

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

ЛАЗЕРНІ ТЕХНОЛОГІЇ КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

Навчальний посібник

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

Укладач: **Г.С. Тимчик**

Електронне мережне навчальне видання

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2022

Рецензент Микитенко В.І., докт. техн. наук, професор кафедри комп'ютерно-інтегрованих оптичних і навігаційних систем, ПБФ, КПІ ім. Ігоря Сікорського
Воронов С.О., докт. техн. наук, професор, кафедри прикладної фізики, ННФТІ, КПІ ім. Ігоря Сікорського

Відповідальний редактор

Антонюк В.С., докт. техн. наук, професор

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
(протокол № 4 від 07.04.2022 р.)
за поданням Вченої ради Приладобудівного факультету
(протокол № 2/22 від 28.02.2022 р.)*

Навчальний посібник забезпечує лекційний курс з дисципліни "Лазерні технології".

Навчальний посібник знайомить студентів з фундаментальними основами і поняттями в області фізичної оптики і техніки генерації лазерного випромінювання, сучасних лазерних технологій в виробництві приладів, які необхідні при проектуванні технологічних процесів виробництва та експлуатації технологічних систем і приладів.

Чітка структурованість лекцій допоможе студентові швидше і легше оволодіти пропонованим матеріалом та застосовувати набуті вміння при розв'язанні реальних науково-технічних задач різного ступеня складності.

Реєстр. № 21/22-385

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
проспект Перемоги, 37, м. Київ, 03056
<https://kpi.ua>

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

ПЕРЕДМОВА

Курс лекцій з дисципліни "Лазерні технології" розроблений на основі багаторічного досвіду викладання автором основ лазерної техніки і технологій для виробництва деталей приладів, а також їх біомедичних застосувань. В конспекті лекцій використано де-які особисто отримані автором результати наукових досліджень і практичних розробок.

Навчальний посібник відповідає програмам за спеціальністю 151 "Автоматизація та компютерно-інтегровані технології"

Навчальний посібник містить чітко викладений теоретичний матеріал, комплект презентаційних матеріалів та необхідні для закріплення знань контрольні питання до кожної лекції.

ЗМІСТ

Розділ 1. Спонтанне та індуктоване випромінювання	10
Лекція 1. Атомні орбіталі і спіни	10
1.1. Історична передмова	10
1.2. Поняття про орбіталь	11
1.2.1. Атомні орбіталі	12
1.2.2. Спін	17
Лекція 2. Енергетичні зони. Люмінесценція	19
2.1. Енергетичні зони кристала	19
2.2. Люмінесценція	21
2.2.1. Класифікація люмінесценції	22
2.2.2. Принцип творення люмінесценції	22
Лекція 3. Види випромінювань	26
3.1. Спонтанне і вимушене випромінювання	26
3.2. Принцип дії квантових генераторів	27
3.3. Принцип дії лазера	29
3.4. Висновок	30
Лекція 4. Розподіл частинок по енергетичних рівнях	32
4.1. Визначення суті енергетичного рівня	32
4.2. Основні поняття квантової теорії	33
4.3. Розподіл частинок по енергетичних рівнях	34
Лекція 5. Структурна схема і принцип дії лазера	40
5.1. Структурна схема типового лазера	40
5.2. Умови генерації	41
5.3. Висновок	43
Розділ 2. Відкриті резонатори	45
Лекція 6. Оптичний резонатор. Форми мод випромінювання	45
6.1. Загальні відомості про оптичний резонатор	45
6.2. Моді резонатора	47
6.2.1. Поперечні моди	47
6.2.2. Повздовжні моди	50
6.3. Селекція мод випромінювання	54

Лекція 7. Типи резонаторів. Критерій стійкості резонатора. Конфокальний резонатор	57
7.1. Типи і схеми резонаторів	57
7.2. Критерій стійкості резонатора	59
7.3. Конфокальний резонатор	60
7.4. Графіки: (номограми)	61
Лекція 8. Селекція вищих поперечних мод лазерного випромінювання пасивним резонатором	64
8.1. Селекція вищих поперечних мод лазерного випромінювання пасивним резонатором	64
Лекція 9. Резонатор і проблема дифракційних втрат	75
9.1. Повздовжні моди	75
9.2. Поперечні моди	76
9.3. Резонатор і проблема дифракційних втрат	77
Лекція 10. Еталон Фабрі-Перо. Симетричний конфокальний резонатор	80
10.1. Резонатори типу Фабрі-Перо	80
10.2. Симетричний конфокальний резонатор	83
Лекція 11. Резонатори з довільними сферичними дзеркалами	88
11.1. Резонатори з довільними сферичними дзеркалами	88
11.2. Діаграма стійкості резонаторів	90
Лекція 12. Нестійкі резонатори (геометричне наближення)	94
12.1. Нестійкі резонатори (геометричне наближення)	94
12.2. Нестійкі резонатори (хвильове наближення)	99
12.3. Резонатори з тепловою лінзою	100
12.4. Висновок	103
Розділ 3. Конструкції лазерів	105
Лекція 13. Теорія лазерної генерації	105
13.1 Введення	105
13.2 Лазер з резонатором Фабрі-Перо	106
13.3 Умови лазерної генерації	107
Лекція 14. Класифікації лазерів	110
14.1. Класифікація лазерів	110
14.2. Три- та чотири- рівневі схеми генерації	111
14.3. За агрегатним станом активного середовища	114

Лазерні технології
Конспект лекцій

14.3.1 Твердотільні лазери	114
14.3.2. Газові лазери	116
14.3.3. Рідинні лазери	118
14.3.4. Напівпровідникові лазери	119
Лекція 15. Способи накачування лазерів	121
15.1. Класифікація за способом накачки	121
15.1.1. Оптичне накачування	121
15.1.2. Когерентне оптичне накачування	123
15.1.3. Електричне накачування	126
15.1.4. Хімічне накачування	128
15.1.5. Теплове накачування	129
15.2. Класифікація за фіз. особливостями активного середовища	130
15.2.1. Твердотільні лазери	130
15.2.2. Напівпровідникові лазери	135
15.2.3. Газові лазери	136
15.2.4. Лазери на нейтральних атомах	138
15.2.5. Іонні лазери	138
15.2.6. Молекулярні лазери	140
15.2.7. Газодинамічні лазери	140
15.2.8. Лазери на парах металів	140
15.2.9. Хімічні лазери	140
15.2.10. Ексимерні лазери	141
Лекція 16. Характеристика основних типів квантових генераторів	142
16.1. Характеристика основних типів квантових генераторів	142
16.1.1. Будова та принцип роботи рубінового лазера	142
16.1.2. Будова та принцип роботи газових лазерів	144
16.1.3. Будова та принцип роботи напівпровідникових лазерів	145
Лекція 17. Деякі лазери, їх принципи роботи і схеми	150
17.1. Накачування і ККД лазера	150
17.2. Рубіновий лазер	151
17.3. Лазер на кристалі граната з неодимом	153
Лекція 18. Типи і параметри сучасних напівпровідникових лазерів	156
18.1. Історія створення і розвитку напівпровідникових лазерів	156
18.2. Параметри напівпровідникових лазерів	158

Лазерні технології
Конспект лекцій

18.3. Принцип дії напівпровідникових лазерів	160
18.4. Класифікація по типу переходу	161
18.4.1. Лазер на гомопереході	161
18.4.2. Лазер на подвійному гетеропереході	163
18.5. Класифікація по способу накачки	166
18.6. Застосування напівпровідникових лазерів	167
18.7. Досягнення в розробці і вдосконаленні напівпровід. лазерів.	172
Лекція 19. Типи резонаторів і форми модових структур випромінювання	174
19.1. Вступ	174
19.2. Умова досягнення порогу генерації	176
19.3. Гелій-неоновий лазер	177
19.4. Ширина спектру випромінювання гелій-неонового лазера	180
19.5. Поздовжні моди	180
19.6. Поперечні моди	182
Розділ 4. Параметри лазерного випромінювання	187
Лекція 20. Параметри лазерного випромінювання	187
20.1. Параметри лазерного випромінювання	187
20.1.1. Фізичні властивості випромінювання	187
20.1.2. Частота імпульсів лазера	188
20.1.3. Потужність лазера	188
20.1.4. Довжина хвилі лазерного випромінювання	188
20.1.5. Спектр лазерного випромінювання (колір лазера)	189
20.1.6. Інтенсивність лазерного випромінювання	189
Лекція 21. Когерентність лазерного світла	190
21.1. Визначення когерентності	190
21.2. Просторова когерентність	193
21.3. Часова когерентність випромінювання лазера	197
Лекція 22. Когерентність. Інтерференція. Голографія	204
22.1. Когерентність	204
22.2. Когерентність світлових хвиль	205
22.3. Інтерференційна картина від двох когерентних джерел	212
22.4. Застосування когерентного випромінювання	214
22.5. Принципи голографії	215

Розділ 5. Фокусування і колімування лазерного випромінювання	219
Лекція 23. Метод еквівалентного конфокального резонатора	219
23.1. Конфокальний резонатор	219
23.2. Графіки розподілу поля на дзеркалах(номограми)	221
23.3. Висновки і рекомендації	221
23.4. Метод еквівалентного конфокального параметра	222
23.5. Еквівалентність по дифракційним втратам	222
Лекція 24. Фокусування лазерного випромінювання	224
24.1. Параметри пучка випромінювання на виході резонатора	224
Лекція 25. Колімування лазерного випромінювання	229
25.1. Оптична схема фокусуєчої системи	229
25.2. Методика розрахунку оптичної схеми	231
25.3. Висновки	233
Розділ 6. Взаємодія лазерного випромінювання з матеріалами	235
Лекція 26. Поглинання лазерного випромінювання і непрозорих матеріалах	235
26.1. Вступ	235
26.2. Термодинаміка нагрівання матеріалу	236
26.3. Плавлення матеріалів пучком сфокусованого лазерного випромінювання	237
26.4. Випаровування матеріалів сфокусованим пучком лазерного випромінювання	238
Лекція 27. Поглинання лазерного випромінювання прозорими матеріалами	241
27.1. Особливості нагріву прозорих матеріалів	241
27.2. Плавлення та випаровування пучком лазерного випромінювання прозорих матеріалів	243
27.3. Пошкодження лазерних оптичних елементів з прозорих матеріалів	245
Лекція 28. Поглинання лазерного випромінювання напівпровідниками	246
28.1. Фізичні особливості процесу поглинання	246
28.2. Структурні зміни напівпровідникових матеріалів, що поглинають лазерне випромінювання	247
Розділ 7. Технологічні операції з лазерним випромінюванням	249
Лекція 29. Лазерні технологічні операції для електронних технологій	249
29.1. Лазерне припасування номіналів резисторів	249

Лазерні технології
Конспект лекцій

29.2. Лазерне скрайбування напівпровідникових пластинок	252
29.3. Лазерне скрайбування керамічних пластин	254
Лекція 30. Лазерні технологічні операції у виробництві радіоелектронних елементів	256
30.1. Поверхнєве нагрівання (відпал) напівпровідників	256
30.2. Виготовлення масок	258
30.3. Дослідження напівпровідникових пластин	258
30.4. Припасування ємності керамічних конденсаторів	259
30.5. Припасування номіналів резисторів, об'єднаних в RC ланцюзі	259
Лекція 31. Технологічні операції свердління та різання металів за допомогою лазера	260
31.1. Лазерне свердління отворів	260
31.2. Лазерне різання металів	263
Лекція 32. Технологічні операції зварювання матеріалів лазерним випромінюванням	267
32.1. Лазерне точкове зварювання	267
32.2. Безперервне лазерне зварювання	270
Лекція 33. Лазерні операції термообробки матеріалів	273
33.1. Лазерне загартування матеріалів	273
33.2. Лазерне оплавлення поверхні металів	274
33.3. Маркування	275
33.4. Нарізка та гравіювання скла	275

РОЗДІЛ 1

СПОНТАННЕ ТА ІНДУКТОВАНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Лекція 1

АТОМНІ ОРБІТАЛІ І СПІНИ

Мета лекції: розгляд історичних передмов та поняття атомних орбіталей та спінів.

Зміст лекції:

- 1.1. Історична передмова
- 1.2. Поняття про орбіталь
 - 1.2.1. Атомні орбіталі
 - 1.2.2. Спін

1.1 Історична передмова

До кінця XIX сторіччя в науці панувало метафізичне уявлення про атом. Вважали, що атом - це найменша неподільна частина простої речовини. Вивчаючи перші моделі будови атома було з'ясовано, що не можна автоматично поширювати закони природи, справедливі для великих тіл – об'єктів макросвіту, на малі об'єкти мікросвіту. Тому й виникла необхідність у розробленні нової фізичної теорії для описання властивостей і поведінки об'єктів мікросвіту. Цією теорією стала *квантова*, або *хвильова механіка*, яка ґрунтується на таких *принципах*:

- квантування енергії Планка;
- подвійності властивостей, або корпускулярно-хвильового дуалізму;
- електрона (рівняння Де Бройля);
- невизначеності Гейзенберга;

- хвильового характеру руху електрона (рівняння Шредінгера).

Уявлення про будову атома пройшли складний шлях розвитку. Дуже важливу роль у розвитку теорії будови атома відіграла планетарна модель атома Резерфорда.

Проте ця модель не дозволяє пояснити багато властивостей хімічних елементів. Сучасна модель атома базується на уявленнях про мікросвіт – світ частинок мікроскопічних розмірів, які не піддаються законам макросвіту. Тому з'ясувалось, що неможливо простежити рух електрона в атомі, у нього відсутня траєкторія руху.

Можна лише говорити про ймовірність знаходження електрона в тому чи іншому місці від ядра.

1.2 Поняття про орбіталь

Орбіталь – це простір навколо ядра, в якому найімовірніше перебування електрона.

Поряд з поняттям орбіталь в квантовій механіці застосовується уявлення про електронну хмару – модель стану електрона в атомі, густина відповідних ділянок якої пропорційна імовірності *перебування там електрона*. Тобто максимальна густина електронної хмари пропорційна квадрату хвильової функції.

Одна з можливих форм електронної хмари показана на рис.1.1. Очевидно, чим міцніший зв'язок електрона з ядром, тим електронна хмара менша за розміром і компактніша за розподіленням енергії.

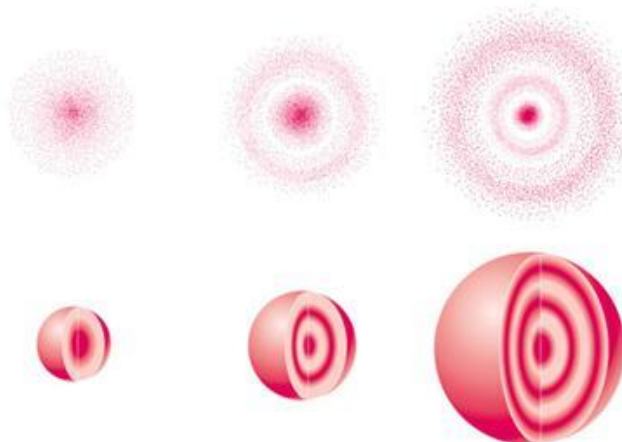


Рис.1.1 – Моделі електронних хмар для $n = 1, 2$ і 3

1.2.1. Атомні орбіталі

Згідно з квантово-механічною теорією атомну орбіталь і стан електрона в атомі можна однозначно описати за допомогою набору чотирьох квантових чисел – енергетичних характеристик стану електрона в атомі. Три з них (n – головне, l – орбітальне, m – магнітне) безпосередньо впливають з рівняння Шредінгера, яке описує електрон як хвилю у трьох координатах. Тому для повної характеристики енергетичного стану електрона в атомі потрібні три цілих числа. А четверте квантове число (s – спінове) характеризує деякі особливі магнітні властивості електрона.

Головне квантове число n . Згідно з умовами квантування електрон в атомі може перебувати лише у визначених квантових станах, які відповідають певним значенням його енергії зв'язку з ядром. Перехід електрона з одного квантового стану в інший пов'язаний з стрибкоподібною зміною енергії. Отже, основною характеристикою електрона, який обертається навколо ядра, є його енергія.

Головне квантове n визначає загальну енергію електрона в певному квантовому стані і характеризує радіус квантового рівня, тобто середню відстань від ядра до ділянки підвищеної електронної густини.

Для атома в нормальному (основному) стані головне квантове число n набуває усіх цілочислових значень від 1 до 7. Для атома у збудженому стані n може набувати значення від 1 до нескінченності.

Стан електрона, який характеризується певним значенням головного квантового числа, називається **енергетичним рівнем електрона в атомі**.

Для позначення енергетичних рівнів, що відповідають різним значенням n , інколи використовують латинські літери (табл. 1.1). Зрозуміло, що значення головного квантового числа $n=1$ відповідає першому, найближчому до ядра, енергетичному рівню, $n=2$ – другому, значення $n=\infty$ вказує на повне видалення електрона з атома.

Таблиця 1.1 – Позначення енергетичних рівнів у атомі

Головне квантове число n	1	2	3	4	5	6	7
Позначення енергетичного рівня	К	L	M	N	O	P	Q

Найменшу енергію електрон має при $n=1$; із зростанням n енергія електрона збільшується. При $n=\infty$ припускають, що електрону надано енергію, достатню для його повного відділення від ядра (іонізація атома).

Головне квантове число визначає й розміри електронної хмари.

Квантові переходи електрона в атомі відповідають стрибкоподібній зміні середнього розміру електронної хмари: зменшення енергії зв'язку електрона з ядром викликає збільшення об'єму хмари і навпаки.

Орбітальне квантове число l . Електрони, які перебувають на одному й тому самому енергетичному рівні, можуть відрізнятися один від одного за енергією зв'язку з ядром, тому що вони екрануються від ядра тими електронами, які розміщуються найближче від ядра. Отже, основні енергетичні рівні складаються з деякого числа енергетичних підрівнів.

Орбітальне (азимутальне, побічне) квантове число l характеризує енергію електрона на енергетичному підрівні і визначає форму електронної хмари.

Орбітальне квантове число може набувати n цілочислових значень від 0 до $(n-1)$. Кожному значенню l відповідає певний підрівень, який позначається латинською буквою s, p, d, f тощо.

Таблиця 1.2 – Позначення енергетичних підрівнів

Орбітальне (побічне) квантове число l	1	2	3	4	5	6
Позначення енергетичного підрівня	s	p	d	f	g	h

Для певного значення головного квантового числа n орбітальне квантове число l може мати n значень, тобто кількість підрівнів на будь-якому енергетичному рівні дорівнює номеру цього рівня.

Наприклад, на п'ятому енергетичному рівні ($n=5$) орбітальне квантове число може набувати п'ять значень від 0 до $(5-1=4)$, тобто до $(n-1)$. Отже, на п'ятому енергетичному рівні міститься п'ять підрівнів, кожен з яких має своє позначення: $5s$ ($l=0$), $5p$ ($l=1$), $5d$ ($l=2$), $5f$ ($l=3$) і $5g$ ($l=4$). Значення головного n і орбітального l квантових чисел для перших чотирьох енергетичних рівнів наведені в табл. 1.3.

Таблиця 1.3 – Значення головного і орбітального квантових чисел для чотирьох енергетичних рівнів

Головне квантове число n (і номер енергетичного рівня)	Орбітальне квантове число l	Позначення енергетичних підрівнів
1	0	1s
2	0, 1	2s 2p
3	0, 1, 2	3s 3p 3d
4	0, 1, 2, 3	4s 4p 4d 4f

Відповідно до буквених позначень енергетичних підрівнів електрони, які перебувають на них, називаються s-, p-, d-, f - електронами, причому для кожного енергетичного рівня n найменшу енергію мають s-електрони, потім p-, d - і f - електрони.

Квантово-механічні розрахунки визначають форму орбіталей: s – орбіталі мають форму кулі (сферична симетрія), p - орбіталі – гантелі, d - орбіталі – пелюсткову форму, а f - орбіталі – більш складнішу форму (рис. 1.2-1.4).

Стан електрона в атомі, що відповідає певним значенням n і l , записують так: спочатку цифрою позначають головне квантове число, а потім буквою – орбітальне.

Наприклад, запис $3p$ позначає електрон, який характеризується головним квантовим числом $n=3$ (перебуває на третьому енергетичному рівні) і орбітальним квантовим числом $l=1$ (орбіталь має форму гантелі).

Магнітне квантове число m . З рівняння Шредінгера випливає, що орієнтація орбіталі в атомі не може бути довільною, оскільки рух електрона навколо ядра викликає появу магнітного поля. Тому стан електрона залежить від його орбітального магнітного моменту.

Магнітне квантове число m характеризує енергію електрона на орбіталі і визначає просторове розміщення орбіталі відносно магнітного поля, тобто величину проекції орбітального моменту кількості руху на напрямок магнітного поля.

Магнітне квантове число може набувати таких значень: $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$. Число значень залежить від орбітального квантового числа l і дорівнює $(2l+1)$ (табл. 1.4).

Таблиця 1.4 – Кількість орбіталей на енергетичному підрівні залежно від значень орбітального і магнітного квантових чисел

Орбітальне квантове число l і позначення підрівня	Магнітне квантове число m	Кількість орбіталей на енергетичному підрівні при даному значенні l
$l = 0$ (s-підрівень)	0	1
$l = 1$ (p-підрівень)	-1, 0, +1	3
$l = 2$ (d-підрівень)	-2, -1, 0, +1, +2	5
$l = 3$ (f-підрівень)	-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3	7

Орбіталі з однаковою енергією називаються виродженими. Тому можна сказати, що p - стан вироджено три рази, d - стан – п'ять, а f - стан – сім разів.

На відміну від кулястої s - орбіталі, p -, d -, f - орбіталі мають певну орієнтацію у просторі (рис.1.2-1.4), за характером якої p - орбіталі позначають p_x , p_y , p_z (витягнуті вздовж осей x , y , z). Напрямок d - орбіталей не тільки збігається з осями координат, а й лежить між ними: d - орбіталі, орієнтовані вздовж осей координат, позначають $d_{x^2-y^2}$ (витягнуті вздовж осей x і y) і d_{z^2} (витягнуті вздовж осі z); d - орбіталі, орієнтовані між осями координат, позначають d_{xy} , d_{yz} , d_{zx} (розташовані на бісектрисах між осями координат).

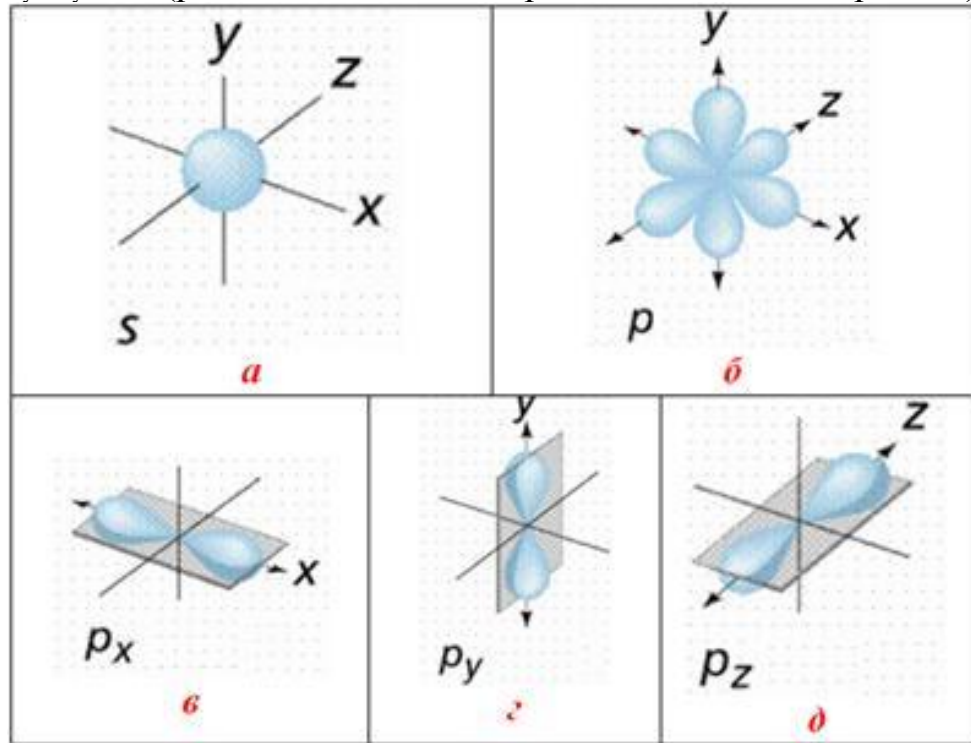


Рис.1.2 – Форми орбіталей: а) сферична s - орбіталь, яка має найменшу енергію і розміщується ближче до ядра порівняно з іншими орбіталями даного енергетичного рівня; б) три p - орбіталі: чим вище енергія p - електрона, тим скоріше він обертається навколо ядра і тим сильніше витягується область його існування, утворюючи гантелеподібну форму; в) p_x - орбіталь; г) p_y - орбіталь; д) p_z - орбіталь

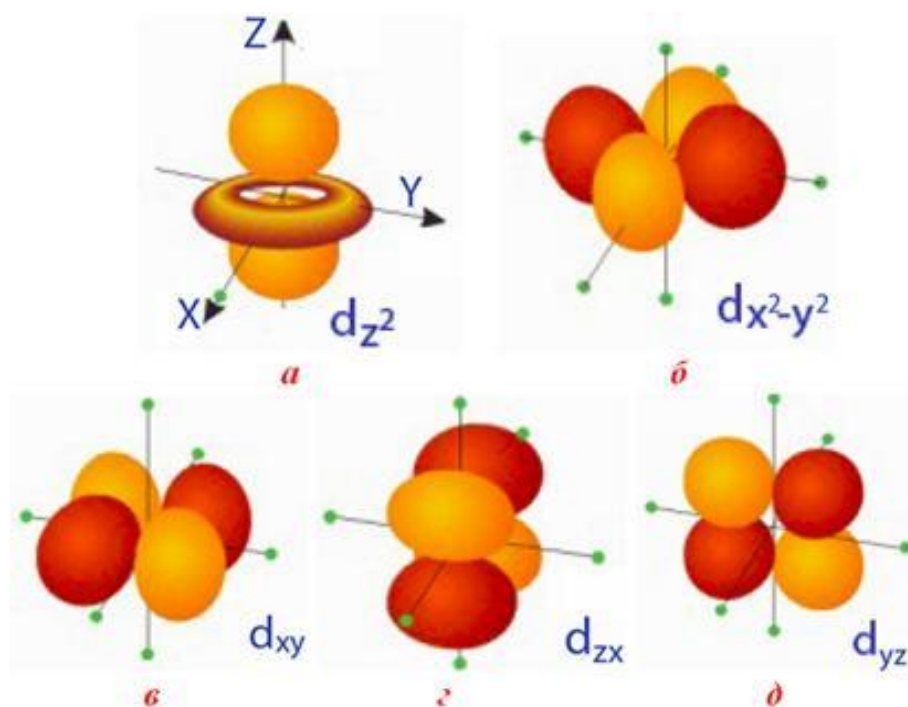


Рис.1.3 – П'ять d - орбіталей з однаковою енергією, але різної форми: чотири з них мають пелюсткову форму, а остання – форму гантелі, пропущеної крізь кільце. Напрявленість d - орбіталей може не тільки співпадати з осями координат, а й розміщуватися між ними: а) d - орбіталь, розташовану уздовж вісі z, позначають d_z^2 ; б) d - орбіталь, орієнтовану уздовж осей x і y, позначають $d_{x^2-y^2}$; в, г, д) три d - орбіталі, витягнуті між осями координат, позначають d_{xy} , d_{yz} і d_{xz}

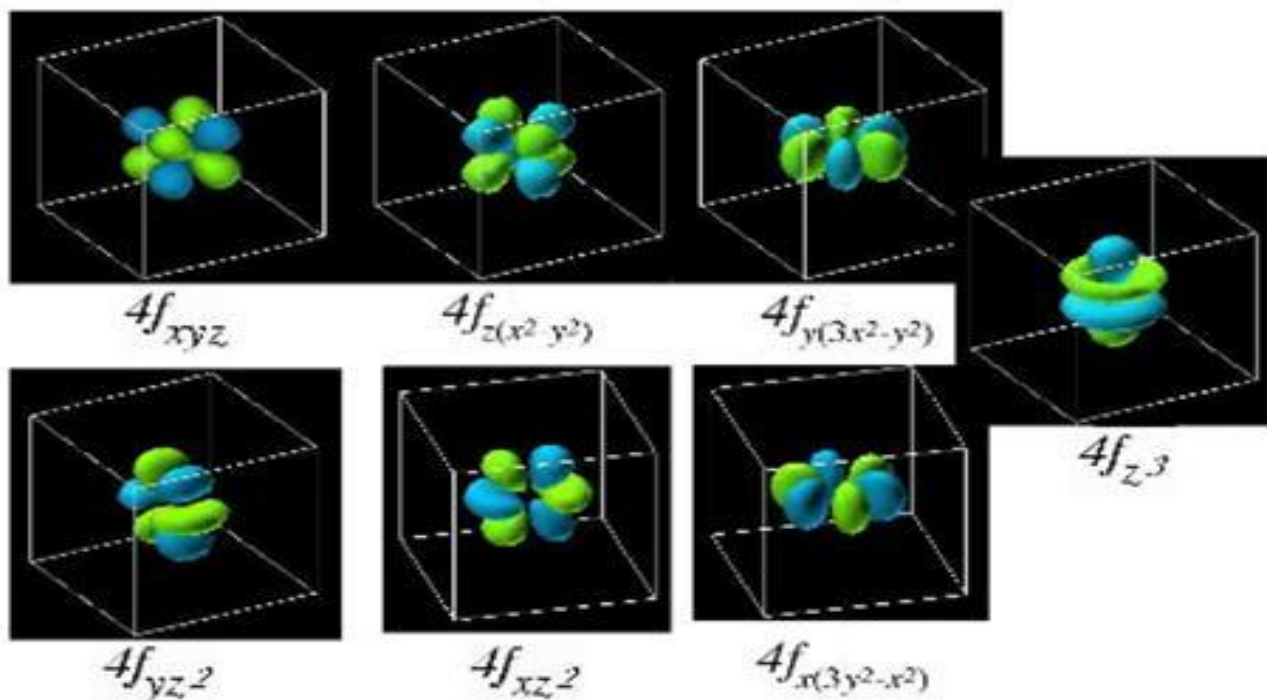

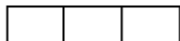
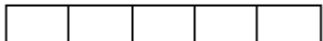



Рис.1.4 – Загальний вид і позначення f – орбіталей

Орбіталі умовно зображають як енергетичні (або квантові) комірки у вигляді квадратів (табл. 1.5). Кількість енергетичних комірок дорівнює кількості орбіталей на даному енергетичному підрівні (або числу значень магнітного квантового числа m).

Таблиця 1.5 – Графічне зображення орбіталей у вигляді квантових комірок, над якими записані відповідні значення магнітного квантового числа m

Енергетичний підрівень	Графічне позначення орбіталей
Орбіталі s -підрівня	$m = 0$ 
Орбіталі p -підрівня	$m = -1 \ 0 \ +1$ 
Орбіталі d -підрівня	$m = -2 \ -1 \ 0 \ +1 \ +2$ 
Орбіталі f -підрівня	$m = -3 \ -2 \ -1 \ 0 \ +1 \ +2 \ +3$ 

1.2.2. Спін

Спінове квантове число, або просто *спін* m_s . Його назва походить від англ. *spin* – крутіння, обертання. На основі вивчення тонкої структури атомних спектрів встановлено, що стан електронів у атомі, крім обертання навколо ядра, яке визначається квантовими числами n, l, m , залежить також від власного руху – спіну. Спочатку для наочності вважали, що це явище аналогічне обертанню Землі навколо своєї осі під час руху навколо Сонця. На теперішній час думки щодо фізичного змісту спінового квантового числа діаметрально протилежні у багатьох науковців, що займаються квантовою хімією. Одні доводять, що спін – це суто квантово-механічна ознака електрона, яка не має класичних аналогів, а тільки відображає наявність у електрона власного моменту кількості руху. Інші впевнені, що m_s характеризує обертання електрона навколо власної вісі за годинниковою стрілкою чи проти неї (рис.1.5), залежно від чого спіновому квантовому числу приписують знак «+» чи «-».

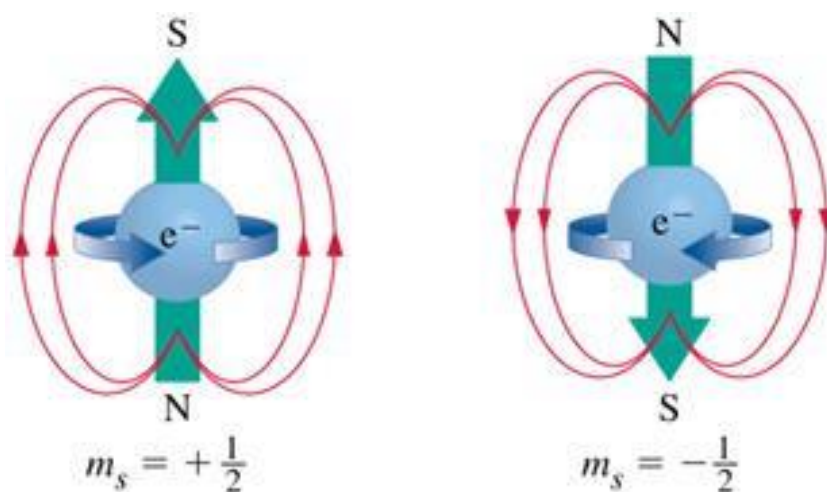
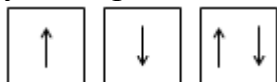


Рис.1.5 – Гіпотетична модель спінового квантового числа, яка достовірно не доведена, але і доказово не спростована

Спінове квантове число (m_s або s) – це власний момент імпульсу електрона, який не пов'язаний з його рухом у просторі.

Спінове квантове число може мати тільки два значення: $+1/2$ і $-1/2$. Спін зображують протилежно напрямленими стрілками:



Спіни електронів, напрямлені в один бік, називаються *паралельними*, а у протилежні боки – *антипаралельними*.

Закріплення матеріалу

- 1.1. Що таке орбіталь і електронна хмара.
- 1.2. Визначення енергетичного рівня електрона.
- 1.3. Головне і орбітальне квантові числа, їх зміст і призначення.
- 1.4. Спін і спінове квантове число.

РОЗДІЛ 1

СПОНТАННЕ ТА ІНДУКТОВАНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Лекція 2

ЕНЕРГЕТИЧНІ ЗОНИ. ЛЮМІНЕСЦЕНЦІЯ

Мета лекції: розгляд термінів люмінесценція та енергетичні зони кристала; принципи їх творення і класифікація люмінесценції.

Зміст лекції:

2.1. Енергетичні зони кристала

2.2. Люмінесценція

2.2.1. Класифікація люмінесценції

2.2.2. Принцип творення люмінесценції

2.1 Енергетичні зони кристала

Ізольований атом є потенціальною ямою, в якій електрон займає один із дискретних енергетичних станів. Енергетичну схему кристала можна подати у вигляді періодично розташованих потенціальних ям, розділених потенціальними бар'єрами. У кристалах відстань між атомами дуже мала ($r_0 \sim 0,1$ нм), у зв'язку з чим кожний із них виявляється в сильному полі сусідніх атомів. На прикладі кристала Na можна проілюструвати вплив цього поля на енергетичні рівні електронів кожного атома (рис 2.1).

Якщо відстань між атомами $r \gg r_0$, то електрони розміщені на енергетичних рівнях, ширина яких $\Delta E \approx 0$. Це впливає із співвідношення невизначеностей для енергії $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar/2$, де Δt - час знаходження електрона в енергетичному стані з енергією від E до $E \pm \Delta E$.

Величина ΔE визначає ширину енергетичного рівня, якщо відомий час знаходження на ньому електрона. В ізольованому атомі електрон в нормальному (незбудженому) стані може знаходитись як завгодно довго, і ширина енергетичного рівня ΔE буде як завгодно мала.

Коли утворюється кристал ($r \gg r_0$), то різниця між повною енергією електрона в атомі і висотою потенціального бар'єра меншає, а сам бар'єр звужується настільки, що стає можливим тунельний перехід електронів із одного атома в інший

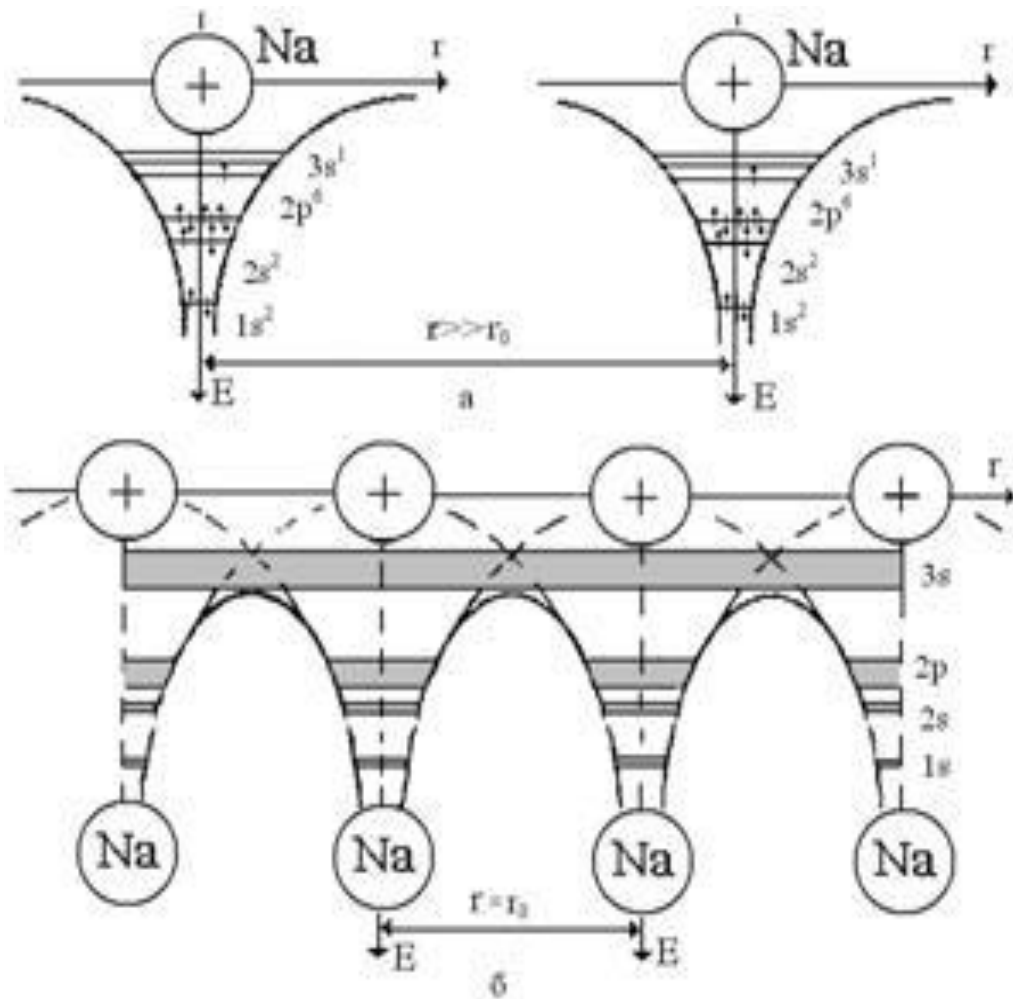


Рис. 2.1 - Схема енергетичних рівнів для атомів натрію:
 а) – вільні атоми; б) – зниження висоти потенціального бар'єру.

Таким чином, валентні електрони в кристалі не локалізовані в конкретному атомі, а переходять від одного атома до іншого, тобто переміщуються від вузла до вузла кристалічної решітки. Швидкість такого руху $\sim 10^5$ м/с, і знаходиться електрон в даному вузлі впродовж 10^{-15} с.

Але принцип Паулі при цьому не порушується, оскільки відбувається якісна зміна енергетичних рівнів електронів в атомах.

Отже, енергетичний рівень електрона при утворенні кристала із окремих атомів розщеплюється в енергетичну зону.

2.2 Люмінесценція

Люмінесценція (від латинського *lumen* — світло і *-escent* — суфікс, що означає слабку дію), випромінювання, що є надлишком над тепловим випромінюванням тіла і що продовжується протягом часу, що значно перевищує період світлових коливань. Перша частина визначення відокремлює люмінесценцію від теплового рівноважного випромінювання і показує, що поняття люмінесценція застосовано лише до сукупності атомів (молекул), що знаходяться в змозі, близькому до рівноважного, оскільки при сильному відхиленні від рівноважного стану говорити про теплове випромінювання не має сенсу.

Теплове випромінювання у видимій області спектру помітно лише при температурі тіла в декілька сотень або тисяч градусів, тоді як люмінесціювати воно може при будь-якій температурі.

Друга частина визначення (ознака тривалості) була введена С. І. Вавіловим, щоб відокремити люмінесценцію від різних видів розсіяння світла, віддзеркалення світла, параметричного перетворення світла, гальмівного випромінювання і Черенкова — Вавілова випромінювання .

Первинне поняття Люмінесценція відносилось лише до випромінювання видимого світла, в даний час воно застосовується і до випромінювання в ближньому ультрафіолетовому і інфрачервоному діапазонах.

Природні явища люмінесценції — північне сяяння, свічення деяких комах, мінералів, гниючого дерева — були відомі з дуже давніх часів, проте систематично вивчати її стали з кінця 19 століття (Е. і А. Беккерелі, Ф. Ленард, В. Крукс та інші). Інтерес до дослідження свічення різних речовин привів до відкриття рентгенівських променів, а в 1896 р. А. Беккерель, що займався вивченням люмінофорів, відкрив явище радіоактивності. У встановленні основних законів люмінесценції, а також в розвитку її вживань виняткове значення мали роботи радянської школи фізиків, створеної С. І. Вавіловим.

2.2.1. Класифікація люмінесценції

Її можна класифікувати за типом збудження, механізму перетворення енергії, тимчасовим характеристикам свічення. По вигляду збудження розрізняють:

- фотолюмінесценцію (збудження світлом),
- радіолюмінесценцію (збудження проникаючою радіацією),
- рентгенолюмінесценцію (збудження рентгенівськими променями),
- катодолюмінесценцію (збудження електронним пучком),
- іонолюмінесценцію (збудження прискореними іонами),
- альфа-люмінесценцію (збудження альфа-частками) і так далі;
- електролюмінесценцію (збудження електричним полем);
- триболюмінесценцію (збудження механічними деформаціями);
- хемілюмінесценцію (збудження в результаті хімічних реакцій);
- кандолюмінесценцію (збудження при рекомбінації радикалів на поверхні).

По тривалості свічення розрізняють флуоресценцію (швидко затухаючу) і фосфоресценцію (тривалу). Ділення це умовне, оскільки не можна вказати строго певної часової межі: вона залежить від тимчасового дозволу реєструючих приладів.

По механізму елементарних процесів розрізняють резонансну, спонтанну, вимушену і рекомбінаційну люмінесценцію.

2.2.2. Принцип творення люмінесценції

Елементарний акт Люмінесценції складається з поглинання енергії з переходом атома (молекули) з основного стану в збуджений стан, безвипромінювального переходу на рівень 2 і випромінювального переходу в основний стан 1. У окремому випадку випромінювання може відбуватися під час переходу атома (молекули) з рівня 3 на рівень 1. В цьому випадку її називають резонансною. Резонансна люмінесценція спостерігається найчастіше в атомних парах (Hg, Cd, Na і інших), в деяких простих молекулах, домішкових кристалах.

В більшості випадків вірогідність переходу атома (молекули) з рівня 3 на рівень 2 більше вірогідності прямого переходу на основний рівень 1. Рівень 2 найчастіше лежить нижче за рівень поглинання 3, тому частина енергії втрачається на тепло (збуджуються коливання атомів) і квант світла має меншу

енергію (і велику довжину хвилі), чим кванти збуджуючого світла. Проте можливе спостереження антистоксової люмінесценції. В цьому випадку за рахунок поглинання коливальної енергії молекула переходить на вищий відносно рівня 3 випромінюючий рівень 2; енергія випущеного кванта при антистоксовій люмінесценції більше енергії збуджуючого кванта, її інтенсивність мала.

Рівень випромінювання 2 може належати як тому ж атому (молекулі), який поглинув енергію збудження (у такому разі атом називається центром свічення, а перехід внутрішньоцентровим), так і іншим атомам. У простому випадку, коли енергія збудження залишається в тому ж атомі, люмінесценція називається спонтанною. Цей вигляд характерний для атомів і молекул в парах і розчинах і для домішкових атомів в кристалах. В деяких випадках атом (молекула), перш ніж перейти на рівень випромінювання 2 виявляється на проміжному метастабільному рівні 4 і для переходу на рівень випромінювання йому необхідно повідомити додаткову енергію, наприклад енергію теплового руху або інфрачервоного світла. Люмінесценція, що виникає при таких процесах, називається метастабільною (що стимулює).

Процес люмінесценції у різних речовинах відрізняється в основному механізмом переходу частки з рівня поглинання 3 на рівень випромінювання 2. Передача енергії іншим атомам (молекулам) здійснюється електронами при електронно-іонних ударах і при процесах іонізації і рекомбінації або обмінним дорогою при безпосередньому зіткненні збудженого атома з незбудженим. Із-за малої концентрації атомів в газах процеси резонансної і обмінної передачі енергії грають малу роль. Вони стають істотними в середовищах, що конденсують. У них енергія збудження може передаватися також за допомогою коливань ядер. І, нарешті, в кристалах визначає стан передача енергії за допомогою електронів провідності, дірок і електронно-діркових пар (екситонів). Якщо завершальним актом передачі енергії є рекомбінація (відновлення часток, наприклад електронів і іонів або електронів і дірок), то супроводжуюча цей процес люмінесценція називається рекомбінаційною.

Здібність до люмінесценції виявляють різні речовини. Щоб речовина була здатна люмінесціювати, його спектри повинні носити дискретний характер, тобто його рівні мають бути розділені зонами заборонених енергій. Тому метали в твердій і рідкій фазі, що володіють безперервним енергетичним спектром, не дають її: енергія збудження в металах безперервним чином переходить в тепло.

Другою необхідною умовою є перевищення вірогідності випромінювальних переходів над вірогідністю безвипромінювальних. Підвищення вірогідності безвипромінювальних переходів спричиняє за собою гасіння. Вірогідність безвипромінювальних переходів залежить від багатьох чинників, наприклад зростає при підвищенні температури (температурне гасіння), концентрації люмінесцюючих молекул (концентраційне гасіння) або домішок (домішкове гасіння). Таке гасіння пов'язано з передачею енергії збудження молекулам або її втратою при взаємодії люмінесцюючих молекул між собою і з тепловими коливаннями середовища.

Отже, здібність до люмінесценції залежить як від природи люмінесцюючих речовин і їх фазового стану, так і від зовнішніх умов.

Яскравість люмінесценції кристалів залежить від наявності в них домішок (так званих активаторів), енергетичні рівні яких можуть служити рівнями поглинання, проміжними або випромінювальними рівнями. Роль цих рівнів можуть виконувати також енергетичні зони (валентна і провідність).

В кристалах фосфора збудження світлом, електричним струмом або пучком часток створює вільні електрони, дірки і екситони. Електрони можуть мігрувати по ґратах, осідаючи на пастках 4. Люмінесценція, що відбувається при рекомбінації вільних електронів з дірками, називається міжзонною. Якщо рекомбінує електрон з діркою, захопленою центром свічення (атомом домішки або дефектом ґрат), відбувається люмінесценція центру. Рекомбінація екситонів дає екситон люмінесценції. Спектр кристалічних фосфорів складається з міжзонної, екситона і домішкової смуг.

Вивчення спектру, кінетики і поляризації випромінювання люмінесценції дозволяє досліджувати спектр енергетичного стану речовини, просторову структуру молекул, процеси міграції енергії. Для дослідження люмінесценції застосовуються прилади, реєструючі свічення і його розподіл по спектру, — спектрофотометри. Для виміру часів загасання застосовуються тауметри і флуорометри. Люмінесцентні методи є одними з найбільш важливих у фізиці твердого тіла. Люмінесценція деяких речовин лежить в основі дії лазерів.

Закріплення матеріалу

- 2.1. Визначення енергетичного рівня електрона.
- 2.2. Що таке люмінісценція.
- 2.3. Які типи люмінісценції бувають.
- 2.4. Умови виникнення люмінісценції.
- 2.5. Наведіть приклади застосування люмінісценції в приладобудуванні.

РОЗДІЛ 1

СПОНТАННЕ ТА ІНДУКТОВАНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Лекція 3

ВИДИ ВИПРОМІНЮВАНЬ

Мета лекції: поняття спонтанного і вимушеного випромінювання; вивчення принципів дії квантових генераторів та лазера.

Зміст лекції:

- 3.1. Спонтанне і вимушене випромінювання
- 3.2. Принцип дії квантових генераторів
- 3.3. Принцип дії лазера
- 3.4. Висновок

3.1 Спонтанне і вимушене випромінювання

Як відомо, перехід квантової системи (атома, іона, молекули) з одного енергетичного стану в інший супроводжується випромінюванням або поглинанням кванта електромагнітного випромінювання.

Перейти на нижчий енергетичний рівень та випромінити квант енергії квантова система може і під впливом зовнішнього електромагнітного поля (рис .3.1). Таке випромінювання називається вимушеним (індукованим). Характерною особливістю вимушеного випромінювання є те, що воно тотожне первинному падаючому на речовину випромінюванню, тобто збігається з ним за частотою, напрямками поширення і поляризації та когерентне у всьому об'ємі речовини. Цю особливість використовують у джерелах потужного когерентного випромінювання - квантових генераторах (лазерах, мазерах).

Як відомо, за рахунок поглинутої енергії частина атомів речовини переходить у збуджений стан (вищий за енергією).

Збуджений атом може віддати свою енергію, що дорівнює $h\nu = E_2 - E_1$ сусіднім атомам під час зіткнення чи випромінити фотон у будь-якому напрямі. Якщо зовнішня електромагнітна хвиля має частоту $\nu = \frac{E_2}{h} - \frac{E_1}{h}$, то вона ніби «струшує» із збудженого атома подібні до себе кванти випромінювання, не затрачаючи на це енергії.

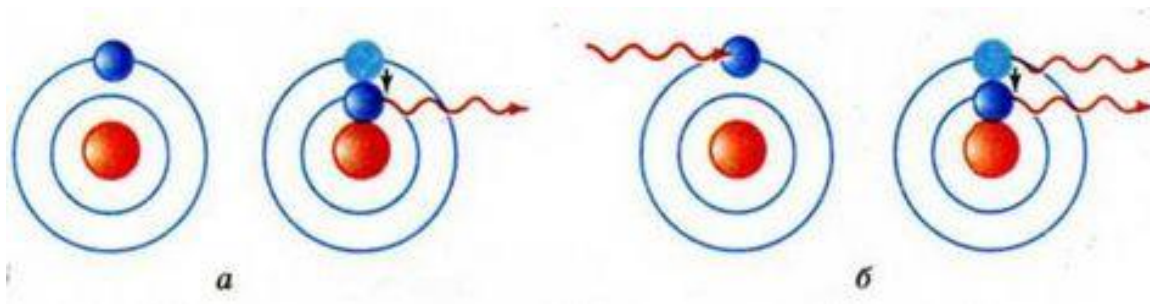


Рис. 3.1 Механізм спонтанного (а) та вимушеного (б) випромінювання.

Під її дією атоми узгоджено переходять на нижчі енергетичні рівні, випромінюючи хвилі, які збігаються за частотою і фазою із падаючою хвилею.

У випадку квантової системи, що має два енергетичні рівні (загальна кількість рівнів завжди велика, але йдеться про «діючі» рівні), якою б потужною не була зовнішня хвиля, кількість збуджених атомів буде не більшою від незбуджених. Бо хвиля одночасно збуджує атоми і спричинює індуковані переходи з верхнього рівня на нижній.

Для створення потужного індукованого випромінювання необхідна така квантова система, в якій кількість атомів у збудженому стані перевищувала б кількість атомів в основному стані (система з інверсним станом). Такою може бути квантова система з трьох енергетичних рівнів.

3.2 Принцип дії квантових генераторів

Можливість індукованого (вимушеного) випромінювання передбачив ще 1917 р. А. Ейнштейн. Можливість створення інверсного заселення передбачив радянський фізик В.О.Фабрикант у 1939 р. Таким чином зародилась нова галузь фізики - квантова електроніка, розвиток якої привів до створення квантових генераторів - мазерів та лазерів.

У 1951-1954 рр. радянські фізики М. Г. Басов і О. М. Прохоров запропонували застосовувати для збудження атомів газорозрядну лампу, яка

оточує прозорий стрижень. Під час спалаху цієї лампи атоми стрижня переходять у збуджений стан, після чого можливе підсилення світла. 1954 року М. Г. Басов і О. М. Прохоров та американський фізик Ч. Таунас сконструювали прилад, який працював на довжині хвилі $\lambda = 1,27$ см, його назвали «мазер», а у 1960 р. в США вдалось побудувати прилад, який випромінював в оптичному діапазоні, - його назвали «лазер».

В авторському свідоцтві СРСР на винахід №123209 від 18.06.1951 р виданому В. А. Фабрикант і його співробітникам записано: "Спосіб посилення електромагнітних випромінювань (ультрафіолетового, видимого, інфрачервоного і радіодіапазонів хвиль), що відрізняється тим, що посилене випромінювання пропускають через середовище в якому за допомогою допоміжного випромінювання або іншим шляхом створюють надлишкову порівняно з рівноважною концентрацію атомів інших частинок або їх систем на верхніх енергетичних рівнях, відповідних порушеними станів".

Це формулювання практично охоплює все, що можна уявити собі під терміном "квантове підсилення".

Історично першим був створений генератор на базі аміаку (NH_3). Молекула його представляє собою автоколивальну систему, стабільність коливань якої забезпечується процесом самонастроювання частоти. Атом азоту робить коливання між двома положеннями 1 і 2 через площину підстави молекули аміаку в вузлах якої розташовані атоми водню. Ці коливання відбуваються зі строго визначеною частотою 23870 МГц. Радіохвилі поля резонатора цієї ж частоти поглинаються азотом і підтримують ці коливання. Процес поглинання визначається нелінійною залежністю частоти від параметра квантової системи - діелектричної проникності ϵ .

Квантові генератори - це джерела когерентного електромагнітного випромінювання з точно певною частотою і високою напрямленістю.

Лазер - квантовий генератор когерентних хвиль оптичного діапазону. Назва «лазер» є аббревіатурою англійської фрази «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation» - підсилення світла за допомогою індукованого (вимушеного) випромінювання.

Мазер - генератор когерентного вузьконапрявленого монохроматичного електромагнітного випромінювання сантиметрового радіодіапазону (ультракороткі хвилі). Принцип дії подібний до принципу дії лазера і ґрунтується на вимушеному випромінюванні.

3.3 Принцип дії лазера

Рубіновий лазер складається з штучного рубінового стержня (окис алюмінію з домішками хрому), торці якого точно паралельні, гладенько відполіровані і покриті сріблом, причому лівий торець роблять непрозорим, а правий (вихідний) - напівпрозорим.

Світлове випромінювання лазера створюється атомами Хрому. Саме атоми Хрому в кристалі мають три енергетичні рівні (рис. 3.2), для збудження яких використовують спеціальну потужну газорозрядну лампу, що має форму спіралі і дає синьо-зелене світло.

При опроміненні світлом ксенонової лампи, атоми Хрому переходять з основного енергетичного рівня 1 на збуджений рівень 3. На рівні 3 електрон «живе» дуже мало, приблизно 10^{-8} с, після цього самовільно без випромінювання переходить до стану 2 (енергія при цьому передається кристалічній ґратці). На рівні 2 електрони можуть перебувати тривалий час (приблизно 10^{-3} с), чим забезпечується інверсний (перенаселений) стан. У цьому випадку кристал рубіну є активним середовищем. Якщо тепер декілька електронів перейдуть із стану 2 в стан 1, вони стимулюють вимушене випромінювання інших атомів і починається лазерна генерація.

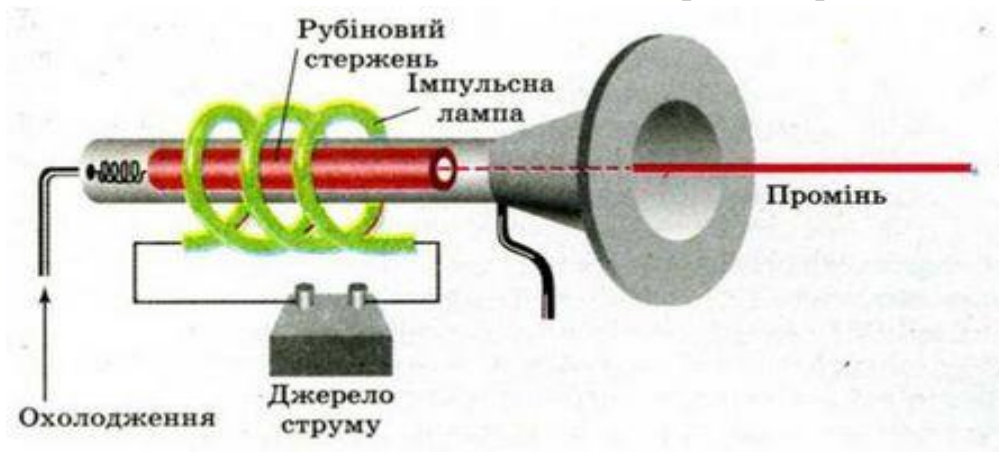


Рис. 3.2 Схема рубінового лазера

Внаслідок переходів $2 > 1$ випромінюються фотони у різних напрямках. Ті з них, які йдуть під кутом до осі кристала, виходять з нього і для наступних процесів не мають ніякого значення. А хвиля, що проходить вздовж осі кристала, багато разів відбивається від спеціальних дзеркал, які наносяться на торцях кристала і утворюють так званий резонатор. Хвиля індукованого випромінювання збуджених атомів хрому швидко підсилюється. Через один із

торців стрижня (напівпрозорий) виходить потужний короткочасний імпульс червоного світла. Рубіновий лазер працює в імпульсному режимі. Але є лазери безперервної дії. Наразі розроблено різні лазери на склі, газах, напівпровідниках і т. ін. Коефіцієнт корисної дії газового лазера на CO_2 досягає 20%, саме їх використовують в промисловості.

Лазер - це одне з найбільших досягнень сучасної фізики. За допомогою лазера дістають когерентні хвилі, які завдяки високому ступеню напрямленості можуть сфокусувати всю енергію лазерного випромінювання в пляму розмірами, близькими до довжини хвилі. Це приводить до того, що результуюче значення напруженості поля E у світлі лазера настільки велике, що може відірвати електрон від атома, нагріти середовище до температури випаровування тощо.

Лазерне випромінювання має такі властивості:

- лазери здатні створювати пучки світла з дуже малим кутом розбіжності;
- світло лазера є монохроматичним;
- лазер є найпотужнішим джерелом світла.

Лазери використовують для зв'язку в космосі, випаровування чи зварювання матеріалів у вакуумі, в хірургічних операціях (офтальмологія), для збудження хімічних реакцій, здійснення керованої термоядерної реакції та ін.

3.4 Висновок

Електрони в атомі мають різну енергію зв'язку з ядром: чим вона більша, тим ближче до ядра розміщується електрон. У результаті електрони в атомі розподіляються шарами, на різних енергетичних рівнях. Число енергетичних рівнів дорівнює номеру періоду, в якому перебуває елемент. При поглинанні енергії ззовні, один або кілька електронів можуть підвищувати свою енергію, піднімаючись на більш високі за енергією рівні. Такі стани атома називаються збудженими. Перехід атома в збуджений стан відбувається при опроміненні або нагріванні речовини. Збуджений стан атома є нестійким. Через деякий час електрон втрачає енергію, переходить на енергетичну орбіталь з меншою енергією, випускаючи при цьому квант світла.

При поверненні молекули із збудженого до нормального стану випромінюється, взагалі, не вся поглинена енергія. Частина її переходить в енергію коливального і обертального руху частин молекули. Іноді ці коливання,

плюс розвинена при обертанні відцентрова сила можуть бути настільки інтенсивні, що молекула дисоціює.

Вчення про збудженій стан атомів і молекул відіграє основну роль в сучасній фізичній оптиці. Воно має значення також і при дослідженні кінетики різних хімічних реакцій.

Закріплення матеріалу

- 3.1. Назвіть класичні види випромінювань.
- 3.2. Що таке спонтанне випромінювання ?
- 3.3. Що таке вимушене випромінювання ?
- 3.4. Сформулюйте принцип лазерної генерації.
- 3.5. Назвіть основні структурні елементи лазера.

Перелік використаної літератури в Лекціях 1, 2, 3:

1. Глінка Н.Л. Загальна хімія. 24-е вид. - Л.: Хімія, 1985. - 702с.
[Електронний ресурс] – Режим доступу:
http://alnam.ru/book_chem.php?id=25
2. Лабораторні роботи з курсу “Ядерна фізика” [Електронний ресурс] СЦИНТИЛЯЦІЙНИЙ γ -СПЕКТРОМЕТР. – Режим доступу:
http://atom.univ.kiev.ua/3_study/lab3.pdf
3. Енергетичні зони кристалу [Електронний ресурс] Утворення енергетичних зон із дискретних атомних рівнів. – Режим доступу:
<http://polka-knig.com.ua/article.php?book=296&article=16587>
4. Квантові генератори та їх застосування [Електронний ресурс] Мазер, лазер та принципи їх роботи. - Режим доступу: <https://mozok.click/2556-kvantov-generatori-ta-yih-zastosuvannya.html#sel=16:1,67:7>
5. Люмінесценція [Електронний ресурс] Первинне поняття люмінесценції. – Режим доступу:
<http://vseslova.com.ua/word/%D0%9B%D1%8E%D0%BC%D1%96%D0%BD%D0%B5%D1%81%D1%86%D0%B5%D0%BD%D1%86%D1%96%D1%8F-59838u>
6. Хімія [Електронний ресурс] Будова атома. - Режим доступу:
https://elearning.sumdu.edu.ua/free_content/lectured:c63732c3bf9b7070c82625f128c7980998d6c700/latest/39553/index.html

РОЗДІЛ 1

СПОНТАННЕ ТА ІНДУКТОВАНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ.

Лекція 4

РОЗПОДІЛ ЧАСТИНОК ПО ЕНЕРГЕТИЧНИХ РІВНЯХ

Мета лекції: визначення суті енергетичного рівня та розподілу частинок по енергетичних рівнях; вивчення основних понять квантової теорії.

Зміст лекції:

- 4.1. Визначення суті енергетичного рівня
- 4.2. Основні поняття квантової теорії
- 4.3. Розподіл частинок по енергетичних рівнях

4.1 Визначення суті енергетичного рівня

Енергетичний рівень – за означенням це є власні сталі значення енергії квантових систем, тобто таких систем, котрі складаються з мікрочастинок (електронів, протонів і інших елементарних частинок) і відповідають законам квантової механіки. Кожен такий рівень характеризується певним енергетичним станом системи, або підмножиною таких у випадку виродження. Вказане поняття застосовано у відповідності: атомам (електронні рівні), молекулам (різні рівні, відповідні коливань і обертання), атомним ядрам (внутрішньоядерні енергетичні рівні).

Визначення орбітальної моделі атома, електрони в атомі здатні мати лише певні величини енергії, а також переходити з одного енергетичного рівня на інший лише енергетичним стрибком. Різниця між енергетичними рівнями визначає частоту кванта світла, котрий виділяється або поглинається при такому енергетичному переході. Кожній парі значень головного квантового

числа n і орбітального квантового числа l відповідає певний рівень енергії електрона.

Основною характеристикою електрона, який рухається у полі ядра атома, є енергія. Енергія електрона в атомі може набувати певних, дозволених (власних і сталих) для його стаціонарних станів дискретних значень. Коли електрон поглинає квант енергії, він переміщується на орбіталь з вищою енергією; коли випромінює - опускається на орбіталь, ближчу до ядра. Енергетичний рівень та загальний запас енергії електрона в атомі визначає головне квантове число n .

Рівень із номером n включає n^2 орбіталей. Таким чином, перший енергетичний рівень включає одну орбіталь, другий – чотири, третій – дев'ять тощо. Кожен енергетичний рівень складається з енергетичних підрівнів, які утворені орбіталями, однаковими за формою та енергією. Число енергетичних підрівнів дорівнює номеру енергетичного рівня. Тобто перший енергетичний рівень складається з одного підрівня, другий – із двох, третій – із трьох, тощо. Енергетичний підрівень може містити тільки певне число орбіталей, кожен s – підрівень представлений однією s - орбітальною, p - підрівень – трьома p -орбіталями, d - підрівень – п'ятьма d - орбіталями, f - підрівень – сімома f - орбіталями. В атомі ці орбіталі розташовуються таким чином, що ядро атома збігається з центром орбіталі.

В атомі електрон постійно перебуває не в одній конкретній точці, а безперервно рухаючись, утворює електронну розмитую хмару, власна густина якої показує, в яких місцях електрон буває частіше, а в яких – рідше. Ту частину електронної хмари, в якій електрон проводить найбільший час й у якій електронна щільність досить велика, називається **атомною орбітальною**. Електронні хмари, утворені окремими електронами в атомі разом утворюють спільну електронну хмару атома – **електронну оболонку**.

4.2 Основні поняття квантової теорії

Відомо (з квантової механіки), що енергія елементарних частинок в ансамблі може приймати лише цілком певні дискретні значення, тобто займати певні енергетичні рівні або енергетичні стани. Перехід частинки з одного

енергетичного рівня на іншій можливий лише за умови, що цей перехід дозволений законами квантової механіки.

Дозволений перехід з низького рівня E_1 на вищий рівень E_2 частинка може зробити лише отримавши ззовні необхідну додаткову порцію енергії ΔE . Зворотний перехід з вищого рівня E_2 на нижчий рівень E_1 супроводжується виділенням кванта енергії ΔE . Ця енергія може виділитися у вигляді фонона (безвипромінювальний перехід), що сприймається, наприклад кристалічною решіткою твердого тіла, або у вигляді фотона (випромінювальний перехід).

Частота електромагнітних коливань, що випромінюють, однозначно пов'язана з енергетичним зазором **умовою Бора**

$$\nu_{2-1} = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (4.1)$$

де h -постійна Планка.

Сукупність енергетичних рівнів ансамблю частинок (атома, молекули, твердого тіла і ін.) називають **енергетичним спектром** цього ансамблю. Енергію в квантових системах прийнято виражати в електрон-вольтах ($1\text{eV}=1.602\cdot 10^{-19}$ Дж) або в хвильових числах, що характеризують кількість довжин хвиль випромінювання, що укладаються в одному сантиметрі. Хвильове число має розмірність $1/\text{см}$ (зворотні сантиметри).

Число зворотних сантиметрів виходить із співвідношення

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{E_i - E_j}{hc} \quad (4.2)$$

де: λ - довжина хвилі, c - швидкість світла,

h - постійна Планка ($h=6.62607015\cdot 10^{-34}$ Дж•с)

E_i, E_j - енергії рівнів i і j .

Різниця енергій в 1 еВ приблизно відповідає частоті $2.4\cdot 10^{14}$ Гц, помноженій на h .

4.3 Розподіл частинок по енергетичних рівнях

Ймовірнісний розподіл частинок по сталих енергетичних рівнях

законам квантової статистики, що носить стосовно частинок з напівцілим спіном (ферміони) назву *статистики Фермі-Діраку* і стосовно частинок з цілочисельним спіном, в т.ч. і нульовим (бозони) - *статистики Бозе-Ейнштейна*. $S=0, h, 2h$ (до бозонів відносять фонони, а до ферміонів - електрони, протони, нейтрони).

Згідно статистиці Максвела-Больцмана вірогідне число частинок на рівні з енергією E_n визначається виразом

$$F(E) = C * e^{\frac{-E_n}{kT}} \quad (4.3)$$

де

$$C = \frac{N_0 * h^3}{2(2\pi m k T)^{\frac{3}{2}}} \quad (4.4)$$

N_0 - концентрація частинок

m - маса частинок

$h = 6, 625 \cdot 10^{-34}$ Дж•с постійна Планка

$k = 1, 38 \cdot 10^{-23}$ Дж/к постійна Больцмана

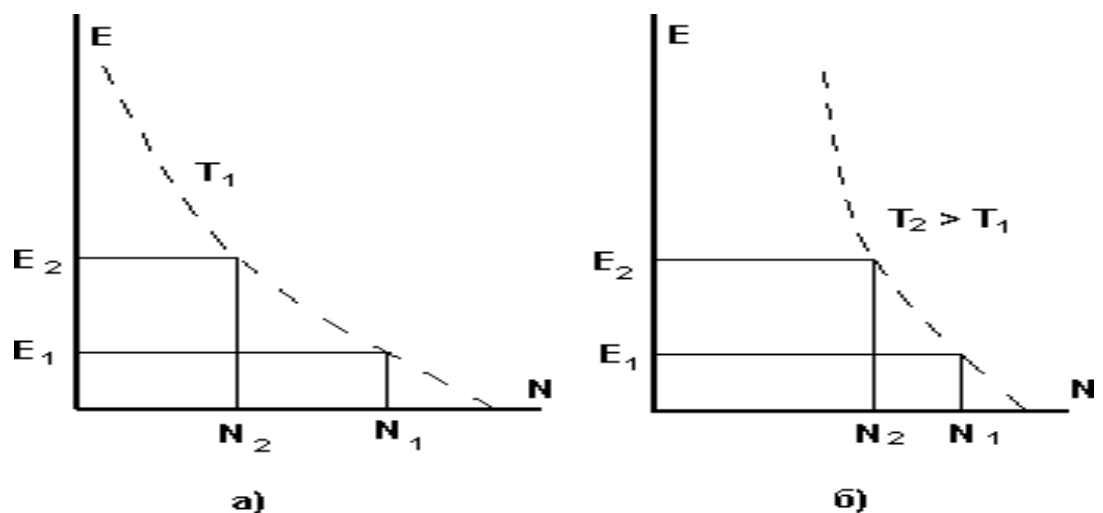


Рис. 4.1 - Розподіл кількості частинок на різних енергетичних рівнях при різних температурах.

При деякій температурі T_1 (рис.4.1а) вірогідне число частинок на рівні з енергією E_1 визначається наступним чином:

$$N_1 = C * e^{\frac{-E_1}{kT}} \quad (4.5)$$

а на рівні з енергією E_2

$$N_2 = C * e^{\frac{-E_2}{kT}} \quad (4.6)$$

При підвищенні температури ($T_2 > T_1$) системи (рис. 4.1б) функція розподілу $F(E)$ описується крутішою експонентою: якась кількість частинок, отримавши додаткову теплову енергію, переходить на вищі енергетичні рівні. Якщо температура T_2 не змінюється, то система залишається в новому стаціонарному стані. Зміна функції розподілу частинок по енергетичних станах може відбутися і в результаті короткочасної дії збудливого чинника (додаткової енергії поглинутої системою ззовні).

Після припинення дії збудливого чинника система прагне повернутися в початковий стаціонарний для неї стан, якщо тільки переходи частинок на нижчі рівні не заборонені законами квантової фізики.

Через короткий інтервал часу τ , званий *середнім часом життя* частинки на даному енергетичному рівні, частинки здійснюють перехід на нижчий рівень. Такий мимовільний перехід називають **спонтанним**. Для більшості систем середній час життя вельми мало, він приблизно становить $\tau = 10^{-8}$ с.

Швидкість спонтанного переходу $(\frac{dN_2}{dt})_{сп}$ пропорційна кількості атомів N_2 в одиниці об'єму, що знаходяться на верхньому рівні, тобто

$$(\frac{dN_2}{dt})_{сп} = -AN_2 \quad (4.7)$$

де A – вірогідність спонтанного випромінювання, називається *коефіцієнтом Ейнштейна*.

Спонтанний час життя

$$\tau_{сп} = \frac{1}{A} \quad (4.8)$$

Таким чином, енергетично збуджена система при припиненні зовнішньої енергетичної дії через короткий інтервал часу повернеться в стаціонарний для неї стан. Цей процес, званий у фізиці *релаксацією*, протікає відповідно до експоненціального закону.

Час, протягом якого який-небудь параметр збудженої системи (наприклад, число збуджених частинок) зменшується в e разів, називається *часом релаксації*.

В результаті енергетичного збудження частинка в системі може зайняти такий рівень, переходи з якого заборонені квантовими законами. Такі рівні називаються *метастабільними*. Теоретично частинка на метастабільному рівні може знаходитися нескінченно довго, проте реальні системи повертаються в незбуджений стан за рахунок безвипромінювальних енергетичних переходів частинок.

Випромінювання, супроводжує спонтанний перехід частинки, називають *спонтанним випромінюванням*. Через випадковість спонтанних переходів окремих частинок спонтанне випромінювання характеризується випадковими значеннями величин параметрів: фази, поляризації, напрямку розповсюдження.

Переходи частинок в системі з одного енергетичного рівня на інший можуть відбуватися під дією зовнішнього електромагнітного поля, якщо частота його коливань відповідає квантовій умові Бора. Частинка в системі, наприклад електрон в атомі, подібна до гармонійного осцилятора, фаза коливань якого випадкова. Якщо фази електромагнітної хвилі і осцилятора відрізняються на π , то енергія, якою обмінюються хвиля і частинка, негативна. Це означає, що енергія частинки - осцилятора зменшується, а енергія хвилі зростає, тобто частинка переходить на нижчий енергетичний рівень, випромінюючи при цьому квант енергії.

Таке випромінювання називається *індукованим* (вимушеним за рахунок дії зовнішнього електромагнітного поля). Індуковане випромінювання когерентне випромінюванню, що його викликав енергетичний перехід.

Швидкість переходу з верхнього рівня 2 на нижній рівень 1 за рахунок вимушеного випромінювання

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{\text{вим}} = -W_{21}N_2 \quad (4.9)$$

де $-W_{21}$ вірогідність вимушеного переходу.

Для плоскої електромагнітної хвилі

$$W_{21} = \delta_{21} * F \quad (4.10)$$

де F – щільність потоку фотонів в падаючій хвилі

δ - перетин вимушеного випромінювання, має розмірність площі.

Якщо ж коливання зовнішнього електромагнітного поля і частинки - осцилятора синфазні, то частинка поглинає квант енергії і переходить на вищий енергетичний рівень. Енергія зовнішнього поля при цьому зменшується на величину поглиненого кванта; спостерігається індуковане поглинання.

Вірогідність поглинання W_{12} , визначають з формули

$$\frac{dN_1}{dt} = -W_{12} * N_1 \quad (4.11)$$

де

$$W_{12} = \delta_{12} * F \quad (4.12)$$

N_1 - число атомів в одиниці об'єму що знаходяться на рівні 1

δ_{12} – перетин поглинання $\delta_{12} = \delta_{21} = \delta$ тобто вірогідність вимушеного випромінювання і поглинання рівна один одному.

Оскільки випадки протифазних і синфазних коливань зовнішнього поля і частинки- осцилятора рівноймовірні, те переважання одного з процесів в системі індукованого випромінювання, або індукованого поглинання визначається лише числом частинок, що знаходяться на нижньому і

верхньому (E_1 і E_2) енергетичних рівнях.

В системі, що знаходиться у нормальному стаціонарному стані, завжди $N_1 > N_2$, і отже, система частинок поглинає енергію зовнішнього поля.

Очевидно, що переважання процесу індукованого випромінювання можливе лише в тому випадку, якщо число частинок N_2 на верхньому рівні буде більше числа частинок N_1 на нижньому рівні ($N_1 < N_2$). Такий розподіл частинок по енергетичних рівнях називають *інверсною населеністю*, а саму систему з інверсною населеністю частинок - *активним середовищем*.

При опромінюванні активного середовища зовнішнім електромагнітним полем спостерігатиметься збільшення енергії цього поля за рахунок квантів, що випромінюють, когерентних з ним, або, як то кажуть, спостерігатиметься квантове посилення.

Для того, щоб підсилювач перетворився на генератор, необхідно ввести відповідний позитивний зворотний зв'язок. У НВЧ діапазоні це досягається тим, що активне середовище поміщають в об'ємний резонатор, що має резонанс на частоті ν .

Закріплення матеріалу

- 4.1. Сформулюйте визначення енергетичного рівня.
- 4.2. Що таке атомна орбіталь?
- 4.3. Умова Бора.
- 4.4. Що таке ймовірне число частинок на енергетичному рівні?
- 4.5. Що таке активне середовище?

РОЗДІЛ 1 СПОНТАННЕ ТА ІНДУКТОВАНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Лекція 5

СТРУКТУРНА СХЕМА І ПРИНЦИП ДІЇ ЛАЗЕРА

Мета лекції: ознайомлення зі структурною схемою типового лазера та принципу дії лазера; вивчення умов генерації.

Зміст лекції:

- 5.1. Структурна схема типового лазера
- 5.2. Умови генерації
- 5.3. Висновок

5.1 Структурна схема типового лазера

У лазері зворотний зв'язок зазвичай отримують розміщенням активного середовища між двома дзеркалами з високим коефіцієнтом віддзеркалення. Така система дзеркал називається *резонатором Фабрі-Перо*, оптичним резонатором або просто резонатором.

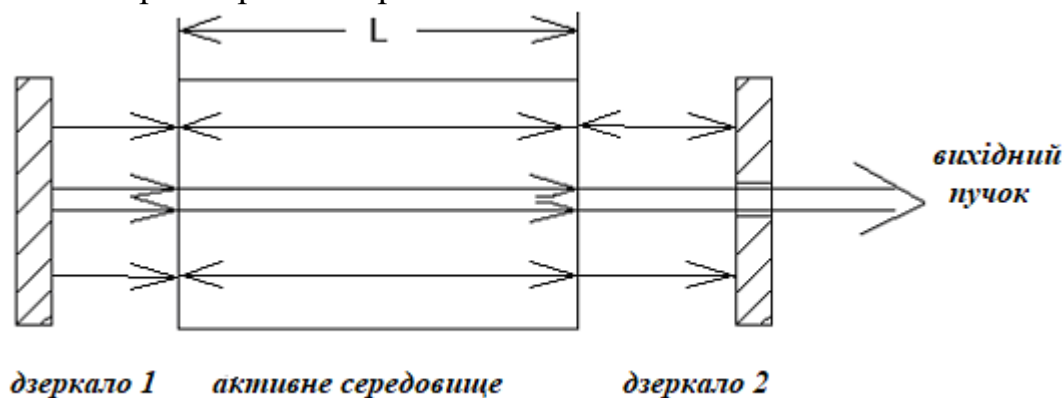


Рис. 5.1. Структурна схема типового лазера.

В цьому випадку плоска електромагнітна хвиля, що розповсюджується в напрямі, перпендикулярному дзеркалам, по черзі відбиватиметься від них, підсилюючись при кожному проходженні через активне середовище. Якщо одне з двох дзеркал зробити частково прозорим, то на виході системи можна сформувати пучок когерентного лазерного випромінювання.

Генерація в мазерах і лазерах можлива лише за умови, що посилення активного середовища компенсує втрати, обумовлені, наприклад, частковим виходом випромінювання з резонатора через дзеркала, а також через його бокові стінки-оскільки резонатор є відкритим.

Поріг генерації буде досягнуто в такій активній системі при виконанні умови

$$R_1 * R_2 \exp[2\delta(N_2 - N_1)L] = 1 \quad (5.1)$$

де R_1, R_2 – коефіцієнти віддзеркалення дзеркал по інтенсивності

L – довжина активного середовища

δ – перетин переходу

N_2, N_1 – населеності відповідно верхнього і нижнього лазерних рівнів.

Ця формула справедлива тільки у тому випадку, коли втрати в резонаторі визначаються тільки пропусканням дзеркал.

Таким чином, поріг генерації досягається тоді, коли інверсія населеностей наближається до деякого критичного значення $(N_2 - N_1)_{кр}$, званому критичною інверсією.

$$(N_2 - N_1)_{кр} = \frac{-\ln(R_1 * R_2)}{2\delta L} \quad (5.2)$$

Досягнувши критичної інверсії генерація розвивається із спонтанного випромінювання.

Цей механізм лежить в основі лазерного генератора або лазера.

5.2 Умови генерації

Інверсну заселеність рівнів в ОКГ практично здійснюють за трирівневою схемою, яку запропонували М. Басов і О. Прохоров в 1955 р.

Один з перших ОКГ, що працюють за схемою трьох рівнів з твердим тілом як активним підсилюючим середовищем, був створений у 1960 р Т. Мейманом .

Підсилюючим середовищем у ньому є кристал рубіну, який за хімічним складом є оксидом алюмінію Al_2O_3 з домішкою оксиду хрому Cr_2O_3 у кількості

від 0,03 до 0,05%. При цьому в кристалічній ґратці окису алюмінію певну частку атомів Al замінено Cr^{3+} . Активною речовиною, в якій здійснюються вимушені переходи, в рубіні є іони Cr^{3+} .

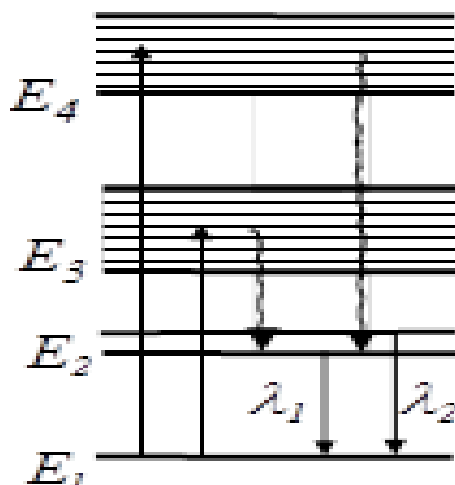


Рис.5.2. Схема енергетичних рівнів іона хрому Cr^{3+}

На рис.5.2 показана схема енергетичних рівнів іона хрому Cr^{3+} . У ньому над основним рівнем E_1 дві енергетичні смуги E_3 і E_4 , а між рівнем E_1 і смугою E_3 знаходиться метастабільний рівень E_2 , який складається з двох енергетичних станів. Накачування в лазері здійснюється потужним спалахом ксенонової лампи. Іони хрому, які до спалаху знаходились на основному рівні E_1 , внаслідок поглинання зеленого або синього світла, яке випромінює ксенонова лампа, переходять у збуджені E_3 і E_4 . Час перебування іонів Cr^{3+} у збуджених станах становить $10^{-8}c$, і вони здійснюють релаксаційний перехід на збуджений рівень E_2 без випромінювання.

Рівень E_2 метастабільний, і час життя на ньому становить $10^{-3}c$, тобто в $10^{-5}c$ разів більший за час перебування іона у звичайному збудженому стані E_3 і E_4 . Отже, заселеність іонами подвійного рівня E_2 перевищує заселеність основного рівня E_1 . При переході іонів хрому з метастабільного стану в основний рубіновий лазер випромінює світло двох хвиль, що лежать в червоній частині спектра. Виникненню інверсії рівнів E_1 і E_2 сприяє мала ймовірність спонтанних переходів іонах хрому з рівнів E_2 на рівень E_1 .

5.3 Висновок

Практично інверсну заселеність середовища здійснено в оптичних квантових генераторах (ОКГ), або лазерах. Слово «лазер» скорочено означає підсилення світла за допомогою вимушеного випромінювання. Лазери генерують у видимій, інфрачервоній і ближній ультрафіолетовій областях.

Фізики М. Басов і О. Прохоров і американський вчений Ч. Таунс створили квантові генератори електромагнітних хвиль сантиметрового діапазону – мазери. Слово «мазер» – підсилення мікрохвиль за допомогою індукованого випромінювання.

Залежно від типу активного середовища лазери поділяються на твердотільні, газові, напівпровідникові і рідинні.

Класифікують лазери і за методами накачування – оптичні, теплові, хімічні, електроіонізаційні та ін.

Лазери обов'язково мають три основні компоненти:

- 1) активне середовище, в якому створюється стан з інверсною заселеністю енергетичних рівнів;
- 2) систему накачування – пристрій для створення інверсії в активному середовищі;
- 3) оптичний резонатор – пристрій, який формує вихідний світловий пучок.

Кожний фотон, який випадково народжується при спонтанних переходах, може породжувати в активному середовищі множини вимушених переходів, в результаті чого виникає ціла лавина вторинних фотонів, що є копією первинних. Однак спонтанні переходи мають випадковий характер, і фотони, що народжуються, спонтанно випромінюються в різних напрямках. Тому в різних напрямках поширюються і лавини вторинних фотонів. Отже, випромінювання, що складається з подібних лавин, не може мати високі когерентні властивості.

Закріплення матеріалу

- 5.1. Що таке поріг і умова генерації ?
- 5.2. Які основні структурні елементи лазера ?
- 5.3. Принципи класифікації лазерів.

Перелік використаної літератури

1. Швець Е.Я., Дмитриева Л.Б. Квантовая электроника Учебное пособие- Запорожье.: Издательство ЗГИА, 2003.- 148с
2. Верещагин И.К. Косяченко Л.А., Кокин С.М., Введение в оптоэлектронику. - М.; Высшая школа, 1991. – 189с.
3. Пихтин А.Н., Физические основы квантовой электроники и оптоэлектроники, - М.; Высшая школа, 1983. – 304 с.
4. Кравченко О.П. Фізичні основи функціональної мікроелектроніки: Навч.посібник.- К.: Либідь, 1993 – 216с.
5. Самохвалов М.К., Оптоэлектроника. Сборник лабораторных работ. Ульяновск, УлГТУ, 1998. – 39 с.
6. Носов Ю.В., Оптоэлектроника. - М.; Радио и связь, 1989. – 360 с.
7. Самохвалов М.К., Оптоэлектроника. Сборник лабораторных работ. Ульяновск, УлГТУ, 1998. – 39 с.
8. Оптичні квантові генератори [Електронний ресурс].–Режим доступу: <https://fizmat.7mile.net/fizika/at-14-kvantovi-generatori.htm> (Дата звернення: 19.04.2018)
9. Енергетичні рівні молекул [Електронний ресурс]. – Режим доступу: http://content.ru/1electron_mag/pdf

РОЗДІЛ 2 ВІДКРИТІ РЕЗОНАТОРИ

Лекція 6

ОПТИЧНИЙ РЕЗОНАТОР. ФОРМИ МОД ВИПРОМІНЮВАННЯ

Мета лекції: розгляд загальних відомостей про оптичний резонатор; ознайомлення з модами резонатора та селекція мод випромінювання.

Зміст лекції:

- 6.1. Загальні відомості про оптичний резонатор
- 6.2. Моди резонатора
 - 6.2.1. Поперечні моди
 - 6.2.2. Повздовжні моди
- 6.3. Селекція мод випромінювання

6.1 Загальні відомості про оптичний резонатор

Оптичний резонатор - це сукупність декількох елементів, що відображають та утворюють відкритий резонатор (на відміну від закритих об'ємних резонаторів в діапазоні СВЧ), і формують стоячу світлову хвилю (рис.6.1).

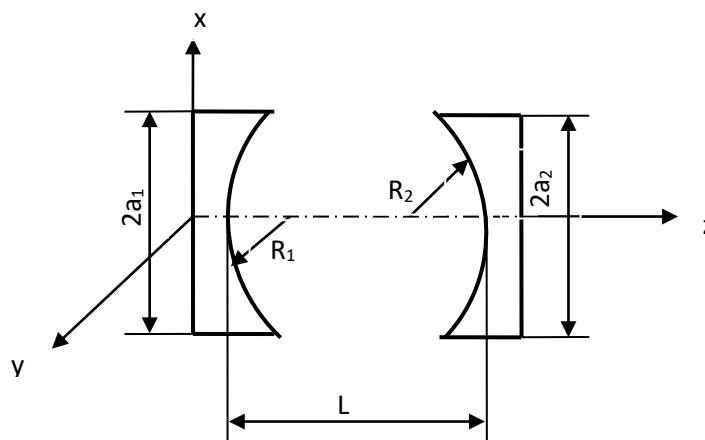


Рис.6.1 Схема відкритого оптичного резонатора

Оптичні резонатори є одним з основних елементів лазерів, забезпечуючи зворотний зв'язок для взаємодії лазерного випромінювання з активним елементом [1].

В оптичному діапазоні резонатор з розмірами порядку довжини хвилі не може бути застосований в силу технологічних труднощів і через різке падіння добротності; резонатор типу замкнутої металеві порожнини великих в порівнянні з довжиною хвилі розмірів не може бути застосований в силу високої щільності його власних коливань, що призводять до втрати резонансних властивостей. Необхідні резонатори з розрідженим спектром власних коливань. Такими властивостями володіють відкриті резонатори, що й обумовлює їх застосування в оптичному діапазоні.

Світло багато разів відбивається, утворюючи стоячі хвилі з певними резонансними частотами, які називають модами коливань. Поздовжні моди відрізняються, як правило, тільки частотою, в той час як поперечні моди мають істотно різний розподіл інтенсивності в перетині променю.

Найбільш часто використовуються оптичні резонатори, утворені двома елементами, що відображають, такими як дзеркала або кутові відбивачі, і найпростішим оптичним резонатором є інтерферометр Фабрі-Перо, який складається з двох плоских паралельних дзеркал. Однак для лазерів випадок двох плоских дзеркал використовується не дуже часто, зважаючи на складність юстування.

Використовуються резонатори зі сферичними дзеркалами. Такі резонатори відрізняються фокусною відстанню елементів, що відображають і відстанню між ними. Геометричні параметри резонатора вибираються виходячи з вимог стійкості, а також інших факторів, таких як, наприклад, формування найменшої перетяжки оптичного променю або відсутність фокусної точки всередині резонатора [5].

Оптичні резонатори зазвичай конструюються таким чином, щоб мати найбільш високу добротність (порядку 10^3 - 10^9): світло повинне відображатися максимальну кількість раз, не затухаючи, тому ширина резонансних піків дуже мала в порівнянні з частотою випромінювання лазера.

6.2. Моди резонатора

Світло в резонаторі багато разів відбивається від дзеркал. Відбиті промені інтерферують, що призводить до того, що тільки певні розподіли полів на певних частотах будуть зберігатися в резонаторі, випромінювання на інших частотах або з іншим розподілом буде придушене за рахунок інтерференції або швидко покине резонатор. Розподіли, які повторюються при одному повному проході резонатора є найбільш стабільними і називаються власними модами або модами резонатора (рис.6.2).

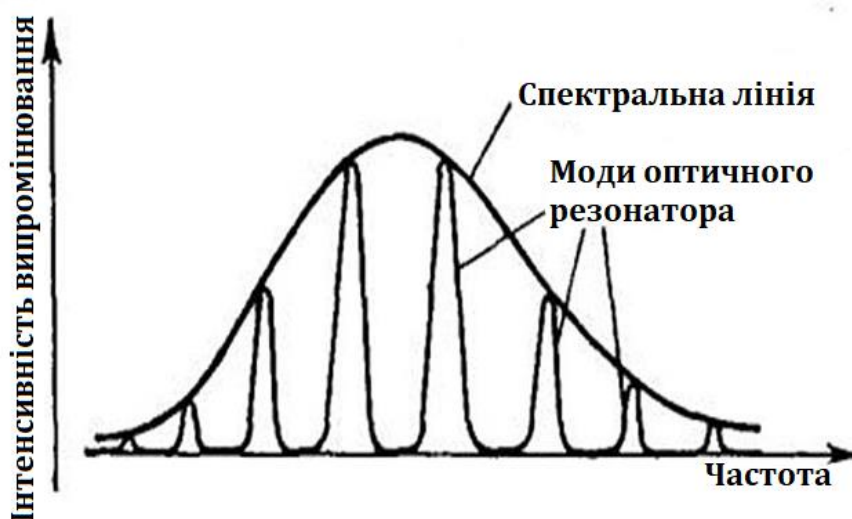


Рис. 6.2 Моди оптичного резонатора [2]

Моди оптичного резонатора поділяють на дві групи: поздовжні, що відрізняються частотою, і поперечні, які відрізняються як частотою, так і розподілом поля в перерізі пучка (рис.6.3). Зазвичай основна поперечна мода являє собою гаусівський пучок.

6.2.1. Поперечні моди

Окрім поздовжніх мод існують ще й поперечні електромагнітні моди (TEM_{ln}). Ці моди описують просторовий розподіл інтенсивності випромінювання в резонаторі. Нижча мода - основна мода TEM_{00} . Для вищих

мод, значення l і/або n відрізняється від нуля. При генерації довільної поперечної моди лазерний пучок розщеплюється на $l+1$ або $n+1$.

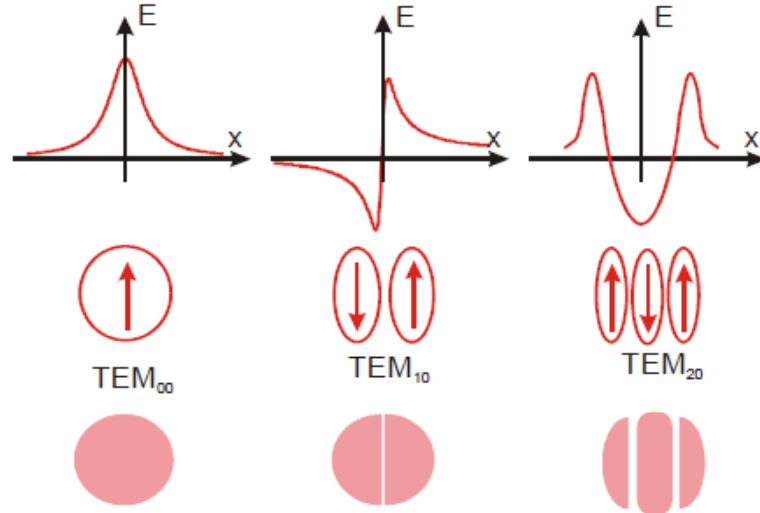


Рис. 6.3 Поперечні моди

Оскільки двовимірний розподіл визначається утворенням двох одновимірних, можна представити зразковий вид просторового розподілу інтенсивностей нижчих типів поперечних мод (мал. 6.4).

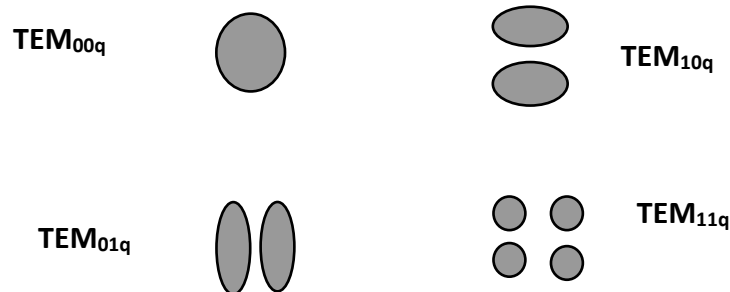
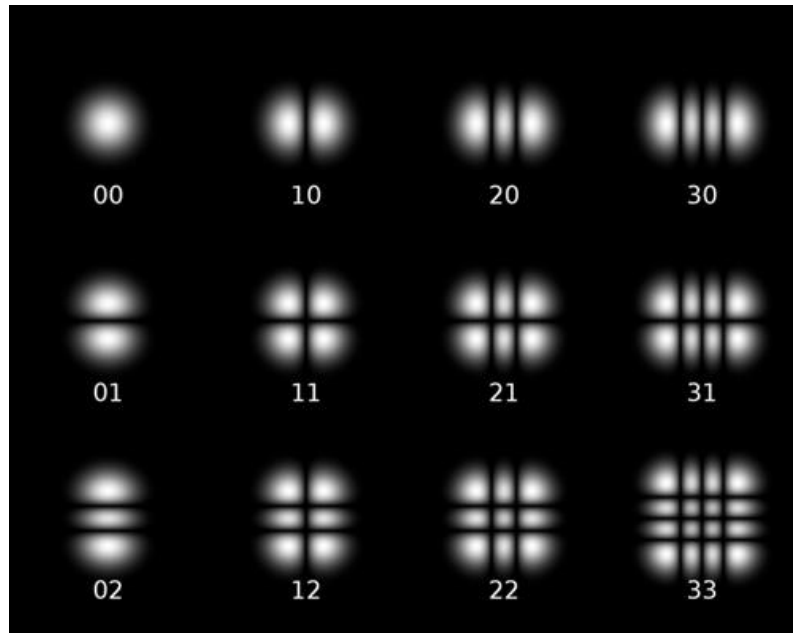
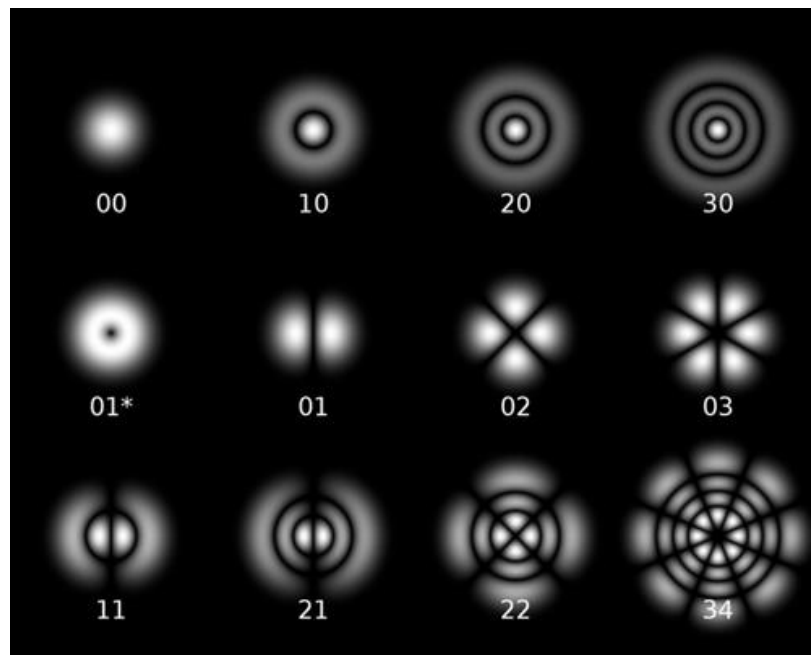


Рис. 6.4. Розподіл інтенсивності в різних типах поперечних мод

У разі квадратних дзеркал моди TEM_{10q} і TEM_{01q} є виродженими. З рисунка 6.2 зрозуміло, що мода TEM_{00q} має найбільшу добротність, оскільки інтенсивність світлової хвилі зосереджена поблизу осі резонатора і швидко спадає до країв дзеркал резонатора. Тому її часто називають основною модою. У міру підвищення поперечних індексів максимум інтенсивності зміщується від оптичної осі дзеркал резонатора і ростуть втрати із-за дифракції на їх краях.



а)



б)

Рис. 6.5. Поперечні моди оптичного резонатора з плоскими дзеркалами (а) та з сферичними дзеркалами (б).

Дослідження А. Фокса і Т. Лі в 1960-1961 р.р. надали наочну картину формування власних мод відкритого резонатора методом розгляду змін у розподілі амплітуди і фази спочатку плоскої хвилі при її багаторазових послідовних проходах через резонатор. Аналіз Фокса і Лі, виконаний ними для відкритих резонаторів типу інтерферометра Фабрі-Перо в декількох геометричних конфігураціях (прямокутні плоскі дзеркала, круглі плоскі дзеркала), а також для конфокальних сферичних і параболічних дзеркал, привів до наступних висновків:

- відкриті резонатори характеризуються дискретним набором коливальних мод;
- однорідні плоскі хвилі не є нормальними модами відкритих резонаторів;
- електромагнітні хвилі, що відповідають власним модам резонатора, майже повністю поперечні. Тому моди позначаються символом «ТЕМ»;
- моди більш високого порядку мають вищі дифракційні втрати, ніж основна мода;
- для основної моди амплітуда поля сильно зменшується до країв дзеркала. Тому її дифракційні втрати набагато менше передбачених на основі подання про однорідні плоскі хвилі і в реальних ситуаціях доволі малі [2].

Світло багаторазово відбивається, утворюючи стоячі хвилі з певними резонансними частотами. Поздовжні моди відрізняються, як правило, тільки частотою, в той час як поперечні моди мають суттєво різний розподіл інтенсивності в перетині променя.

Резонатори відрізняються радіусом кривизни (отже і фокусною відстанню) елементів, що відображають і відстанню між ними. Геометричні параметри резонатора вибираються виходячи з вимог стійкості, а також інших факторів, таких як, наприклад, формування найменшої перетяжки оптичного пучка.

6.2.2.Повздовжні моди

В загальному випадку, умова резонансу (Бойд і Когельник) матиме вигляд:

$$\frac{2L}{\lambda_{mnpq}} = q + \frac{m+n+1}{\pi} * \arccos\sqrt{g_1 * g_2} \quad (6.1)$$

m , n , q – цілі числа, що визначають число напівхвиль, котрі поміщаються в резонатор по осях x , y , z відповідно (рис. 6.6.).

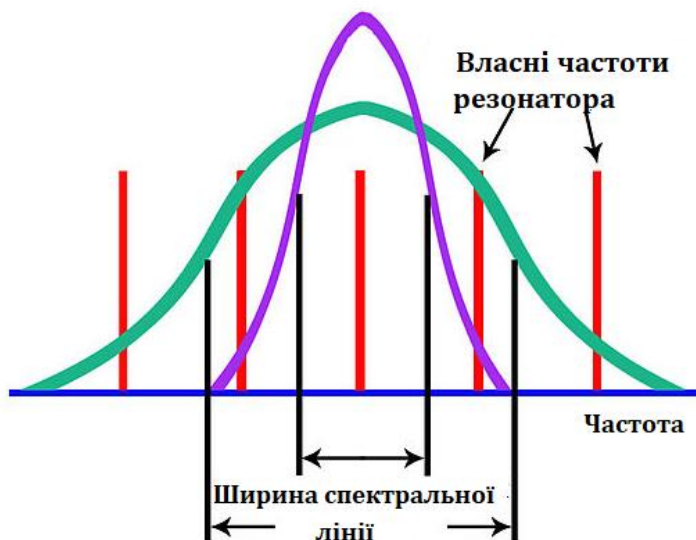


Рис.6.6. Частоти резонатора.

Як ми вже знаємо оптичні резонатори зазвичай конструюються таким чином, щоб мати найбільш високу добротність. Максимальну кількість раз повинне відобразитися світло, не затухаючи, і тому ширина резонансних піків дуже мала в порівнянні з частотою випромінювання лазера.

Оптичні резонатори можуть містити велику кількість елементів, що відображають та інших, але найбільш часто застосовуються дводзеркальні резонатори, дзеркала яких плоскі або сферичні.

Світло всередині резонатора відбивається багаторазово від дзеркал, і через явища інтерференції, тільки певні просторові структури і частоти випромінювання зберігаються в резонаторі, інші придушуються деструктивною інтерференцією. Структури, які повторюються на кожному проході світла туди-назад через резонатор, є найбільш стабільними, і це власні моди, або моди резонатора.

Хоча лазерне світло є, мабуть, найчистішою формою світла, він все ж залежить не тільки від частоти або довжини хвилі. Всі лазери випромінюють світло на деякій природній ширині смуги або діапазоні частот. Ширина смуги випромінювання лазера визначається в першу чергу активним середовищем, що входить в конструкцію лазера, а також діапазоном частот, в якому лазер може працювати (більш відомому як ширина смуги генерації). Наприклад, типовий

гелій-неоновий (He-Ne) газовий лазер має ширину смуги генерації близько 1,5 ГГц (діапазон довжин хвиль близько 0,002 нм в центральній довжиною хвилі 633 нм), в той час як титан-сапфіровий (Ti: Sapphire) твердотільний лазер має ширину смуги близько 128 ТГц (300 нм діапазон довжин хвиль з центром близько 800 нм).

Другий фактор, який визначає частоти лазерного випромінювання - це оптичний резонатор лазера. У найпростішому випадку він складається з двох плоских дзеркал, поставлених один навпроти одного. Між ними розміщується активне середовище лазера (резонатор Фабрі-Перо). Так як світло являє собою хвилю, то відбиваючись між дзеркалами резонатора, світло буде з посиленням і ослабленням інтерферувати сам з собою, що призводить до утворення стоячих хвиль або мод між дзеркалами.

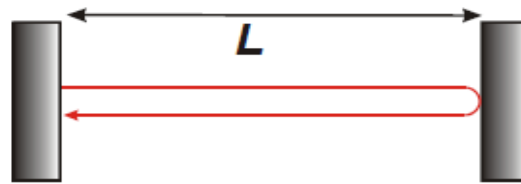
Ці стоячі хвилі утворюють дискретний набір частот, відомий як поздовжні моди резонатора. Тільки ці моди володіють такими частотами випромінювання, які здатні самопідтримуватись в порожнині резонатора, а всі інші частоти світла придушуються деструктивною інтерференцією. Для простих плоскодзеркальних резонаторів підтримувані моди - це ті, для яких відстань між дзеркалами L кратна половині довжини хвилі світла λ : $L=q\lambda/2$, де q є цілим числом відомим як порядок моди.

На практиці відстань між дзеркалами L , як правило, набагато більша, ніж довжина хвилі світла λ , тому відповідні значення q великі (близько 10^5 до 10^6). Найбільш цікавим є частотний інтервал між будь-якими двома сусідніми модами q і $q+1$; це значення задається (для порожнього лінійного резонатора довжиною L) як $\Delta\nu$:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (6.2)$$

де c - швидкість світла.

У оптичному резонаторі, як і у всякому іншому резонаторі, можуть бути збуджені тільки власні коливання, у яких ціле число півхвиль точно співпадає з геометричною довжиною резонатора (Рис. 6.7).



$$2L = n\lambda; \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}$$

Для $\lambda = 600$ нм и $L = 0.6$ м $\Delta\lambda = 3 \times 10^4$ нм

Рис. 6.7. Повздовжні моди

У оптичному резонаторі можуть бути посилені тільки такі електромагнітні хвилі, амплітуди яких на дзеркалах мають вузол (стоячі хвилі). Ця умова виконується, якщо відстань між дзеркалами рівна цілому числу півхвиль.

Таким чином, для лазерного резонатора повинне виконуватися співвідношення:

$$L = \frac{\lambda n}{2} \quad (6.3)$$

де $n=1,2,3$

λ - довжина хвилі,

L - довжина резонатора.

У лазерних резонаторах n дуже велике, а різниця по частоті між двома сусідніми подовжніми модами складає:

$$\Delta\nu = c/2L \quad (6.4)$$

При довжині резонатора 0,5 м відстань між сусідніми модами складає ≈ 300 МГц. З великої кількості можливих власних частот оптичного резонатора збуджуються тільки ті, які лежать в межах контура посилення і смуги пропускання резонатора. Тільки для цих частот посилення перевищує втрати, і досягається генерація лазерного випромінювання там, де посилення усередині доплерівської смуги більше, ніж втрати, осьова мода дає лазерне випромінювання.

Кількість генерованих осьових власних частот в основному визначається відношенням доплерівської смуги до міжмодового інтервалу.

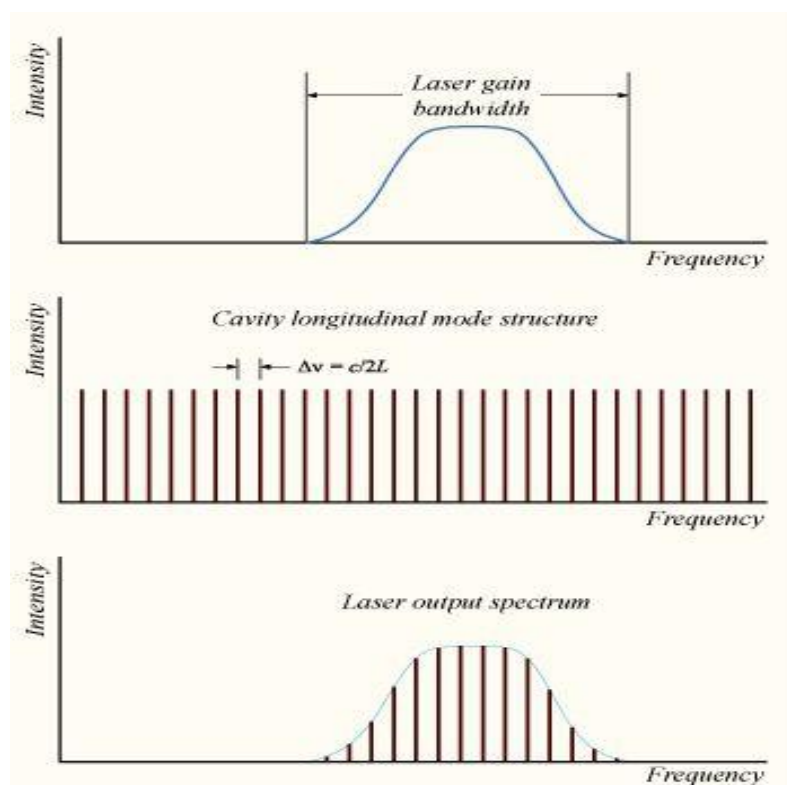


Рис. 6.8. Моды лазерного резонатора і смуга генерації лазера.

Використовуючи наведені вище рівняння, малий лазер з відстанню між дзеркалами 30 см має інтервал частот між поздовжніми модами 0,5 ГГц. Таким чином, гелій-неоновий лазер з 30 сантиметровим резонатором і шириною смуги генерації 1,5 ГГц буде підтримувати до 3-х поздовжніх мод, в той час як титан-сапфіровий лазер шириною смуги 128 ТГц може підтримати близько 250.000 мод. Коли порушується більш ніж одна поздовжня мода, лазер, як кажуть, працює в "многомодовому режимі". Коли порушується тільки одна поздовжня мода, лазер, як кажуть, працює в "одномодовому режимі".

6.3 Селекція мод випромінювання

Кожна поздовжня мода має деяку ширину смуги пропускання частот, всередині якої ця мода посилюється, але зазвичай ця ширина смуги, що визначається фактором Q (добротністю) резонатора набагато менше, ніж межмодовий інтервал.

Селекція мод - це сукупність методів, що забезпечують режим, в якому резонатор підтримує тільки одну або декілька вибраних мод коливань. В основі селекції використовують вибіркоче діафрагмування випромінювання в середині

оптичного резонатора або посилення в активному середовищі. Існує кілька способів, що дозволяють проводити селекцію як поздовжніх мод, поле яких відчуває осциляції (зміни знака) уздовж осі резонатора, так і поперечних мод, поле яких осцилює також і в поперечному напрямку.

Селекцію поперечних мод використовують зазвичай для створення генерації лише на нульовій поперечній моді, що має мінімальний діаметр і відрізняється гладким профілем інтенсивності і мінімальною розходженістю. Селекція здійснюється, як правило, поміщенням всередину резонатора діафрагми, яка затіняє своїми краями всі поперечні моди, крім нульової. Поряд з цим для селекції поперечних мод іноді використовують нестійкі резонатори, в яких розміри всіх мод штучно збільшуються до такої міри, що роль діафрагм починають грати дзеркала резонатора або активний елемент. Можливі й інші способи - наприклад, шляхом розміщення в резонаторі фотонних кристалів. Селекцію поздовжніх мод використовують головним чином для отримання монохроматичного випромінювання. Селекція за рахунок неоднакових втрат здійснюється поміщенням всередину резонатора додаткових напівпрозорих дзеркал або дисперсійних елементів (призм, решіток, інтерферометрів).

Додаткові дзеркала разом з основними утворюють один або кілька додаткових резонаторів, пов'язаних з вихідним. У генерацію виходять лише ті поздовжні моди вихідного двохдзеркального резонатора, які найменш пов'язані з низькодобротним додатковим резонатором. Дисперсійні елементи типу призм і решіток відхиляють під різними кутами промені з різними довжинами хвиль. У підсумку тільки для вузького спектра частот мод утворюється високодобротний резонатор. Внутрішньорезонаторні інтерферометри здійснюють селекцію поздовжніх мод за рахунок того, що вони мають гарну прозорість лише для вузьких ділянок спектра мод. Селекція за рахунок неоднаковості посилення здійснюється в основному в кільцевих твердотільних лазерах, в результаті чого в них виникає однонаправлена генерація (біжуча хвиля). У цих умовах починає сильно виявлятися однорідність розширення лінії посилення активного середовища і спектр генерації звужується до однієї-двох мод залежно від радіусів дзеркал і їх взаємного розташування.

Закріплення матеріалу

- 6.1. Поясніть призначення оптичного резонатора.
- 6.2. Яка властивість відкритого резонатора.
- 6.3. Що таке повздовжні і поперечні моди.
- 6.4. Умова резонансу відкритого резонатора.
- 6.5. Назвіть методи селекції мод

РОЗДІЛ 2 ВІДКРИТІ РЕЗОНАТОРИ

Лекція 7

ТИПИ РЕЗОНАТОРІВ. КРИТЕРІЙ СТІЙКОСТІ РЕЗОНАТОРА. КОНФОКАЛЬНИЙ РЕЗОНАТОР

Мета лекції: розгляд типів та схем резонаторів; ознайомлення з поняттям критерій стійкості резонатора; конфокальний резонатор; графіки (номограми)

Зміст лекції:

- 7.1. Типи і схеми резонаторів
- 7.2. Критерій стійкості резонатора
- 7.3. Конфокальний резонатор
- 7.4. Графіки: (номограми)

7.1 Типи і схеми резонаторів

1) Конфокальний резонатор (КФР)

Нехай

$$g_1 = g_2 = 0, \{g_1, g_2\} = \{0,0\}, L = R_1 = R_2,$$

тоді в цьому випадку $F_1=F_2$

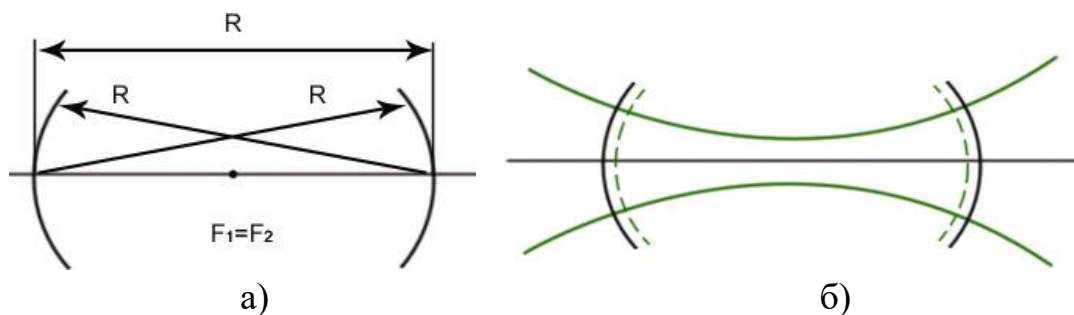


Рис. 7.1. Схема конфокального резонатора(КФР)

2) **Плоскопаралельний резонатор (ППР)**

Нехай

$$\{g_1, g_2\} = \{1, 1\},$$

тоді звідси отримуємо $R_1 = \infty, R_2 = \infty$.



Рис.7.2. Схема плоскопаралельного резонатора (ППР)

3) **Концентричний резонатор (КЦР)**

Нехай

$$\{g_1, g_2\} = \{-1, -1\}, L/R_1 = 2, L = 2R_1$$

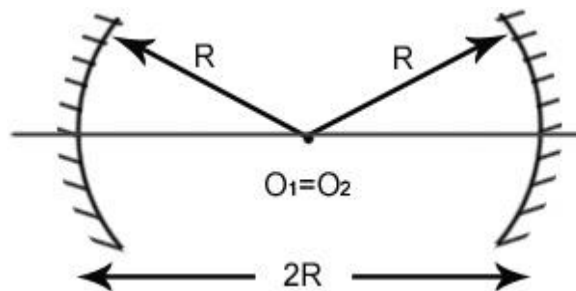


Рис.7.3. Схема концентричного резонатора (КЦР)

4) **Напівконфокальний резонатор (НКФР)**

Нехай

$R_1 = \infty$, тоді

$$g_1 = 1, g_2 = 1/2$$

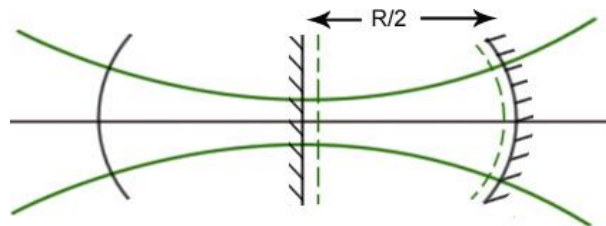


Рис.7.4. Схема напівконфокального резонатора (НКФР)

Геометричний променевий сенс стійкості резонатора показано графічно нижче на Рис.7.5:

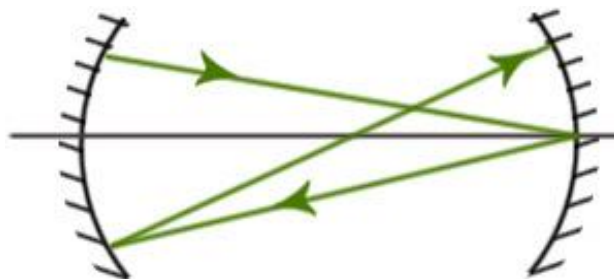


Рис.7.5. Геометричний променевий сенс стійкості резонатора

7.2 Критерій стійкості резонатора :

$$0 \leq \left(1 - \frac{2L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{2L}{R_2}\right) \leq 1 \quad (7.1)$$

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1 \quad (7.2)$$

$$\left(1 - \frac{2L}{R_1}\right) = g_1 \quad (7.3)$$

$$\left(1 - \frac{2L}{R_2}\right) = g_2 \quad (7.4)$$

де $\{g_1, g_2\}$ - конфігурація резонатора [4]

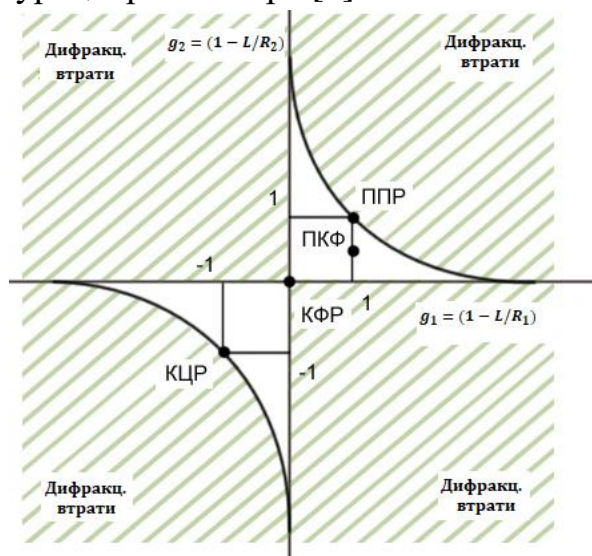


Рис.7.6. Діаграма стійкості резонатора

На даній діаграмі заштриховані частини, там де виконується умова стійкості.

7.3 Конфокальний резонатор.

Конфокальним називається відкритий резонатор, утворений однакою сферичними дзеркалами, радіуси кривизни яких рівні довжині резонатора (рис. 7.7).

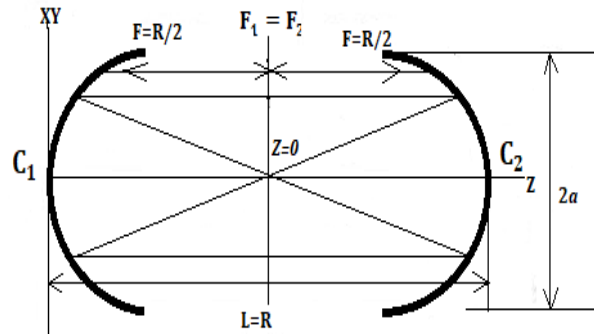


Рис.7.7. Схема конфокального резонатора

Центр кривизни одного дзеркала лежить на поверхні другого.

Фокусна відстань сферичного дзеркала одного $\frac{1}{2}$ його радіуса кривизни. Тому фокуси відбивачів збігаються, внаслідок чого резонатор називається конфокальним. Інтерес до такого резонатору обумовлений зручністю його юстування (на відміну від плоскопаралельного резонатора Фабрі–Перо), що не вимагає строгої паралельності відбивачів один одному. Необхідно лише, щоб вісь конфокального резонатора перетинала кожен відбивач досить далеко від його краю, щоб уникнути великих дифракційних втрат [1].

Конфокальний резонатор: $G_1=0=G_2$, $N_\phi \gg 1$

$$U_m(X_2) \cdot \gamma_m = \frac{a_1}{\sqrt{2\pi N_\phi}} C \int_{-\infty}^{+\infty} U_m(X_1) e^{-jX_1 X_2} dX_1 \quad (7.5)$$

(7.5) – перетворення Фур'є.

Таке інтегральне рівняння може бути вирішено точно:

$$U_m(x) = C_m H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{a}\right) e^{-\frac{x^2}{a^2}} \quad (7.6)$$

(7.6)–гаусівський пучок.

Якщо кінцеве число Френеля $N_\phi < 1$ – рівняння має інше рішення. Отримане рішення відноситься до конфокального резонатору тільки при умові, якщо $N_\phi \gg 1$.

При кінцевих значеннях числа Френеля вихідне рівняння:

$$\frac{a_1}{\sqrt{2\pi N_\phi}} \int_{-\sqrt{2\pi N_\phi}}^{+\sqrt{2\pi N_\phi}} U_m(X_1) e^{-\frac{j}{2}[X_1^2 G_1 + X_2^2 G_2 - 2X_1 X_2]} dX_1 = U_m(X_2) \cdot \gamma_m \quad (7.7)$$

приймає вигляд:

$$U_m(X_2) \cdot \gamma_m = \frac{a_1}{\sqrt{2\pi N_\phi}} C \int_{-\sqrt{2\pi N_\phi}}^{+\sqrt{2\pi N_\phi}} U_m(X_1) e^{-jX_1 X_2} dX_1 \quad (7.8)$$

Це рівняння має точне рішення у вигляді спеціальних функцій - сфероїдальних витягнутих кутових функцій і витягнутих радіальних функцій.

$$U_m(X, Y) = S_{om}(2\pi N_\phi; \frac{X}{\sqrt{2\pi N_\phi}}) \cdot S_{on}(2\pi N_\phi; \frac{Y}{\sqrt{2\pi N_\phi}}) \quad (7.9)$$

(7.9) – розподіл поля на дзеркалах [6].

Власні числа $\dot{\gamma}_{mn}$:

$$\dot{\gamma}_{mn} = \frac{1}{4N_\phi} \cdot \frac{e^{jkL(j)-(m+n+1)}}{R_{om}(2\pi N_\phi) \cdot R_{on}(2\pi N_\phi)} \quad (7.10)$$

де S_{om} , S_{on} – сфероїдальні витягнуті кутові функції, R_{om} , R_{on} – витягнуті радіальні функції (ф-я Ламера).

(7.10) – відповідає за амплітуду і додаткову фазу.

7.4 Графіки: (номограми)

Для ілюстрації рішення резонатора розглянемо графік розподілу поля на дзеркалі резонатора для двох чисел Френеля.

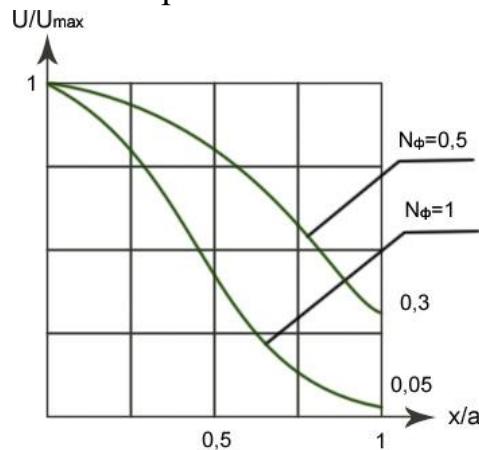


Рис.7.3. Схематичне зображення моди TEM_{00}

$x/a=1$ – край дзеркала.

Збільшення числа Френеля призводить до різкого зменшення амплітуди поля на краю дзеркала, що різко зменшує дифракційні втрати. Цей розподіл схожий на TEM₀₀.

Найважливіша особливість конфокального резонатора полягає в тому, що в ньому досягається високий ступінь виродження власних мод: моди, мають різний набір індексів резонаторних мод m , n , і N -число півхвиль, можуть мати співпадаючі частоти.

Значення власної частоти резонатора λ не зміниться, якщо суму поперечних індексів $m + n$ збільшити на ціле число $2K$ ($K = 1, 2, 3 \dots$), а індекс N зменшити на K . Мінімальний частотний інтервал між парними і непарними модами резонатора, сума поперечних індексів яких $m + n$ є відповідно парній і непарній, дорівнює $c/4d$.

Закріплення матеріалу

- 7.1. Наведіть характеристику типів резонаторів.
- 7.2. Основні параметри відкритого резонатора.
- 7.3. Що таке конфокальний резонатор.
- 7.4. Як визначаються індекси мод.
- 7.5. Що таке число Френеля

Список використаної літератури в лекції 7

1. Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и проблемы расходимости оптического излучения. – М.: Наука, 1979.
2. Быков В.П., Силичев О.О. Лазерные резонаторы, - М: Физматлит, 2003.
3. Принципы лазеров / Пер. под науч. ред. Т. А. Шмаонова. 4-е изд. — СПб.: Издательство «Лань», 2008. — 720 с: ил.
4. Храмов В.Ю. Расчет элементов лазерных систем для информационных и технологических комплексов. Учебно-методическое пособие. СПб: СПбГУ ИТМО, 2008, 79 с.
5. Вайнштейн Л. А., Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., 1966.

6. Справочник по лазерам, <пер. с англ., под ред. А. М Прохорова, т. 2, М., 1978, гл. 22, 23.
7. Бойд Дж., Гордон Дж. Конфокальный резонатор со многими типами колебаний для квантовых генераторов миллиметрового и оптического диапазонов/ Під ред. М.Е.Жаботинского и Г.А Шмаонова.- В кн.: Лазери. – М.: ИЛ, 1963, с 363-384.
8. Комаров И.В., Пономарев Л.И., Славянов С.Ю. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции.- М.: Наука, 1976.-312с.
9. Маркузе Д. Оптические волноводы: Пер. 3 англ./ Под ред. В.В. Шевченко.- М.: Мир, 1974.- 574с.
10. Михлин С.Г. Лекции по линейным интегральным уравнениям.- М.: Физматгиз, 1959.-232с.
11. Тер-Погосян А.С. Расчет симметричных резонаторов ОКГ при больших значениях числа Френеля.- Изв. Вузов СССР. Приладобудування,1974, с. 112-117.
12. Пахомов И.И., Рожков О.В, Рождествин В.Н. Оптико-электронные квантовые приборы.1982 с. 118-119, 144-157

РОЗДІЛ 2 ВІДКРИТІ РЕЗОНАТОРИ

Лекція 8

СЕЛЕКЦІЯ ВИЩИХ ПОПЕРЕЧНИХ МОД ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ПАСИВНИМ РЕЗОНАТОРОМ

Мета лекції: вивчення селекції вищих поперечних мод лазерного випромінювання пасивним резонатором.

Зміст лекції:

8.1. Селекція вищих поперечних мод лазерного випромінювання пасивним резонатором

8.1. Селекція вищих поперечних мод лазерного випромінювання пасивним резонатором

Імпульсний відгук оптичної системи КОС в значній мірі залежить від просторового розподілу амплітуд світлової хвилі в освітлюючому пучку, а також від ширини спектра випромінювання цього пучка. При зміні просторового розподілу амплітуди світлової хвилі і ширини спектра випромінювання в освітлюючому пучку спостерігаються зміни форми імпульсного відгуку, які можуть бути використані для розширення функціональних можливостей КОС у цілому. У загальному виді розподіл світлового поля в спектральній площині КОС подамо залежністю [1]

$$U(x_3, y_3) = F\{U(x_1, y_1)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int A(x_1, y_1) e^{j\varphi(x_1, y_1)} t_c(x_1, y_1) e^{-j2\pi u(x_1 x_3 + y_1 y_3)} \cdot dx_1 dy_1, \quad (8.1)$$

де $A(x_1, y_1)$ -розподіл амплітуд та $\varphi(x_1, y_1)$ -розподіл фаз світлової хвилі у вхідній площині КОС. Для деяких практичних окремих випадків розглянемо вираз (8.1). Зокрема, при:

$$A(x_1, y_1) = \text{const}, \varphi(x_1, y_1) = \text{const} \text{ -рівномірне освітлення плоскою хвилею;}$$

$A(x_1, y_1) = \text{const}, \varphi(x_1, y_1) = \text{const} = (x_1^2 + y_1^2)/l^2$ - рівномірне освітлення

сферичною хвилею;

$A(x_1, y_1) = \exp(-(x_1^2 + y_1^2)/w_0^2)$ -освітлення гаусовим пучком нульового порядку (нерівномірне по полю освітлення апертури вхідного транспаранта);

$A(x_1, y_1) \cdot a(t), \varphi(x_1, y_1) = \text{const}$ квазімонохроматичне освітлення вхідного транспаранта.

З отриманих результатів встановлена можливість зміни форми імпульсного відгуку шляхом цілеспрямованої модуляції амплітуди і фази світлової хвилі в освітлюючому пучку. Так, при освітленні світловою хвилею, розподіл комплексних амплітуд, якої описується поліномами $\sum_n \alpha_n x_1^n$, де α - ваговий (числовий, або функціональний) коефіцієнт, x_1 - просторова координата вхідної площини, що мають місце на практиці при генерації полів у виді вищих мод Гауса-Ерміта, або Гауса-Лагерра, можна показати, що розподіл поля в спектральній площині буде сумою часткових похідних Фур'є-образу вхідного сигналу.

Як було вказано вище, операційні властивості оптичних систем когерентних спектроаналізаторів можуть бути значно розширені шляхом освітлення вхідного сигналу випромінюванням, що містить вищі моди Гауса-Ерміта, або Гауса-Лагерра. Формування таких пучків на виході резонатора промислово-випускаючих лазерів практично неможливе через віньєтування світлового пучка апертурою газорозрядного капіляра активного елемента лазера [2,3]. Тому пропонується використовувати зовнішній резонатор у вигляді багатопроменевого інтерферометра Фабрі-Перо зі сферичними дзеркалами, що значно підвищує його стійкість у порівнянні з плоскими дзеркалами [3]. Проте серійно освоєні і випускаються промисловістю лише інтерферометри Фабрі – Перо з плоскими дзеркалами, що пояснюється простотою задоволення в виробничих умовах до них вимогам по якості відбиваючої поверхні [4]. У роботі [5] приведено численні результати теоретичних і експериментальних дослідженні апаратної функції (АФ) реального інтерферометра Фабрі-Перо при різноманітних дефектах поверхні дзеркал. Показано, що АФ описується функцією Ейрі, а наявність різноманітних дефектів дзеркал призводить лише до згладжування крутизни її резонансних максимумів, тобто до їхнього уширення.

У даній роботі отримана і досліджена АФ інтерферометра Фабрі-Перо зі

сферичними дзеркалами, використовуваного в якості пасивного оптичного резонатора для селекції поперечних мод вищих порядків у вихідному пучку випромінювання лазера. Тому основна увага приділена дослідженню поперечного розподілу амплітуди світлової хвилі, що пройшла через цей інтерферометр (резонатор).

Оптична система пасивного резонатора приведена на рис.8.1 і має два сферичних дзеркала з радіусів R_1 і R_2 , розташованих на відстані l одне від одного. Амплітудні коефіцієнти пропускання $t_1(x_1)$ й $t_2(x_2)$ і відбиття $\rho_1(x_1)$ і $\rho_2(x_2)$ дзеркал в параксіальній області оптичної системи описуються залежностями

$$t_1(x_1) = t_1 \cdot e^{j\frac{k}{R_1}x_1^2} \quad (8.2)$$

$$\rho_1(x_1) = \rho_1 \cdot e^{-j\frac{k}{R_1}x_1^2} \quad (8.3)$$

$$t_2(x_2) = t_2 \cdot e^{j\frac{k}{R_2}x_2^2} \quad (8.4)$$

$$\rho_2(x_2) = \rho_2 \cdot e^{-j\frac{k}{R_2}x_2^2} \quad (8.5)$$

де $k=2\pi/\lambda$ - хвильове число.

Відповідно до дифракційної теорії поширення когерентного монохроматичного випромінювання, розподіл комплексних амплітуд світлової хвилі в двох площинах, розділених прошарком вільного простору товщини l , визначається оператором перетворення Френеля [6]

$$U(x_2) = \sqrt{\frac{1}{j\lambda l}} \int_{-\infty}^{\infty} U(x_1) \cdot e^{j\frac{k}{2l}(x_2-x_1)^2} \cdot dx_1 = \Phi\{U(x_1)\} \quad (8.6)$$

Це дозволяє визначити світлове поле на виході резонатора як суму вхідного поля і багатократно відбитих світлових хвиль від поверхонь дзеркал при кожному подвійному проході хвилею резонатора, що може бути описано наступною залежністю

$$\begin{aligned} U_{\text{вих}}(x_2) &= \Phi\{U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1)\} \cdot t_2(x_2) + \Phi\{\Phi\{\Phi\{U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1)\} \rho_2(x_2)\} \cdot \rho_1(x_1)\} \cdot t_2(x_2) + \\ &+ \Phi\{\Phi\{\Phi\{\Phi\{U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1)\} \rho_2(x_2)\} \rho_1(x_1)\} \rho_2(x_2)\} \rho_1(x_1)\} \cdot t_2(x_2) + \dots = \\ &= t_2(x_2) \cdot \Phi\{U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) + \rho_1(x_1) \cdot \Phi\{\rho_2(x_2) \Phi\{U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) + \\ &+ \rho_1(x_1) \cdot \Phi\{\rho_2(x_2) \cdot \Phi\{U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) + \dots\}\}\}\}\} \dots \}, \end{aligned} \quad (8.7)$$

а також подано у виді графа на рис.8.2, який відображає послідовність утворення світлової хвилі на виході резонатора у виді суми подвійних перетворень Френеля. З виразу (8.7) видно, що кожний такий доданок дорівнює подвійному перетворенню Френеля від попереднього доданку і може бути поданий аналітичною залежністю

$$U_i(x'_2) = \Phi \left\{ \Phi \left\{ U_{i-1}(x_2) \cdot \rho_2(x_2) \right\} \rho_1(x_1) \right\} \quad (8.8)$$

Підставивши в (8.8) залежності (8.2)–(8.5) отримаємо

$$U_i(x'_2) = \sqrt{\left(\frac{1}{j\lambda l}\right)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_{i-1}(x_2) e^{j\frac{k}{2l}(x_2-x_1)^2} \cdot \rho_2 e^{-j\frac{k}{R_2}x_2^2} \cdot \rho_1 e^{j\frac{k}{R_1}x_1^2} \cdot e^{j\frac{k}{2l}(x_1-x'_2)^2} \cdot dx_2 dx_1 \quad (8.9)$$

а помінявши місцями порядок інтегрування по змінним x_1 та x_2 отримаємо

$$U_i(x'_2) = \frac{1}{j\lambda l} \int_{-\infty}^{\infty} U_{i-1}(x_2) \cdot e^{-j\frac{k}{R_2}x_2^2} \cdot \rho_1 \rho_2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\frac{k}{R_1}x_1^2} \cdot e^{j\frac{k}{2l}(x_2-x_1)^2} \cdot e^{j\frac{k}{2l}(x_1-x'_2)^2} \cdot dx_1 dx_2 \quad (8.10)$$

Використавши відомий табличний інтеграл

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-j(ax^2-bx)} \cdot dx = \sqrt{\frac{\pi}{ja}} e^{j\frac{b^2}{4a}} \quad (8.11)$$

внутрішній інтеграл по змінній x_1 у виразі (8.10) запишемо в такому виді

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\frac{k}{R_1}x_1^2} \cdot e^{j\frac{k}{2l}(x_2-x_1)^2} \cdot e^{j\frac{k}{2l}(x_1-x'_2)^2} \cdot dx_1 &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\frac{k}{R_1}x_1^2} \cdot e^{j\frac{k}{2l}x_2^2} \cdot e^{j\frac{k}{2l}x_1^2} \cdot e^{-j\frac{k}{l}x_1x_2} \cdot e^{j\frac{k}{2l}x_1^2} \cdot e^{j\frac{k}{2l}x_2^2} \cdot e^{-j\frac{k}{l}x_1x'_2} dx_1 = \\ &= \sqrt{\frac{\pi}{-jk\left(\frac{1}{l}-\frac{1}{R_1}\right)}} \cdot e^{j\frac{k}{2l}(x_2^2+x_2'^2)} \cdot e^{-j\frac{k^2(x_2+x_2')^2}{l^2 \cdot 4k\left(\frac{1}{l}-\frac{1}{R_1}\right)}} \end{aligned} \quad (8.12)$$

Підставивши цей вираз в (8.10), одержимо

$$U_i(x'_2) = \frac{1}{j\lambda l} \int_{-\infty}^{\infty} U_{i-1}(x_2) \cdot e^{-j\frac{k}{R_2}x_2^2} \cdot \rho_1 \rho_2 \sqrt{\frac{\pi l R_1}{jk(R_1-l)}} \cdot e^{j\frac{k}{2l}(x_2^2-x_2'^2)} \cdot e^{-j\frac{kR_1}{4l(R_1-l)}(x_2^2+x_2')^2} \cdot dx_2 \quad (8.13)$$

а виконавши ряд проміжних алгебраїчних перетворень

$$U_i(x'_2) = \alpha \cdot e^{jk \frac{R_1 - 2l}{4l(R_1 - l)} x_2^2} \int_{-\infty}^{\infty} U_{i-1}(x_2) \cdot e^{jk \left(\frac{R_1 - 2l}{4l(R_1 - l)} - \frac{1}{R_2} \right) x_2^2} \cdot e^{-j \frac{kR_1}{2l(R_1 - l)} x_1 x_2} \cdot dx_2, \quad (8.14)$$

де

$$\alpha = \rho_1 \rho_2 \sqrt{\frac{\pi l R_1}{-jk(R_1 - l)}} \cdot \frac{1}{j\lambda l} = \rho_1 \rho_2 \sqrt{\frac{R_1}{j2\lambda l(R_1 - l)}} \quad (8.15)$$

Вираз (8.14) описує розподіл комплексних амплітуд світлової хвилі на другому дзеркалі після подвійного проходу резонатора світловими пучком. Тому при кожному наступному подвійному проході пучком резонатора, розподіл комплексних амплітуд світлової хвилі, що описується i -тим доданком в (8.7), можна визначити через $i-1$ доданок, виконавши з ним операції (8.14). З виразу (8.14) також випливає, що в залежності від конфігурації резонатора (співвідношення геометричних параметрів R_1 , R_2 та l) при кожному подвійному проході його світловою хвилею над пучком виконується перетворення Френеля, або Фур'є, сформовані в площині другого дзеркала. Масштаб цих перетворень залежить від радіусів дзеркал і довжини хвилі λ випромінювання. Тому розглянемо деякі окремі випадки виразу (8.14) і визначимо конфігурації резонаторів, в яких вони можуть бути здійсненні.

Перетворення Фур'є над світловим пучком при подвійному проході резонатора здійснюється тоді і тільки тоді, коли

$$e^{jk \left(\frac{R_1 - 2l}{4l(R_1 - l)} - \frac{1}{R_2} \right) x_2^2} = 1 \quad (8.16)$$

або

$$\frac{R_1 - 2l}{4l(R_1 - l)} - \frac{1}{R_2} = 0 \quad (8.17)$$

звідки

$$R_2 = 4l \frac{R_1 - l}{(R_1 - 2l)} \quad (8.18)$$

Також

$$e^{jk \frac{R_1 - 2l}{4l(R_1 - l)} x_2^2} = 1 \quad (8.19)$$

звідки

$$\frac{R_1 - 2l}{4l(R_1 - l)} = 0 \quad (8.20)$$

що досягається при $R_1 = 2l$, або $l = R_1/2$. Підставивши це співвідношення в (8.20), одержимо $R_2 = \infty$. Таким чином, перетворення Фур'є над світловим пучком у пасивному резонаторі здійснюється при $R_2 = \infty$, $R_1 = 2l$ тобто в напівконфокальному резонаторі, схема оптичної системи якого приведена на рис.8.3а. Проте отримане рішення не єдино можливе, у чому можна легко переконатися з виразу (8.18), який покажемо у виді такої рівності

$$R_2(R_1 - 2l) = 4l(R_1 - l) \quad (8.21)$$

або при $R_1 = R_2 = R$ отримаємо

$$4l^2 - 6Rl + R^2 = 0 \quad (8.22)$$

Звідки отримаємо квадратне рівняння відносно

$$l_{1,2} = R(3 \pm \sqrt{5})/4 \quad (8.23)$$

тобто $l_1 = 1,31R$, $l_2 = 0,19R$. Таким чином, перетворення Фур'є хвилі при подвійному проході резонатора здійснюється також і в оптичних системах резонаторів, схеми яких приведені на рис.8.3б,в.

Проте в резонаторах, схеми яких приведені на рис.8.3б і рис.8.3в спостерігаються квадратичні фазові викривлення формованого Фур'є-образу, оскільки квадратичний фазовий співмножник перед інтегралом у виразі (8.14) не дорівнює одиниці. Ці викривлення перебірні тільки в напівконфокальному резонаторі, схема якого приведена на рис.8.3а, а вираз (8.14) для нього може бути спрощений і поданий в такому виді

$$U(x'_2) = \rho_1 \rho_2 \sqrt{\frac{j\lambda R}{2}} \cdot \frac{l}{j\lambda l} \int_{-\infty}^{\infty} U_{i-1}(x_2) \cdot e^{-j\frac{k}{\lambda R} 2x_2 x'_2} dx_2 = \alpha \cdot F\{U_{i-1}(x_2)\}, \quad (8.24)$$

де

$$\alpha = \rho_1 \rho_2 \sqrt{\frac{j\lambda R}{2}} \cdot \frac{1}{j\lambda l} = \rho_1 \rho_2 \sqrt{\frac{-jR}{2\lambda l^2}} \quad (8.25)$$

Підставивши (8.25) у (8.7), отримаємо

$$U_{\text{вих}}(x_2) = t_2(x_2) \cdot \Phi \{ U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) + \alpha \cdot F \{ U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) \} + \alpha^2 \cdot F \{ F \{ U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) \} \} + \alpha^3 \cdot F \{ F \{ F \{ U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) \} \} \} + \dots + \alpha^N \cdot F_N \{ U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) \} \}, \quad (8.26)$$

а використавши теорему про N -кратне перетворення Фур'є

$$U_{\text{вих}}(x_2) = t_2(x_2) \cdot \Phi \{ U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) + \alpha \cdot U_{\text{вх}}(x'_1) T_1(x_1) + \alpha^2 \cdot U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) + \alpha^3 U_{\text{вх}}(x'_1) \otimes T_1(x'_1) + \alpha^4 \cdot U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) + \alpha^5 U_{\text{вх}}(x'_1) \otimes T_1(x'_1) + \dots + \alpha^{2(N-1)} \cdot U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) + \alpha^{2(N-1)} U_{\text{вх}}(x'_1) \otimes T_1(x'_1) \} \quad (8.27)$$

та

$$U_{\text{вих}}(x_2) = t_2(x_2) \cdot \Phi \left\{ \frac{1 - \alpha^{4(N-1)}}{1 - \alpha^2} \cdot U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) + \frac{1 - \alpha^{2(2N-1)}}{1 - \alpha^2} U_{\text{вх}}(x'_1) \otimes T_1(x'_1) \right\} \quad (8.28)$$

В отриманому виразі (8.28) доданки у фігурних дужках під оператором Френеля є сумою двох геометричних прогресій для вхідного сигналу і його Фур'є-образу, відповідно. Визначимо суму кожного із них

$$U = U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) [1 + \alpha^2 + \alpha^4 + \alpha^6 + \dots + \alpha^{2(N-1)}] = U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) \cdot \frac{1 - \alpha^{4(N-1)}}{1 - \alpha^2} \quad (8.29)$$

$$U = U_{\text{вх}}(x'_1) \otimes T_1(x'_1) [\alpha + \alpha^3 + \alpha^5 + \alpha^7 + \dots + \alpha^{2N-1}] = U_{\text{вх}}(x'_1) \otimes T_1(x'_1) \cdot \frac{1 - \alpha^{4N-1}}{1 - \alpha^2} \quad (8.30)$$

Спростимо вираз (8.28), а до того ж для $N \gg 1$, можна приблизно прийняти, що

$$4(N-1) \approx 2(2N-1) \quad (8.31)$$

тоді

$$U_{\text{вих}}(x_2) = \frac{1 - \alpha^{2(2N-1)}}{1 - \alpha^2} \cdot t_2(x_2) \cdot \Phi \{ U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) + U_{\text{вх}}(x'_1) \otimes T_1(x'_1) \} \quad (8.32)$$

Отриманий вираз (8.32) описує розподіл комплексних амплітуд світлової хвилі на виході пасивного напівконфокального резонатора, виконаного за схемою інтерферометра Фабрі-Перо. Враховуючи, що друге дзеркало такого резонатора є плоским, а досліджуване світлове поле вводиться в нього з боку сферичного дзеркала, то $t_2(x_2)=\text{const}$, а тому запишемо (8.32) в наступному вигляді

$$U_{\text{вих}}(x_2) = \frac{1-\alpha^{2(2N-1)}}{1-\alpha^2} \cdot \Phi \left\{ U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) + U_{\text{вх}}(x'_1) \otimes T_1(x'_1) \right\} \quad (8.33)$$

або

$$U_{\text{вих}}(x_2) = \frac{1-\alpha^{2(2N-1)}}{1-\alpha^2} \cdot \Phi \left\{ U_{\text{вх}}(x_1) \cdot t_1(x_1) + \int_{-\infty}^{\infty} U(x_1) \cdot t_1(x_1) \cdot e^{-j\frac{4\pi}{\lambda R} 2x_1 x'_1} dx_1 \right\} \quad (8.34)$$

Вираз у фігурних дужках під знаком оператора Френеля це однорідне інтегральне рівняння Фредгольма другого роду при рівності нулю поля в окремих точках площини $x_2 y_2$. Рішеннями такого рівняння є власні функції Гауса-Ерміта n -го порядку, що описують форму поля на виході активного резонатора лазерів. Отже, незалежно від виду (форми) $U_{\text{вх}}(x_1)$ вхідного поля на виході пасивного резонатора формуються вищі поперечні моди генерації, що описуються функціями Гауса-Ерміта

$$U_n(x) = \frac{1}{\sqrt{n! 2^{n+1} \sqrt{\pi}}} \cdot \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right) \cdot H_n \left(\frac{x\sqrt{2}}{\omega} \right) \cdot e^{-\frac{x^2}{\omega^2}} \quad (8.35)$$

Порядок n такої моди визначається геометричними розмірами l і R резонатора, а також кутковою юстирувкою його дзеркал. Так, при нахилі вхідного дзеркала на малий кут θ , його амплітудний коефіцієнт відбиття описується виразом

$$\rho_2(x_2) = \rho_1 \cdot e^{-j\frac{k}{R_2} x_2^2 - jk\theta x_2}, \quad (8.36)$$

а підставивши який у перший інтеграл співвідношення (8.10), отримаємо

$$U_i(x_2) = \frac{1}{j\lambda l} U_{i-1}(x_2) \rho_1 \rho_2 \cdot e^{-j\frac{k}{R_2} x_2^2 - jk\theta x_2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\frac{k}{R_1} x_1^2} \cdot e^{-j\frac{k}{2l}(x_2-x_1)^2} \cdot e^{-j\frac{k}{2l}(x_1-x_2)^2} dx_1 dx_2 \quad (8.37)$$

Внутрішній інтеграл по змінній x_1 був обчислений раніше і описується співвідношенням (8.12), підставивши яке у (8.37) і виконавши ряд проміжних тригонометричних перетворень, запишемо його в такому виді

$$U(x'_2) = \alpha e^{jk \frac{R_1 - 2l}{4l(R_1 - l)} x_2^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} U_{i-1}(x_2) \cdot e^{jk \left(\frac{R_1 - 2l}{4l(R_1 - l)} - \frac{1}{R_2} \right) x_2^2} \cdot e^{-jk \frac{kR_1}{2l(R_1 - l)} x_2 x'_2} \cdot dx_2 \quad (8.38)$$

Аналогічно, як і в розглянутому випадку, перетворення Фур'є й усунення в ньому квадратичних фазових спотворень досягається при

$$e^{jk \left(\frac{R_1 - 2l}{4l(R_1 - l)} - \frac{1}{R_2} \right) x_2^2} = 1 \quad (8.39)$$

звідки

$$R_2 = 4l \frac{R_1 - l}{R_1 - 2l} \quad (8.40)$$

та

$$e^{jk \frac{R_1 - 2l}{4l(R_1 - l)} x_2^2} = 1 \quad (8.41)$$

звідки $R_1 = 2l$ а співвідношення (8.38) може бути подане в такому виді:

$$U(x'_2) = \alpha \int_{-\infty}^{\infty} U_{i-1}(x_2) \cdot e^{-jk\theta x_2} \cdot e^{-jk2x_2 x'_2} \cdot dx_2 = \alpha \int_{-\infty}^{\infty} U_{i-1}(x_2) \cdot e^{-jk \left(\theta_2 + \frac{2x'_2}{R} \right) x_2} \cdot dx_2 = \alpha \cdot U_{i-1} \left(\theta + \frac{2x'_2}{R} \right) \quad (8.42)$$

яке випливає з теореми про зсув Фур'є-образу.

Таким чином, із (8.42) випливає, що розподіл поля на вихідному дзеркалі резонатора є Фур'є-образом цього ж поля до подвійного проходу резонатора світловою хвилею, тобто при кожному подвійному проході резонатора реалізується оператор Фур'є-перетворення над полем. Далі на рис.8.4 наведено фотографії вищих поперечних мод лазерного випромінювання, які отримано за допомогою пасивного резонатора, встановленого в пучку випромінювання лазера ЛГН-105. Пасивними резонаторами використовувались резонатори від лазерів ЛГ-78 виготовлені в монолітному кварцовому корпусі.

Закріплення матеріалу

- 8.1. Що таке селекція мод випромінювання.
- 8.2. Що таке пасивний резонатор
- 8.3. Які моди формуються на виході пасивного резонатора
- 8.4. Які форми вхідних хвиль освітлення використовують.
- 8.5. Визначення перетворення Фур'є.

Перелік використаної літератури в Лекції 8

1. Колобродов В.Г., Тимчик Г.С. Аналіз оптичних схем когерентних спектроаналізаторів. – ОМП, 1982, №10, с.4.
2. Іщенко Е.Ф. Відкриті оптичні резонатори.-М.:Рад.радіо, 1980.
3. Вайнштейн Л.А. Відкриті резонатори і відкриті хвилеводи.-М.:Рад. Радіо, 1966.
4. Байбородин Ю.Б., Криксунов Л.З., Литвиненко О.Н. Довідник з лазерної техніки.-Київ.:Вища школа, 1977.
5. Жиглинський А.Г., Кучинський В.В. Реальний інтерферометр Фабрі-Перо.-Л.:Машинобудування, 1983.
6. Литвиненко О.Н. Основи радіооптики.-Київ.:Техника, 1974.

Лазерні технології Конспект лекцій

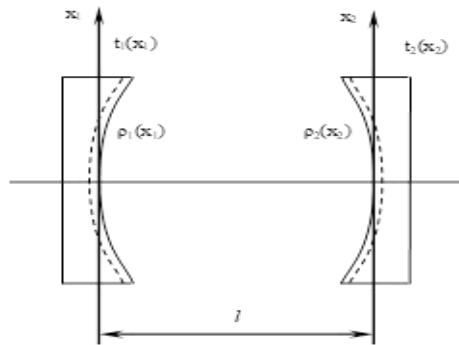


Рис. 8.1. Оптична схема відкритого пасивного резонатора

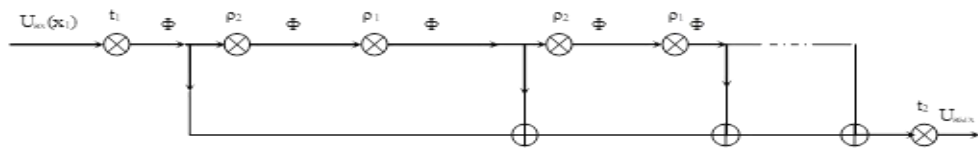


Рис. 8.2. Структурний граф перетворення світлової хвилі в пасивному резонаторі.

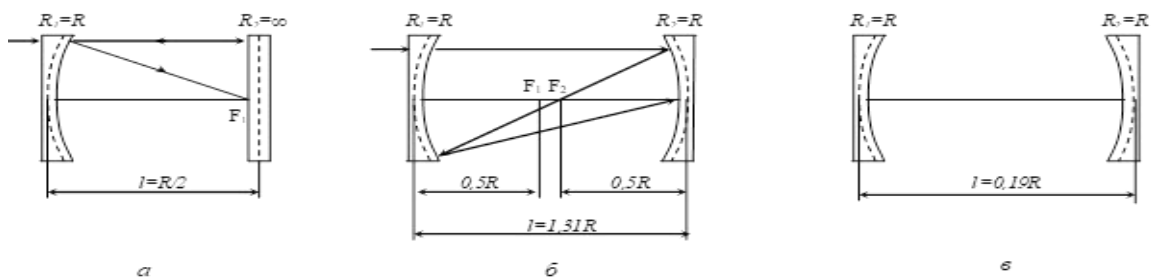


Рис. 8.3. Схеми оптичних систем пасивних резонаторів.

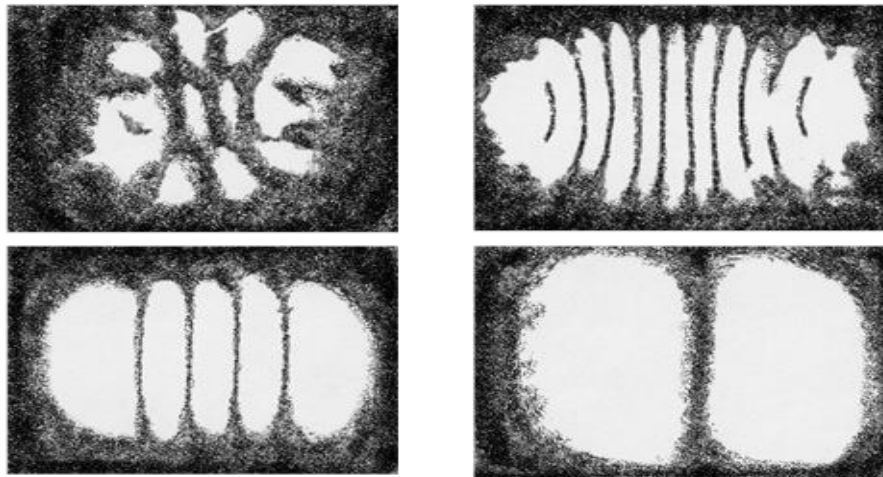


Рис. 8.4. Конфігурації вищих мод випромінювання на виході пасивного резонатору.

РОЗДІЛ 2

ВІДКРИТІ РЕЗОНАТОРИ

Лекція 9

РЕЗОНАТОР І ПРОБЛЕМА ДИФРАКЦІЙНИХ ВТРАТ

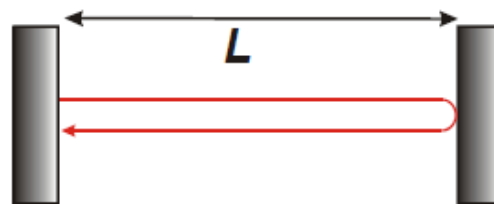
Мета лекції: ознайомлення з поняттям повздовжні та поперечні моди; резонатор і проблема дифракційних втрат.

Зміст лекції:

- 9.1. Повздовжні моди
- 9.2. Поперечні моди
- 9.3. Резонатор і проблема дифракційних втрат

9.1 Повздовжні моди

У оптичному резонаторі, як і у всякому іншому резонаторі, можуть бути збуджені тільки власні коливання, у яких ціле число півхвиль точно співпадає з геометричною довжиною резонатора (рис. 9.1).



$$2L = n\lambda; \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}$$

Для $\lambda = 600 \text{ нм}$ и $L = 0.6 \text{ м}$ $\Delta\lambda = 3 \times 10^4 \text{ нм}$

Рис. 9.1 Повздовжні моди

У оптичному резонаторі можуть бути посилені тільки такі електромагнітні хвилі, амплітуди яких на дзеркалах мають вузол (стоячі хвилі). Ця умова є виконаною, якщо відстань між дзеркалами рівна цілому числу півхвиль.

Таким чином, для лазерного резонатора повинно виконуватися співвідношення:

$$L = \frac{\lambda n}{2} \quad (9.1)$$

де $n=1,2,3$; λ - довжина хвилі; L - довжина резонатора. У лазерних резонаторах n дуже велике, а різниця по частоті між двома сусідніми подовжніми модами складає:

$$\Delta\nu = c/2L \quad (9.2)$$

При довжині резонатора 0,5 м відстань між сусідніми модами складає 300 МГц. З великої кількості можливих власних частот оптичного резонатора збуджуються тільки ті, які лежать в межах контура посилення і смуги пропускання резонатора. Тільки для цих частот посилення перевищує втрати, і досягається генерація лазерного випромінювання там, де посилення усередині доплерівської смуги більше, ніж втрати, осьова мода дає лазерне випромінювання.

Кількість генерованих осьових власних частот в основному визначається відношенням доплерівської смуги до міжмодового інтервалу.

9.2 Поперечні моди

Окрім повздовжніх мод існують ще й поперечні електромагнітні моди (TEM_{ln}). Ці моди описують просторовий розподіл інтенсивності випромінювання в резонаторі. Нижча мода - основна мода TEM_{00} . Для вищих мод, значення l і/або n відрізняється від нуля. При генерації довільної поперечної моди лазерний пучок розщепляється на $l+1$ або $n+1$.

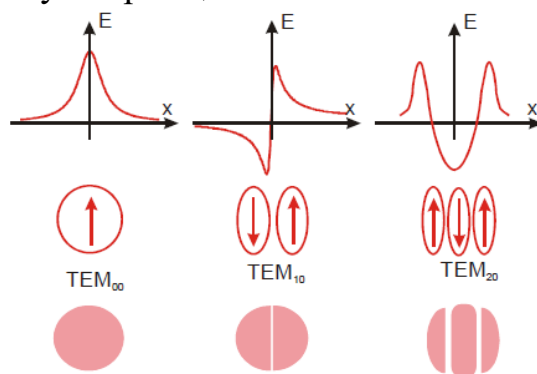


Рис. 9.2 Поперечні моди

Оскільки двовимірний розподіл визначається утворенням двох одновимірних, то можна представити зразковий вид просторового розподілу інтенсивностей нижчих типів поперечних мод (рис. 9.3).

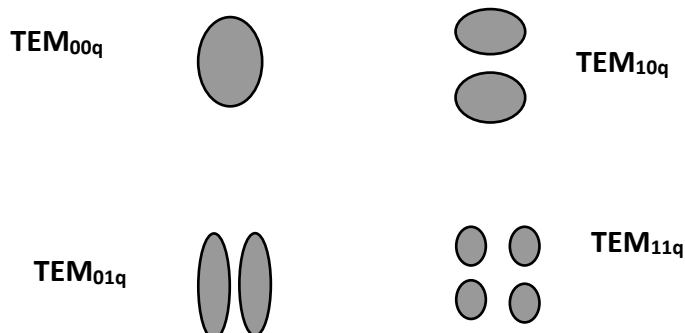


Рис. 9.3 Розподіл інтенсивності в різних типах поперечних мод

У разі квадратних дзеркал моди TEM_{10q} і TEM_{01q} є виродженими.

З рисунка 9.3 зрозуміло, що мода TEM_{00q} має найбільшу добротність, оскільки інтенсивність світлової хвилі зосереджена поблизу осі резонатора і швидко спадає до країв дзеркал резонатора. Тому її часто називають основною модою. У міру підвищення поперечних індексів максимум інтенсивності зміщується від оптичної осі дзеркал резонатора і ростуть втрати із-за дифракції на їх краях.

9.3 Резонатор і проблема дифракційних втрат

Очевидно, що окрім створення позитивного зворотного зв'язку, необхідного для виконання умови самозбудження і переходу в автоколивальний режим, резонатор впливає на характеристики лазерного випромінювання. Для з'ясування цього впливу геометричних міркувань недостатньо.

Вважаючи, що між плоскопаралельними круглими дзеркалами поширюється плоска хвиля, існує умова резонансу як стоячої хвилі і, відповідно, оцінка добротності резонатора. Якщо допустити, що усередині симетричного резонатора завдовжки l , радіусом дзеркала a і віддзеркаленням від дзеркал по інтенсивності R можуть поширюватися хвилі, що падають на дзеркала не нормально, а під невеликим кутом, то така плоска хвиля встигне відбитися $(1/l - R)$ раз, перш ніж вийде за межі відбиваючих дисків, отже, відповідний резонанс володітиме приблизно удвічі меншою добротністю, ніж для хвилі (рис.9.4), що нормально падає.

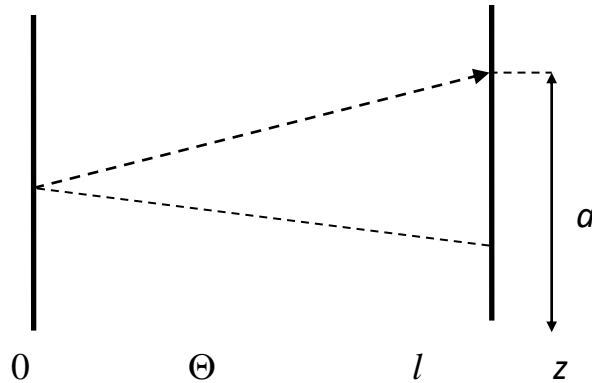


Рис. 9.4 Поширення параксiальної плоскої хвилі

Отже, кут

$$\Theta = 2a(1-R)/l \quad (9.3)$$

є граничним кутом, що обмежує напрями поширення хвиль в резонаторі, відповідних коливанням з високою добротністю.

Міркування допускає сильну несуровість, оскільки ігнорує дифракційні втрати на краях дзеркал. Простий облік цих втрат, що призводить до необхідності вступу загасання резонатора, можна провести так. Введемо деякий еквівалентний коефіцієнт втрат β :

$$\frac{dI}{dz} = -\beta I \quad (9.4)$$

Зручно записати $\beta = A/l$, де A - коефіцієнт втрат енергії за один прохід між дзеркалами. Введемо щільність енергії $\rho = I/c$ і, аналогічно L_2 , врахуємо, що $dz = cdt$. Тоді отримаємо рівняння для ρ :

$$\frac{d\rho}{dt} = -(Ac/l) \times \rho \quad (9.5)$$

експоненціальне рішення, що має:

$$\rho = \rho_0 \exp(-t/\tau_{\text{ефф}}) \quad (9.6)$$

де позначено:

$$\tau_{\text{ефф}} = l/Ac = 1/\beta c \quad (9.7)$$

Час $\tau_{\text{ефф}}$ називають часом життя фотона в моді. Можна зв'язати $\tau_{\text{ефф}}$ з добротністю резонатора :

$$Q = 2\pi \frac{\rho_0}{\rho_0[1-\exp(-T_\lambda/\tau_{\text{ефф}})]} = 2\pi \frac{\tau_{\text{ефф}}}{T_\lambda} = \omega\tau_{\text{ефф}} \quad (9.8)$$

де T_λ - період власних коливань даної моди, причому для усіх стійких мод резонатора $T_\lambda \ll \tau_{\text{ефф}}$.

Звичайно, питання про існування стійких мод резонатора тісно пов'язане з дифракційними втратами. При кожному акті проходження випромінювання між дзеркалами і віддзеркалення від дзеркал дифракційні втрати перешкоджають поверненню в резонатор повної енергії випромінювання відповідно до коефіцієнта віддзеркалення R . Отже, резонатор типу Фабри-Перо з кінцевими розмірами дзеркал взагалі не повинен створювати стійких просторових конфігурацій поля, якщо залишатися у рамках геометричних представлень, тобто трактувати поле в резонаторі у вигляді плоскої хвилі з постійною амплітудою.

Закріплення матеріалу

- 9.1. Що таке власні коливання.
- 9.2. Дифракційні втрати.
- 9.3. Час життя фотона
- 9.4. Добротність резонатора
- 9.5. Як визначити еквівалентний коефіцієнт втрат

РОЗДІЛ 2

ВІДКРИТІ РЕЗОНАТОРИ

Лекція 10

ЕТАЛОН ФАБРИ-ПЕРО. СИМЕТРИЧНИЙ КОНФОКАЛЬНИЙ РЕЗОНАТОР

Мета лекції: розгляд резонаторів типу Фабрі-Перо; ознайомлення зі симетричним конфокальним резонатором.

Зміст лекції:

10.1. Резонатори типу Фабрі-Перо

10.2. Симетричний конфокальний резонатор

10.1 Резонатори типу Фабрі-Перо

Відкриті резонатори типу Фабрі-Перо характеризуються дискретним набором власних мод.

Однорідні плоскі хвилі не є нормальними модами відкритих резонаторів.

Коливання, відповідні власним модам, майже повністю поперечні. Тому вони позначаються TEM (Transverse Electro Magnetic) з потрійним індексом TEM_{mnq} , де m і n відносяться до змін поля в площині, перпендикулярній оптичній осі, а q - уздовж оптичної осі (індекс q дорівнює числу півхвиль, що укладаються на довжині резонатора).

Основна мода, що не має нулів в поперечному розподілі, позначається TEM_{00q} і характеризується найменшими дифракційними втратами. Усі інші моди мають вищі втрати, ніж основна.

Оскільки амплітуда поля сильно зменшується до країв дзеркал для усіх власних мод, їх дифракційні втрати в реальній ситуації можуть бути малі.

Вчені Фокс і Лі провели ітераційним методом розрахунки для різних резонаторів типу інтерферометра Фабрі-Перо (з плоско-паралельними дзеркалами) в декількох геометричних конфігураціях (прямокутні плоскі, круглі плоскі, прямокутні і круглі сферичні, еліптичні). Ці розрахунки показали, що ітерації починають давати сталий розподіл приблизно після 300 проходів.

У своїх розрахунках Фокс і Лі початково задавали рівномірний розподіл по поверхні дзеркал з постійною фазою або із зміною знаку в центрі дзеркала. У результаті були отримані відповідно найдобротніші симетричні і антисиметричні одновимірні розподіли (рис.10.1).

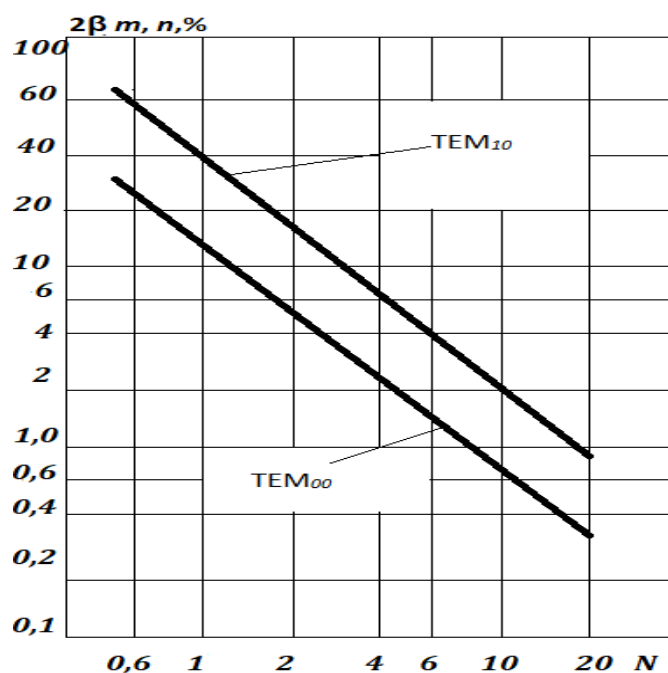


Рис. 10.1 Розподіл відносної амплітуди поля для двох нижчих власних коливань

Очевидно, що на добротності власних типів коливань вирішальним чином позначається співвідношення розмірів поперечного розподілу і дзеркал резонатора: чим менше розмір дзеркал резонатора, тим більше дифракційні втрати на їх краях.

Тоді параметром, відповідним розмірам резонатора, будуть числа Френеля, приблизно рівні числу зон Френеля, видимих на одному дзеркалі резонатора з центру другого.

На рисунку 10.2 приведені типові залежності втрат потужності випромінювання за один прохід резонатора з плоскими дзеркалами від числа Френеля, отримані Фоксом і Лі.

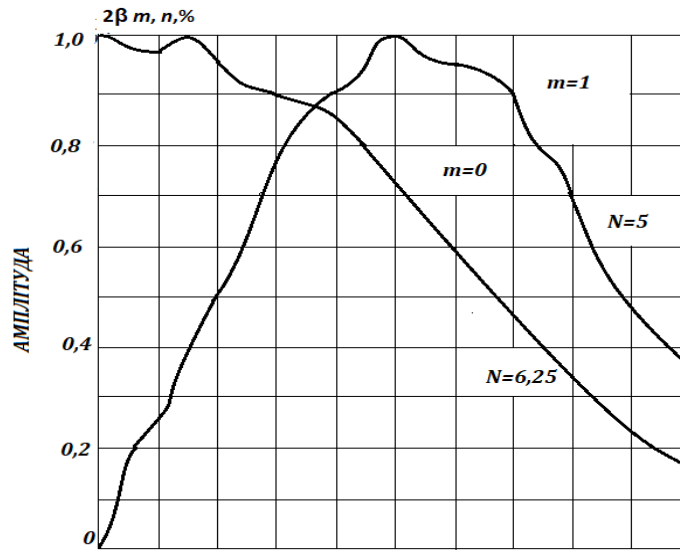


Рис. 10.2 Залежність втрат потужності за один прохід від числа Френеля

На рисунку 10.3 приведений розподіл фази на поверхні дзеркала для нижчого типу коливань. Видно, що плоска поверхня дзеркала взагалі не є синфазною для власного типу коливань, тобто не співпадає з його фронтом хвилі.

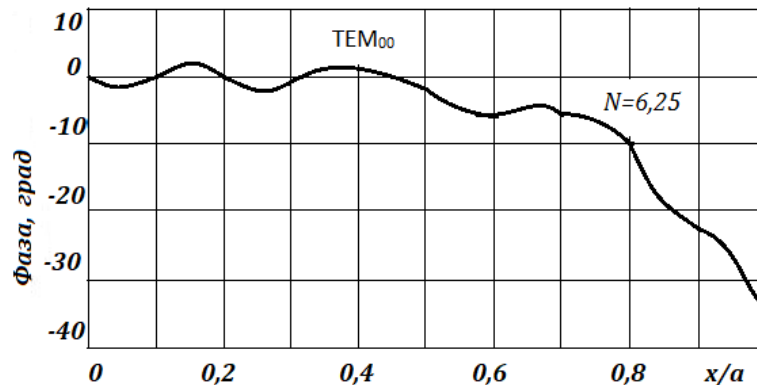


Рис.10.3 Розподіл фази нижчого типу коливань по поверхні дзеркала

Не дивлячись на те, що резонатори Фабрі-Перо, утворені двома плоскими дзеркалами, першими потрапили у поле зору дослідників і були використані ними на практиці, досить очевидні їх недоліки. Дійсно, навіть невелика непаралельність дзеркал резонатора достатня для того, щоб випромінювання покинуло резонатор. У цьому сенсі аж до появи роботи Фокса і Лі робота резонатора Фабрі-Перо залишалася своєрідною загадкою для теоретиків. Насправді, критичність до юстирування і неминучість великих дифракційних втрат на краях дзеркал начебто роблять резонатор з плоскими дзеркалами

настільки нестійким, що на практиці змусити лазер працювати представлялося завданням, що не має рішення.

Проте саме на практиці в перші роки розвитку квантової електроніки резонатори типу Фабрі-Перо дозволили отримати генерацію на безлічі переходів газових і твердотілих активних середовищ і викликали лавиноподібне наростання інтересу до лазерів у усіх без виключення дослідників як у фундаментальному, так і в прикладному сенсі. Робота Фокса і Лі з'явилася виключно своєчасно в плані просування по шляху вирішення проблеми стійкості оптичних резонаторів і стала в цьому сенсі класичною.

Проте результати цієї роботи ніяк не можна було визнати остаточним рішенням проблеми, оскільки методика чисельного розрахунку за допомогою інтегралів Френеля-Кірхгофа носить дуже помітний наліт "повзучою емпірики" і залишає за межами уваги принципові питання стійкості оптичних резонаторів.

10.2 Симетричний конфокальний резонатор

Отже, в роботі Фокса і Лі було показано, що, хоча в резонаторах типу Фабрі-Перо можливі стійкі конфігурації поля з урахуванням дифракційних втрат, розподіл фази власних типів коливань по плоскій поверхні не відповідає формі цієї поверхні. Автори роботи зробили природний крок: розрахували аналогічним чином резонатори зі сферичними дзеркалами, де фазові спотворення на увігнутій сферичній поверхні виявилися помітно менше, ніж на плоскій. Тому серед висновків роботи, разом з поясненням, що однорідні плоскі хвилі не є нормальними модами відкритих резонаторів, прозвучала рекомендація до використання увігнутих дзеркал сферичної форми.

Крім того, на користь сферичних дзеркал говорять і чисто практичні аргументи, оскільки технологія виготовлення сферичних поверхонь оптичної якості добре відпрацьована в порівнянні з поверхнями іншої форми кривизни. Відмітимо, проте, що і принципові міркування навіть без стомливих чисельних розрахунків звертають увагу саме на сферичні дзеркала. По-перше, всяка відмінність від плоскої поверхні в першому наближенні описується найпростіше саме як сфера. По-друге, увігнуте сферичне дзеркало має фокусуючі властивості і збирає пучок внутрішньо резонатора "ближче" до оптичної осі, тим самим знижуючи чутливість резонатора до раз'юстировок.

Ці міркування, звичайно, самі по собі достатньо примітивні, і нижче ми обґрунтуємо вибір сферичної форми дзеркал з набагато фундаментальніших

позицій, але навіть і тут очевидно, що стійкість резонатора, або критичність його до розьюстировок, істотно залежить від вибору кривизни дзеркал. Отже, для опису таких резонаторів до поперечних розмірів дзеркал і відстані між ними додадуться радіуси кривизни r_1 і r_2 (рис. 10.4).

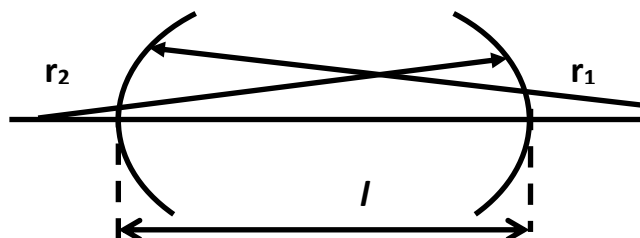


Рис. 10.4. Резонатор зі сферичними дзеркалами

Після виходу у світ роботи Фокса і Лі кількість робіт, присвячених оптичним резонаторам, стало лавиноподібно наростати. Так, в одній з перших публікацій Бойдом і Гордоном було показано, що у разі симетричного конфокального резонатора ($r_1=r_2=l$) інтегральне рівняння, що описує поле в резонаторі, може бути вирішене аналітично. Розподіл власних типів коливань по поверхні дзеркал такого резонатора описується сфероїдальними функціями:

$$U_{mn}(\xi, \eta) = S_{0m}(2\pi N, \xi) S_{0n}(2\pi N, \eta), \quad (10.1)$$

де $\xi=x/a$, $\eta=y/a$, $N=a^2/\lambda l$.

Оскільки власні функції дійсні, відзеркалювальні поверхні дзеркал є поверхнями постійної фази, тобто співпадають з хвилевим фронтом власних типів коливань.

Уявна частина власного значення рівна

$$Im(In\gamma_{mn}) = (kl + \alpha_{mn}) = -(m+n+1)\pi/2 + kl \quad (10.2)$$

тобто фазове зрушення за один прохід, що віднімається з геометричного фазового зрушення, рівне

$$\alpha_{mn} = (m+n+1)\pi/2 \quad (10.3)$$

і не залежить від числа Френеля.

Власні частоти резонатора визначаються вираженням

$$\nu_{mnq} = c/4l(2q+1+m+n) \quad (10.4)$$

Таким чином, спектр власних частот симетричного конфокального резонатора сильно вироджений, а мінімальний інтервал частот між сусідніми модами рівний $c/4l$.

Це, зокрема, полегшує завдання реалізації одночастотного режиму роботи лазера.

У найбільш поширеному випадку великих чисел Френеля ($2\pi N \gg 1$) функції, що описують поперечний розподіл поля по поверхні дзеркала уздовж кожної з координат, можуть бути описані у вигляді функції Гауса на поліноми Ерміта :

$$u_m(\xi) \approx \frac{\Gamma(m/2+1)}{\Gamma(m+1)} H_m(\sqrt{2\pi N}\xi) \cdot e^{\frac{1}{2}2\pi N\xi^2} \quad (10.5)$$

Перші три поліноми Ерміта записуються у вигляді:

$$H_0(x) = 1; H_1(x) = 2x; H_2(x) = 2(x^2 - 1) \quad (10.6)$$

Так само, як у разі резонаторів з плоскими дзеркалами, індекс у функції u_m показує число нулів в розподілі.

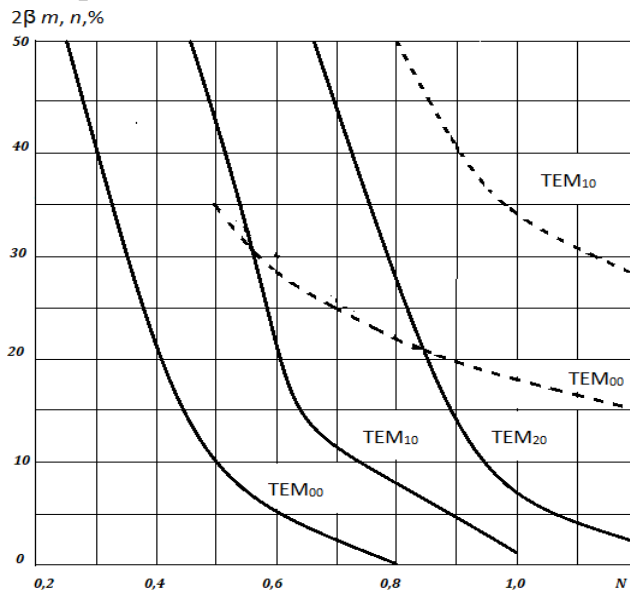


Рис.10.5 Залежність втрат потужності за один прохід від числа Френеля

Отже, для власних типів коливань втрати в конфокальному резонаторі виявляються менше, ніж в резонаторі з плоскими дзеркалами таких же поперечних розмірів. Залежність втрат потужності за один прохід від числа Френеля N для конфокального резонатора представлена на рис. 10.5.

Слід також відмітити, що в симетричному конфокальному резонаторі створюються набагато кращі умови для селекції нижчої моди, чим в резонаторі з плоскими дзеркалами. Дійсно, в районі $N \approx 0,5$ втрат основної моди малі і істотно нижче за втрати мод вищих порядків.

В показник експоненти входить величина $N\xi^2 = x^2/L\lambda$, незалежна від розмірів дзеркал. Тому при зміні поперечного розміру дзеркал величина освітленої плями мінятися не буде (не слід забувати, проте, що це справедливо при досить великих значеннях числа Френеля).

Для основної моди радіус освітленої плями на дзеркалі, відповідний зменшенню амплітуди поля в e разів буде рівний:

$$r_{1/e} = \sqrt{\frac{l\lambda}{\pi}} \quad (10.7)$$

Відповідно діаметр плями на дзеркалі, при якому потужність падає удвічі, рівний:

$$d_{0,5} = 1,18\sqrt{\frac{l\lambda}{\pi}} \quad (10.8)$$

Якщо випромінювання основної моди виходить з резонатора через частково прозоре дзеркало, то діаграма спрямованості може бути розрахована з розподілу поля на дзеркалі. Такий розрахунок призводить до наступного значення ширини діаграми спрямованості по рівню половинної потужності:

$$\varphi_{0,5} = 0,94\sqrt{\frac{\lambda}{l}} = 0,53\frac{\lambda}{r_{1/e}} = 0,63\frac{\lambda}{d_{0,5}} \text{ рад} \quad (10.9)$$

Можна простежити за переміщенням поверхні постійної фази в просторі. При цьому рівняння для синфазної поверхні, що перетинає вісь резонатора в точці z_0 , має вигляд

$$z - z_0 = -\frac{2z_0}{l^2 + 4z_0^2}(x^2 + y^2) \quad (10.10)$$

В межах прийнятого наближення це рівняння описує сферичну поверхню з радіусом кривизни

$$r = \frac{l^2 + 4z_0^2}{4z_0} \quad (10.11)$$

При $z_0 = \pm l/2$ поверхні співпадають з поверхнями дзеркал початкового резонатора. Видно, що синфазною є і фокальна площина дзеркал $z_0 = 0$.

У будь-якій площині $z=z_0$ радіус плями основної моди по рівню $1/e$ рівний:

$$r_{1/e}(z_0) = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi l} (l^2 + 4z_0^2)} \quad (10.12)$$

Найменший розмір плями у фокальній площині (перетяжка) і рівний

$$r_{1/e}(0) = \sqrt{\frac{\lambda l}{2\pi}} \quad (10.13)$$

Закріплення матеріалу

- 10.1. Що таке число Френеля.
- 10.2. Залежність втрат потужності за один прохід від числа Френеля.
- 10.3. Розподіл фази нижчого типу коливань по поверхні дзеркала.
- 10.4. Який і де найменший радіус плями пучка випромінювання.
- 10.5. Що таке симетричний резонатор і які його особливості.

РОЗДІЛ 2

ВІДКРИТІ РЕЗОНАТОРИ

Лекція 11

РЕЗОНАТОРИ З ДОВІЛЬНИМИ СФЕРИЧНИМИ ДЗЕРКАЛАМИ

Мета лекції: вивчення резонаторів з довільними сферичними дзеркалами та діаграма стійкості резонаторів.

Зміст лекції:

- 11.1. Резонатори з довільними сферичними дзеркалами
- 11.2. Діаграма стійкості резонаторів

11.1 Резонатори з довільними сферичними дзеркалами

Через граничність і фундаментальність пучка гауса він стійкий до незначних змін просторової конфігурації поля. Використовуючи цей факт, візьмемо дзеркала такої форми, щоб вони повторювали форму фронту пучка в цьому місці.

Оскільки в параксіальному наближенні фронт пучка гауса в кожній точці з можна розглядати як сферичний, дзеркала слід узяти сферичними і розташувати їх там, де кривизна фронту співпадає з кривизною дзеркала.

Це дозволяє використовувати отримані для симетричних конфокальних резонаторів результати для аналізу резонаторів з довільними сферичними дзеркалами.

Спершу розглянемо резонатори з дзеркалами, що мають однаковий радіус кривизни R . В цьому випадку нам необхідно визначити довжину еквівалентного симетричного конфокального резонатора. Для цього скористаємось формулою (10.11), яку запишемо у вигляді

$$R = \frac{L_e^2 + L^2}{2L}, \quad (11.1)$$

де L - довжина резонатора.

Тоді

$$L_e = \sqrt{L(2R - L)} \quad (11.2)$$

Структура розподілу поля власних типів коливань буде такою ж, як в еквівалентному резонаторі. Проте зміна відстані між дзеркалами призводить до зміни вираження для власних частот резонатора, які визначаються вже формулою (10.4), з якої видно, що в порівнянні з симетричним конфокальним резонатором розподіл частково змінюється і спектр власних частот стає складнішим.

Втрати для мод в даному резонаторі будуть такими ж, як в еквівалентному конфокальному резонаторі, якщо виконується співвідношення

$$\frac{2a_e}{r_{e1/e}} = \frac{2a}{r_{1/e}} \quad (11.3)$$

Величина $r_{1/e}$ може бути розрахована по формулі (10.7).

Аналогічним чином може бути проведений розгляд резонаторів з довільними сферичними дзеркалами.

В цьому випадку поперечник основної моди резонатора визначатиметься формулою

$$r_i^2 = \frac{\lambda}{\pi} R_i \sqrt{L} \sqrt{\frac{R_k - L}{(R_i - L)(R_i + R_k - L)}}, \quad (11.4)$$

де R_i, R_k - радіуси кривизни i і k ($i, k = 1, 2, i \neq k$) дзеркал резонатора.

З формули (11.4) можна зробити висновок, що у випадках $L \rightarrow R_i$, або $L \rightarrow R_1 + R_2$ розмір плями на одному або обох дзеркалах прагне до нескінченності.

Фізичний сенс цієї особливості означає, що конфігурація поля не може розглядатися як стійка (у сенсі гауса). Відповідно, резонатори, для яких виконуються умови

$$\begin{aligned} R_1 < L < R_2 \\ L > R_1 + R_2 \end{aligned} \quad (11.5)$$

називають нестійкими.

До їх числа відносяться і резонатори, утворені випуклими дзеркалами (рис. 11.1). Видно, що довго поширюватися в резонаторі можуть тільки хвилі, що поширюються строго уздовж осі резонатора. Щонайменше відхилення від цього напрямку (а воно неминуче вже через дифракцію) приведе до виходу хвилі з резонатора назовні.

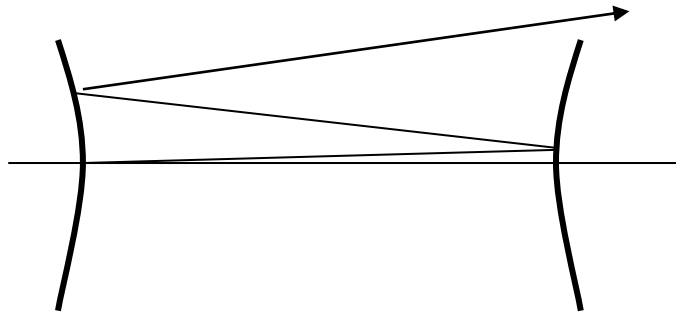


Рис. 11.1. Нестійкий резонатор, утворений випуклими дзеркалами.

11.2 Діаграма стійкості резонаторів

Для розгляду характеристик резонаторів з різною геометрією зручно скористатися параметрами $g_i=1-L/R_i$, де $i=1,2$ (рис.11.2).

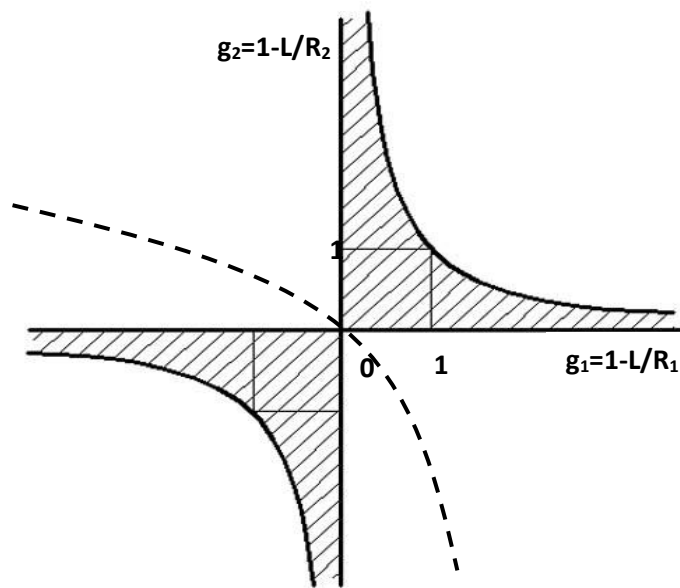


Рис.11.2 Діаграма стійкості резонаторів

У площини g_i області, в яких виконуються нерівності, зворотні (11.5), обмежені осями координат і гіперболою $g_1g_2=1$ і називаються областями стійкості оптичних резонаторів. На рис. 11.2 ці області заштриховані.

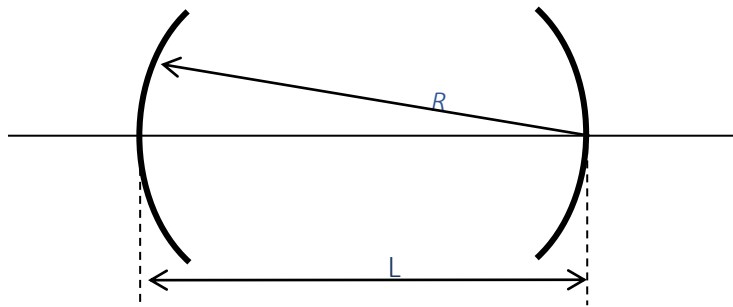


Рис. 11.3 Симетричний конфокальний резонатор

Конфокальний резонатор ($g_1=0$, $g_2=0$) розташований на межі стійкості (рис. 11.3). Щонайменша асиметрія виводить резонатор в область нестійкості.

Напівконфокальний резонатор $L=R_1/2$, $R_2=\infty$ ($g_1=0,5$, $g_2=1$), який повинен мати з точки зору поперечного розподілу такі ж характеристики, як симетричний конфокальний, опиняється в стійкій області (рис. 11.4).

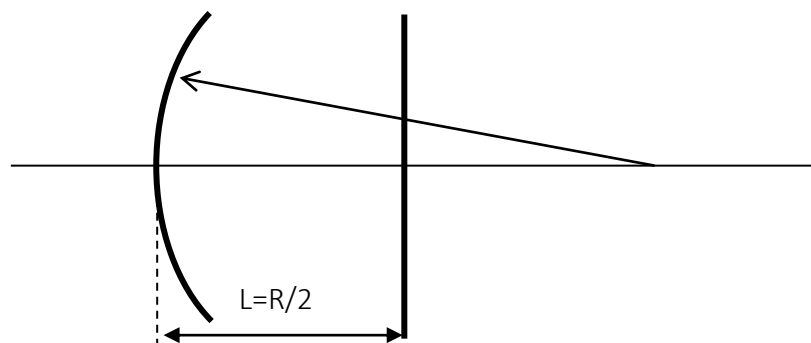


Рис. 11.4 Напівконфокальний резонатор

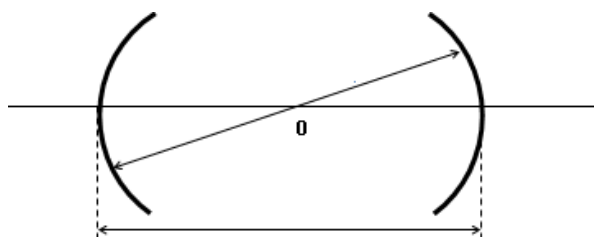


Рис. 11.5 Симетричний концентричний резонатор

Фізично це можна представити так, що сферичне дзеркало, "дивлячись" в плоске, "бачить само себе". Плоске дзеркало розташовується якраз в перетяжці пучка (ми пам'ятаємо, що в перетяжці фронт плоский) гауса. Така конфігурація дзеркал зручна, по-перше, для реалізації найменшого розміру пучка на виході лазера (плоске дзеркало роблять вихідним, сферичне - глухим), по-друге, для зручності визначення розміру перетяжки по плямі на вихідному дзеркалі. Тому напівконфокальний резонатор знайшов дуже широке практичне застосування.

Плоскопаралельний резонатор, або резонатор Фабрі-Перо ($g_1=1, g_2=1$) також потрапляє на межу стійкості, що також фізично ясно — щонайменше відхилення поширення хвилі від напрямку, перпендикулярного площині дзеркал, призводить до швидкого виходу хвилі з резонатора.

Симетричний концентричний резонатор $L=2R_1=2R_2$ ($g_1=-1, g_2=-1$), в якому співпадають центри кривизни дзеркал, знову потрапляє на межу стійкості (рис.11.2), так само, як і напівконцентричний резонатор $L=R_1, R_2=\infty$ ($g_1=0, g_2=1$).

Концентричний резонатор має найбільшу можливу при заданих радіусах кривизни дзеркал довжину. Не дивлячись на те, що така конфігурація здається на перший погляд далекою від оптимальної, вона знайшла досить часте практичне застосування.

Насправді, збільшення кута расходимості пучка не є однозначно негативним явищем, оскільки одночасно покращує умови селекції мод. Використовуючи аналогію з кутовою дисперсією спектральних приладів, можна з успіхом виділяти як основну моду, що має мінімальний поперечник на вихідному дзеркалі, так і, у разі потреби, моди вищих порядків.

З іншого боку, збільшення довжини резонатора дозволяє, взагалі кажучи, використовувати і найбільшу довжину активного елемента, отже, отримувати виграш у вихідній потужності.

Таким чином, конфігурації резонаторів, близькі до напівконцентричної, часто використовуються в лазерах, особливо в тих випадках, коли вимагається отримати підвищене зосередження вихідної потужності в одній моді.

Закріплення матеріалу

- 11.1. Чому резонатор називають нестійким.
- 11.2. Які особливості мають нестійкі резонатори.
- 11.3. Для який лазерів доцільно використання нестійких резонаторів.
- 11.4. Які головні особливості плоскопаралельного резонатора.
- 11.5. Умова стійкості резонатора.

РОЗДІЛ 2

ВІДКРИТІ РЕЗОНАТОРИ

Лекція 12

НЕСТІЙКІ РЕЗОНАТОРИ (ГЕОМЕТРИЧНЕ НАБЛИЖЕННЯ)

Мета лекції: ознайомлення з нестійкими резонаторами (геометричне наближення) та (хвильове наближення); резонаторами з тепловою лінзою.

Зміст лекції:

- 12.1. Нестійкі резонатори (геометричне наближення)
- 12.2. Нестійкі резонатори (хвильове наближення)
- 12.3. Резонатори з тепловою лінзою
- 12.4. Висновок

12.1. Нестійкі резонатори (геометричне наближення)

Резонатори, для яких виконуються умови (11.5), називають нестійкими.

Фізичний сенс цього терміну можна зрозуміти, якщо врахувати, що до їх числа відносяться і резонатори, утворені опуклими дзеркалами (рис.12.1). Видно, що довго поширюватися в резонаторі можуть тільки фотони, що рухаються по осі резонатора. Щонайменше відхилення від цього напрямку (а воно неминуче вже через дифракцію світлової хвилі) приведе до витіснення їх з резонатора із-за його геометрії.

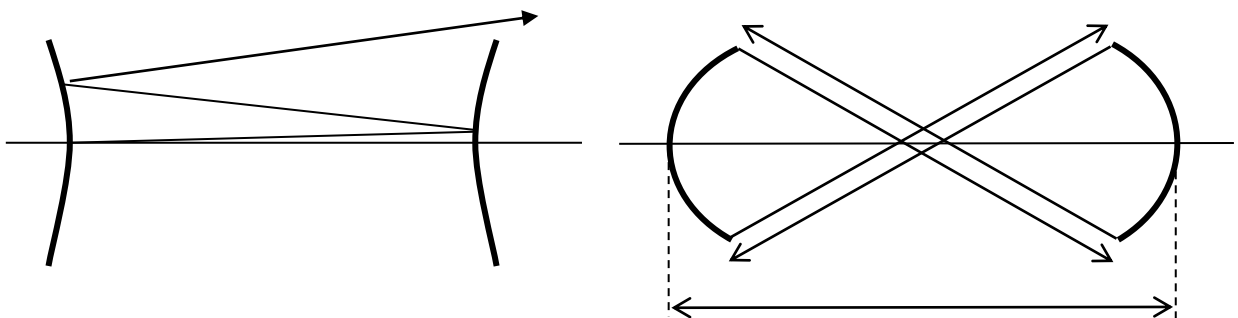


Рис. 12.1 Нестійкі резонатори, утворені випуклими и увігнутими дзеркалами

Спочатку частина розробників резонаторів (як теоретиків, так і експериментаторів), необгрунтовано поширюючи проведеній в попередньому розділі розгляд на область, де не виконуються наближення, в яких цей розгляд виконаний, зробили необгрунтований висновок про безперспективність використання таких резонаторів в лазерах. Проте дослідження, проведені Ю.А. Ананьєвим і В. Н. Рождественним в СРСР і А.Е. Сигманом в США, показали, що нестійкі резонатори мають ряд переваг. Нині ці резонатори з успіхом використовуються в потужних лазерах.

Як вже говорилося раніше, в нестійких резонаторах спостерігається "розгін" випромінювання від осі резонатора, що веде до появи "геометричних" втрат, пов'язаних з неминучим в цьому випадку виходом випромінювання через краї дзеркала резонатора (рис.12.2).

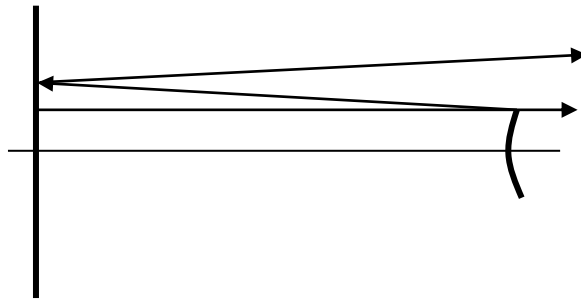


Рис. 12.2 Дифракційний вихід випромінювання в нестійкому резонаторі

Для роботи лазера в автоколивальному режимі необхідно виводити частину потоку випромінювання як вихідний. У нестійких резонаторах в цій якості можна використовувати випромінювання (таке випромінювання називають дифракційним), що проходить повз краї дзеркал, так само, як в стійкому резонаторі використовується випромінювання, що проходить через частково проникнене дзеркало. При цьому, підбираючи геометрію резонатора, можна забезпечити оптимальний з точки зору енергетичних характеристик коефіцієнт виведення випромінювання.

Перевагою таких резонаторів є можливість гарного заповнення активного середовища випромінюванням нижчих типів коливань компактних активних об'ємів (що характеризуються великими значеннями числа Френеля). Нагадаємо, що в стійких резонаторах нижчі поперечні моди сконцентровані поблизу осі резонатора і використовують активне середовище малоефективно.

Нестійкі резонатори з наведених вище міркувань найцікавіші для потужних лазерів. У медицині подібні лазери на вуглекислому газі використовуються в апаратах для лазерної ревазуляризації міокарду, коли вимагаються потужні імпульси випромінювання.

Нестійкі резонатори можуть бути досліджені у рамках геометричного наближення. Розглянемо резонатор, утворений двома опуклими сферичними дзеркалами (рис.12.3) Z_1 та Z_2 , діаметрами $2a$, розташованими на відстані L .

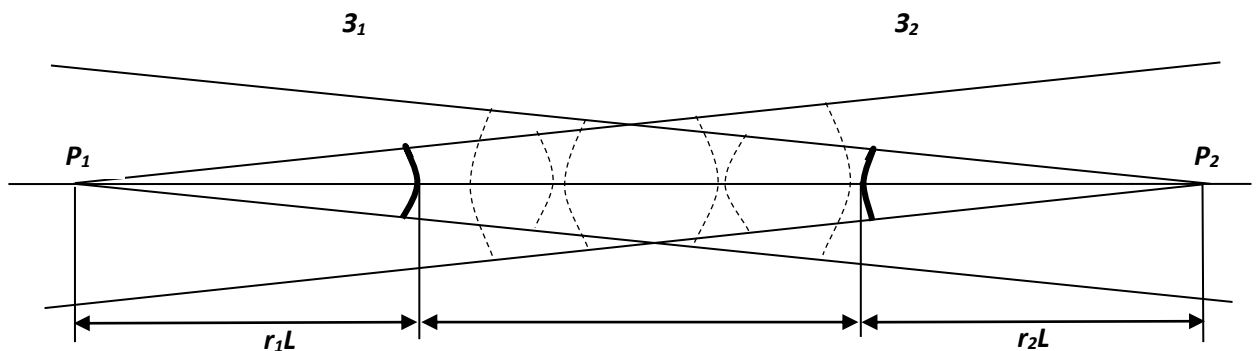


Рис. 12.3 Поширення сферичних хвиль в нестійкому резонаторі

Нехай сферична хвиля поширюється направо від дзеркала Z_1 таким чином, начебто вона виходить з центру в точці P_1 за дзеркалом. У загальному випадку P_1 не співпадає з центром кривизни дзеркала. Ця хвиля відбивається від дзеркала Z_2 і створює другу сферичну хвилю з уявним центром P_2 , що поширюється наліво. Положення центру P_2 пов'язане з положенням центру P_1 і кривизною дзеркала Z_2 формулами геометричної оптики. Нова сферична хвиля, відбившись від дзеркала Z_1 , утворює у свою чергу сферичну хвилю з новим уявним центром за цим дзеркалом. Для власного типу коливань потрібне виконання лише однієї вимоги: новий уявний центр після повного проходу резонатора повинен співпасти з первинним центром P_1 . Розрахунок дає пару центрів, положення яких визначається формулою:

$$r_i = \frac{\sqrt{1 - 1/g_i g_k} - 1 + 1/g_i}{2 - 1/g_i - 1/g_k} \quad (12.1)$$

де $i, k=1, 2; i \neq k$

В цьому випадку однорідна сферична хвиля відтворює через один повний прохід хвилю, подібну до себе за формою, але дещо ослаблену внаслідок того, що частина енергії виходить за краї дзеркал.

Нехай дзеркала резонатора мають однакову кривизну і однакові діаметри $2a$. Якщо в цьому випадку розподіл амплітуди випромінювання на поверхні першого дзеркала описується осесиметричною функцією $f_1=f_1(x)$, де x - відстань від осі резонатора.

Оскільки в резонаторі поширюється сферична хвиля, що розходиться, то після проходження резонатора розподіл випромінювання в площині другого дзеркала матиме вигляд

$$f_2(x) = \frac{f_1\left(\frac{x}{M}\right)}{M} \quad (12.2)$$

де M - величина лінійного збільшення розміру хвильового фронту за прохід, пов'язана з g - параметрами виразу

$$M = g + \sqrt{g^2 - 1} \quad (12.3)$$

Поява M в знаменнику пов'язана з тим, що щільність інтенсивності сферичної хвилі, що розходиться, ослабляється у міру збільшення фронту. Рівняння для власних значень і власних функцій нестійкого резонатора матиме вигляд

$$\gamma_i f_i(x) = \frac{f_i\left(\frac{x}{M}\right)}{M} \quad (12.4)$$

Цьому рівнянню задовольняють рішення виду

$$f_i(x) = x^i, \quad \gamma_i = \frac{1}{M^{i+1}} \quad (12.5)$$

де i - будь-яке дійсне число. Часто використовуване обмеження значень i чисел натурального ряду в даному випадку не має місця. Таким чином, при геометричному розгляді ми отримуємо континуум власних функцій. Інакше кажучи, геометричний розгляд дає нам зв'язок між розподілом поля випромінювання в просторі і його послабленням в резонаторі.

Так, для рівномірного розподілу поля випромінювання втрати за один прохід складають величину

$$\delta = \frac{M^2 - 1}{M} \quad (12.6)$$

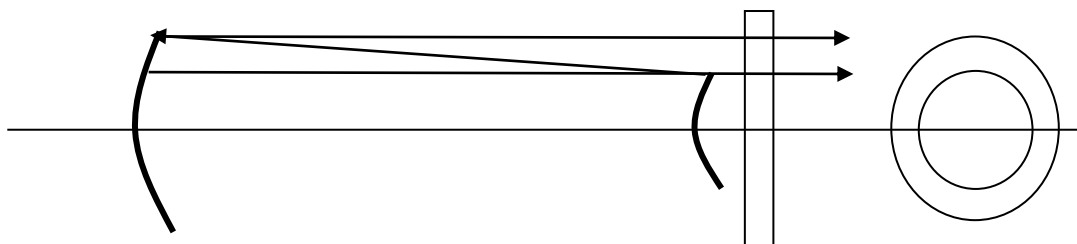


Рис.12.4 Дифракційне виведення випромінювання в телескопічному резонаторі

Цікаво, що розгляду не суперечать не лише дробові, але й негативні значення i . Більше того, вони мають простий фізичний сенс. Уявимо собі ту, що не розходиться, а сферичну хвилю, що сходиться, з тими ж уявними центрами. В цьому випадку вона теж перетворюватиметься в резонаторі сама в собі. Щільність потужності подібної хвилі, якщо вона яким-небудь чином утворюється в реальному лазерному резонаторі, зростатиме, що може привести до ушкодження його дзеркал. Подібне може статися, наприклад, в нестійких конфокальних резонаторах (рис.12.4), часто званих телескопічними.

Як вихідний використовується випромінювання, що виходить повз краї опуклого дзеркала. Ці резонатори цікаві тим, що один з уявних центрів (на малюнку правий) розташований в нескінченності, тобто випромінювання, поширюється в цьому напрямі паралельним (з точністю до дифракційних обмежень) пучком, тобто має бажану для більшості застосувань мінімальну розбіжність. Для подібних резонаторів став звичним термін "телескопічні резонатори". Саме у таких резонаторах наявність відбиваючих площин, перпендикулярних осі резонатора, наприклад, торців активного елемента, може привести до появи паразитної хвилі, що сходиться.

Утворення подібної хвилі в реальному резонаторі небажано, оскільки, не виходячи назовні, вона не лише знімає частину інверсної населеності, але, стягуючись до осі резонатора, вона може створити високу щільність потужності, здатну пошкодити дзеркала резонатора.

Для детальнішого розгляду властивостей нестійких резонаторів необхідно скористатися рівняннями для комплексних амплітуд. Цьому присвячений описаний нижче метод Проні.

12.2 Нестійкі резонатори (хвильове наближення)

Як і в стійких резонаторах з довільними сферичними дзеркалами, як параметр виявляється зручним розглядати еквівалентне число Френеля, рівне

$$N_{екв} = N\sqrt{g^2 - 1} \quad (12.7)$$

На рис. 12.5 наведена залежність втрат Γ від еквівалентного числа Френеля $N_{екв}$ для трьох перших нижчих типів коливань.

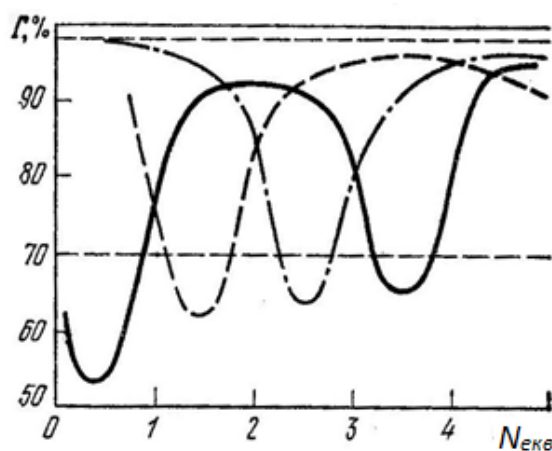


Рис. 12.5 Залежність втрат в нижчих типах власних коливань нестійких резонаторів від еквівалентного числа Френеля

З графіка видно, що втрати осцилюють у міру збільшення числа Френеля. При цьому типи коливань, що мають нижчі втрати (максимальною добротністю) по черзі змінюють один одного. Найцікавішими з точки зору отримання «одномодового режиму» є конфігурації нестійких резонаторів з приблизно напівцілими значеннями $N_{екв}$. У цих точках дифракційні втрати досягають мінімуму. Фізично це можна пояснити тим, що розподіл комплексної амплітуди нижчого власного типу коливань для такого резонатора на краях дзеркала резонатора (де відбувається дифракція) має мінімальне значення. Отже, малу дифрагуючу частину енергії випромінювання. Саме у цих точках найбільш велика відмінність у втратах для нижчих типів коливань, що дозволяє порівняно просто забезпечити роботу в «одномодовому режимі».

У точці зміни, що проходить поблизу цілих значень $N_{екв}$, власні типи коливань виявляються виродженими за величиною втрат. Це найгірші умови для виділення одного типу коливань. Нагадаємо, що геометрична теорія давала континуум власних типів коливань, в якому ніяких осциляцій не було.

Це наводить на думку, що створення умов для зменшення дифракції на краях дзеркала може привести до того, що в цьому випадку не відбуватимуться зміни типів коливань, що мають нижчу добротність. Дифракція може бути зменшена у разі згладжування гострого краю дзеркал, наприклад, плавною зміною коефіцієнта віддзеркалення. Результати розрахунків, проведених для резонаторів, утворених дзеркалами із згладженим краєм, показали, що звиродніння дійсно знімається. Зміни показані пунктирними лініями. У таких резонаторах умови для роботи на нижчій моді покращуються, залишаючись проте найкращими для напівцілих значень $N_{екв}$.

Детальніше з властивостями нестійких резонаторів, практичними схемами і сферами застосування можна познайомитися в довіднику і приведеній в ньому літературі.

12.3 Резонатори з тепловою лінзою

Розглянемо із загальних фізичних міркувань властивості лазерних резонаторів з тепловою лінзою і найцікавіші з точки зору практичних застосувань схеми резонаторів.

На рис.12.6 представлена типова залежність фокусної відстані теплової лінзи від потужності лампового накачування активного елемента з АІГ: N_d діаметром 6 і завдовжки 90 мм.

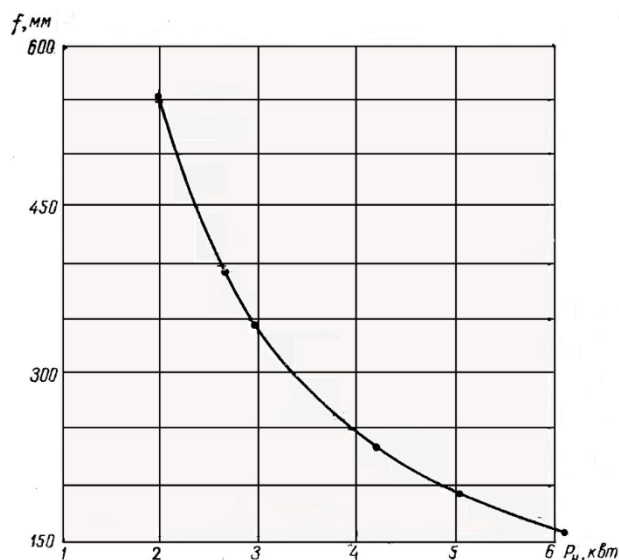


Рис. 12.6. Залежність фокусної відстані теплової лінзи

Головні площини цієї лінзи (рис. 12.7.а) знаходяться від торців активного елемента на відстані h , визначуваною формулою

$$h = \frac{l}{2n} \quad (12.8)$$

де l - довжина активного елемента, n - показник заломлення активного середовища.

Це означає, що з точки зору оптики такий активний елемент може бути замінений тонкою лінзою з такою ж фокусною відстанню неповним завдовжки h з кожного боку (рис.12.7 б).

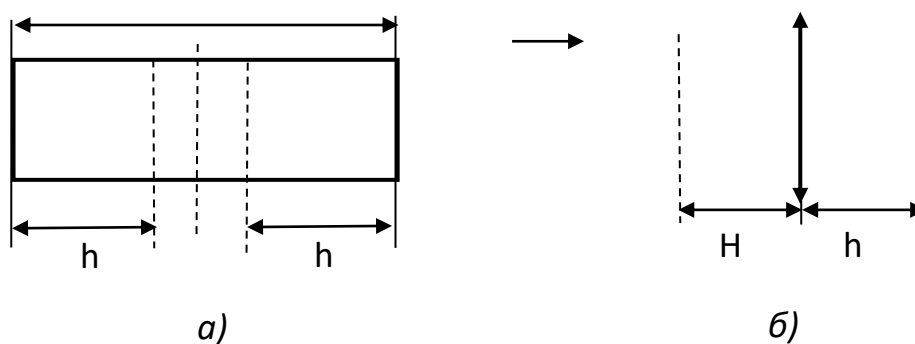


Рис. 12.7. Наведена в активному елементі теплова лінза

Розглянемо простий випадок резонатора, утвореного плоскими дзеркалами з активним елементом, розташованим посередині резонатора. Оптично поява позитивної лінзи в резонаторі з плоскими дзеркалами еквівалентно переходу в порожньому резонаторі від плоских дзеркал до увігнутих. У міру зростання оптичної сили теплової лінзи (зменшення величини її фокусної відстані) характеристична точка резонатора на діаграмі стійкості (рис.11.2) переміщатиметься по бісектрисі першого і третього квадратів. При цьому стійкість резонатора спочатку зростатиме, потім він наблизиться до межі стійкості поблизу точки перетину координат (довжина резонатора дорівнює подвоєній фокусній відстані). Якщо резонатор буде дещо несиметричний, то резонатор вийде із зони стійкості в другий або четвертий квадрат. Потім характеристична точка резонатора знову переміститься вглиб області стійкості і продовжить рух до межі стійкості, що описується другою гілкою гіперболи. Нарешті, здолавши цю межу, резонатор стане нестійким. З рисунка 12.6 для фокусної відстані теплової лінзи, що описує залежність, видно, що при типових

значеннях максимального накачування безперервних твердотілих лазерів на АІГ: N_d (до 6 кВт) мінімальна величина фокусної відстані теплової лінзи складає $f \approx 5$ см, звідки витікає, що увесь цей шлях проходиться при довжині резонатора близько 60 см/

Використовувалися і використовуються різні підходи до конструювання резонаторів з тепловою лінзою.

Перший - компенсація позитивної теплової лінзи вступом негативної лінзи, яка може бути виконана шляхом поліровки торців активного елементу у вигляді увігнутих сферичних поверхонь. При цьому повна компенсація виходить тільки при одному значенні накачування. Практичного застосування такий спосіб не знайшов.

Логічніше відразу сконструювати оптичний резонатор з урахуванням теплової лінзи, тим паче, що при правильному виборі його параметрів виходить стійкий резонатор на основі використання дешевших в порівнянні зі сферичними плоских дзеркал. Це найбільш поширене рішення. Проте в потужних «одномодових» лазерах зона стійкості резонатора виявляється вузькою. Крім того, на теплову лінзу, утворену випромінюванням накачування, накладається тепла лінза, що створюється за рахунок поглинання випромінювання, генерованого лазером. Усе це ускладнює практичне використання таких лазерів.

Як видно з попереднього розгляду, заважає не стільки сама тепла лінза, скільки зміна її оптичної сили із зміною потужності накачування. Виявляється можливим оптично трансформувати лінзу з оптичною силою, що змінюється, в плоскопаралельний проміжок довжини, що змінюється. Приведемо два варіанти такого рішення.

У першому випадку торцям активного елементу надається опукла сферична форма такої кривизни, щоб фокуси лінз, що утворилися, потрапляли на головні площини (рис.12.8). Подібного виду конфігурації прийнято називати "котяче око".

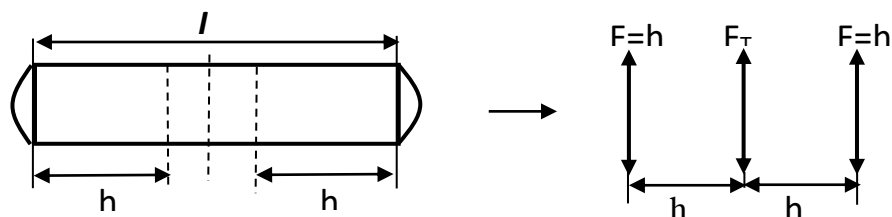


Рис.12.8. Компенсація наведеної теплової лінзи.

Матриця, що описує таку систему, буде результатом твору матриць, що описують лінзу на торці з $F=h$, шар завтовшки h , теплової лінзи з F_T , знову шар завтовшки h і другу лінзу на торці:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/t & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & t \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/F_T & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & t \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/t & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 2t - t^2/F_T \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (12.9)$$

Вид підсумкової матриці (12.9) показує, що незалежно від оптичної сили теплової лінзи такий активний елемент оптично еквівалентний плоскопаралельному шару завдовжки $2t - t^2/F_T$.

У розглянутого рішення два недоліки: наявність "гарячої" точки (місця фокусування випромінювання) в активному елементі і, що виходить з цього недостатнє заповнення активного елемента випромінюванням, що веде до зниження енергетичної ефективності лазера.

Другий випадок: використання в резонаторі двох активних елементів, що мають по одному опуклому торцю, що утворює лінзу з такими ж параметрами, як у попередньому випадку. Якщо мати в розпорядженні ці елементи опуклими торцями один назустріч одному на відстані, рівному $2h$, то така комбінація оптично також є плоско-паралельним шаром завдовжки, залежною від оптичної сили теплової лінзи. При цьому "гаряча" точка виявляється поза активним середовищем, яке, у свою чергу, може бути добре заповнене випромінюванням.

12.4 Висновок

За останні декілька років були проведені великі дослідження в області квантової електроніки, створені різноманітні лазери, резонатори, а також прилади, засновані на їх використанні. Лазери тепер застосовуються в локації і зв'язку, в космосі і на землі, в медицині і будівництві, в обчислювальній техніці і промисловості, у військовій техніці. З'явився новий науковий напрям - голографія, становлення і розвиток якої також немислимо без лазерів.

Проте обмежений об'єм цієї лекції не дозволив детальніше розглянути усі типи резонаторів.

Закріплення матеріалу

- 12.1. Сформулюйте умови для стійкості резонатора.
- 12.2. Наведіть схеми нестійких резонаторів.
- 12.3. В яких лазерах доцільно використовувати нестійкі резонатори?
- 12.4. В чому полягають переваги нестійких резонаторів?
- 12.5. Дифракційне виведення випромінювання в телескопічному резонаторі.

Список використаної літератури в Лекції 12

1. Карлов Н.В. Лекції по квантовій електроніці. — М.: Наука, 1983.
2. Бойд Дж., Гордон Дж. Конфокальний резонатор зі многими типами коливань. В зб. статей «Лазери», пер. с англ. под ред. М.Е. Жаботинського и Т.А. Шмаонова, — М.: ИЛ., 1963.
3. Вайнштейн Л.А. Відкриті резонатори та відкриті волноводи. — М.: Рад. радіо, 1966, 475 с.
4. Давидов А.С. Квантова механіка. — М.: Наука, 1973.
5. Мінаєв В.П., Плотников В.М., Шкунов Н.В. Властивості резонаторів, що містять активні елементи з опуклими торцями. Збірник матеріалів Всерадянській конференції «Фізика і застосування твердотільних лазерів» 16-17 квітня 1990 г., ІОФ АН СРСР, Москва, с. 37.

РОЗДІЛ 3 КОНСТРУКЦІЇ ЛАЗЕРІВ

Лекція 13

ТЕОРІЯ ЛАЗЕРНОЇ ГЕНЕРАЦІЇ

Мета лекції: ознайомлення з резонатором Фабрі-Перо та умовами лазерної генерації

Зміст лекції:

13.1 Введення

13.2 Лазер з резонатором Фабрі-Перо

13.3 Умови лазерної генерації

13.1 Введення

Як нами раніше було показано, що атомне середовище з інверсною населеністю $N_2 > N_1$ здатна підсилювати електромагнітну хвилю, якщо частота останньої знаходиться в межах ширини лінії переходів. Розглянемо випадок, коли активна лазерна середа поміщена в оптичний резонатор. По мірі того, як електромагнітна хвиля багаторазово відбивається від двох відбивачів, вона проходить через активну лазерну середу і посилюється.

Якщо посилення перевищує втрати, викликані неповним відображенням від дзеркал і розсіюванням в активному лазерному середовищі, то енергія поля, запасена в резонаторі, з часом збільшується. Через ефект насичення це призводить до зменшення коефіцієнта посилення.

Інтенсивність генерації збільшується до тих пір, поки посилення за один прохід не стає рівним втрат. У цей момент сумарний коефіцієнт посилення за один прохід дорівнює одиниці і подальші збільшення інтенсивності випромінювання неможливо, тобто має місце стаціонарний стан генерації.

13.2 Лазер з резонатором Фабрі-Перо

Як ми вже докладно розглядали раніше лазерний генератор заснований на стандарті Фабрі-Перо, в якому простір між двома дзеркалами заповнений підсилюваним середовищем з інверсією населеності. Нижче на рис. 13.1 показана плоска хвиля з амплітудою E_i , яка падає на ліве дзеркало еталона Фабрі-Перо, що містить активне середовище.

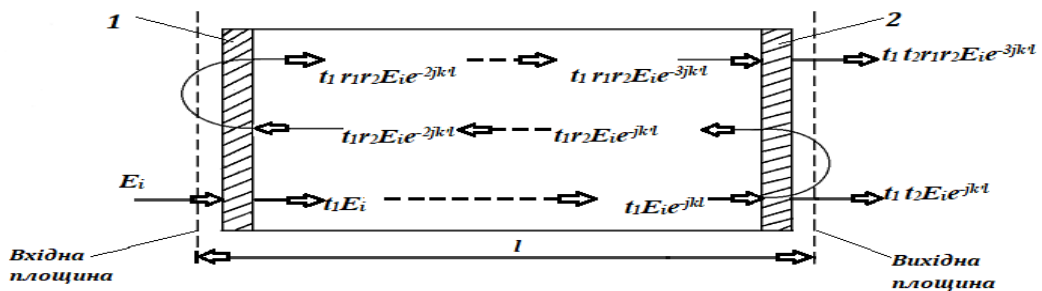


Рис. 13.1. Проходження плоскої хвилі з амплітудою E_i в резонаторі

Коефіцієнт прозорості для хвилі, що падає на ліве дзеркало, позначимо t_1 , а для хвилі, що падає на праве дзеркало – t_2 . Коефіцієнти відбиття хвиль всередині лазерного середовища від лівої і правої меж відповідно позначимо r_1 і r_2 . Коефіцієнт, що характеризує набіг фази хвиль при поширенні, що відповідає одному проходу, дорівнює $e^{-jk'l}$, де l - довжина резонатора; k' - константа поширення хвилі в лазерному середовищі, що залежить від її діелектричної сприйнятливості обумовленої лазерним переходом. Складаючи парціальні хвилі на виході резонатора, отримаємо сумарну амплітуду хвилі в наступному вигляді:

$$E_t = t_1 t_2 E_i \cdot e^{-jk'l} [1 + r_1 r_2 \cdot e^{-j2k'l} + r_1^2 r_2^2 \cdot e^{-j4k'l} + \dots] \quad (13.1)$$

Записаний вираз являє собою геометричну прогресію, її сума може бути записана в наступному вигляді:

$$E_t = E_i \left[\frac{t_1 t_2 \cdot e^{-jk'l}}{1 - r_1 r_2 \cdot e^{-j2k'l}} \right] = E_i \left[\frac{t_1 t_2 \cdot e^{-j(k+\Delta k)l} \cdot e^{(\gamma-\alpha)\frac{l}{2}}}{1 - r_1 r_2 \cdot e^{-j2(k+\Delta k)l} \cdot e^{j(\gamma-\alpha)l}} \right] \quad (13.2)$$

Тут ми врахували, що:

$$k' = k + \Delta k + j(\gamma - \alpha) \frac{l}{2} \quad (13.3)$$

де

$$\Delta k = k \frac{X'(\omega)}{2n^2} \quad (13.4)$$

$$\gamma = k \frac{X'(\omega)}{n^2} = (N_2 - N_1) \frac{\lambda^2}{8\pi n^2 t_{cn}} g(\nu) \quad (13.5)$$

де $X'(\omega)$ - комплексна діелектрична сприйнятливність середовища, обумовлена лазерним переходом.

13.3 Умови лазерної генерації

Якщо атомний перехід інвертирован ($N_2 > N_1$), то $\gamma > 0$ і знаменник у виразі (13.2) може стати дуже малим. Амплітуда E_t минулої хвилі може виявитися, таким чином, більше ніж амплітуда E_i падаючої хвилі. Еталон Фабрі-Перо (з активним середовищем) в даному випадку працює як підсилювач з коефіцієнтом посилення потужності $\left| \frac{E_t}{E_i} \right|^2$.

Нагадаємо, що в разі пасивного еталона Фабрі-Перо (що не містить активного лазерного середовища), пропускання якого визначається формулою (11.6), модулем $|E_t| \leq |E_i|$ і отже посилення неможливо. Але в разі, розглянутому нами, інверсна населеність є джерелом енергії і тому інтенсивність минулої хвилі може перевищувати інтенсивність падаючої. Знаменник виразу (13.2) стає рівним нулю, якщо:

$$1 - r_1 r_2 \cdot e^{-j2(k+\Delta k)l} \cdot e^{j(\gamma-\alpha)l} = 1 \quad (13.6)$$

Тоді співвідношення $\frac{E_t}{E_i}$ нескінченно велике. Таке явище можливо при кінцевій інтенсивності минулої і нульовій інтенсивності падаючої хвилі в разі лазерної генерації. Фізично умова (13.6) означає, що хвиля робить повний обхід

всередині резонатора і повертається до початкової площини з тією ж амплітудою і тією ж самою фазою (за винятком множника 2π). Поділяючи умову генерації на амплітудне і фазове, отримаємо

$$r_1 r_2 e^{[\gamma_t(\omega) - \alpha]l} = 1 \quad (13.7)$$

для порогового коефіцієнта посилення $\gamma_t(\omega)$ і

$$2[k + \Delta k(\omega)]l = 2\pi m \quad (13.8)$$

($m = 1, 2, 3$ - цілі числа) для умов генерації які накладаються на фазу.

Амплітудну умову (13.7) можна представити в іншому вигляді:

$$\gamma_t(\omega) = \alpha - \frac{1}{l} \ln r_1 r_2 \quad (13.9)$$

Підставивши в ліву частину (13.9) значення $\gamma_t(\omega)$ з виразу (13.5), отримаємо вираз для *граничної щільності інверсної населеності рівнів*:

$$N_t \equiv N_2 - N_1 = \frac{8\pi n^2 t_{cn}}{g(\nu) \lambda^2} \left[\alpha - \frac{1}{l} \ln(r_1 r_2) \right] \quad (13.10)$$

Цей вислів часто представляється і в іншому вигляді. Розглянемо випадок при якому втрати на дзеркалах і розподілені втрати дуже малі і отже $r_1^2 \approx r_2^2 \approx 1$, а також $e^{-\alpha l} \approx 1$. Хвиля одиничної інтенсивності повертається після повного обходу резонатора з інтенсивністю $R_1 R_2 e^{-2\alpha l}$, де $R_1 \equiv r_1^2$, $R_2 \equiv r_2^2$ - коефіцієнти відображення дзеркал по інтенсивності. Відносні втрати потужності за один обхід рівні $1 - R_1 R_2 \cdot e^{-2\alpha l}$.

Ці втрати відбуваються за час $\frac{2nl}{c}$, отже зміна інтенсивності в E раз відбудеться за час t_c :

$$\frac{1}{t_c} = \frac{(1 - R_1 R_2 \cdot e^{-2\alpha l}) \cdot c}{2 \ln} \quad (13.11)$$

Енергія, яка запасена в пасивному резонаторі, зменшується як $1/t_c$. Оскільки $R_1 R_2 e^{-2\alpha l}$ приблизно дорівнює одиниці, то ми можемо, використовуючи

співвідношення - $\ln x \approx x - 1$, при $x \approx 1$, записати:

$$\frac{1}{t_c} = \frac{c}{n} \left[\alpha - \frac{1}{l} \ln(r_1 r_2) \right] \quad (13.12)$$

Граничні умови (13.10) тоді приймуть вид:

$$N_t \equiv N_2 - N_1 = \frac{8\pi n^2 \cdot \nu^2 t_{cn}}{c^3 t_{cn} \cdot g(\nu)} \quad (13.13)$$

Індекс t означає "поріг".

Закріплення матеріалу

- 13.1. Що таке інверсна заселеність рівнів.
- 13.2. Схема резонатора Фабрі-Перо.
- 13.3. Амплітудна і фазова умови генерації
- 13.4. Чому резонатор має втрати енергії
- 13.5. Гранична щільність інверсної населеності енергетичних рівнів.

РОЗДІЛ 3

КОНСТРУКЦІЇ ЛАЗЕРІВ

Лекція 14

КЛАСИФІКАЦІЇ ЛАЗЕРІВ

Мета лекції: розгляд класифікації лазерів; три- та чотири- рівневі схеми генерації.

Зміст лекції:

- 14.1. Класифікація лазерів
- 14.2. Три- та чотири- рівневі схеми генерації
- 14.3. За агрегатним станом активного середовища
 - 14.3.1 Твердотільні лазери
 - 14.3.2. Газові лазери
 - 14.3.3. Рідинні лазери
 - 14.3.4. Напівпровідникові лазери

14.1 Класифікація лазерів

Основними критеріями за якими поділяють лазери – це за схемами функціонування, за агрегатним станом активного середовища, за методом отримання інверсії та за фізичними особливостями активного середовища.

За схемами функціонування:

- 3-рівневі
- квазі-4-рівневі
- 4-рівневі

За агрегатним станом активного середовища:

- газові
- рідинні
- твердотільні

За методом отримання інверсії:

- з електронною накачкою
- з хімічною накачкою

- з оптичною накачкою
- з тепловою накачкою

Найбільш розповсюдженою є класифікація за фізичними особливостями активного середовища:

- твердотільні — solid-state laser
- напівпровідникові — semiconductor laser
- волоконні — fiber laser
- газові — gas laser
- іонні — ion laser
- молекулярні — molecular laser
- рідинні — dye laser
- газодинамічні — gasdynamic laser
- хімічні — chemical laser
- ексимерні — eximer laser
- лазери на центрах забарвлення — color centers laser
- фотодисоціаційні — photodissociation laser
- лазери на вільних електронах — free electron laser
- рентгенівські — x-ray laser
- лазери з перебудовою довжини хвилі генерації— tunable laser
- раманівські — raman laser
- параметричні — parametric laser

14.2 Три- та чотири- рівневі схеми генерації

Розглянемо збудження лазерного середовища оптичною накачкою. Якщо світло накачки буде переводити в результаті поглинання активні атоми зі стану 1 в стан 2, то з рівною імовірністю ці кванти будуть спричиняти переходи в зворотному напрямку (див. рис. 14.1). Крім того, до вимушених переходів з верхнього рівня на нижній додадуться спонтанні переходи. Тоді в стані динамічної рівноваги повинно виконуватися співвідношення між населеністю рівнів верхнього 2 і нижнього 1

$$N_2 (B_{21}U_{21} + A_{21}) = N_1 B_{12}U_{21} \quad (14.1)$$

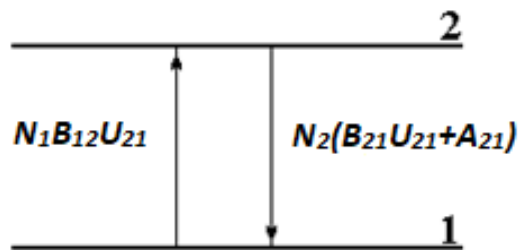


Рис. 14.1 Оптичне збудження дворівневої атомної системи.

Оскільки $B_{21} = B_{12}$, то при наявності спонтанних переходів, які мають ймовірність A_{21} , населеність рівня 2 буде зменшуватися швидше, ніж населеність рівня 1, бо

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{21}U_{21}}{B_{21}U_{21} + A_{21}} < 1 \quad (14.2)$$

і нерівність (14.1) не виконується. В результаті цього навіть при дуже великих значеннях густини електромагнітного проміння U_{21} , коли $B_{21}U_{21} \gg A_{21}$, можна досягти в кращому разі рівних населеності рівня 1 і 2, але не умови $N_2 > N_1$, як цього вимагає рівняння (14.2).

Отже, якщо в атомі є лише два рівні, то при оптичному збудженні неможливо здійснити такий стан колективу атомів, коли $k_{21} > 0$. Причиною цього є те, що як заселення рівня, так і його розселення відбувається під дією одного і того ж фізичного явища – вимушеного випромінювання між двома рівнями, котрі мають рівні Ейнштейнівські коефіцієнти вимушених переходів. Одержати $k_{21} > 0$ за допомогою оптичної накачки можливо, якщо світло поглинається між однією парою рівнів, а лазерна генерація відбувається між іншою парою рівнів. Для цього в атомі необхідно мати ще один рівень, третій, через який буде заселятись верхній лазерний рівень (ВЛР). Така схема рівнів показана на рис. 14.2.

При поглинанні світла накачки атом переходить із рівня 1 на рівень 2. Бажано, щоб довжини хвиль проміння накачки збігалися якнайкраще з довжинами хвиль смуг поглинання переходу атома на рівень 2, що може істотно підвищити коефіцієнт корисної дії лазера (ККД). Збуджений атом зі стану 2 за час приблизно 10^{-3} с переходить або на рівень 1, спонтанно і вимушено випромінюючи, або на рівень 3 (ВЛР), втрачаючи частину своєї енергії на тепло. Та частка атомів, яка переходить на рівень 3, називається *квантовим виходом збудження*. Він позначається h_{23} і завжди менше 1.

З врахуванням квантового виходу вираз (14.3) буде:

$$\frac{dN_3}{dt} \equiv M_3 = n_{23} B_{12} U_{12}(\nu) N_1 = n_{23} B_{12} \frac{n}{c} I(\nu) N_1 = \alpha \sigma_{\text{нак}} \quad (14.3)$$

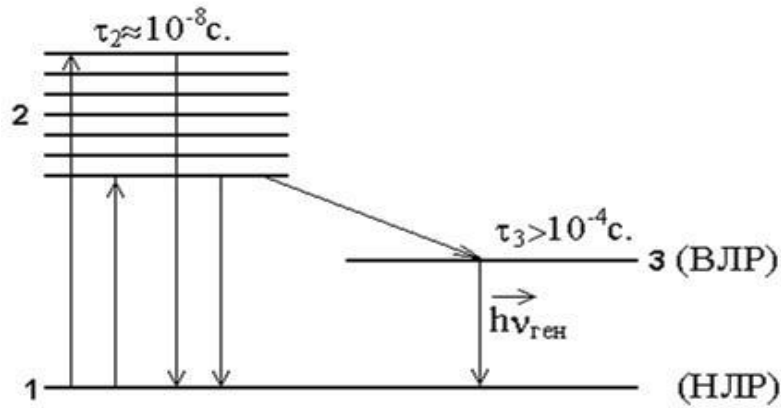


Рис. 14.2 Схема розміщення енергетичних рівнів атома при трирівневій схемі лазерної генерації, яка відбувається між 3 і 1 рівнями.

Час життя атома на рівні 3 повинен становити не менше 10^{-4} с . Внаслідок таких співвідношень часів життя рівнів 2 і 3 можна сильно заселити рівень 3 і добитися такого стану активного середовища, коли $N_3 > N_1$ і тоді $k_{31} > 0$. Коефіцієнт підсилення k_{31} описується співвідношенням (14.3), в якому індекс 2 необхідно замінити на 3. Якщо на рівні 2 населеність $N_2 \gg 0$, то справедливе співвідношення $N_3 + N_1 = N$, де N - концентрація активних атомів в лазерному середовищі. Умова $N_3 > N_1$ може бути виконана лише при виконанні нерівності $N_3 > N - N_3$, або $N_3 > N/2$. Тобто, значення $k_{31} > 0$ можна досягти лише тоді, коли на рівень 3 буде переселено більше половини усіх активних атомів. Отже, на переході атома зі стану 3 в стан 1 при певних умовах може виникнути лазерна генерація.

Така схема рівнів активного лазерного середовища називається трирівневою схемою генерації.

Розглянемо схему рівнів, показану на рис. 14.3, де є 4 рівні енергії.

Світло накачки поглинається при переході активного атома із рівня 1 на рівень 2, на якому він живе $\approx 10^{-3} \text{ с}$ і переходить частково на рівні 1 і 3. На рівень 1 перехід відбувається як наслідок спонтанних переходів, так і вимушених. Рівень 3, як і у випадку 3-х рівневої схеми генерації, довгоживучий, тобто $\tau > 10^{-4} \text{ с}$. Лазерна генерація відбувається між рівнями 3 і 4. Рівень 4 має, по-перше, короткий час життя $\tau > 10^{-3} \text{ с}$, а, по-друге, $\Delta E \gg kT$.

В цьому разі згідно з розподілом Больцмана $N_4 = N_1 e^{-\Delta E/kT}$ населеність рівня N_4 буде малою, такою, що $N_4 \gg 0$.

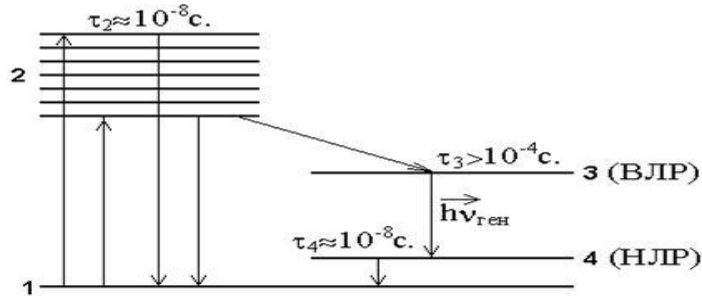


Рис. 14.3 Схема розміщення енергетичних рівнів атома при чотирирівневій схемі лазерної генерації, яка відбувається між 3 і 4 рівнями.

Тоді коефіцієнт підсилення при переході атома із рівня 3 на рівень 4

$$k_{34} = \frac{n}{c} B_{34} h\nu (N_3 - N_4) \approx \frac{n}{c} B_{34} h\nu N_3 \quad (14.4)$$

буде більшим за нуль при найменшому заселенні рівня 3. Така схема рівнів активного атома в лазерному середовищі називається чотирирівневою і вона енергетично значно вигідніша трирівневої. Швидкість заселення ВЛР описується виразом (14.4).

14.3 За агрегатним станом активного середовища

14.3.1 Твердотільні лазери

Найбільш поширені твердотільні лазери, оскільки цей тип лазерів хронологічно з'явився раніше інших. Вважається, що перший лазер був створений Теодором Мейманом в 1960 р.

Рубіновий кристал є оксидом алюмінію Al_2O_3 , легований 0,05% іонами хрому. Лазери на рубіні генерують випромінювання у видимій (червоній) області спектру завдовжки хвилі $\lambda = 0,6943 \text{ мкм}$. Виростити кристали великих розмірів важко, тому діапазон діаметрів стрижнів складає $d = 3,5 \dots 16 \text{ мм}$, довжин – $l = 45 \dots 240 \text{ мм}$. ККД лазерів на рубіні лежить в межах 0,1...0,5 %.

Лазери на неодимовому склі генерують випромінювання завдовжки хвилі $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$. Головною перевагою активних елементів з неодимового скла є можливість виготовлення стрижнів більших розмірів (l до 2 м), ніж з рубіновими кристалами. Проте через порівняно низьку теплопровідність скла частота

імпульсів лазера на неодимовому склі невелика (≈ 1 кГц). Такі лазери мають ККД до 4...7 %.

Для збудження активного середовища в твердотільних лазерах застосовується оптичний метод накачування – за допомогою інтенсивного світла газорозрядних (для імпульсного режиму) або дугових (для безперервного режиму) ламп.

Лампи накачування можуть мати різне конструктивне виконання. Найбільш поширена прямолінійна конструкція. Основним наповнювачем газорозрядних ламп є ксенон, в деяких випадках – криптон.

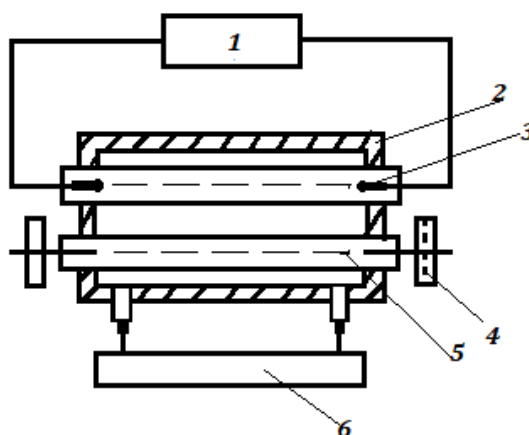


Рис.14.4 Блок-схема твердотільного лазера: 1 – джерело, 2 – відбивач, 3 – лампа накачування, 4 – дзеркало резонатора, 5 – активний елемент, 6 – система охолодження.

Для підвищення ефективності накачування застосовують різні типи відбивачів. У найпростішому випадку робочий стрижень і лампа накачування, розташована поряд, обертають фольгою з алюмінієвим, хромовим або нікелевим покриттям. У ряді лазерів відбивач виконаний складовим з металевих елементів. Порожнину необхідної конфігурації одержують в них фрезеруванням з подальшими шліфуванням і поліруванням.

Останнім часом все частіше застосовують відбивачі, виконані з кварцових блоків з каналами для активного елемента і ламп накачування (рис. 14.4). На циліндровій поверхні блоку нанесені відбиваюче і захисне покриття.

Як джерела живлення ламп накачування використовується схема, що складається з випрямляча ВП, зарядного опору R , блоку високовольтних конденсаторів великої місткості C , індуктивності, високовольтного трансформатора підпалювального пристрою (рис. 14.5).

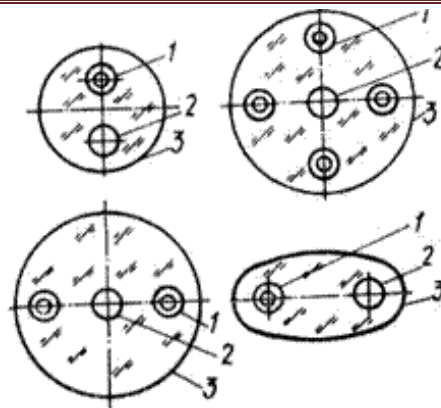


Рис 14.5 Типи скляних відбивачів: 1 – активний елемент, 2 – лампа накачування, 3 – відбивач.

Промисловістю освоєний серійний випуск імпульсних джерел живлення, які використовують як при створенні експериментальних лазерних стендів, так і у виробництві серійних лазерних установок різного призначення.

У процесі роботи такі елементи лазера як робочі тіла і лампи накачування значно нагріваються, що викликає нестабільність або навіть вибух генерації лазерного випромінювання. Для інтенсивного охолодження цих елементів в установках передбачається примусове водяне (в окремих випадках — повітряне) охолодження.

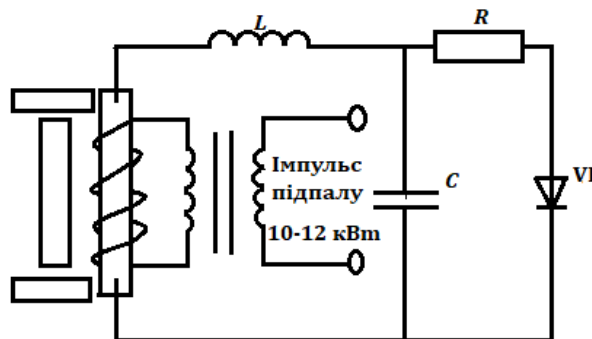


Рис. 14.6 Блок-схема системи накачування твердотільного лазера з одною лампою накачування.

14.3.2 Газові лазери

Для технічних цілей в основному застосовують два типи газових лазерів: з дифузійним і конвективним охолодженням газового середовища. Лазери з дифузійним охолодженням можуть бути відпаяні або прокачані.

Відпаяний лазер (рис 14.7 а) створений одним з перших серед газових. Активне середовище (суміш газів) містять в запаяній скляній трубці (капсулі), по торцях якої розташовані дзеркала резонатора. Капсула має певний термін служби, після чого замінюється новій.

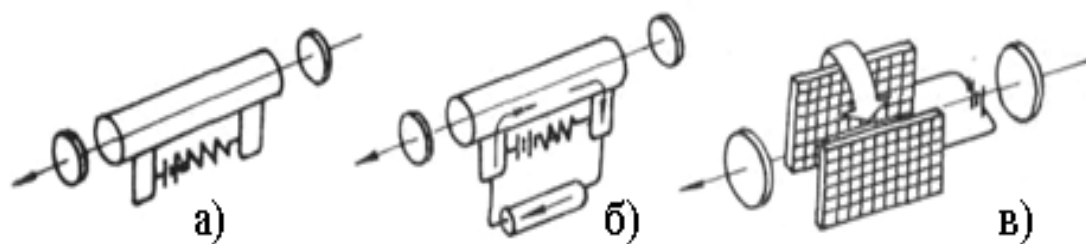


Рис 14.7 Типи газових лазерів: а) – відпаяний, б) – прокачаний з поздовжньою прокачкою, в) - з поперечним прокачуванням

Як блок накачування застосовують джерело високої напруги постійного або змінного струму. Напруга з блоку живлення через систему електродів подається безпосередньо на розрядну трубку з активним середовищем. Активне середовище може також збуджено за допомогою високочастотного імпульсного блоку накачування. Потужність такого лазера звичайно залежить від об'єму (довжини) лазерної порожнини і коливається від 0,1 до 0,5 кВт. З 1 м лазерної порожнини в середньому може бути отримана потужність не більше 0,05 кВт. Тому із збільшенням потужності неминуче зростають габарити лазера.

Прокачаний лазер має досконалішу конструкцію, завдяки чому знімання потужності з 1 м лазерної порожнини і термін служби цього лазера вище, ніж відпаяного (рис. 14.7 б). Газова суміш в розрядному проміжку постійно поновлюється, тому прокачані лазери мають великі габарити, оскільки забезпечені системою відкачування і подачі робочого газу. За допомогою системи відкачування в порожнині лазера створюється необхідне розрідження (вакуум до 13,3 Па). В систему подачі робочого газу звичайно входять змішувач газів і насос для заповнення розрядної трубки газовою сумішшю (іноді використовується наперед приготована суміш).

У прокачаному лазері потужність випромінювання також пропорційна довжині розрядної трубки. Тому при значній потужності лазера для зниження габаритів установки газову трубу роблять секційною (колінчастою). Проте таке рішення призводить до зростання втрат у результаті збільшення відбиваючих

поверхонь в резонаторі. Так, для отримання потужності виходу 8,8 кВт загальна довжина лазерної порожнини досягає 200 м, а при 15-секційному виконанні лазера його ККД = 15...30 %.

У лазерів з конвективним охолодженням середовище прокачується з великою швидкістю через об'єм розряду (резонатора) потужним компресором. Швидкість прокачування середовища вибирається така, щоб час перебування молекули в об'ємі резонатора складав приблизно 10^{-3} сек. Активне середовище може прокачуватися уздовж осі резонатора в лазерів з осьовим (подовжнім) прокачуванням (рис. 14.7 б) або перпендикулярно до неї — лазерів з поперечним прокачуванням (рис. 14.7 в). В конвективних лазерах з осьовим прокачуванням швидкість середовища складає 200 м/с, а з поперечною — 30 м/с. Це обумовлено тим, що в другому випадку розміри резонатора (діаметр лазерного пучка) значно менше ніж в першому. Застосування конвективного охолодження дозволяє збільшити питому потужність з одиниці довжини в лазерах з осьовим прокачуванням в 10 разів, з поперечною — в 100.

Газові лазери з поперечним прокачуванням є більш ефективними, ніж з осьовою. У таких лазерах забезпечується настільки швидке проходження робочого газу через розрядний проміжок, що він не встигає нагріватися під дією струму розряду до критичних температур, а це дає можливість збільшити енергію збудження активного середовища і таким чином підвищити потужність лазерного випромінювання, що генерується.

Звичайно ці лазери працюють на суміші газів: $\text{CO}_2 + \text{He} + \text{N}_2$. Гелій – це дуже дорога і дефіцитна складова, тому знаходяться нові безгелієві робочі суміші (наприклад, $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{H}_2\text{O}$, $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{повітря}$ і ін.). Проте всі ці лазери прийнято називати лазерами на CO_2 або CO_2 - лазери.

14.3.3 Рідинні лазери

Основною перевагою цього виду пристроїв є можливість циркуляції рідини і, відповідно, її охолодження. В результаті і в імпульсному, і в безперервному режимі можна отримати більше енергії.

Перші рідинні лазери вироблялися на основі рідкоземельних хелатів. Недоліком цих лазерів є низький рівень досяжної енергії і хімічна нестійкість хелатів. У результаті ці лазери не знайшли застосування. Вчені запропонували використовувати в лазерному середовищі неорганічні активні рідини. Лазери на їх основі відрізняються високими імпульсними енергіями і забезпечують

показники середньої потужності. Рідинні лазери на такому активному середовищі здатні генерувати випромінювання з вузьким спектром частот.

Ще один вид рідинних лазерів - пристрої, що працюють на розчинах органічних барвників, що відрізняються широкими спектральними лініями люмінесценції. Такий лазер здатний забезпечити безперервну перебудову довжин випромінюваних хвиль світла в широкому діапазоні.

При заміні барвників забезпечується перекриття всього видимого спектру і частини інфрачервоного. Джерелом накачування в таких пристроях є, як правило, твердотільні лазери, але можливе використання газосвітних ламп, що забезпечують короткі спалахи білого світла (менше 50 мкс).

14.3.4 Напівпровідникові лазери

Цей вид оптичних квантових генераторів був створений в 1962 році одночасно декількома групами американських дослідників, хоча теоретичне обґрунтування цієї роботи зробив Н. Г. Басов із співробітниками в 1958 році. Найбільш поширений лазерний напівпровідниковий матеріал - арсенід галію GaAs. Відповідно до законів квантової механіки, електрони в твердому тілі займають широкі енергетичні смуги, що складаються з безлічі безперервно розташованих рівнів.

Нижня смуга, що називається валентною зоною, відокремлена від верхньої зони (зони провідності) так званою забороненою зоною, в якій енергетичні рівні відсутні.

У напівпровіднику електронів провідності мало, рухливість їх обмежена, але під дією теплового руху окремі електрони можуть перескакувати з валентної зони в зону провідності, залишаючи в ній порожнє місце - "дірку". І якщо електрон з енергією E_e спонтанно повертається назад в зону провідності, відбувається його "рекомбінація" з діркою, що має енергію E_d , яка супроводжується випромінюванням із забороненої зони фотона частотою $\nu = E_e - E_d$.

Накачування напівпровідникового лазера здійснюється постійним електричним струмом (при цьому від 50 до майже 100% його енергії перетворюється на випромінювання); резонатором зазвичай служать поліровані грані кристала напівпровідника.

Закріплення матеріалу

- 14.1. За якими критеріями класифікують лазери.
- 14.2. Вкажіть особливості трирівневої системи генерації.
- 14.3. Типова блок-схема лазера.
- 14.4. Назвіть типи газових лазерів.
- 14.5. Основні характерні особливості напівпровідникових лазерів.

РОЗДІЛ 3 КОНСТРУКЦІЇ ЛАЗЕРІВ

Лекція 15

СПОСОБИ НАКАЧУВАННЯ ЛАЗЕРІВ

Мета лекції: розгляд класифікацій лазерів за способом накачки та за фізичними особливостями активного середовища.

Зміст лекції:

- 15.1. Класифікація за способом накачки
 - 15.1.1. Оптичне накачування
 - 15.1.2. Когерентне оптичне накачування
 - 15.1.3. Електричне накачування
 - 15.1.4. Хімічне накачування
 - 15.1.5. Теплове накачування
- 15.2. Класифікація за фізичними особливостями активного середовища
 - 15.2.1. Твердотільні лазери
 - 15.2.2. Напівпровідникові лазери
 - 15.2.3. Газові лазери
 - 15.2.4. Лазери на нейтральних атомах
 - 15.2.5. Іонні лазери
 - 15.2.6. Молекулярні лазери
 - 15.2.7. Газодинамічні лазери
 - 15.2.8. Лазери на парах металів
 - 15.2.9. Хімічні лазери
 - 15.2.10. Ексімерні лазери

15.1 Класифікація за способом накачки

15.1.1 Оптичне накачування

Характерною особливістю джерела світла накачування є висока щільність енергії випромінювання в спектральній області, що призводить до порушення верхнього лазерного рівня. Оптичне накачування можна виконувати двома

способами: 1) некогерентним джерелом світла (з допомогою ламп); 2) накачування лазерним випромінюванням. Розглянемо ці способи більш детально.

1. *Спосіб широкосмугового оптичного накачування* за допомогою ламп (некогерентне накачування) використовується в основному в твердотільних і рідинних лазерах. Тверді тіла і рідини характеризуються значним розширенням спектральних ліній так, що їх потрібно розглядати не як лінії, а як смуги зі спектральної шириною ~ 100 нм. Отже, ці смуги можуть поглинати велику частку енергії випромінювання лампи накачування. Оптичне когерентне накачування лазерним випромінюванням застосовується для збудження всіх типів середовищ.

При некогерентному накачуванні випромінювання лампи випускається у всіх напрямках в широкому спектральному діапазоні. Тому основною проблемою для створення лазера з некогерентним оптичним накачуванням є передача максимальної спектральної енергії випромінювання лампи накачування до АС. Процес некогерентного оптичного накачування складається з чотирьох різних етапів: 1) випускання випромінювання від лампи; 2) перенесення цього випромінювання КАС; 3) поглинання його в АС; 4) передача поглиненої енергії верхньому лазерному рівню. Отже, ККД накачування η_p можна записати у вигляді добутку чотирьох членів

$$\eta_p = \eta_r \cdot \eta_t \cdot \eta_a \cdot \eta_{pq}, \quad (15.1)$$

де η_r - випромінювальна ефективність лампи; η_t - ефективність передачі, яку можна визначити як відношення потужності накачування, яке дійсно надходить в АС; η_a - ефективність поглинання, тобто частка світла, що потрапляє в АС; η_{pq} - квантовий вихід потужності накачування, яка призводить до інверсії заселеність на верхньому рівні.

Завдяки циліндричній формі лампи накачування вдається створити економічну конструкцію лазерів. Діаметр і довжина лампи накачування близькі до відповідних параметрів АС. Діаметр від декількох міліметрів до декількох десятків міліметрів, а довжина від декількох сантиметрів до декількох десятків сантиметрів. Конкретні умови застосування ламп зумовили поділ ламп накачування на три групи: 1) імпульсні, призначені для режиму роботи лазера в одиночному імпульсному режимі; 2) імпульсно-частотні; 3) безперервного випромінювання.

Досягнення високої ефективності ККД накачування η_p обумовлено конструктивним виконанням і взаємним розташуванням ламп накачування і АС.

На рис. 15.1 наведені найбільш часто застосовані конфігурації накачування з використанням однієї лампи.

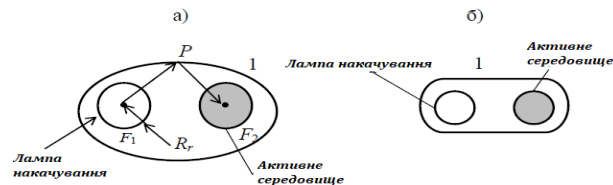


Рис. 15.1. Конфігурації лазерних випромінювачів при некогерентного оптичного накачування: а) еліптичний відбивач; б) циліндричний відбивач

На рис. 15.1,а лампа розміщується вздовж однієї з фокальних осей дзеркально відображеного еліптичного циліндра, а лазерний стрижень розташовується вздовж іншої фокальній осі. Тут використано добре відому властивість еліпса про те, що промінь, що виходить з першого фокуса, проходить після відображення від еліптичної поверхні через другий фокус. Це означає, що велика частина світла, що випромінюється лампою, відбиваючись від еліптичної поверхні, потрапляє в об'єм АС.

На рис. 15.1,б зображена конфігурація щільної упаковки. АС і лампа накачування розташовуються якомога ближче один до одного в циліндричному відбивачі. Ефективність щільної конфігурації ненабагато нижче, ніж в разі еліптичного циліндра. Часто замість дзеркально відображених рефlectorів застосовують циліндри, виготовлені з дифузно-відбиваючих матеріалів (наприклад, спресовані порошки з BaSO_4 , MgO).

У системах з високою інтенсивністю випромінювання використовують багатолампові конструкції. Однак така конфігурація має більш низький ККД. В імпульсних лазерах використовують ксенонові або криптонові імпульсні лампи при тиску від 450 до 1500 мм рт. ст. У безперервних лазерах найбільш часто застосовують криптонові лампи високого тиску при тиску від 1 до 8 атм.

15.1.2 Когерентне оптичне накачування

Лазерне випромінювання часто застосовується для накачування інших лазерів. Особливо такий спосіб накачування став актуальним у зв'язку з появою

високоєфективних ($\text{ККД} \geq 60\%$) напівпровідникових лазерів, зокрема, високою привабливістю користуються діодні лазери для накачування твердотільних лазерів. При накачуванні лазерних АС, які мають вузькі лінії поглинання, необхідно враховувати ширину спектра випромінювання діодних лазерів. Спектральна ширина діодних лазерів може становити ~ 1 нм, що добре узгоджується з спектральною шириною багатьох твердотільних АС.

Існує два типи геометрії накачування діодними лазерами: 1) поздовжнє накачування, при якому випромінювання накачування вводять в АС уздовж осі резонатора; 2) поперечне накачування, при якому випромінювання накачування вводять в АС з одного або декількох напрямків, перпендикулярних осі резонатора. Для поздовжнього накачування випромінювання діодного лазера фокусується в АС мала (0,1-1мм) пляма по можливості круглого перетину.

На рис. 15.2 приведена найпростіша оптична схема лінійного резонатора з вихідним сферичним дзеркалом. Використання блоку лінійок діодних лазерів в комбінації зі світловолоконною оптичною системою передачі випромінювання в АС дозволяє досягти ефективності перетворення випромінювання накачування в лазерне випромінювання до 50%.

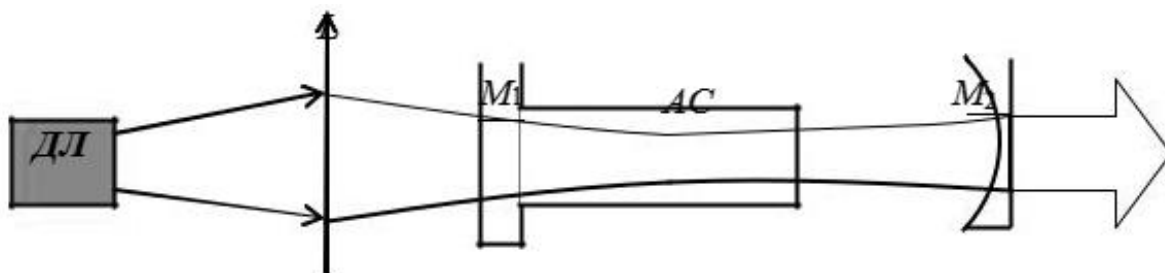


Рис 15.2. Оптична схема лінійного резонатора з поздовжньою діодним накачуванням: ДЛ - діодний лазер; L - плосковипукла лінза; M_1 і M_2 - дзеркала резонатора; АС - активне середовище

На рис 15.3 показана поперечна конфігурація накачування діодними лазерами, передача випромінювання яких здійснюється з трьох сторін за допомогою світлових волокон.

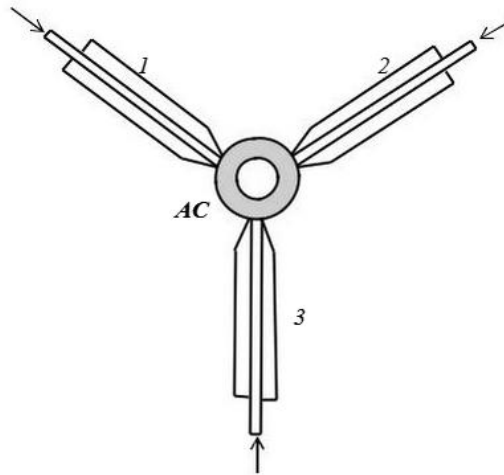


Рис. 15.3. Поперечна конфігурація накачування діодними лазерами: АС - активне середовище; 1,2,3 - світлові волокна; стрілками показаний введення випромінювання діодного лазера

Пучки, що виходять з кожного волокна, безпосередньо направляються на лазерний стрижень. Ефективність передачі випромінювання за розглянутою схемою досягає 80%.

Порівняння некогерентного накачування (лампове накачування) з когерентним накачуванням (поздовжнє і поперечне діодне накачування) дозволяє отримати оптимальні вихідні параметри лазерного випромінювання. Порівняння можна провести з точки зору чотирьох чинників ККД: η_r , η_t , η_a і η_{pq} . Отже, повний ККД можна обчислити за формулою (15.2)

$$\eta_p = \eta_r \cdot \eta_t \cdot \eta_a \cdot \eta_{pq} \quad (15.2)$$

У табл. 15.1 наведені оцінки величин лампової, поперечної і поздовжньої лазерної конфігурацій накачок. У разі поздовжнього лазерного накачування наведені дані для АС з кристалічного стержня YAG: Nd³⁺ з довжиною 1 см, а для поперечної лазерної накачки АС - кристалічний стрижень з YAG: Nd³⁺ з діаметром 4 см.

Таблиця 15.1. Порівняння ККД лампової накачки і накачування випромінювання діодних лазерів

Конфігурація накачки	η , %	η_t , %	η_a , %	η_{pq} , %	η_p , %
Лампова	43	82	17	59	3,5
Лазерна поперечна	50	80	90	82	30
Лазерна продольна	50	80	98	82	32

З табл. 15.1 видно, що випромінювальна ефективність η і ефективність передачі η_t є приблизно однаковими для накачування від лампи і діодного лазера. Майже десятикратне збільшення повного ККД при накачуванні від діодного лазера обумовлено ефективністю поглинання η_r майже в 6 разів і збільшенням квантового виходу накачування η_{pq} приблизно в 1,5 рази.

Також видно, що поперечне і поздовжнє лазерні накачування приблизно рівні при злегка меншій величині ефективності поглинання η_a для поперечного накачування.

Істотно, що при високій ефективності і більш низькому порозі когерентне випромінювання, в порівнянні з некогерентним випромінюванням, має додаткову перевагу в тому, що надає в 2 рази менше теплове навантаження на АС, ніж лампова накачування. Це призводить до зменшення утворення теплової лінзи і появи наведеного двоприменово заломлення в АС. Ці два ефекти є важливими факторами для отримання вискоефективного пучка лазерного випромінювання в одній поздовжній і поперечній модах.

15.1.3 Електричне накачування

Електричне накачування є одним з ефективних способів створення інверсій заселеності в активних середовищах, особливо для газових середовищ і напівпровідників. Інверсія заселеності в газовому середовищі створюється пропусканням через неї постійного, СВЧ або імпульсного електричного розряду.

Конструктивно організація електричного розряду в газовому середовищі виконується двома способами: 1) струм через газ протікає вздовж осі лазера (поздовжній розряд); 2) струм протікає в поперечному напрямку осі лазера (поперечний розряд). Залежно від режиму роботи (безперервний або імпульсний) лазера застосовуються різні конструкції електродів, які дозволяють отримати більш однорідний і стабільний розподіл накачування.

Вплив зовнішнього електричного поля на газове середовище призводить до утворення в ній іонів і вільних електронів з додатковою кінетичної енергією. Причому позитивно заряджені іони завдяки своїй величезній масі рухаються повільніше, ніж вільні електрони. Отже, вільні електрони набагато частіше стикаються з нейтральними атомами, при цьому передають їм свою додаткову енергію, переводячи їх в збуджений стан.

При порушенні атомів способом електричного накачування можливі наступні процеси.

1. У газі, що складається з одного сорту частинок, збудження здійснюється лише електронним ударом згідно з формулою



де A і A^* - молекула в нормальному і збудженому стані, відповідно; e - вільний електрон.

Такий процес називається зіткненням першого роду. Процес передачі енергії при зіткненні першого роду описується швидкісним рівнянням:

$$\frac{dN_2}{dt} = N_g N_e v \sigma_e \quad (15.4)$$

де N_e - щільність електронів; N_g - число часток в основному стані; v - швидкість електронів; σ_e - перетин збудження електронним ударом.

2. В суміші газу, що складається з двох компонентів, при електричному збудженні здійснюється процес резонансної передачі енергії. На рис. 15.4 показана схема такого процесу, так званого зіткненням другого роду.

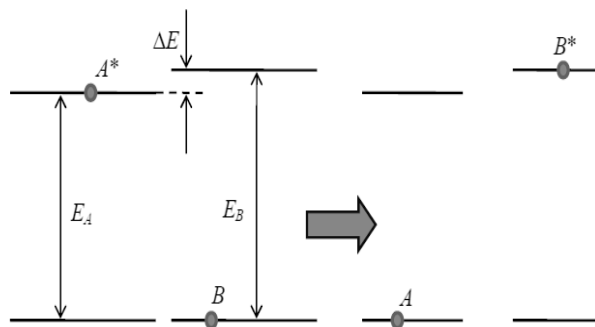


Рис. 15.4. Околорезонансна передача енергії: E_a - енергія переходу між основними і верхнім рівнями для молекули A ; E_b - енергія переходу для молекул; E - різниця енергій переходу E_a і E_b .

Припустимо, що частка B знаходиться в основному стані, а частка A - в збудженому за допомогою системи електронного удару. Прийmemo також, що різниця енергій (ΔE) між переходами $A \rightarrow A^*$ і $B \rightarrow B^*$ менше, ніж kT . Тоді можна стверджувати, що у разі переходу



Таким чином, після зіткнення частинки A виявляться в основному стані, а частка - в збудженому стані. Різниця енергії (ΔE) в залежності від свого знака або додається, або віднімається від енергії поступального руху.

Швидкісне рівняння для зіткнення другого роду описується рівнянням:

$$\frac{dN_2}{dt} = N_A N_B v \sigma_{AB} \quad (15.6)$$

де N_A і N_B - число часток компонентів А і В у суміші газу відповідно.

Процес зіткнення другого роду актуальний для тих випадків, коли верхній стан молекули А є метастабільним, тобто перехід в нижній стан є забороненим. Отже, зіткнення другого роду забезпечує селективне заселення верхнього рівня молекули А з подальшою передачею цієї енергії (порушення) верхньому лазерному рівню молекули В.

Рівняння (15.5) і (15.7) дозволяють точно так же, як і для оптичного накачування визначити ефективність накачування η_p як відношення мінімальної потужності накачування, яка відповідає б цій швидкості dN/dt і фактичної електричної потужності P_p , що підводиться до розряду:

$$\eta_p = \frac{V_a h \nu_{mp}}{P_p} \frac{dN}{dt}, \quad (15.7)$$

де $V_a = S l$ - обсяг активного середовища; S - площа поперечного перерізу активного середовища; l - його довжина; ν_{mp} - різниця частот між основним і верхнім лазерним рівнями; dN/dt - швидкість переходу між рівнями.

Розрахунок ККД вимагає рішення рівнянь переносу Больцмана із залученням всіх відомих процесів зіткнення за участю електронів, в результаті яких відбувається порушення обертальних, коливальних і електронних ступенів свободи всіх присутніх в газі компонентів.

Таким чином, розрахунок ККД стає досить складним завданням, тому на практиці часто використовують оцінку величину ККД.

15.1.4 Хімічне накачування

Хімічне накачування використовується для створення інверсної населеності рівнів в хімічних лазерах. Інверсна населеність виникає безпосередньо в процесі хімічних реакцій між компонентами активного середовища. Випромінювання хімічного лазера є результатом прямого перетворення хімічної енергії в лазерне випромінювання. Для ініціювання хімічних реакцій найчастіше використовуються різні типи газових розрядів і пучки швидких електронів. Найбільш відомими є хімічні лазери на коливально-обертальних переходах молекули HF ($\lambda=2,6-3,3$ мкм).

15.1.5 Теплове накачування

Для досить ефективного заселення коливальних і обертальних станів молекули може бути використано теплове збудження. Для цього треба нагріти газ молекули до температури приблизно 1000-2000 К.

Зрозуміло, що просте підвищення температури газу не може забезпечити інверсії; при цьому заселеність рівнів убуває зі збільшенням енергії згідно за законом Больцмана: $n \sim \exp(-E/kT)$. На рис. 15.5, а, б зіставляється характер заселення коливальних рівнів для різних температур (для температур T_1 і T_2 ; при цьому $T_1 \ll T_2$). Крива 1 передає залежність $n \sim \exp(-E/kT_1)$, а крива 2 – залежність $n \sim \exp(-E/kT_2)$. Добре видно, що підвищення температури призводить до ефективного заселення верхніх рівнів, але при цьому не забезпечує інверсії заселеності.

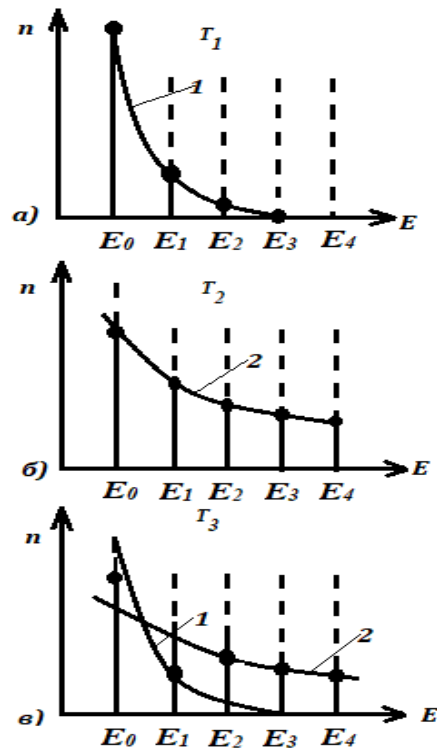


Рис. 15.5. Криві заселення коливальних рівнів при відповідних температурах.

Припустимо, що нагрітий до температури T_2 газ дуже швидко охолоджується до температури T_1 , нехай τ - час, протягом якого змінюється температура.

Припустимо далі, що швидкість релаксації першого збудженого рівня (рівня E_1) набагато більше швидкості релаксації рівнів E_2, E_3 . Точніше кажучи, будемо вважати, що час релаксації рівня (час τ_1) набагато менше тоді як час релаксації більш високорозташованих рівнів (час τ_2), навпаки, багато більше $\tau_1 \ll \tau \ll \tau_2$. В цьому випадку заселеність рівня E_1 буде при охолодженні газу слідувати за зміною температури, тоді як заселеності інших рівнів залишаться при швидкому зниженні температури незмінними. В результаті виникне термодинамічно нерівномірна ситуація: заселеність рівня E_1 буде відповідати низькій температурі (температурі T_1), а заселеності рівнів E_2, E_3 будуть відповідати високій температурі T_2 (див. рис. 14.5, в). У цій ситуації реалізується, як добре видно на малюнку, інверсія на переході між першим і другим збудженими коливальними рівнями.

Для швидкого охолодження найзручніше використовувати процес адіабатичного розширення газу при виході його з вузької щілини або сопла. Саме цей варіант теплового накачування і лежить в основі дії газодинамічних лазерів.

Відзначимо також можливість створення інверсії при швидкому нагріванні газу за умови, що швидкість теплового збудження верхніх рівнів молекули більше, ніж нижніх. Досить швидке нагрівання газових систем можна здійснювати, наприклад, використовуючи ударні хвилі.

15.2 Класифікація за фізичними особливостями активного середовища

15.2.1 Твердотільні лазери

Активною речовиною твердотільних і рідинних лазерів є діелектрик, що знаходиться в конденсованій фазі. У порівнянні з газами в конденсованих середовищах можна створити великі щільності (концентрації) активних частинок в одиниці об'єму і тим самим досягти більшої щільності інверсії і більшу питому енергію іона. У той же час різноманітність процесів, за допомогою яких можна змінити енергетичний стан атомів в таких системах без їх руйнування, вельми обмежена. Практично єдиним способом активного впливу залишається опромінення світлом. Тому в твердотільних і рідинних лазерах на діелектриках застосовується тільки оптичне накачування. У напівпровідниках можливий додатковий вплив шляхом пропускання через них електричного струму.

Робочий елемент твердотільних лазерів виконаний з кристалічного або аморфного діелектрика. Такі лазери надійні, зручні і порівняно прості в експлуатації. При невеликих габаритах вони можуть генерувати дуже високі імпульсні потужності (аж до 1012 Вт і більше), дуже короткі світлові імпульси (до 10-12 нс і менше), а також працювати в безперервному режимі з вихідною потужністю від одиниць мВт до сотень Вт. Накачування твердотільних лазерів здійснюється оптичним шляхом. Для цього електрична енергія за допомогою спеціальних ламп накачування або за допомогою напівпровідникових лазерних діодів перетворюється в оптичне випромінювання, яке поглинається атомами активної речовини, переводячи їх в збуджений стан. Наявність такого проміжного процесу перетворення електричної енергії накачування знижує загальний ККД твердотільних лазерів, що не перевищує кількох відсотків при лампового накачуванні і досягає 30% при накачуванні інжекційними лазерами. Спектральний діапазон роботи твердотільних лазерів обмежений оптичною прозорістю активного середовища. З короткохвильового боку він обмежений процесами власного поглинання, а з довгохвильової - взаємодією з коливаннями решітки. Тому твердотільні лазери працюють в ближній ультрафіолетовій, видимій та ближній інфрачервоній областях спектру.

Матеріали, призначені для виготовлення активних елементів твердотільного лазера з оптичним накачуванням, так звані активні діелектрики, повинні володіти певною системою енергетичних рівнів, що задовольняє тим вимогам, які впливають з трьох або чотирирівневої схеми роботи лазера. Неважко зробити висновок, що ці матеріали повинні володіти: а) інтенсивною флуоресценцією з квантовим виходом на робочому переході, близьким одиниці; б) широкими смугами активного поглинання в області випромінювання джерела накачування і в) відсутністю втрат на частоті робочого переходу. Активний елемент, перебуваючи всередині резонатора і працюючи в умовах інтенсивного світлового накачування, повинен зберігати високі оптичні якості. Це пред'являє до механічних, оптичних, теплофізичних, хімічних і т. п. властивостям активних матеріалів твердотільного лазера досить жорсткі вимоги.

Найбільш повно вимогам, що пред'являються, задовольняють так звані активні діелектрики, що представляють собою тверді розчини елементів з недобудованими внутрішніми електронними оболонками в різних кристалічних і аморфних матрицях. Зазвичай використовують іони однієї з груп перехідних

елементів: елементи групи заліза з недобудованою 3d-оболонкою або рідкоземельні елементи з недобудованою 4f-оболонкою (лантаноїди). Актиноїди з недобудованою 5f-оболонкою застосовуються рідко внаслідок їх радіоактивності.

Недобудовані внутрішні електронні оболонки цих елементів добре екрановані валентними електронами від зовнішніх впливів, в тому числі і від впливу кристалічного поля. Тому при введенні таких іонів в конденсоване середовище не відбувається корінної перебудови їх енергетичного спектру. Ці іони, так звані активатори, і є власне активними, в той час як кристалічна або аморфна основа в більшості випадків виконує роль матриці. Всі робочі лазерні переходи здійснюються між рівнями енергії активних іонів.

Активний парамагнетичний іон в діелектрику знаходиться під впливом сильного електростатичного поля оточуючих його іонів. Залежно від ступеня екранування внутрішніх оболонок зовнішніми електронами це поле, так зване внутрішньо кристалічне поле, по-різному впливає на властивості іона-активатора. При цьому розрізняють три випадки.

Слабке кристалічне поле. Цей випадок характерний для рідкоземельних елементів з незабудованою 4f-оболонкою, яка добре захищена від впливу зовнішніх полів 5s- і 5p-електронами. Енергетичний спектр рідкоземельних іонів, введених в кристал, слабо відрізняється від енергетичного спектра вільних іонів. LS-зв'язок не порушується і вектор J зберігається. Внутрішньо кристалічне поле призводить до розщеплення енергетичних рівнів на $2J+1$ підрівні з різними проекціями повного моменту кількості руху MJ . У кристалічних матрицях рівні енергії таких іонів залишаються вузькими, тому спектри їх люмінесценції і поглинання складаються з ряду вузьких, інтенсивних ліній. Оскільки кристалічне поле слабо впливає на енергетичний спектр рідкоземельних іонів, то структури їх енергетичних рівнів в різних матрицях еквівалентів на всіх рідкоземельних елементах-лантаноїдах отримані генерацією. Найкращі результати отримані при використанні іона неодиму – Nd^{3+} . У більшості випадків лазери на діелектриках, активованих рідкоземельними елементами, працюють по чотирирівневій схемі.

Середнє кристалічне поле. Цей випадок відповідає іонному типу зв'язку і характерний для елементів групи заліза з недобудованою 3d-оболонкою. Із рівноваги вплив поля кристалічної решітки тут більше спін-орбітальної взаємодії електронів і LS-зв'язок розірваний. Тому рівні енергії іонів, введених

в кристал, істотно зрушені в порівнянні з вільними іонами. Рівні енергії можуть бути значно розширені. З цієї причини елементи групи заліза використовуються як ефективні сенсбілізатори. Наявність широких смуг люмінесценції відкриває також можливість створення твердотільних лазерів з плавно перебудованою довжиною хвилі генерації. Положення енергетичних рівнів, їх ширина, ймовірно випромінювальних і безвипромінювальних переходів для одного і того ж іона в значній мірі визначаються матрицею, в яку поміщений такий іон. Типовим прикладом тут є іон Cr^{3+} в решітці Al_2O_3 .

Сильне кристалічне поле. Цей випадок спостерігається в парамагнітних центрах, сильно пов'язаних з оточуючими іонами. Він характерний для елементів з недобудованими 4d і 5d-оболонками і зрідка спостерігається для елементів групи заліза. Сильне поле розриває LS-зв'язок. Обурення поля кристалічної решітки в цьому випадку має порядок енергії взаємодії електронів один з одним.

Таким чином, активне середовище твердотільних лазерів є діелектричною матрицею, в яку введені активні центри (іони-активатори) одного або різного виду. В результаті взаємодії активних іонів з матрицею змінюється не тільки структура енергетичних рівнів іона, але і ймовірності переходів, в тому числі ймовірності безвипромінювальних переходів, а також співвідношення між вірогідністю випромінювальних і безвипромінювальних переходів. Тому знаходження оптимальної матриці є дуже важливим завданням.

Неважко сформулювати основні вимоги, яким повинні задовольняти матриці лазерних активних діелектриків.

По-перше, матриця повинна мати високу оптичну якість, бути оптично однорідною і прозорою для лазерного випромінювання і не повинна мати неактивне поглинання в області випромінювання джерела накачування.

По-друге, матриця повинна допускати введення заданого активатора в регульованих кількостях без порушення її механічних властивостей і оптичної однорідності; чим більш сприятливі геометричні параметри заміщає і заміщає іонів, тим ця умова легше виконується.

По-третє, матриця повинна мати високу теплопровідність для того, щоб енергія, що передається решітці в результаті безвипромінювальних переходів E_3-E_2 і E_1-E_0 , і енергія накачування, що переходить в тепло, могли швидко розсіюватися, не приводячи до помітних термооптичних спотворень і термічних деформацій.

По-четверте, матриця повинна мати високу променеву стійкість по відношенню до генерируемого лазерного випромінювання, а також бути фотохімічно стійкою до потужного випромінювання накачування.

Нарешті, по-п'яте, матриця, володіючи гарними механічними властивостями, повинна бути технологічною у виготовленні і оптичною у обробці, оскільки до параметрів активного елемента (якість обробки поверхні, паралельність торців, однорідність) пред'являються дуже високі вимоги.

В даний час генерація отримана на кількох сотнях переходів між енергетичними рівнями різних іонів більш ніж на 300 кристалах і декількох десятках типів стекл. Але не існує матеріалу, який в повній мірі задовольняв би всім перерахованим вимогам. З різним ступенем повноти цим вимогам задовольняють монокристали на основі кисневих з'єднань - оксиди і сполуки з комплексними аніонами, фториди елементів II і III груп, скла, пластмаси та інші кристалічні і аморфні діелектрики. Великий інтерес представляє використання змішаних систем типу твердих розчинів.

Оптимальною сукупністю параметрів володіють: рубін ($\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Cr}^{3+}$), алюмінієвоітрієвий гранат з неодимом ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}: \text{Nd}^{3+}$), скло з неодимом, іттербійорове скло, алюмінат ітрію з неодимом ($\text{YAlO}_3: \text{Nd}^{3+}$), натрій-лантан-молібдат з неодимом ($\text{NaLaMoO}_4: \text{Nd}^{3+}$), флюорит кальцію з диспрозієм ($\text{CaF}_2: \text{Dy}^{2+}$) і гадоліній-скандій-галієвий гранат з хромом і неодимом [$(\text{Gd}_{3-x}\text{Nd}_x)(\text{Sc}_{2-y}\text{Cr}_y)\text{Ga}_3\text{O}_{12}$]. Всі лазери на цих речовинах, за винятком рубіна, працюють по чотирирівневій схемі.

Першою лампою накачування була імпульсна спіральна лампа-спалах з ксеноновим наповненням, аналогічно застосовуваним у фотографії. Активний елемент у вигляді рубінового стрижня містився на осі цієї лампи, через яку проводився розряд потужного конденсатора. Дзеркала резонатора у вигляді срібних покриттів наносилися безпосередньо на ретельно відполіровані торці рубінового стрижня, як показано на малюнку нижче.

Сучасні твердотільні лазери конструктивно виконуються у вигляді двох блоків: лазерного випромінювача, званого також лазерною головкою, і блоку живлення. При накачуванні імпульсними лампами блок живлення включає в себе накопичувач енергії зазвичай у вигляді батареї високовольтних конденсаторів.

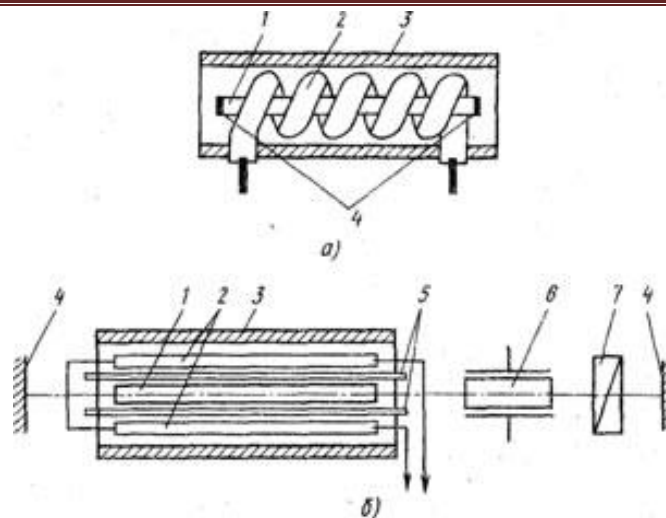


Рис. 15.6. Схеми лазерних випромінювачів: найпростішого рубінового лазера зі спіральною лампою накачування (а) і лазера з модульованою добротністю (б) 1 - активний елемент; 2 - лампи накачування; 3 - відбивач; 4 - дзеркала резонатора; 5 - фільтр і система охолодження; 6 - модулятор добротності; 7 – поляризатор

15.2.2 Напівпровідникові лазери

Активним елементом у напівпровідникових лазерах служить арсенід галію, кремній з домішками індію, фосфід галію та ін. напівпровідникові матеріали. Незважаючи на те, що напівпровідники є однією з різновидностей кристалічних матеріалів, напівпровідникові лазери звичайно виділяють в окрему групу внаслідок їх специфічних властивостей. Це, насамперед, простота збудження(накачування) – більшість напівпровідникових лазерів працюють при пропусканні через них електричного струму.

Робочою частиною таких інжекційних напівпровідникових лазерів є досить тонкий проміжковий шар між двома областями з електронною та дірковою провідністю – так званий *p-n*-перехід, тобто їх конструкція практично нічим не відрізняється від конструкції відомого площинного напівпровідникового діода. При пропусканні через цей *p-n*-перехід струму в прямому напрямку в результаті рекомбінації вільних електронів та дірок відбувається випромінювання світла. Утворені іони, в свою чергу, стимулюють процес рекомбінації, індукуючи додаткові фотони.

Великою перевагою напівпровідникового лазера, порівняно з іншими, є його малі розміри ($\sim 1\text{мм}^3$). Напівпровідникові лазери можуть працювати як в імпульсному, так і в неперервному режимах. ККД теоретично може досягати значень, близьких до 100%, реально одержано 80%, що набагато більше, ніж у

лазерах інших типів. Діапазон хвиль, випромінених напівпровідниковим лазером, надзвичайно високий – приблизно від 0,3 до 30 мкм.

Недоліками напівпровідникових лазерів є їх порівняно невелика потужність, велика ширина спектральної лінії (10^8 - 10^{12} Гц), великий кут розходження, який становить одиниці і навіть десятки кутових градусів.

Можливість використання напівпровідників в якості активної речовини є дуже привабливою, адже ці матеріали мають велику чутливість до зовнішніх впливів. Також їх властивостями можна керувати в дуже широких межах, змінюючи температуру, тиск, діючи на них світлом чи потоком заряджених частинок, вводячи різні домішки. Основи теорії напівпровідникових лазерів вперше були викладені в публікаціях Н.Г.Басова, Б.М.Вула, Ю.М.Попова, задовго до появи першого лазера на арсеніді галія. Напівпровідникові лазери серед всіх інших вирізняють завдяки таким особливостям:

1. В напівпровідникових кристалах має місце частинне просторове перекриття хвильових функцій атомів, і кожен енергетичний рівень в силу принципу Паулі зайнятий найбільше двома електронами. Вірогідність заповнення енергетичного рівня описується функцією розподілу Фермі-Дірака, а не функцією Больцмана. Отже, при розподіленні між зонним поглинання чи випромінюванням на даній частоті необхідно говорити про переходи між двома розподіленнями енергетичних рівнів, а не між двома окремими рівнями.

2. Друга відмінність пов'язана з локалізованим розподіленням електромагнітного випромінювання вздовж p - n переходу. Просторові характеристики цього випромінювання визначаються оптичними властивостями лазерного середовища, а не зовнішнім резонатором. Цей факт має великий вплив на порогове значення накачки.

На даний час створена велика кількість напівпровідникових лазерів різних типів і на різних матеріалах: ZnS, ZnO, CdTe, GaAs, $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$, $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$.

15.2.3 Газові лазери

В 1961 році створений перший газовий лазер на гелій-неоні, інтенсивністю 10 мВт. Газові лазери мають унікальну власну ширину лінії випромінювання до 0.5 Гц, це відповідає ступеню монохроматичності 10^{-14} . Особливістю газових лазерів є те, що більшість з них використовують атомні чи молекулярні спектри люмінесценції.

Довжина хвилі лазерних переходів практично не залежить від навколишнього середовища. Система енергетичних рівнів вільних атомів є простою і тому правильність відбору виконується добре. Особливістю газових лазерів є те, що в газових сумішах багатьма методами можна отримати інверсну населеність, це дозволяє реалізувати генерацію при малих значеннях потужності накачування.

Є такі методи збудження газових лазерів:

- електричним ударом
- накачування дисоціацією
- оптичне накачування
- теплове накачування

Газовими лазерами називають лазери, в яких активним середовищем є газ або суміш газів. Основна перевага: висока потужність, висока часова і просторова когерентність. В якості активних середовищ можуть бути використані всі гази при кімнатній температурі. Часто застосовують пароподібні стани, наприклад пари металу, які не відносяться до газів, але агрегатний стан відповідає газу. В газах існує велика кількість ліній генерацій. Для більшості ліній генерацій КПД є дуже малим і вимагає високих енергетичних затрат для генерації при малій потужності.

Зворотній зв'язок, який необхідний для генерації випромінювання виконується за допомогою резонаторів. Розрізняють резонатори з внутрішніми і зовнішніми дзеркалами. В резонаторах з зовнішніми дзеркалами лазерна трубка закінчується вікнами, які мають низькі втрати і усувають втрати за рахунок використання кута Брюстера: $\text{tg} \alpha = n$. Потім випромінювання є лінійно-поляризованим. Основна перевага: можливість розміщення оптичних елементів у резонаторі. Недолік – більші витрати у резонаторі. У лазерів з внутрішніми дзеркалами дзеркала закривають трубку замість вікон, а випромінювання – неполяризоване. Основна перевага – незначні витрати в резонаторі. Недолік – існує можливість руйнування дзеркала під дією процесів за участю атомів середовища на поверхні дзеркала.

Через малий час життя верхнього лазерного рівня в системах з великим часом життя рівня збудження повинно відбуватися достатньо швидко, щоб отримати інверсію населеності. Один з найбільш відомих потужних імпульсних лазерів в оптичному діапазоні з великою енергією в окремому імпульсі та високою частотою імпульсів при довжині імпульса більше 100нс є ексимерні лазери.

15.2.4 Лазери на нейтральних атомах

Найбільш поширені лазери на суміші гелію і неону (10:1), що дають безперервне випромінювання в червоній області ($\lambda = 0,6328$ нм).

15.2.5 Іонні лазери

Інверсна населеність створюється електричним розрядом. Найбільш потужне випромінювання (сотні Вт) отримано на іони Ar^{2+} ($\lambda = 0,4880; 0,5145$ мкм, синьо-зелена область), Kr^{2+} ($\lambda = 0,5682; 0,6471$ мкм, жовто-червона область), Kr^{3+} , Ne^{2+} (УФ-область) та інші. Випромінювання отримано на іонах 29 елементів.

В іонних лазерах використовуються не атомні переходи, а переходи між збудженими станами іонів. Іонні лазери здатні генерувати набагато більшу безперервну потужність в порівнянні з лазерами на атомних переходах. Це пояснюється тим, що робочі стани іонних переходів розташовуються значно вище на енергетичній діаграмі. Тому вирівнювання заселеностей інвертованих рівнів з ростом струму розряду (наприклад, заселення рівнів $1v$ і $2p$ в неоні) за рахунок східчастих процесів, що спостерігалось на атомних станах, в іонних лазерах не проявляється. Ймовірності іонних переходів, як правило, більше, ніж ймовірності атомних. Різниця енергій між рівнями робочого переходу більше і, отже, випромінювання відбувається в більш короткохвильовій області в порівнянні з атомарними лазерами. Іонні лазери генерують світло у видимому і УФ діапазонах довжин хвиль.

Щоб отримати значну частку іонів в розряді, плазма повинна бути високоіонізованою, що можна забезпечити використанням потужнострумового дугового розряду. Робочий струм в іонних лазерах досягає декількох десятків А, а щільність струму - 1000 А/см². Це викликає необхідність використання охолоджуваних електродів. Охолоджується також і газорозрядна трубка, яка для отримання високої щільності газу робиться малого діаметра, у вигляді капіляра. Робочий тиск газу, як правило благородного, становить десяті частки мм рт. ст. Одним з найбільш поширених іонних лазерів безперервної дії є аргоновий лазер, що працює в діапазоні довжин хвиль $454 \dots 514$ нм.

У аргоновому лазері генерація здійснюється на переході $4p - 4v$. При створенні інверсії заселеність заселення збуджених станів іона аргону відбувається в основному за рахунок ступеневої електронного збудження з основного іонного стану. Вимірні значення часів життя для рівнів $4p$ в кілька разів перевищують часи життя рівнів $4z$, що дозволяє реалізувати інверсію

заселеністю на цьому переході з деякою різницею заселеності, яку позначимо AN . При збільшенні тиску газу концентрація електронів зростає, а електронна температура зменшується. Це призводить до існування деякого оптимального тиску, при якому інверсія AN і потужність генерації максимальні.

Оптимальний тиск для різних ліній дещо різниться, причому для переходів, верхні рівні яких розташовуються вище, оптимальний тиск менше. Область оптимальних тисків - десятки частки мм рт. ст.

При зростанні струму розряду збільшується концентрація заряджених частинок, яка залежить від щільності струму більш сильно, ніж при лінійному законі. При токах в кілька десятків А електронна температура від струму майже не залежить, тому зі збільшенням струму величина AN і потужність генерації зростають (рис. 15.7) приблизно за квадратичним законом. Фактором, який в кінцевому рахунку повинен привести до насичення інверсії АДГ при збільшенні струму, є поглинання на переході між нижніми робочими і основним іонним станами.

Цей процес при великій концентрації іонів в основному стані призводить до того, що будь-який випромінюваний квант тут же знову поглинається і, таким чином, місце вибулого зі стану іона займає новий. Відбувається збільшення $1/\tau$ ефективного часу життя стану та зменшення інверсної населеності AN . Сумарна потужність генерації іонних лазерів досягає десятків Вт на трубках довжиною до 2 м, коефіцієнт корисної дії становить сотні-десятки частки відсотка.

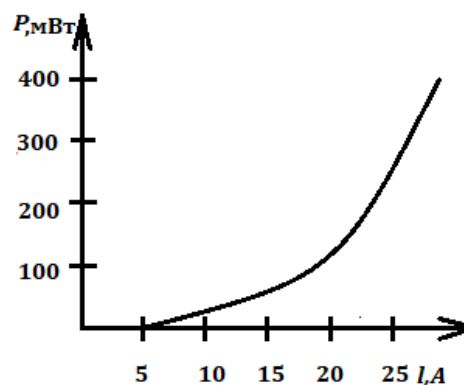


Рис. 15.7. Залежність потужності від струму.

15.2.6 Молекулярні лазери

Мають високу ефективність (ККД до 25%) і потужність (до десятків кВт в безперервному режимі і десятків кДж в імпульсному); випромінюють в ІК-діапазоні. Інверсна населеність створюється УФ-випромінюванням або електронним пучком.

Найбільш поширені лазери на CO_2 , H_2O , N_2 . Лазери на парах димера сірки S_2 мають унікальну особливість: за рахунок великого числа метастабільних рівнів ця молекула випромінює одночасно на 15 довжинах хвиль видимого діапазону. Тому промінь лазера на S_2 здається білим.

15.2.7 Газодинамічні лазери

Різновид молекулярних газових лазерів; являє собою щось на кшталт реактивного двигуна, в камері згоряння якого спалюють вуглеводневе паливо. Активним середовищем у них служить багатоконпонентна газова суміш, нагріта понад 1000°C і розігнана до надзвукової швидкості.

Струмінь розпеченого газу рухається між дзеркалами оптичного резонатора; інверсна населеність створюється за рахунок адіабатичного охолодження газу, випромінювання відбувається поперек струменя.

Найбільш потужні лазери на CO_2 працюють в ІК діапазоні ($\approx 10,6$ мкм), генеруючи в безперервному режимі випромінювання потужністю до сотень кіловат.

15.2.8 Лазери на парах металів

Іони і атоми 27 металів володіють зручною для створення інверсної населеності структурою енергетичних рівнів.

Лазери на парах Cu випромінюють на довжинах хвиль 510,4 і 578,2 нм (зелене світло) із середньою потужністю понад 40 Вт. Лазери на парах металів мають дуже високий коефіцієнт посилення.

15.2.9 Хімічні лазери

Газові лазери з інверсною населеністю за рахунок екзотермічних хімічних реакцій, продукти яких утворюються в збудженому стані. Лазери працюють як в імпульсному, так і в безперервному режимі; випромінювання лежить в області далекого ІЧ-випромінювання.

Найбільшу потужність випромінювання забезпечує реакція фтору з молекулярним воднем (в імпульсному режимі - понад 2 кДж при тривалості імпульсу 30 нс; в безперервному - кілька кВт).

15.2.10 Ексимерні лазери

Газові лазери, що працюють на молекулах, які існують лише в збудженому стані (ексимерні) - короткоживучі з'єднання інертних газів один з одним, з галогенами або з киснем (наприклад, Ar₂, KrCl, XeO і т. п.).

Лазери випромінюють імпульси у видимій або УФ області спектра з частотою повторення до 10⁴ Гц із середньою потужністю кілька десятків Вт.

Закріплення матеріалу

- 15.1. Назвіть основні способи накачування активного середовища.
- 15.2. Як класифікують лазери за типом активного середовища.
- 15.3. Які групи ламп накачування використовують в лазерах.
- 15.4. Як залежить потужність випромінювання лазера від струму.
- 15.5. Який лазер може випромінювати на 15 довжинах хвиль.

РОЗДІЛ 3 КОНСТРУКЦІЇ ЛАЗЕРІВ

Лекція 16

ХАРАКТЕРИСТИКА ОСНОВНИХ ТИПІВ КВАНТОВИХ ГЕНЕРАТОРІВ

Мета лекції: ознайомлення з основними характеристиками типів квантових генераторів.

Зміст лекції:

- 16.1. Характеристика основних типів квантових генераторів
 - 16.1.1. Будова та принцип роботи рубінового лазера
 - 16.1.2. Будова та принцип роботи газових лазерів
 - 16.1.3. Будова та принцип роботи напівпровідникових лазерів

16.1 Характеристика основних типів квантових генераторів

На даний час створено надзвичайно велику кількість різноманітних систем лазерів.

Вони відрізняються між собою робочим тілом, а саме створено лазери на основі рубіна та алюміній – ітрієвого граната, на напівпровідникових матеріалах, газах та розчинах барвників.

Вони відрізняються між собою будовою, довжиною хвилі випромінюваного світла, але сам принцип їх роботи залишається незмінним.

16.1.1 Будова та принцип роботи рубінового лазера

Рубіновий лазер був першим оптичним квантовим генератором світла. Його створили в 1960 році. Робочою речовиною є рубін – кристал оксиду алюмінію Al_2O_3 (корунд), у який при вирощуванні введена домішка – оксид хрому Cr_2O_3 .

Червоний колір кристала рубіна обумовлений випромінюванням іона хрому Cr^{3+} , що у кристалічній решітці заміщає іон Al^{3+} . Густота червоного кольору рубіна залежить від концентрації іонів Cr^{3+} , у темно-червоному рубіні концентрація Cr^{3+} досягає 1%.

Лазерні технології Конспект лекцій

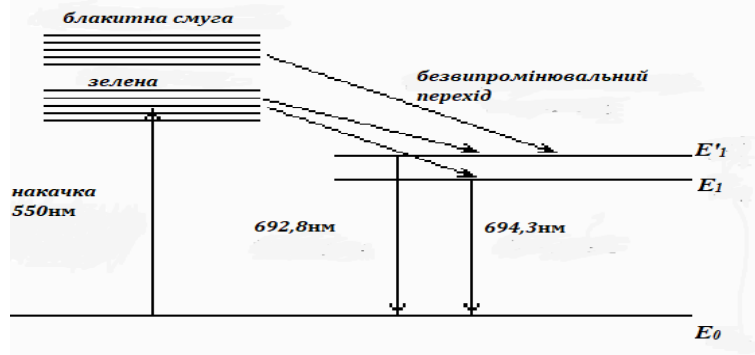


Рис. 16.1. Схема енергетичних рівнів у кристалі рубіна

Кристал рубіна має дві смуги поглинання: у зеленій й у блакитній частині спектра. Крім цих смуг є два вузьких енергетичних рівня E_1 й E'_1 , при переході з яких на основний рівень атом випромінює світло з довжинами хвиль $\lambda=694,3\text{нм}$ та $\lambda'=692,8\text{нм}$. Ширина цих ліній $\approx 0,4\text{нм}$, імовірність вимушених переходів для лінії $\lambda=694,3\text{нм}$ більше, ніж для $\lambda'=692,8\text{нм}$, тому що ця ймовірність обернено пропорційна частоті в кубі ν^3 .

При опроміненні рубіна білим світлом блакитна й зелена частини спектра поглинаються, а червона відбивається. У рубіновому лазері використовується оптичне накачування ксеноновою лампою, що дає спалахи світла великої інтенсивності при проходженні через неї імпульсу струму. Газ ксенон при цьому розігрівається до кількох тисяч градусів. Безперервне накачування неможливе, тому що лампа не витримує тривалого нагрівання.

Випромінювання лампи накачування поглинається іонами Cr^{3+} в області смуг поглинання. Потім із цих рівнів іони Cr^{3+} дуже швидко в результаті безвипромінювального переходу переходять на енергетичні рівні E_1 й E'_1 . Надлишок енергії передається кристалічній решітці і перетворюється в енергію її коливань (енергію фононів). Рівні E_1 й E'_1 – метастабільні (час життя атома на рівні E_1 дорівнює 4,3 мс). У такий спосіб створюється значна інверсна населеність активного середовища щодо рівня E_0 .

Кристал рубіна вирощують у вигляді круглого циліндра довжиною близько 5 сантиметрів та діаметром близько одного міліметра.

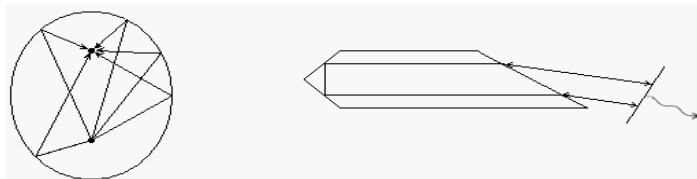


Рис. 16.2. Будова кристала рубіна та поширення світлових променів у ньому

Ксенонова лампа, що має форму циліндра й кристал рубіна містяться в дзеркальній порожнині з еліптичним перетином у фокусі еліпса.

Завдяки цьому забезпечується практично повне фокусування випромінювання накачки. Один з торців кристала рубіна зрізують так, щоб забезпечити повне внутрішнє відбиття в рубіні, а інший торець – під кутом Брюстера. Такий зріз забезпечує вихід із кристала випромінювання з відповідною лінійною поляризацією. Далі по ходу променів розташовують напівпрозоре дзеркало.

16.1.2 Будова та принцип роботи газових лазерів

У гелій-неоновому He-Ne лазері активним середовищем є газоподібна суміш гелію й неону. Генерація здійснюється при переході між енергетичними рівнями Ne, а He відіграє роль посередника, через який енергія накачування передається атомам Ne.

Атом неону може генерувати більше 130 різноманітних енергетичних переходів. Однак найбільш інтенсивними є лінії випромінювання 632,8 нм, 1,15 мкм та 3,39 мкм. При пропусканні струму через суміш газів гелію та неону атоми гелію в результаті електронних ударів збуджуються до станів 2^3S та 2^2S , які є метастабільними, тому що перехід з них в основний стан для атома заборонений квантово-механічними правилами відбору.

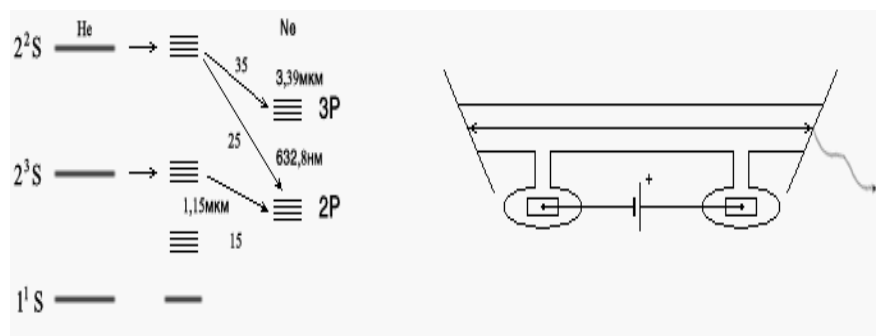


Рис. 16.3. Правила переходу для гелій-неонового лазера

Коли збуджений атом гелію зіштовхується з незбудженим атомом неону, то енергія переходить від He до Ne. Цей перехід відбувається досить ефективно, тому що енергетичні рівні $3S$ й $2S$ атома неону збігаються з відповідними енергетичними рівнями атома гелію. Внаслідок цього на рівнях $3S$ й $2S$ у неоні утвориться інверсна населеність щодо рівнів $3P$ й $2P$. He-Ne лазер працює в неперервному режимі. На торці лазерної трубки наклеєні багатоплощинні дзеркала під кутами Брюстера до осі. Це забезпечує лінійну

поляризацію випромінювання. У газовій трубці тиск гелію рівний 332 Па, а неону 66 Па, постійна напруга на електродах у трубці 4кВ, коефіцієнти відбиття дзеркал 0,999 й 0,990.

16.1.3 Будова та принцип роботи напівпровідникових лазерів

При взаємодії електрона із зовнішнім впливом у напівпровідниках, електрон, поглинаючи енергію, переходить зі стану з низьким енергетичним рівнем у стан з високим енергетичним рівнем. Розглянемо *p-n*-перехід, який зображено на рис. 16.4. Якщо до нього прикласти пряму напругу U_R , то в *p*-області буде відбуватися інжекція електронів, а в *n*-області - дірок (у результаті дифузії неосновних носіїв зарядів). Ці неосновні носії, зустрічаючись із основними, будуть рекомбінувати, випромінюючи світло з довжиною хвилі, що відповідає ширині забороненої зони $E_g = h\nu$.

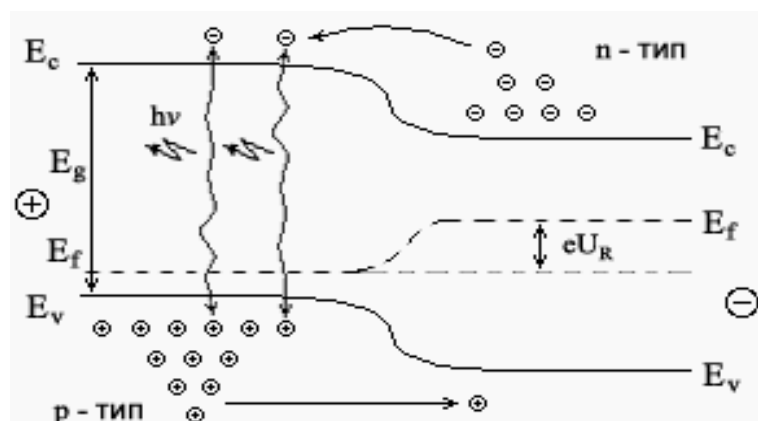


Рис.16.4. Будова забороненої зони напівпровідника

Оскільки дифузійна довжина електронів багато більше, ніж дифузійна довжина дірок, то світлове випромінювання виникає, в основному, в *p*-області. Прилад, що використовує *p-n*-перехід, який рівний ширині забороненої зони E_g , називають напівпровідниковим лазером з гомоструктурним переходом. Напівпровідниковий лазер є "граничним приладом".

Якщо збільшити струм інжекції (тобто збільшувати U_R - пряму напругу), то при перевищенні деякого граничного значення $I_{пор}$ виникає різке лінійне збільшення потужності лазера на виході. Поблизу $I_{пор}$ спостерігається якісна зміна процесу: повільний ріст потужності випромінювання переходить стрибком у режим насичення при генерації випромінювання.

При $I < I_{пор}$ випромінювання лазера являє собою суму фотонів з

випадковими фазами – некогерентне випромінювання.

В області $I > I_{\text{пор}}$ при переході в режим генерації відбувається впорядкування фази й виникає когерентне випромінювання.

Напівпровідниковий лазер, також як і лазери інших типів, являє собою резонатор з поміщеним у його середину активним середовищем. Оскільки коефіцієнт заломлення напівпровідникових матеріалів великий, то площини спайності лазерного кристала (кристалографічні площини росту) служать відбивними дзеркалами резонатора.

Слабке світло, що виникає в лазері під дією спонтанних переходів, підсилюється активним середовищем при багаторазовому відбитті від резонаторних дзеркал, розташованих на торцях кристала. В остаточному підсумку утвориться лавина вимушено індукованих фотонів, що й утворить лазерний промінь.

Лазерна генерація виникає тоді, коли оптичне підсилення компенсує втрати енергії в середині резонатора, що складається із втрат в активному середовищі й втрат на відбиття. Це відповідає граничному струму $I_{\text{пор}}$ інжекції. При подальшому збільшенні струму інжекції підсилення рівне граничному підсиленню й супроводжується різким збільшенням потужності оптичного випромінювання лазера.

Крім лазерів на *p-n*-переході широко використовуються лазери на гетеропереходах (подвійних гетероструктурах). Робота напівпровідникового лазера на гомо-*p-n*-переході вперше спостерігалася Ж. І.Алфьоровим у лабораторії напівпровідників ФТІ ім. А. Ф. Іоффе у 1962 році на кристалах GaAs (рис. 16.5.).

Це був гомолазер GaAs, виготовлений за допомогою дифузії акцепторної домішки. Граничне значення струму було $j \geq 50 \text{ кА/см}^2$, що через виділення значного тепла при кімнатній температурі унеможливило його роботу в безперервному режимі.

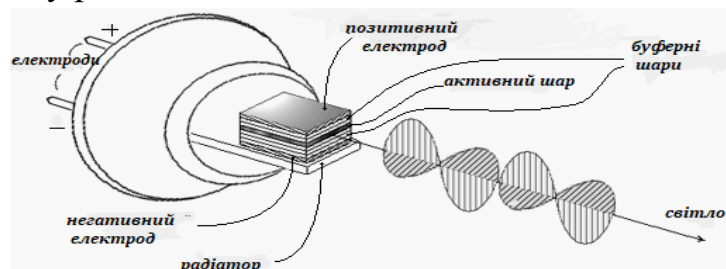


Рис. 16.5. Принципова схема лазера на гомо-*p-n*-переході

Практична реалізація безперервного режиму була вперше досягнута в США в "Bell Laboratories" Н. Хаясі й М. Б. Панішем в 1970 році. Ними був виготовлений лазер на подвійній гетероструктурі $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$ (рис. 16.6) з різною шириною забороненої зони в p - і n - областях, що дозволило зменшити граничну щільність струму при кімнатній температурі до $j = 1,6 \text{ кА/см}^2$.

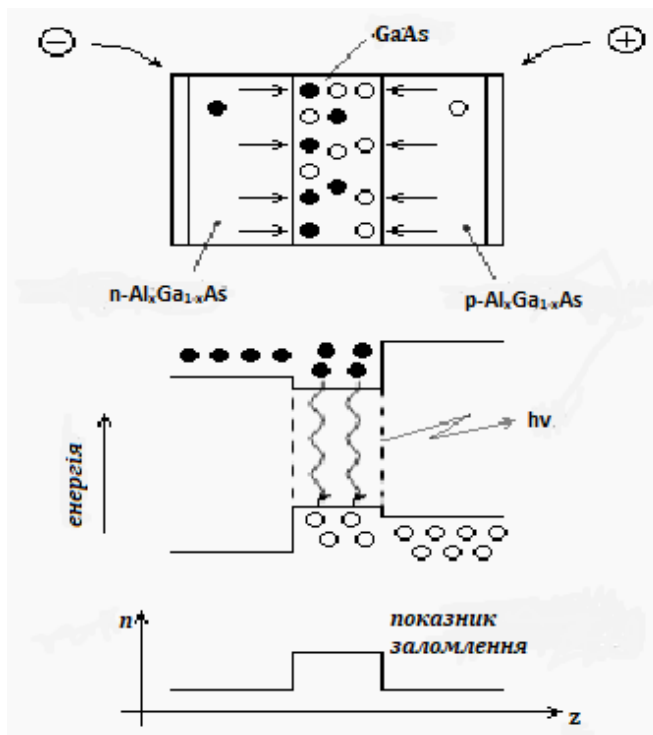


Рис. 16.6. Будова лазера на $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$ - структурі

Зниження граничного струму в гетеролазерах досягається за рахунок каналювання інжекттованих носіїв у вузькій області, обмеженої потенційними бар'єрами гетероструктури, а також за рахунок каналювання спонтанного випромінювання в цій же області під дією хвильового ефекту, що виникає із-за розходження в показниках заломлення матеріалів гетероструктури.

Якщо позитивна напруга живлення прикладена до p -області, а негативна до n -області, то в активний шар інжектуються дірки та електрони, де вони рекомбінують з випромінюванням енергії. Світло досягає площин резонатора й відбиваючись від них, не виходить в інші шари структури через різницю показників заломлення. Когерентне лазерне випромінювання виникає коли надання енергії перевищує певні межі.

Довжина хвилі лазерного випромінювання визначається матеріалом активного шару. Наприклад, якщо активний шар виготовлений з GaAs, то при

кімнатній температурі $\lambda=0,86\text{мкм}$, якщо з $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, де x - молярна концентрація Al у структурі, то $\lambda=0,6-0,9\text{мкм}$. Якщо використати $\text{InGa}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$, то $\lambda=0,5-1,6\text{мкм}$.

Оптичні волокна для волоконно-оптичних ліній зв'язку (ВОЛЗ) мають мінімальні втрати на довжинах хвиль $\lambda=0,5-1,6\text{мкм}$. Для передачі інформації з ВОЛЗ найкраще використати лазери з активним шаром з $\text{InGa}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$. За розробку таких лазерів Ж.І. Алфьоров одержав Нобелівську премію в грудні 2000 року.

Напівпровідникові лазери використовуються в оптичних накопичувачах, CD-дисководах для запису й зчитування інформації в оптичних пристроях. Крім того, лазери використовуються в пристроях обробки інформації інтегральної оптики, а також в оптичних комп'ютерах, де відбувається паралельна й послідовна обробка цифрової й аналогової інформації.

Закріплення матеріалу

- 16.1. За якою енергетичною схемою працює рубіновий лазер.
- 16.2. Яке накачування використовується в рубіновому лазері.
- 16.3. Чому торці рубіна зрізані під кутом Брюстера.
- 16.4. Які функції мають гелій і неон в лазері.
- 16.5. Назвіть основні застосування напівпровідникових лазерів.

Список використаної літератури в лекції 16

1. Доніна Н.М. Виникнення квантової електроніки. М.: Наука, 1974, 345 с.
2. Реді Дж. Промислове застосування лазерів. М.: Мир, 1991, 256 с.
3. Приезжев А. В., Тучин В. В., Шубочкин Л. П. Лазерна діагностика в біології і медицині. М.: Наука, 1989, 278 с.
4. Тарасов Л. В. Лазери дійсність та надії. М.: Наука, 1985, 178 с.
5. Воронин В. Г., Наний О. Е., Поликтова Н. А. Перспективи практичного застосування волоконно-оптичних параметричних підсилювачів. Lightwave. Russian Edition. №1, 2007, ст. 51 – 56.

Лазерні технології Конспект лекцій

6. Василевский А. М. Оптична електроніка Л.:Енергоатоміздат, 1990, 344 с.
7. Верещагин И. К. Введення в оптоелектроніку М.:Вища школа, 1991, 320 с.
8. Клишко Д. Н. Фізичні основи квантової електроніки М.: Наука, 1986, 287 с.
9. Кондиленко И. И. Фізика лазерів. К.: Вища школа. 1984. 256 с.
10. Лисиця М. П., Халімонова І. М. Лазери в науці та техніці. К.: Наукова думка, 1986, 244 с.
11. Хімічна енциклопедія в 5 т. / під ред. И. Л. Кнунянця. – М.: Рад. енциклопедія, 1990.

РОЗДІЛ 3 КОНСТРУКЦІЇ ЛАЗЕРІВ

Лекція 17

ДЕЯКІ ЛАЗЕРИ, ЇХ ПРИНЦИПИ РОБОТИ І СХЕМИ

Мета лекції: ознайомлення з накачуванням і ККД лазера; поняттями рубіновий лазер та лазер на кристалі граната з неодимом.

Зміст лекції:

- 17.1. Накачування і ККД лазера
- 17.2. Рубіновий лазер
- 17.3. Лазер на кристалі граната з неодимом

17.1 Накачування і ККД лазера

На рис.17.1 показаний цикл «накачування-генерація» деякого гіпотетичного лазера. Під дією накачування атоми переходять в якийсь збуджений стан 3 з якого вони релаксирують на верхній лазерний рівень 2. Лазерний перехід відбувається між рівнями 2 і 1 та призводить до випромінювання фотонів з частотою ν_{21} .

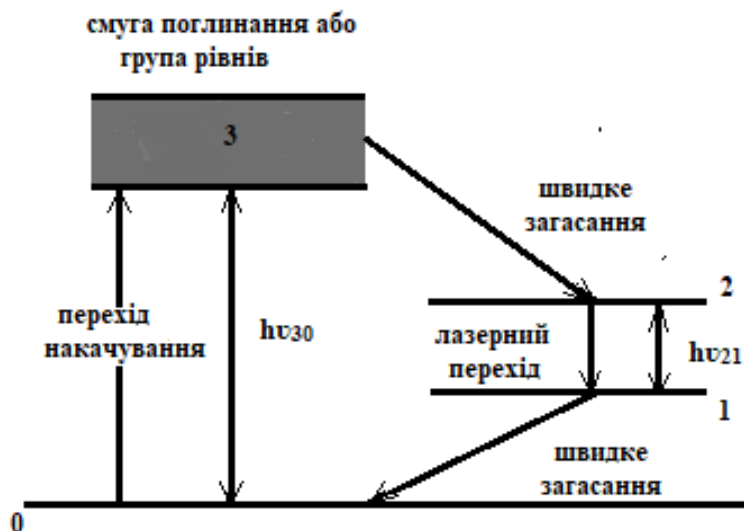


Рис 17.1 Цикл накачування - генерація типового лазера

З рисунка ясно видно, що мінімальна енергія, що поглинається необхідна для випромінювання одного фотона і дорівнює $h\nu_{30}$, так що ККД лазерного переходу не може перевищувати значення атомної квантової ефективності.

$$\eta_{at} = \frac{\nu_{21}}{\nu_{30}} \quad (17.1)$$

Повний ККД лазера залежить від тієї частоти загальної енергії накачування, яка переводить атоми на рівень 3 та від квантової ефективності накачування (коефіцієнта, що показує, яка частина атомів переходить з рівня 3 на рівень 2). Твір двох останніх коефіцієнтів визначає верхню межу ККД лазерів з оптичним накачуванням.

Він змінюється від 1% для твердих лазерів (таких як на неодімовому склі), і при алюмінієвому прокаті до 30% в CO_2 і приблизно до 100% в гамма-арсенідном напівпровідниковому лазері GaAs. Ці коефіцієнти ми розглянемо, коли перейдемо до деяких конкретних лазерних систем.

Однак можна відзначити, що згідно з (17.1) для того, щоб ефективність лазерної системи була висока, частоти ν_{21} і ν_{30} повинні бути близькі.

17.2 Рубіновий лазер

Вперше лазерне випромінювання було отримано на рубіні ($\lambda = 694,3 \text{ нм}$). До сих пір це один з найбільш часто використовуваних лазерних матеріалів. Активними лазерними частками в ньому є іони Cr^{3+} присутні як домішки в кристалі Al_2O_3 .

Типові концентрації іона Cr^{3+} складають приблизно 0.05% (по вазі). Відповідна діаграма енергетичних рівнів показана на рис. (17.2).

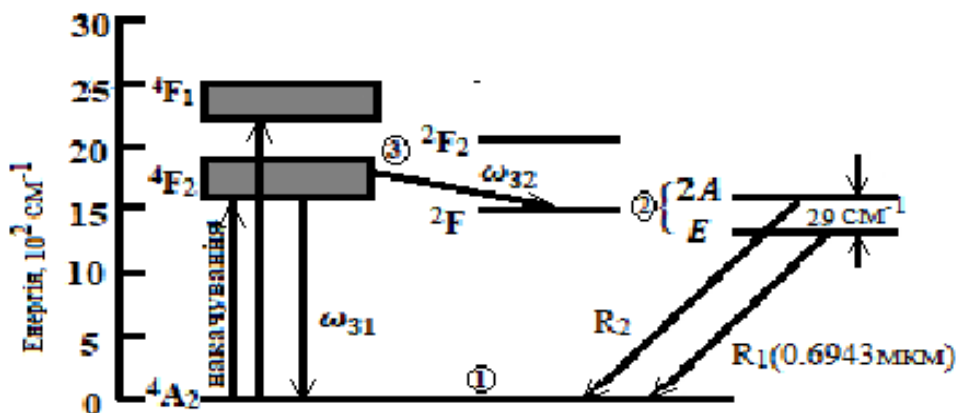


Рис 17.2 Енергетичні рівні, відповідні роботи рубінового лазера [2]

Накачування рубіна звичайно здійснюється світлом від потужних імпульсних ламп (подібно до того як це робиться в фотографії). Частота світла яка відповідає за частотою двох смуг поглинання 4F_2 і 4F_1 поглинається в кристалі, змушуючи іони $3+$ переходити на рівні 4F_2 , 4F_1 . Потім іони за середній час $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ сек. переходять на верхній лазерний рівень $2E$. Рівень $2E$ складається з 2-х окремих рівнів і, розділених по довжині хвилі інтервалом 29 см^{-1} . Більш низький з них - це верхній лазерний рівень. Нижній лазерний рівень це основний стан. Таким чином, рубін це 3-х рівнева лазерна система.

Час життя атомів на верхньому лазерному рівні становить $t_2 \approx 3 \cdot 10^{-3}$ сек. Кожен акт розпаду призводить до спонтанної емісії фотона так, що $t_2 \approx t_{\text{сп}}$. Спектр який поглинає типовий рубін з 2-ма орієнтаціями оптичного поля щодо осі «с», показаний на діаграмі його спектрів. Два головних піка відповідають поглинанню в полюси 4F_2 і 4F_1 , від яких залежить характерний «рубіновий» колір кристала.

На прикладі рубіна, можна розглянути пристрій твердотільних лазерів з оптичним накачуванням. Нижче на рис. 17.3 показано типовий пристрій оптично накачуваного лазера. Спирально-імпульсна лампа оточує рубіновий стрижень. Лампа включається при замиканні на неї батареї конденсатора. Звичайний спалах лампи являє собою імпульс світла тривалістю $T_{\text{л}} = 5 \cdot 10^{-4}$ сек.

Для простоти прийемо, що потужність імпульсу спалаху постійна і має тривалість $T_{\text{л}}$ в часі. Оптичний потік випромінювання на поверхні кристалів на частоті ν становить $S(\nu)$. Якщо $\alpha(\nu)$ - коефіцієнт поглинання кристала, то щільність поглинання кристалом буде:

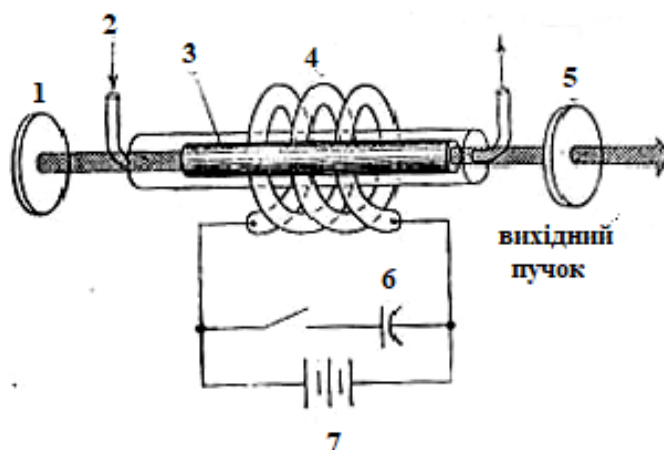


Рис 17.3 Типова установка імпульсного рубінового лазера, що використовує накачування від імпульсної лампи і зовнішні дзеркала

Якщо $\eta(\nu)$ - ефективність квантового поглинання ймовірність того, що поглинання фотона накачування на частоті ν призведе до переходу одного атома на верхній лазерний рівень, то щільність атомів накачувати на рівні 2 дорівнює:

$$N_2 = t_L \int_0^\infty \frac{S(\nu) \cdot \alpha(\nu)}{h\nu} d\nu \quad (17.2)$$

Так як час життя атомів на рівні 2 ($t_2=3 \cdot 10^{-3}$ сек) значно більше ніж тривалість спалаху ($\sim 5 \cdot 10^{-4}$ сек), спонтанним загасанням рівня 2 під час імпульсу спалаху можна знехтувати, тому n_2 - населеність рівня 2 після спалаху.

17.3 Лазер на кристалі граната з неодимом

Однією з поширених лазерних систем є система яка використовує іони неодиму Nd^{3+} , які присутні в ітрій алюмінієвому гранаті.

При кімнатній температурі лазерна генерація відбувається при довжині хвилі $\lambda_0=1,0041$ мкм.

Відповідні рівні енергії показані на малюнку 17.4.

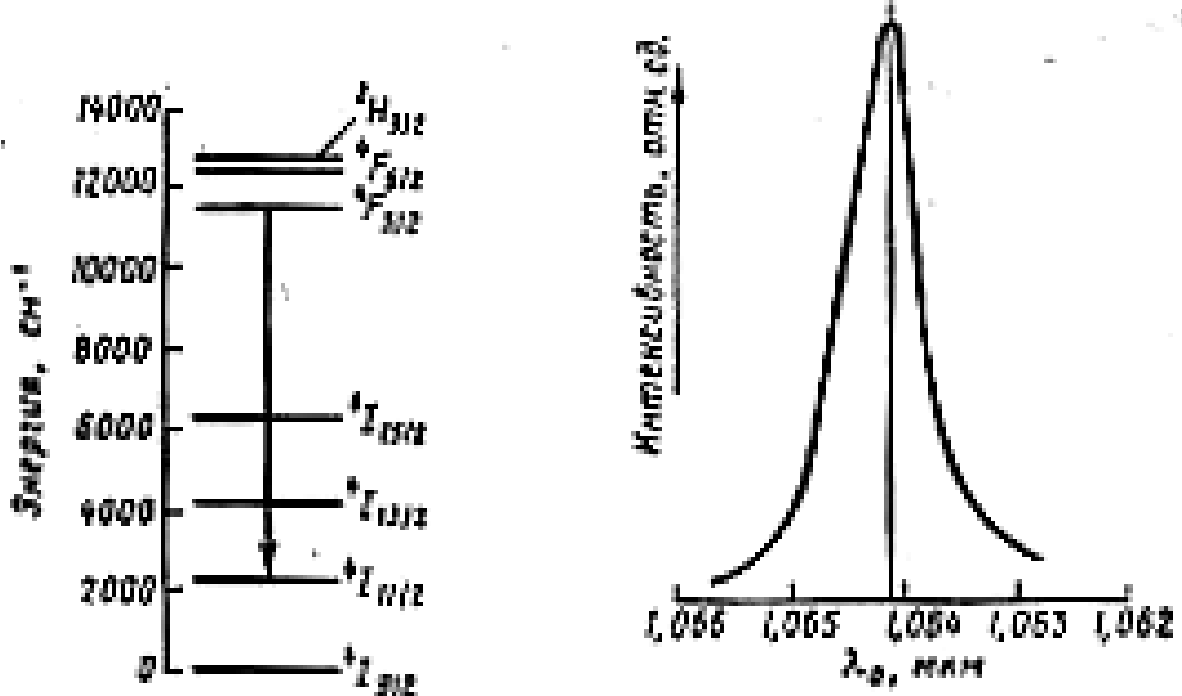


Рис 17.4 Діаграма енергетичних рівнів Nd^{3+} в ЦАГ [6]

Нижній лазерний рівень розташований вище основного стану $E_2=21.11 \text{ см}^{-1}$, тому населеність його в e^{-10} менше населеності основного стану і їм не можна знехтувати.

Таким чином система на ітрій алюмінієвому гранаті відповідає виразно 4-х рівневому лазеру. Ширина лінії посилення при кімнатній температурі $\Delta\nu=6 \text{ см}^{-1}$. Спонтанний час життя для лазерного переходу $t_{\text{сп}}=5.5 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$. При кімнатній температурі перетин лазерного переходу становить в центрі лінії посилення $\sigma=9 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$.

Коефіцієнт оптичного посилення в кристалі необхідно приблизно в 75 разів більше, ніж в рубіні, тому пари генерації тут значно нижче. Цим же пояснюється легкість отримання безперервного режиму роботи такого лазера в порівнянні з рубіном.

Типова схема використовується в твердотільних лазерах безперервного режиму роботи яка показана нижче на рис. 17.5.

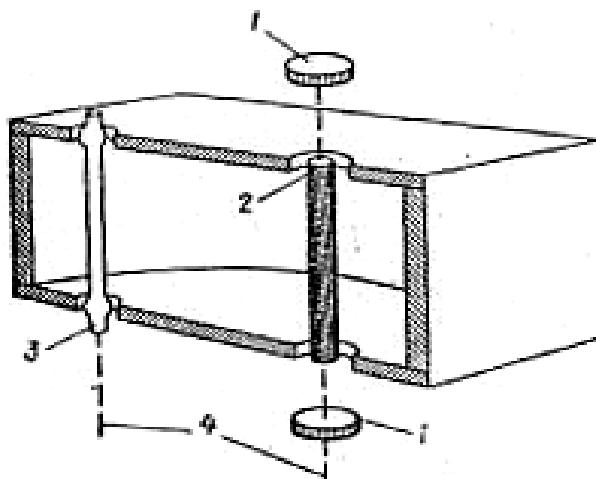


Рис 17.5 Типова конструкція твердотільного лазера, в якій використовується еліптичний циліндричний відбивач для концентрації світла лампи в лазері

Ця схема використовується і в розглянутих лазерах на кристалі граната. Ретельно відполірований еліптичний циліндр використовується для концентрації світла від лампи, розташованої уздовж з однієї фокальних осей в лазерному стрижні, який розміщений по іншій осі.

При такій конфігурації велика частина світла що випускається лампою накачування 3, проходить через лазерний стрижень. Це відображають дзеркала 1 і утворюють оптичний резонатор який зазвичай розташований по торцях активного елемента.

Розглянутий лазер застосовують найчастіше в технологічних системах для випаровування тонких плівок, прошивки отворів, обробки напівпровідникових кристалів.

Закріплення матеріалу

- 17.1. Назвіть основні цикли генерації типового лазера.
- 17.2. Що таке коефіцієнт корисної дії лазера.
- 17.3. Від чого залежить ККД лазера.
- 17.4. Чому рубіновий лазер має імпульсне накачування.
- 17.5. Особливість конструкції неодимового лазера.

РОЗДІЛ 3 КОНСТРУКЦІЇ ЛАЗЕРІВ

Лекція 18

ТИПИ І ПАРАМЕТРИ СУЧАСНИХ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ЛАЗЕРІВ

Мета лекції: вивчення історії створення напівпровідникових лазерів; параметрів та принцип дії напівпровідникових лазерів; розгляд класифікації лазерів; застосування лазерів; ознайомлення з сучасними досягненнями в розробці та вдосконалення лазерів.

Зміст лекції:

- 18.1. Історія створення і розвитку напівпровідникових лазерів
- 18.2. Параметри напівпровідникових лазерів
- 18.3. Принцип дії напівпровідникових лазерів
- 18.4. Класифікація по типу переходу
 - 18.4.1. Лазер на гомопереході
 - 18.4.2. Лазер на подвійному гетеропереході
- 18.5. Класифікація по способу накачки
- 18.6. Застосування напівпровідникових лазерів
- 18.7. Досягнення в розробці і вдосконаленні напівпровідникових лазерів.

18.1 Історія створення і розвитку напівпровідникових лазерів

Перша робота про можливість використання напівпровідників для створення лазера була опублікована в 1959 році Н.Г.Басовим, Б.М.Вулом і Ю.М.Поповим. Застосування *p-n*-переходів для цих цілей було запропоновано в 1961 році Н.Г.Басовим, О.Н.Крохіним, Ю.М. Поповим. Напівпровідникові лазери на кристалі GaAs уперше були розроблені в 1962 році в лабораторіях Р.Холом, М.І.Нейтеном і Н.Холоньяком (США). Їм передувало дослідження випромінювальних властивостей *p-n*-переходів, що показало, що при великому струмі з'являються ознаки вимушеного випромінювання (Д.Н. Наследов, С.М.Рибкін із співробітниками, СРСР, 1962р.). У СРСР фундаментальні дослідження, що привели до створення напівпровідникових лазерів, були

удостоєні Ленінської премії в 1964 році (Б.М. Вул, О.Н.Крохин, Д.Н.Наследов, А.А.Рогачов, С.М.Рибкін, Ю.М.Попов, А.П.Шотов, Б.В. Царенков). Напівпровідниковий лазер з електронним збудженням був уперше здійснений в 1964 році Н.Г.Басовим, О.В.Богданкевичем, А.Г.Девятковим. У цьому ж році Н.Г.Басов, А.З.Грасюк і В.А.Катулін повідомили про створення напівпровідникового лазера з оптичним накачуванням. У 1963 році Ж.І.Алферов запропонував використовувати гетероструктури для напівпровідникових лазерів. Вони були створені в 1968 році Ж.І.Алферовим, В.М.Андрєєвим, Д.З.Гарбузовим, В.І.Корольком, Д.Н.Третьяковим, В.І.Швейкіним та удостоєні в 1972 році Ленінської премії за дослідження гетеропереходів і розробку приладів на їх основі.

Група Алферова (Д. Третьяков, Д. Гарбузов, Ю. Портной, В. Корольков і В. Андрєєв) декілька років працювала над пошуком підходящого для реалізації матеріалу, намагаючись виготовити його самостійно, але винайшла прийнятний складний трикомпонентний напівпровідник майже випадково: в сусідній лабораторії Н.А.Горюнової. Проте це була "невипадкова" випадковість - пошук перспективних напівпровідникових з'єднань Н. О. Горюнова вела напрямлено, а в монографії, що вийшла в 1968 році сформулювала ідею "періодичної системи напівпровідникових з'єднань". Напівпровідникове з'єднання, створене в її лабораторії, мало необхідну для генерації стабільність, що визначило успіх. Гетеролазер на цьому матеріалі створений напередодні 1969 р., а пріоритетною датою на рівні виявлення лазерного ефекту є 13 вересня 1967 року.

Попрацювати під керівництвом Іоффе Алферову не довелося - в грудні 1950 року під час кампанії по "боротьбі з космополітизмом" Іоффе був знятий з поста директора і виведений із складу Вченої ради інституту. У 1952 р. він очолив лабораторію напівпровідників, на базі якої в 1954 р. був організований Інститут напівпровідників АН СРСР.

Заявку на винахід напівпровідникового лазера Алферов подав спільно з теоретиком Р. І. Казариновим в розпал пошуків напівпровідникового лазера. Ці пошуки йшли з 1961 р., коли Н.Г. Басов, О. Н. Крохин і Ю.М. Попов сформулювали теоретичні передумови його створення. У липні 1962 р. американці визначилися з напівпровідником для генерації - це був арсенід галію, а у вересні-жовтні лазерний ефект отримали відразу в трьох лабораторіях, першою виявилася група Роберта Холла (24 вересня 1962 р.). І через п'ять місяців після публікації Холла була подана заявка на винахід

Алфєрова і Казарінова, від якої ведеться відлік заняттям гетероструктурною мікроелектронікою у Фізтеху.

З використанням напівпровідникових лазерів пов'язана новітня історія цифрового запису - від звичайних CD -дисків до знаменитої сьогодні технології Blue Ray на нітриді галію (GaN). Після першого промислового використання лазерів для отримання отворів в рубінах для годинника ці пристрої успішно застосовуються в самих різних областях.

Напівпровідникові лазери складають найчисленнішу групу. Накачування здійснюється інжекцією через гетероперехід, а також електронним пучком. Гетеролазери мініатюрні, мають високий ККД. Можуть працювати як в імпульсному, так і в безперервному режимах. Незважаючи на низьку потужність вони знайшли своє застосування в промисловості. Вони застосовуються для спектроскопії, оптичної стандартизації частоти, опто-волоконних ліній зв'язку, для контролю форми, інтерференційних смуг деформації, в опто-електроніці, в робототехніці, в системах пожежобезпеки. У побуті застосовуються в системах оптичної обробки інформації (у сканерах) в парі з нескладною системою багатогранних дзеркал, вживаних для відхилення променя, в звуко- і відеосистемах, в охоронних системах. Напівпровідникові лазери, завдяки своїм малим розмірам, застосовуються і в медицині. Лазери з електронним накачуванням перспективні в системах проєкційного лазерного телебачення.

18.2 Параметри напівпровідникових лазерів

Характеристики лазерів визначаються, в основному, параметрами лазерних діодів (значення параметрів вказуються в паспорті лазера):

- Типові довжини хвиль випромінювання лежать в діапазоні 0,6-1,06 мкм.
- Потужність випромінювання складає, як правило, від 30 до 300 мВт.
- Розбіжність пучка знаходиться в межах 5...15 мрад.
- Діапазон регулювання тривалості імпульсу від 10 нс до 10 мс.
- Діапазон регулювання періоду слідування імпульсів від 1 мс до 500 мс.

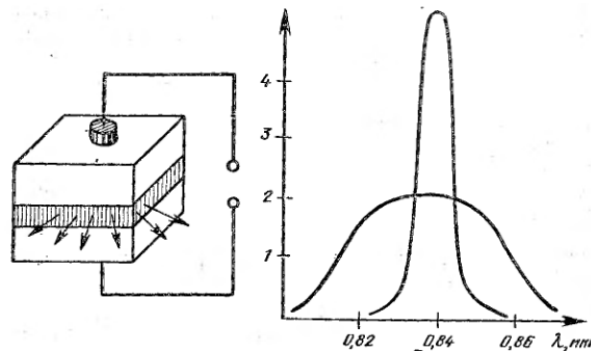


Рис.18.1. Спектральна характеристика напівпровідникового лазера

В якості активної речовини використовується арсенід галію, що містить домішки *n*-типу, концентрація яких складає 10^{17} — 10^{18} см⁻³. З цього матеріалу робиться заготовка у формі паралелепіпеда або куба. Вона називається напівпровідниковим діодом. Розміри діода дуже невеликі і складають доли міліметра. Діод припаюють до молібденової основи, покритої золотом, з тим, щоб забезпечити контакт з *n*-областю. На поверхню *p*-області наносять сплав золота з сріблом. Торці діода грають роль дзеркал, тому вони ретельно поліруються, а сторони їх роблять паралельними, щоб вони грали роль резонатора. Випромінювання виходить саме з цих сторін діода. Верхня і нижня сторони є контактами, до яких прикладається напруга. У початковий період, коли сила струму, протекаючого через діод, невелика, ширина спектральної полоси випромінювання досить велика (рис.18.1), а при перевищенні струмом порогового значення смуга різко звужується. Просторове випромінювання лазерного діода має форму пелюстки. Лазерний діод може працювати як в безперервному, так і в імпульсному режимах. І дуже важливою перевагою такого лазера є те, що випромінювання на його виході дуже просто модулювати. Для цього досить модулювати струм, що живить його, і тоді випромінювання на виході буде промодульовано з тією ж частотою. Як активну речовину використовують також фосфід галію, сурм'янистий індій, сурм'янистий галій, арсенід-фосфід галію та ін. Один з перших зразків напівпровідникових лазерів був представлений на Лейпцігському ярмарку в 1965 році. Він мав марку "Луч-3". Розміри кристала з арсеніду галію склали 0,03мм³. Він знаходився в термостаті з рідким азотом при температурі мінус 196°С і працював в імпульсному режимі на хвилі 0,844мкм, маючи тривалість біля 2мкс. Потужність випромінювання в імпульсі досягала 10 Вт.

Лазерні технології Конспект лекцій

У табл.18.1 приведені матеріали, з яких виготовляють напівпровідникові лазери, і значення довжини хвилі випромінюваної енергії.

Таблиця 18.1 Матеріали напівпровідникових лазерів

	Напівпровідник	Хімічне позначення	Довжина хвилі, мкм
<u>Лазери з електронною накачкою</u>			
1	Сульфід цинку	ZnS	0,33
2	Селенід галію	GaSe	0,6
3	Арсенід галію	GaAs	0.85
4	Сульфід свинцю	PbS	4,3
5	Антимонід індію	JtlSb	5,3
6	Селенід свинцю	PbSe	8.6
<u>Інжекційні лазери</u>			
1	Арсенід галію	GaAs	0,85
2	Арсенід індію	JnAs	3.2
3	Теллурид свинцю	PbTe	6,5
	Селенід свинцю	PbSe	8.5
<u>Лазери з оптичною накачкою</u>			
1	Сульфід кадмію	CdS	0.5
2	Арсенід індію	JnAs	3,2
3	Антимонід індію	JnSb	5.3
4	Теллурид свинцю	(Pb+Sn) Te	6.5... 16,5

18.3 Принцип дії напівпровідникових лазерів

Принцип дії напівпровідникового лазера можна розглянути за допомогою рисунка 18.2, на якому показані валентна зона напівпровідника V , зона провідності C і ширина забороненої зони E_g . Якщо припустити для простоти, що напівпровідник знаходиться при температурі $T = 0K$, то валентна зона буде повністю заповнена електронами, тоді як зона провідності буде порожня (див.рис.18.2, а, де заштрихована область є областю заповнених станів). Припустимо тепер, що електрони яким-небудь чином переведені з валентної зони в зону провідності. У середині цієї зони електрони за дуже короткий час ($\sim 10^{-13}$ с) перейдуть на її самий нижній рівень, а усі електрони поблизу максимуму валентної зони також перейдуть на самі нижні з незайнятих рівнів, так що верхівка валентної зони буде заповнена "дірками". Звідси витікає, що

валентною зоною і зоною провідності виникає інверсія населеностей (рис.18.2, б). Електрони із зони провідності звальюються назад у валентну зону (тобто вони рекомбінують з дірками), випускаючи при цьому фотон (рекомбінаційне випромінювання).

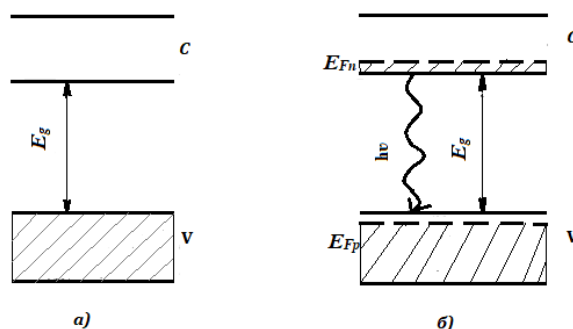


Рис.18.2 Принцип дії напівпровідникового лазера

Якщо між зоною провідності і валентною зоною існує інверсія населеностей, як показано на рис.18.2, б, то процес вимушеного рекомбінаційного випромінювання приведе до генерації при наявності відповідного резонатора і виконанні відповідних порогових умов.

Лазерну генерацію на основі вимушеного рекомбінаційного випромінювання в напівпровідникових *p-n*-переходах спостерігали майже одночасно чотири групи дослідників в 1962 р., причому три з них використовували GaAs.

18.4 Класифікація по типу переходу

18.4.1 Лазер на гомопереході

У лазерах на гомопереході накачка здійснюється в *p-n*-переході, в якому як *p*-, так і *n*-області виконані з одного і того ж напівпровідникового матеріалу (наприклад, GaAs). Як *p*-, так і *n*-область являються виродженими напівпровідниками, тобто концентрації акцепторів і донорів в них такі великі (10^{18} атомів/см³), що рівні Фермі E_{fp} для *p*-області потрапляють у валентну зону, а рівні Фермі E_{fn} для *n*-області - в зону провідності. Коли перехід сформований, а напруга не прикладається, обидва рівні Фермі мають однакові енергії, тобто лежать на одній горизонтальній лінії (рис.18.3, а), на якому представлена зонна структура *p-n*-діода.

Коли прикладається напруга V , два рівні Фермі стають розділеними проміжком

$$\Delta E = eV \quad (18.1)$$

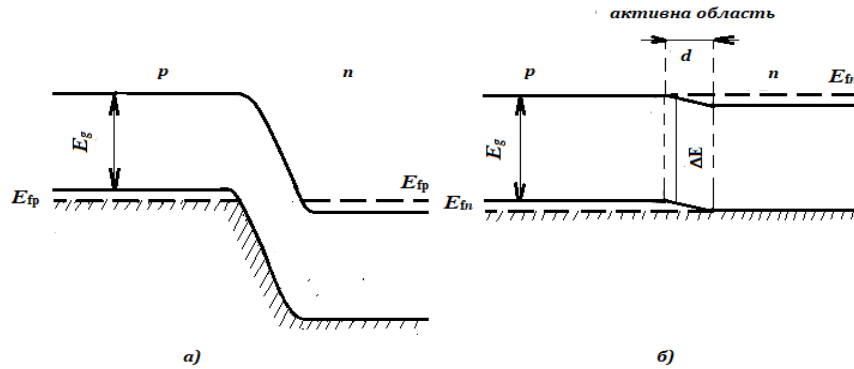


Рис.18.3 Принцип дії напівпровідникового лазера на основі p - n -переходу при відсутності зміщення (а) і при зміщенні в прямому напрямі (б)

Таким чином, якщо діод зміщений в прямому напрямі, зонна структура набере вигляду (рис 18.3, б). З рисунка видно, що в області переходу виникає інверсія населеностей. По суті, при зміщенні в прямому напрямі відбувається інжекція в активний шар електронів із зони провідності матеріалу n -типа і дірок з валентної зони матеріалу p -типа. Як тільки електрон досягає матеріалу p -типа, він стає неосновним носієм і дифундує до тих пір, поки не рекомбінує з діркою у валентній зоні.

Нарешті, помітимо, що, оскільки

$$\Delta E = E_g, \quad (18.2)$$

де E_g -ширина забороненої зони, із співвідношення (18.1) виходить, що

$$V = E_g / e \quad (18.3)$$

У разі GaAs ми маємо $V \approx 1,5$ В. На рис.18.4 приведена типова конструкція лазера на p - n -переході. Заштрихована область є активним шаром. Видно, що діод має невеликі розміри. Щоб забезпечити необхідний для генерації зворотний зв'язок, дві вихідні площини роблять паралельними одна одній, зазвичай посередньо сколювають уздовж кристалографічних площин. У багатьох випадках на ці поверхні не наносяться віддзеркалюючі покриття. Дійсно, оскільки показник заломлення у напівпровідника дуже великий (наприклад, $n = 3,6$ в GaAs), то на поверхні розділу напівпровідник - повітря при френелівському віддзеркаленні ми вже отримуємо досить високий коефіцієнт віддзеркалення (близько 35% для GaAs).

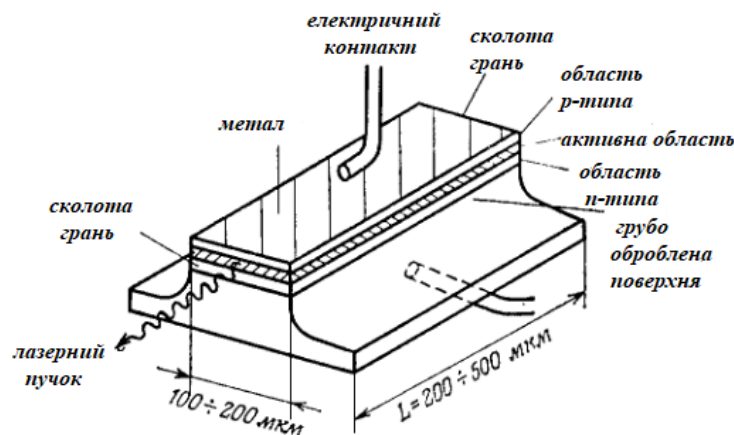


Рис.18.4 GaAs-лазер з широким p - n -гомопереходом

Помітимо, що, як відзначалося вище, товщина активної області в перпендикулярному до p - n -переходу напрямі складає близько 1 мкм. Однак внаслідок дифракції поперечний розмір лазерного пучка в цьому напрямі значно більше товщини активної області (~ 5 мкм). Отже, лазерний пучок досить далеко проникає в p - і n -області, де зазнає сильного поглинання. Це є головною причиною, чому порогова щільність струму при кімнатній температурі в лазері на гомопереході виявляється високою ($\sim 10^5$ А/см² для GaAs). Внаслідок цього лазер не може працювати в безперервному режимі при кімнатній температурі (чи вийде з ладу через дуже короткий час). Проте порогова щільність струму в діодному лазері швидко зменшується з пониженням робочої температури.

18.4.2 Лазер на подвійному гетеропереході

Обмеження, відмічені в попередньому розділі, стримували широке застосування напівпровідникових лазерів до тих пір, поки не були запропоновані спочатку одинарні гетеропереходи, а незабаром після цього - подвійні гетеропереходи. Ми обмежимося тим, що розглянемо останній тип переходу, оскільки тільки він зазвичай і застосовується. Щоб проілюструвати його властивості, на рис.18.5 наведено приклад лазерної структури з подвійним гетеропереходом в GaAs. У цьому діоді реалізовані два переходи між різними матеріалами [$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}(p)$ - GaAs і GaAs - $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}(n)$]. Активна область представляє собою тонкий шар GaAs (0,1-0,3 мкм). У такій структурі діода

порогову щільність струму при кімнатній температурі можна зменшити приблизно на два порядки (тобто до $\sim 10^3$ А/см²) в порівнянні з пристроєм на гомопереході. Таким чином, стає можливою робота в безперервному режимі при кімнатній температурі. Зменшення порогової щільності струму виникає завдяки спільній дії трьох наступних факторів:

1) показник заломлення GaAs ($n_1 \approx 3,6$) значно більше показника заломлення $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ ($n_2 \approx 3,4$), що приводить до утворення оптичної повнорозмірної структури (рис.18.5). Звідси витікає, що лазерний пучок буде тепер зосереджений головним чином в шарі GaAs, тобто в області, в якій є посилення;

2) ширина забороненої зони E_{g2} в GaAs ($\sim 1,5$ еВ) значно менша, ніж ширина забороненої зони E_{g2} в $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ ($\sim 1,8$ еВ). Тому на обох переходах утворюються енергетичні бар'єри, які ефективно утримують інжектовані електрони і дірки в активному шарі (рис.18.6, а). Таким чином, для цієї щільності струму концентрація електронів і дірок в активному шарі зростає, а значить, збільшується і посилення;

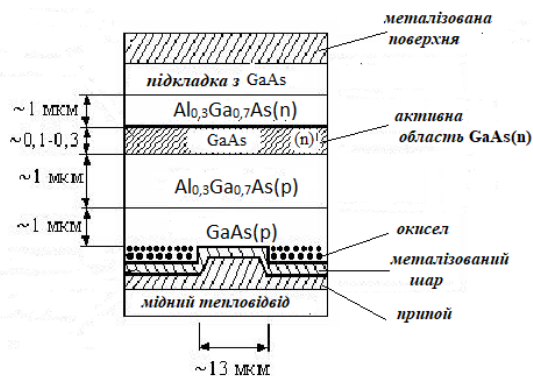


Рис.18.5 Схематичне представлення напівпровідникового лазера з подвійним гетеропереходом. Активна область представляє собою шар GaAs (заштрихована область)

3) Оскільки E_{g2} значно більша, ніж E_{g1} лазерний пучок з частотою $\nu \approx E_{g2} / h$ майже не поглинається в $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$. Тому крила поперечного профілю пучка, що заходять як в p - так і в n -області (рис.18.6, б), не підлягають там сильному поглинанню.

Досі ми розглядали лазер з подвійним гетеропереходом на GaAs. Довжина хвилі його випромінювання ($\lambda = 0,85$ мкм) потрапляє в діапазон, в

якому ми маємо мінімум втрат в оптичному волокні з плавленого кварцу (перше вікно пропускання). Нині посилено розробляються лазери з подвійною гетероструктурою, хвилі, що працюють на довжині, або $\lambda=1,3$ мкм, або $\lambda=1,6$ мкм, на яких спостерігаються два інші мінімуми втрат оптичного волокна (друге і третє вікна пропускання), оскільки втрати в цих мінімумах значно менше. Тут найбільший інтерес як активне середовище представляє чотирьохкомпонентний сплав $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, де p - і n -області переходів виконуються з бінарного з'єднання InP . В цьому випадку додається нова умова, яку необхідно задовольнити: постійна ґратка четвертого сплаву повинна співпадати з постійною ґраткою InP (з точністю близько 0,1 %). Якщо ця умова не виконується, то шар четвертого сплаву, епітаксially вирошений на підкладці з InP , приведе до досить сильної напруги, яка рано чи пізно зруйнує перехід. Якщо вибрати значення параметрів x і y четвертого сплаву так, щоб $y \approx 2,2x$, то ґрати четвертого сплаву узгоджуються з ґратами InP . Вибираючи відповідним шляхом x , можна отримувати довжину хвилі випромінювання в діапазоні 0,92-1,5 мкм.

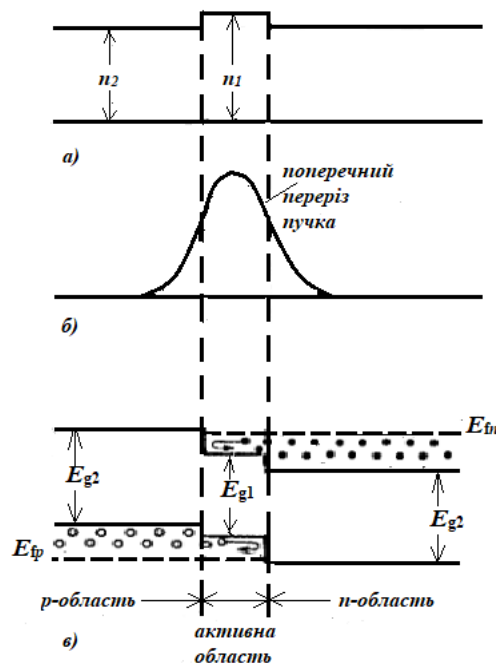


Рис.18.6, а - профіль показника заломлення; б - поперечний переріз пучка; в - зонна структура напівпровідника з подвійним гетеропереходом в діодному лазері

18.5 Класифікація по способу накачки

За способом накачування напівпровідникові лазери можна розділити на інжекційні (рис.18.7, *a*), з оптичною накачкою (рис.18.7, *б*) і з накачуванням пучком швидких електронів (рис.18.7, *в*).

При з'єднанні напівпровідників *p*- і *n*-типів створюється інверсія населеностей. Для підтримки стану інверсії необхідно прикласти до цього переходу електричну напругу U , як показано на рис.18.8.

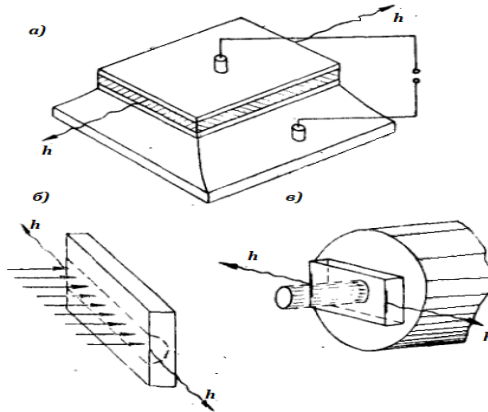


Рис.18.7 Схеми накачки напівпровідникових лазерів: *a* - інжекційний, *б* - з оптичним збудженням, *в* - із збудженням електронним пучком.

При цьому через *p-n* перехід потече електричний струм, що складається з двох компонентів: електронів і дірок, рухаючихся назустріч один одному. Ці два потоки часток зустрічаються в тонкому шарі переходу і рекомбінують, випромінюючи світло. Умова інверсії в *p-n*-переході виконується з тим великим запасом, що чим більше напруженість електричного поля в переході і, отже, тим більший струм протікає через перехід.

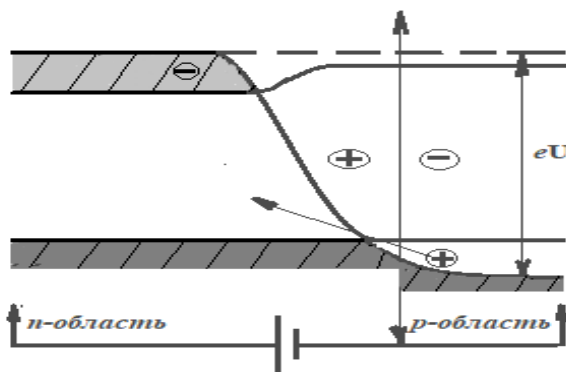


Рис.18.8 Енергетична схема *p-n*-перехода при накладенні напруги U (e - заряд електрона)

Мінімальний струм, при якому вимушене випромінювання порівнюється з поглинанням (втратами світла), називається пороговим. Якщо струм, що пропускається через $p-n$ -переход, більше порогового, то $p-n$ -перехід є посилюючим середовищем для світла, що поширюється в площині $p-n$ -перехода. Кращий результат дає лазерний перехід в арсеніді галія GaAs, що характеризується дуже високим коефіцієнтом посилення, причому лазери на основі GaAs можуть працювати при кімнатній температурі. ККД накачування лазерів на $p-n$ -переходах перевищує 50 %. Схема інжекційного лазера на арсеніді галію приведена на рис.18.7, а.

У чистому напівпровіднику можна добитися інверсії населеностей, опромінюючи кристал інтенсивним світлом (оптична накачка). Якщо енергія світлових фотонів накачування $h\nu_n > \Delta\varepsilon$ ширини забороненої зони, то такі фотони, поглинаючись в напівпровіднику, переводять електрони з валентної зони в зону провідності. При значній інтенсивності світлової накачки число переходів може виявитися достатнім для виродження електронів і дірок. Якщо ж енергія фотона менше $h\nu_n < \Delta\varepsilon$, то фотон поглинутися не може, для таких фотонів напівпровідник прозорий. Найвигідніше опромінювати напівпровідник світлом, енергія квантів якого тільки трохи більше $\Delta\varepsilon$. Електрони, що в цьому випадку народжуються, і дірки знаходяться поблизу країв відповідних зон. Наприклад, для кристалів GaAs джерелом накачування служить випромінювання рубінового лазера, що пройшло через рідкий азот, в результаті дещо зменшується його довжина хвилі. Тому енергія фотона досить точно співпадає з шириною забороненої зони GaAs. Пристрій такого лазера показаний на рис. 18.7, б.

Ефективність оптичного збудження також достатньо висока ($\eta_n \sim 50\%$). Проте при цьому слід мати на увазі низький енергетичний ККД рубінового лазера як джерела накачки.

Напівпровідникові лазери з накачкою пучком швидких електронів (рис.18.7, в) перекривають дуже широкий діапазон довжин хвиль від інфрачервоних до ультрафіолетових. Такі лазери працюють в імпульсному режимі, їх ККД накачування складає близько 20 %.

18.6 Застосування напівпровідникових лазерів

Переваги напівпровідникових лазерів перед іншими лазерами і джерелами випромінювання полягають в їх економічності, малоінерційності,

компактності, простоті модуляції, переналаштовуємості довжини хвилі. Для інжекційних лазерів характерні виняткова компактність, жорсткість і простота пристрою, відносна простота блоку живлення і модуляції, сумісність з напівпровідниковими електронними схемами і, нарешті, застосованість інтегральної напівпровідникової технології до виготовлення активних елементів цих лазерів. Завдяки перерахованим властивостям напівпровідникові лазери різних типів мають хороші перспективи практичного використання.

Напівпровідникові лазери знаходять застосування в різних областях оптоелектроніки і систем запису і зчитування інформації, звуковідтворення. Уперше в широких масштабах ці лазери почали використовуватися як зчитуюча голівка в компакт-дискowych системах. Тепер сфера застосування включає оптичні диски для постійних і одноразових запам'ятовуючих пристроїв. Лазери на сплавах GaInP або AlGaInP мають випромінювання у видимій області оптичного спектру, що дозволило прочитувати більш щільно записану інформацію.

Друга сфера застосування - волоконно-оптичний зв'язок, де найчастіше використовуються лазери на GaAs. В майбутньому, напевно, для цих цілей більше підійде лазер на четвертому сплаві InGaAsP з великим терміном служби (близько $5 \cdot 10^5$ годин). Тисячі кілометрів оптичних кабелів прокладені на дні Атлантичного і Тихого океанів, сполучають телефонні станції в містах і так далі. По кожному світлопроводу, діаметр якого всього 5 мікрон, зараз передають інформацію у вигляді імпульсів світла з швидкістю до 10 Гігабіт/сек. Це відповідає одночасній передачі 1 мільйона телефонних розмов або більше тисячі телепередач (в кінцевому рахунку, це дуже велика місткість лінії зв'язку і реально такі лінії потрібні для передачі файлів даних з комп'ютерів). Як джерела світла в цих лініях зв'язку використовуються напівпровідникові лазери. Напівпровідникові лазери працюють також в пристроях, що прочитують інформацію з оптичних дисків, в лазерних принтерах. Ці лазери починають широко застосовуватися в медицині і для обробки матеріалів, зокрема для різання металів.

Широко застосовуються лазери на GaAs для накачування твердотілих лазерів. Для цього використовуються лінійки з діодних лазерів, в яких при деяких конструктивних рішеннях (розробка лінійок діодів з окремими лазерними каналами, але синхронізованими по фазі) вдалося підняти вихідну потужність від 50мВт до 2 Вт.

Лазерні технології Конспект лекцій

Пристрої зберігання даних чекає велике майбутнє. При зміні тих, що використовуються сьогодні для запису на CD систем червоних лазерів на наноласери, щільність запису зростає більш ніж в тисячу разів. Вже є технічні рішення, здатні забезпечити цей прорив, справа за розробкою стандартів. Оптичні диски на базі блакитного лазера, здатні зберігати в п'ять разів більше за даних, чим звичайний диск DVD місткістю 4,7 Гбайт, і записувати з високим розділенням телепрограми тривалістю дві години.

Наноласери - це напівпровідникові наногетероструктури, де приставка нано- говорить тільки про розмір. Сама гетероструктура це, по суті, монокристал, для створення якого використовуються два різних по своєму хімічному складу матеріала: в напівпровідник вставлений сторонній шар так, що межа між різними матеріалами є бездефектною.

Для оптичного запису доки використовуються червоні лазери. З появою наноласера, довжина хвилі якого значно коротша (а отже, і щільність запису більша), відкриваються фантастичні перспективи для використання цієї технології в пристроях оптичного запису. Інші сфери застосування напівпровідникових лазерів вказані в таблиці 18.2.

Таблиця 18.2 Основні сфери застосування напівпровідникових лазерів

Сфера застосування	Напрямок розробок	Види приладів
Передача інформації	1. Волоконно-оптичний зв'язок, оптичне зберігання інформації 2. Стационарний багатоканальний оптичний зв'язок 3. Дистанційна передача даних, розв'язка електронних схем	Оптичні портативні телефони. Закриті скловолоконні лінії зв'язку для багатоканальної телефонії, виносних пультів ЕОМ і т. д. Вимірювальна апаратура для високовольтних ліній; оптрони

Лазерні технології
Конспект лекцій

Обчислювальна техніка	<ol style="list-style-type: none"> 1. Обробка інформації оптичними методами 2. Системи оптичної пам'яті 3. Зовнішні пристрої ЕОМ; системи відображення інформації 	<p>Логічні лазерні елементи; оптрони; матричні випромінювачі</p> <p>Голографічні пристрої запису і прочитування інформації; адресні трубки</p> <p>Матричні випромінювачі; індикатори; скануючі лазери; лазерні проекційні трубки</p>
Локація і автоматика	<ol style="list-style-type: none"> 1. Локація 2. Дальнометрія 3. Спеціальна автоматика 	<p>Світлолокатори; виявители перешкод на швидкісному транспорті</p> <p>Прилади контролю висоти і дистанції на транспорті; геодезичні далекоміри</p> <p>Автоматичне наведення телекамер; оптичні сторожа і т. д.</p>
Освітлення і телебачення	<ol style="list-style-type: none"> 1. Стробоскопічне освітлення 2. Накачка лазером 3. Проекційне кольорове телебачення 	<p>Прилади стробоскопічного спостереження; лазерні лампи-спалахи</p> <p>Лазерні батареї (набірні випромінювачі)</p> <p>Лазерні телевізійні трубки</p>
Спектроскопія і вимірювальна техніка	<ol style="list-style-type: none"> 1. Спектроскопічний аналіз 2. Контроль природного середовища 3. Випробування фотореєструючої апаратури 	<p>Лазерні спектроскопи; перебудовувані лазери</p> <p>Датчики концентрації шкідливих домішок</p> <p>Імпульсні еталонні джерела випромінювання; імітатори лазерів різних типів</p>

Завдяки малим розмірам і можливості високочастотної модуляції напівпровідниковий лазер є одним з перспективних джерел випромінювання для волоконно-оптичних систем зв'язку.

Успіхи застосування напівпровідникових лазерів в спектроскопії обумовлені можливістю отримання і перебудови дуже вузьких спектральних ліній випромінювання в широкому діапазоні довжин хвиль практично завжди, коли вдається здійснити безперервний режим генерації. У інфрачервоному діапазоні ($5 \approx 15 \mu\text{м}$) застосування інжекційних лазерів на основі з'єднань типу $A^{IV}B^{VI}$ призвело до істотного поліпшення спектрального дозволу при дослідженні молекулярного поглинання різних речовин. Оскільки тонкий спектральний аналіз може бути зроблений в цьому випадку без громіздкої апаратури, відкривається широке поле застосувань напівпровідникових лазерів в компактних датчиках шкідливих домішок в атмосфері і інших природних середовищах. На відміну від традиційних способів контролю, ці датчики забезпечують безперервний контроль в реальному масштабі часу.

Цікаві можливості є для практичних застосувань лазерів з електронним збудженням, що допускають сканування випромінюючої плями. Для цього використовуються звичайні засоби управління електронним променем, а як мішень - лазерний екран, тобто тонка плоскопаралельна пластина з матеріалу, придатного для генерації когерентного випромінювання, покрита додатковими відбиваючими шарами. Пучок швидких електронів фокусується в пляму діаметром $\approx 10 \mu\text{м}$. Відхиляюча система забезпечує растрову розгортку пучка на мішені, де виникає генерація випромінювання у вигляді рухомої плями. Вдалося отримати безперервний режим генерації з вихідною потужністю, достатньою для засвічення екрану великої площі. На базі такої електронної лазерної трубки побудована апаратура лазерного проекційного кольорового телебачення, системи відображення даних і адресні пристрої для голографічних схем оптичної пам'яті в обчислювальній техніці.

Найбільшого поширення в самих різних застосуваннях набули червоні напівпровідникові лазери з довжиною хвилі 650 нм . Ці ж лазери набули найбільшого поширення в любительській голографії. Вони відрізняються низькою ціною, досить високою потужністю і чутливістю ока (фотопластин ПФГ-03М, вживаних для запису голограм Денисюка) до цієї довжини хвилі, яка досить висока. Менше поширення в голографії доручили лазерам з довжинами хвиль $655-665 \text{ нм}$. Чутливість фотопластини (і очей) до цього діапазону помітно (приблизно у 2 рази) менше, ніж до 650 нм , але такі лазери мають багаторазово більшу потужність при низькій ціні. Ще меншого поширення набули лазери 635 нм . Їх спектр гранично близький до спектру червоного He - Ne лазера

(633нм), саме під використання якого і розроблені фотопластини, що забезпечує максимальну чутливість (чутливість ока також значно (у два рази) вище, ніж до 650нм). Проте ці лазери мають високу ціну, низький ККД і рідко мають високу потужність. Крім того, поляризація цих лазерів перпендикулярна поляризації лазерів з більшою довжиною хвилі, проте це не можна віднести ні до переваг, ні до недоліків, це треба просто взяти до відома при установці лазера, щоб забезпечити мінімальне віддзеркалення світла від скла фотопластини.

18.7 Сучасні досягнення в розробці і вдосконаленні напівпровідникових лазерів

Американські дослідники з Гарвардського університету уперше створили пристрій, який може стати нешкідливою альтернативою рентгенівським установкам, вживаним для медичних цілей і у сфері забезпечення безпеки, говориться в повідомленні університету. Фізики створили лазер, що випускає так звані Т-промені, випромінювання терагерцевого діапазону, яке знаходиться на межі між радіохвилями і інфрачервоними променями. Т-промені мають високу проникаючу здатність - вони легко "просвічують" папір, картон, тканини, пластмасу, шкіру, але не завдають шкоди живим організмам, на відміну від рентгенівських променів. Використання лазерів терагерцевого діапазону довгий час представляло великі проблеми, оскільки існуючі пристрої потребували потужних охолоджувальних систем, що сильно обмежувало їх комерційне застосування. Для отримання Т-променів дослідники використовували квантовий каскадний лазер середнього інфрачервоного діапазону, який випромінює світло одночасно на двох частотах.

У 2009 році група дослідників з Технічного університету Ейндховена (Нідерланди) і Університету штату Арізона (США) продемонструвала найтонший у світі напівпровідниковий лазер.

Мінімальні лінійні розміри лазерів, як вважається, визначаються довжиною хвилі випромінювання. Якщо прийняти її за 1500 нм і врахувати показник заломлення, який у разі напівпровідникового матеріалу можна вважати рівним трьом, виявиться, що ширина (довжина, висота) активного елемента повинна перевищувати 250 нм.

Це обмеження можна обійти, використовуючи в конструкції лазера поєднання напівпровідників, діелектриків і металів. Учені створили подвійну

гетероструктуру на основі фосфіду індію InP і арсеніду індію-галію InGaAs завтовшки близько 80 нм, з боків якої були розташовані шари діелектрика - нітриду кремнію - завтовшки 20 нм. Потім на підготовлені таким чином поверхні активного елементу було нанесено срібне покриття.

Сформована структура справно функціонувала при температурах біля 10 К; тепер дослідники намагаються знайти спосіб отримати лазерне випромінювання при кімнатній температурі.

Закріплення матеріалу

- 18.1. Наведіть класифікацію напівпровідникових лазерів.
- 18.2. Які матеріали використовують в напівпровідникових лазерах.
- 18.3. Які основні області застосування напівпровідникових лазерів.
- 18.4. Принцип дії напівпровідникового лазера.
- 18.5. Що таке подвійна гетероструктура.

Список використаної літератури в лекції 18

1. Елісеєв П. Г. Напівпровідниковий лазер // під. ред. А. М. Прохорова Фізична енциклопедія. - М.: "Радянська енциклопедія", 1988. - Т. 4.
2. Федоров Б.Ф. Лазери. Основи пристрою і застосування / Б.Ф. Федоров. - М.: ДОСААФ, 1988. - 190 с.
3. Лазери: Пристрій і дія : Навчань. посібник/А. С. Борейшо; Мех. ін-т. СПб, 1992. - 215 с.
4. О. Звелто. Принципи лазерів. - М.: Світ, 1990. - 559 с.
5. www.inauka.ru.

РОЗДІЛ 3 КОНСТРУКЦІЇ ЛАЗЕРІВ

Лекція 19

ТИПИ РЕЗОНАТОРІВ І ФОРМИ МОДОВИХ СТРУКТУР ВИПРОМІНЮВАННЯ

Мета лекції: умови досягнення порогу генерації; гелій-неоновий лазер, ширина спектра випромінювання; вивчення повздовжніх та поперечних мод.

Зміст лекції:

- 19.1. Вступ
- 19.2. Умова досягнення порогу генерації
- 19.3. Гелій-неоновий лазер
- 19.4. Ширина спектру випромінювання гелій-неонового лазера
- 19.5. Поздовжні моди
- 19.6. Поперечні моди

19.1 Вступ

Головними елементами практично будь-якого лазера є два паралельних один одному дзеркала і розташоване між ними середовище, що підсилює світло. Паралельні дзеркала утворюють оптичний резонатор і здійснюють позитивний зворотний зв'язок, що перетворює підсилювач в генератор. У такій системі мимовільно з шуму виникає випромінювання, що поширюється від одного дзеркала до іншого і назад перпендикулярно поверхні дзеркал.

Будь-яке випромінювання поширюється під значним кутом до цього напрямку, при послідовних відбиттях швидко залишає резонатор, не встигаючи помітно посилитися. Тому формується промінь випромінювання високої спрямованості. Для виведення частини випромінювання назовні одне з дзеркал зазвичай робиться напівпрозорим.

Ключовою умовою роботи лазера є наявність підсилюючого середовища. Посилення світла ґрунтується на явищі вимушеного випромінювання, яке є зворотним поглинанням світла. Як відомо з дослідів, при поглинанні електромагнітного випромінювання речовиною атому або молекули, що

знаходяться на деякому енергетичному рівні, переходять на більш високий вільний рівень, поглинаючи один квант (фотон) випромінювання.

Поглинання виникає тільки в тому випадку, коли енергія фотона співпадає з різницею енергій між цими рівнями. Явище вимушеного випромінювання полягає в тому, що якщо атом перебуває на збудженому рівні, то під дією електромагнітного поля відбувається зворотний перехід із збудженого рівня на більш низький рівень з випромінюванням кванта світла. При цьому для конкретної пари рівнів ймовірність переходу зверху вниз співпадає з імовірністю переходу знизу вгору при однаковій інтенсивності вимушеного випромінювання.

Слід зазначити, атоми або молекули, що знаходяться на збудженому рівні можуть незалежно від наявності поля самовільно переходити на більш низький енергетичний рівень, випромінюючи фотон в довільному напрямку. Це явище називається спонтанним випромінюванням, воно присутнє в будь-якому лазерному середовищі і ускладнює роботу лазера, зменшуючи залежність верхнього робочого рівня. У той же час воно виконує і корисну функцію для формування спрямованого променя лазерного випромінювання.

Існування вимушеного випромінювання передбачив Ейнштейн в 1916 році. Однак, термодинамічний розгляд Ейнштейна залишав відкритим питання про спрямованість вимушеного випромінювання. У той же час для підсилення спрямованих променів світла необхідно, щоб фотони, народжені під дією вимушеного випромінювання, спрямовувалися б у напрямку поширення променя.

У 1927 році Дірак теоретично показав, що якщо який-небудь фотон викликає вимушений перехід, то народжений в цьому процесі фотон випромінюється в той же квантовий стан, в якому знаходиться вихідний фотон. Отже, генероване в цьому процесі випромінювання збігається за напрямком, частотою і фазою із вимушеним випромінюванням, що і дозволяє посилювати спрямовані монохроматичні промені.

Інверсної населеності можна досягти тільки в нерівноважному стані, наприклад, шляхом оптичного заселення верхнього робочого рівня через додатковий ще більш високий рівень. Тому всі лазери з оптичним накачуванням працюють, як мінімум, за трирівневою схемою.

У лазерах з іншими типами накачування верхній робочий рівень може заселятися електричним розрядом, ядерним вибухом, за рахунок передачі

енергії від інших атомів, в результаті хімічної реакції і т. д. При цьому нерівноважний стан цілком може бути стаціонарним (для незамкненої системи), що дозволяє створювати безперервні лазери.

Нижче будуть описані основні закономірності та властивості лазерного випромінювання на прикладі гелій-неонового лазера, при цьому більшість висновків справедливо і для інших типів лазерів при порівнянні їх конкретних властивостей.



Рис. 19.1 Схема лазера

19.2 Умова досягнення порогу генерації

Виведемо порогову умову генерації в лазері. Для цього розглянемо найпростішу схему лазера, що складається з плоско-паралельного резонатора (рис. 19.1), утвореного двома дзеркалами, що мають коефіцієнти відображення R_1 і R_2 , активного середовища, що має підсилення G на один прохід і додаткових елементів, розміщених всередині резонатора із загальною пропускну здатністю T за один прохід. Цими додатковими елементами можуть бути, наприклад, скляні вікна лазерної трубки, що вносять втрати випромінювання за рахунок відбивання від поверхонь. Можливі й інші види втрат, що призводять до зменшення пропускання, наприклад, за рахунок дифракційного розпилювання променя. Дифракційні втрати стають істотними при малих поперечних розмірах дзеркал або активного елемента, порівнянних з розміром однієї зони Френеля для відстані, рівного довжині резонатора, тобто

$$r_{las} = \sqrt{\lambda L} \quad (19.1)$$

Для отримання генерації необхідно, щоб підсилення було достатнім для компенсації всіх втрат при повному обході резонатора

$$R_1 R_2 T^2 G^2 \geq 1 \Rightarrow G \geq \frac{1}{T \sqrt{R_1 R_2}} \quad (19.2)$$

У лазерах безперервного випромінювання в сталому режимі втрати випромінювання компенсуються підсиленням і підсилення активного елемента за один прохід рівне

$$G = \frac{1}{T\sqrt{R_1R_2}} \quad (19.3)$$

При цьому слід мати на увазі, що для того, щоб лазер мав ненульову потужність вихідного випромінювання, активний елемент лазера повинен мати запас з підсилення, тобто при відключенні позитивного зворотного зв'язку (видаленні дзеркал резонатора) посилення повинно перевищувати значення, що визначається рівнянням (19.2). При підключенні зворотного зв'язку і виході на стаціонарний режим генерації підсилення автоматично падає до даної величини.

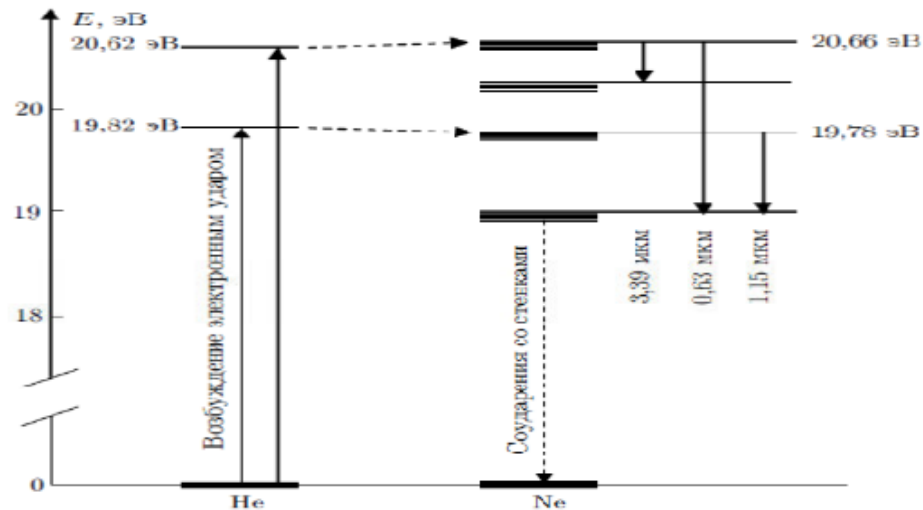


Рис.19.2 Енергетична схема гелій-неонового лазера

19.3 Гелій-неоновий лазер

Розглянемо механізм виникнення підсилення в робочому середовищі гелій-неонового лазера. Лазерна трубка заповнюється сумішшю гелію і неону у співвідношенні від 5:1 до 10:1 із загальним тиском порядку 10^2 Па, при якому досить легко порушити постійний електричний розряд.

Робочою лазерною речовиною є неон. Гелій використовується для вибіркового заселення верхнього робочого рівня неону. Атоми гелію збуджуються при зіткненнях з розігнаними в електричному полі розряду електронами.

Передача енергії від збуджених атомів гелію до атомів неону здійснюється при зіткненнях між ними. Відомо, що найбільш ефективно

передача енергії від атома до атома відбувається в резонансному випадку, тобто коли енергії рівнів, між якими відбувається перехід, близькі. Спрощена схема енергетичних рівнів атомів гелію і неону зображена на рис.19.2. З нього видно, що енергії двох рівнів атома гелію дійсно близькі до двох рівнів неону, що призводить до ефективної передачі енергії від гелію до неону.

На цьому рисунку зображена лише мала частина енергетичних рівнів неону, насправді їх набагато більше і всі вони в тій чи іншій мірі заселяються в електричному розряді навіть без добавки гелію, що може призводити до створення інверсного заселення між деякими рівнями. І дійсно, генерація лазерного випромінювання атомами неону отримана в лабораторних умовах на більш ніж 200 переходах.

Однак, у всіх промислових лазерах на неоні для збільшення ефективності накачування використовують селективне заселення верхніх лазерних рівнів атомами гелію, тому і називаються гелій-неоновими.

На рис.19.2 зображено три основних лазерних переходи з довжинами хвиль 0,63 мкм (червоне випромінювання), а також 1,15 і 3,39 мкм (невидиме інфрачервоне). Крім звичайних лазерів з довжиною хвилі 0,63 мкм випускаються гелій-неонові лазери зі змінними величинами, які селективно відбивають випромінювання на одній з цих трьох довжин хвиль, що дозволяє вибирати довжину хвилі і генерувати випромінювання. При цьому для інших довжин хвиль за малого відбиття порогова умова генерації не виконується.

Слід зазначити, що для підтримки інверсної населеності при роботі безперервного лазера необхідно не тільки заселення верхнього лазерного рівня, але і швидке спустошення нижнього. У неоновому лазері це відбувається при зіткненні атомів неону, що знаходяться на нижньому лазерному рівні, зі стінками лазерної трубки, при цьому атоми передають енергію стінок і скидаються ще нижче, в основний стан.

Тому в сучасних лазерах трубки робляться з маленьким внутрішнім діаметром близько 1-2 мм при довжині 20-60 см. Подальше зменшення діаметра недоцільно через зростання дифракційних втрат. Недостатньо швидке спустошення нижнього лазерного рівня в гелій-неонових лазерах обмежує і граничний коефіцієнт підсилення, що досягається при деякому оптимальному розрядному струмі.

При подальшому збільшенні струму нижній рівень не встигає спустошуватися і ефективність генерації падає. Зазвичай досягається посилення

всього 1-3% за один прохід, тобто $G=1,01-1,03$. При такому малому підсиленні генерація вимушеного випромінювання може бути отримана тільки якщо вікна лазерної трубки або дуже добре просвітлені, або розташовані під кутом Брюстера до осі резонатора, при цьому для однієї з поляризацій втрати на відбиття від віконця зникають.

Відображення дзеркал резонатора має бути дуже високим, зазвичай $R_1 \geq 0,998$, $R_2 \approx 0,99$ (вихідне дзеркало). Такі відбиття недосяжні з металевими дзеркалами (коефіцієнт відбиття свіжонапиленого алюмінію $\approx 0,90$, срібла $\approx 0,98$).

Тому використовуються спеціальні дзеркала, в яких на скляну підкладку нанесені (зазвичай напиленням) по чергово шари діелектриків з різними показниками заломлення, наприклад, SiO_2 з $n = 1,45$ і TiO_2 з $n = 2,5$. Товщини шарів підібрані таким чином, щоб всі хвилі, відбиті від кордонів розділів шарів, на виході додавалися по фазі, тоді при кількості шарів $N \geq 10$ вдається досягти відбиття $R \geq 0,998-0,999$. Повідомлялося навіть про отримання коефіцієнта відображення більш 0,9999 при числі шарів кілька десятків.

Напилені дзеркала, особливо старих років випуску, дуже неміцні. До них небажано торкатися ні руками, ні іншими предметами, небажано навіть дихати на них.

Типова конструкція гелій-неонового лазера зображена на рис.19.3.

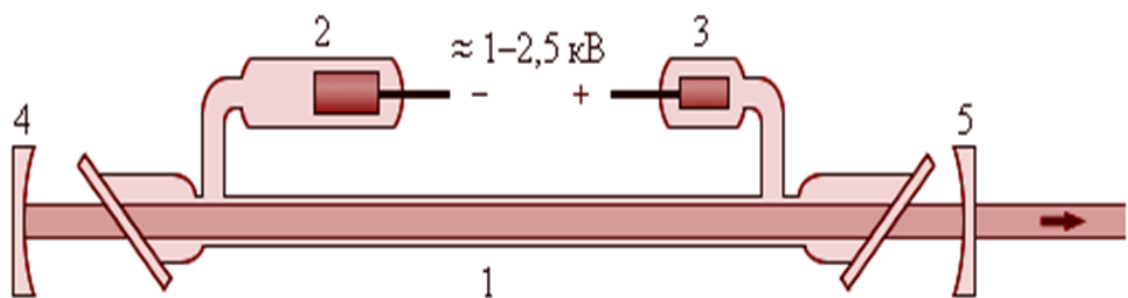


Рис.19.3 Будова гелій-неонового лазера: 1 – скляна кювета з сумішшю гелію і неону, в якій створюється високовольтний розряд; 2 – катод; 3 – анод; 4 і 5 – сферичні дзеркала.

Зазвичай використовується сферичний або півсферичний резонатор, до якого висуваються більш м'які вимоги до точності юстування дзеркал і який забезпечує підвищену механічну стабільність в порівнянні з плоским резонатором.

19.4 Ширина спектру випромінювання гелій-неонового лазера

Час життя верхнього лазерного рівня для переходу 0,63 мкм становить 10-8 сек. З принципу невизначеності $\Delta\nu\tau \geq 1$ можна отримати оцінку ширини лінії $\Delta\nu \geq 10^2$ Гц. Реальна ширина спектру генерації звичайного гелій-неонового лазера на порядок більша. Основний механізм розширення - ефект Доплера. У лазерній трубці атоми неону беруть участь в хаотичному тепловому русі. Частота випромінювання рухомого джерела зміщена щодо нерухомого джерела; в нерелятивістському випадку

$$\Delta\nu = \nu \frac{v}{c} \cos\theta \quad (19.4)$$

Оскільки при хаотичному русі $\cos\theta$ приймає значення від 1 до -1, то розширення лінії приблизно складає

$$\Delta\nu \approx 2\nu \frac{v_{cp}}{c} - 2\nu \sqrt{\frac{8kT}{\pi mc^2}}, \quad (19.5)$$

де v_{cp} – середня швидкість молекул.

Точний вивід розподілу Максвелла приводить до формули для напівширини лінії

$$\delta\nu = 2\nu \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{mc^2}}, \quad (19.6)$$

яка дає значення на 40% менше, ніж отримана оціночна формула. При температурі 400 К напівширина лінії випромінювання газоподібного неону дорівнює $1,5 \times 10^{-9}$ Гц. Напівширина спектру лазерного випромінювання в 2-3 рази менше цієї величини, оскільки внаслідок малого коефіцієнта підсилення генерація відбувається тільки на вершині контуру підсилення.

19.5 Поздовжні моди

Спектральний склад випромінювання гелій-неонового лазера зазвичай складається з декількох еквідистантних ліній, відповідних різним поздовжнім модам резонатора. *Модами* називають стаціонарні типи коливань електромагнітного поля в резонаторі. Якби дзеркала резонатора були металевими, то мінімальні втрати мали б ті типи коливань, для яких електричне поле на поверхні дзеркал дорівнює нулю. Для цього на довжині резонатора має укладатися ціле число півхвиль.

У цьому випадку після повного обходу резонатора набіг фази світлової хвилі кратний 2π . Ті типи коливань, для яких електричне поле на поверхні хоча б одного дзеркала не дорівнює нулю, будуть збуджувати електричний струм у

металі і швидко втрачати енергію. Ситуація аналогічна знаходженню дозволених типів коливань у резонаторах НВЧ діапазону в курсі електрики.

У випадку діелектричних багатошарових дзеркал ця умова не настільки очевидно. Багатошарове дзеркало має протяжну структуру товщиною не менше декількох довжин хвиль і неясно, в якому місці електричне поле повинно набувати значення нуль, на якій довжині повинно укладися ціле число півхвиль і, взагалі, чи істотна ця умова. Із загальних міркувань ясно, що випромінювання тієї частоти, для якої накладання фази після повного обходу резонатора кратне 2π , буде весь час співпадати по фазі і наростати швидше випромінювання з іншими частотами. Це можна показати більш строго.

Розглянемо найпростіший резонатор з двох дзеркал з коефіцієнтами відображення R_1 і R_2 і нескінченно тонкий шар посилюючої речовини всередині резонатора з посиленням G за один прохід. Прийmemo, що стан лазера стаціонарний і потужність спонтанного випромінювання слабо залежить від частоти (ширина лінії посилення лазерної середовища набагато ширша міжмодової відстані, що виконується для гелій-неонового лазера).

Щоб знайти потужність випромінювання всередині резонатора в деякому місці, наприклад, на внутрішній поверхні вихідного дзеркала, потрібно підсумувати після послідовних проходів комплексні амплітуди хвиль, випромінюваних лазерним середовищем в ліву сторону (виходить геометрична прогресія як при знаходженні пропускання еталона Фабрі-Перо), помножити на комплексно-спряжену величину, потім виконати те ж для хвиль, випромінюваних в праву сторону і потім додати. Виходить формула

$$\xi(\omega) \approx \frac{1}{(1 - \sqrt{RG})^2 + 4 \left(\sqrt{RG} \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right)}, \quad (19.7)$$

де $R = R_1 R_2$, а φ - набіг фази при повному обході резонатора. Ця функція має різкі максимуми при $\varphi = 2\pi n$, оскільки в стаціонарному стані.

Таким чином, для багатошарових діелектричних дзеркал, так само як і для металевих, набіг фази при повному обході резонатора повинен бути кратний 2π . Значить, на довжині резонатора повинно укладатися ціле число півхвиль, тільки у випадку багатошарових дзеркал довжина резонатора не обов'язково збігається з геометричною відстанню між поверхнями дзеркал, а визначається фазою, з якою ці дзеркала відбивають світлову хвилю.

Ця відмінність порівняна з довжиною хвилі, тобто багато менша звичайних довжин резонатора, тому відстань між поздовжніми модами виходить практично такою ж, як у випадку металевих дзеркал.

19.6 Поперечні моди

Аналіз кутового розподілу лазерного випромінювання зручніше проводити для випадку квадратних дзеркал резонатора, причому поперечний розмір активного середовища перевищує ширину D дзеркал, тобто лазерний промінь обмежується дзеркалами. Випромінювання, що розповсюджується під невеликим кутом до осі резонатора, може здійснювати достатнє число проходів, щоб помітно посилитися і бути присутнім у вихідному випромінюванні.

Однак, допустимі кути повинні задовольняти певним співвідношенням, що впливають з властивостей резонаторів. Найпростіша теорія лазерних резонаторів Шавлова і Таунса заснована на схожості відкритих (без бокових стінок) резонаторів з закритими.

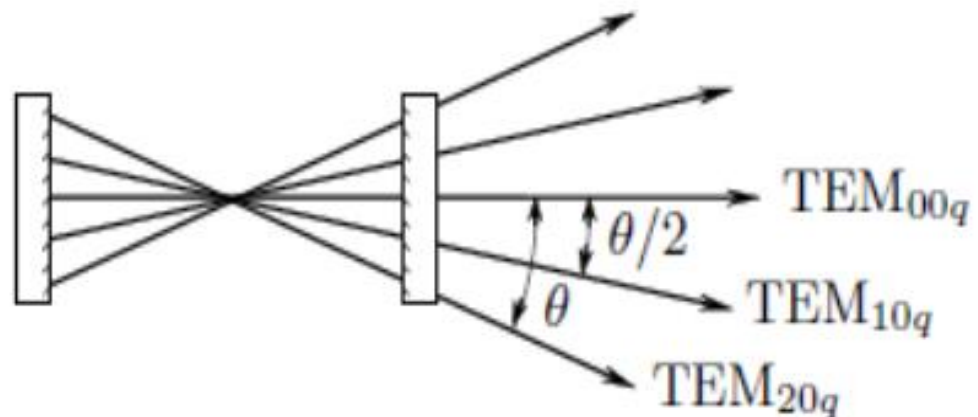


Рис.19.4 Напрямки поширення мод з поперечними індексами (згідно теорії Шавлова і Таунса)

Однак, основні результати цієї теорії можна отримати і без аналогій з закритими резонаторами. У процесі посилення випромінювання від спонтанних шумів до стаціонарного рівня «виживають» тільки моди, що мають мінімальні втрати на дифракцію. Для цього інтенсивність випромінювання на краях дзеркал має бути мінімальною, в ідеалі рівною нулю. Якщо яка-небудь мода містить дві хвилі, що поширюються під малими кутами $\pm \theta$ до осі резонатора, то при додаванні цих хвиль на дзеркалі створюється інтерференційна картина

з періодом $\theta(\lambda/2)$. Для перетворення інтенсивності в нуль на краях дзеркала необхідно, щоб на ширині дзеркала D вкладалося ціле число періодів, тому $\theta = \pm m(\lambda/2)D$. Така ж умова повинна виконуватися по другій координаті в площині дзеркала: $\theta = \pm m(\lambda/2)D$. Тут m і p – цілі числа. Остаточний кут рівний

$$\theta = +\sqrt{m^2 p^2} \frac{\lambda}{2} D \approx \sqrt{m^2 p^2} \frac{\theta_{\text{дифр}}}{2}, \quad (19.8)$$

де $\theta_{\text{дифр}} \approx \lambda/D$ – дифракційна розбіжність лазерного променя з поперечним розміром D .

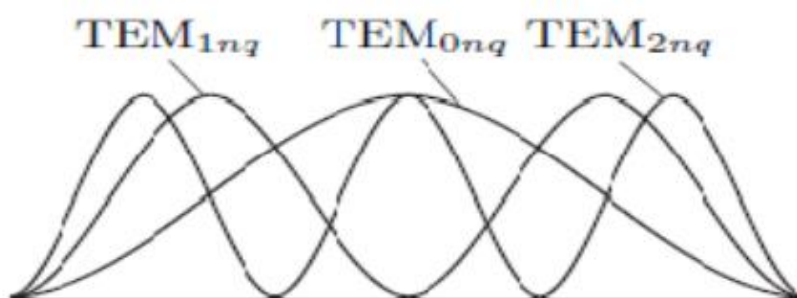


Рис. 19.5 Розподіл інтенсивності лазерного випромінювання на дзеркалі резонатора за однією з поперечних координат для трьох нижчих поперечних мод (згідно теорії Шавлова і Таунса)

Для класифікації лазерних мод застосовують позначення TEM_{mnpq} , маючи на увазі, що електричне і магнітне поля E і H перпендикулярні напрямку поширення променя. Типи коливань з різними значеннями поперечних індексів m або p називаються поперечними модами, з різними q – поздовжніми. Фактично значення поперечного індексу дає число нулів у розподілі інтенсивності випромінювання за відповідною координатою на поверхні дзеркала, не враховуючи нулів на краях.

Значення поздовжнього індексу q дорівнює числу півхвиль, що укладаються на довжині резонатора. На рис. 19.4 і 19.5 схематично показані напрямки поширення різних поперечних мод і розподіл інтенсивності випромінювання на дзеркалі за однією з поперечних координат.

Можно знайти зсув частоти поперечних мод відносно чисто поздовжніх. Для моди TEM_{mnpq} , що розповсюджується під кутом θ до осі резонатора складова хвильового вектора по осі резонатора дорівнює $k_z = q\pi/L$, де L – довжина резонатора. Складова в площині дзеркал дорівнює $k_{x,y} = k \sin\theta \approx k_z \theta$.

Враховуючи, що $m, p \ll q$, $\theta \ll 1$, $\omega = kc$ і використовуючи рівняння (19.8), для θ неважко одержати

$$\omega_{mpq} \approx \omega_{00q} \left[1 + \frac{1}{8} (m^2 + p^2) \frac{\lambda^2}{D^2} \right] \quad (19.9)$$

Корисно оцінити різницю частот чисто повздовжньої моди і поперечної моди з таким же поперечним індексом і порівняти її з міжродовою відстанню для повздовжніх мод.

Враховуючи, що

$$\omega_{00q} \approx \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (19.10)$$

де λ - середня довжина хвилі лазерного випромінювання, отримаємо

$$\frac{\omega_{mpq} - \omega_{00q}}{\omega_{00q+1} - \omega_{00q}} \approx (m^2 + p^2) \frac{\lambda L / 4}{D^2} \quad (19.11)$$

У випадку типового гелій-неонового лазера для нижчої поперечної моди ($m=1, p=0$) маємо

$$\frac{\omega_{10q} - \omega_{00q}}{\omega_{00q+1} - \omega_{00q}} \approx 10^{-2} \quad (19.12)$$

Це означає, що спектр мод з ненульовими поперечними індексами лише незначно зсунутий щодо спектру чисто поздовжніх мод, цей зсув складає одиниці відсотків від міжродової відстані і не вирішується більшістю спектральних приладів.

Зазвичай розмір лазерного променя обмежується не дзеркалами, а іншими елементами, наприклад, лазерної трубкою, але ця обставина мало позначається на характері розподілу поля в перерізі променя і модовій структурі вихідного випромінювання. Крім того, зазвичай дзеркала та інші елементи не квадратні, а круглі. Це повинно призводити до циліндричної симетрії розподілу поля по площі променя і по кутах.

Однак, за неконтрольованих дефектів дзеркал, пилу і неточностей юстирування зазвичай відбувається самовільне виділення переважного поперечного напрямку і розподіл інтенсивності по перетину вихідного променя найчастіше нагадує прямокутний варіант, приймаючи іноді різноманітні форми в залежності від якості юстування дзеркал резонатора.

В більш досконалої теорії лазерних резонаторів Фокса і Лі стаціонарна конфігурація електромагнітного поля знаходиться чисельно з використанням дифракційних інтегралів Кірхгофа.

Розрахунки, виконані за цією теорією, показують, що розподіл амплітуди електромагнітного поля за поперечною координатою на поверхні дзеркала нагадує розподіл, одержаний в теорії Шавлова і Таунса. Найбільш помітна відмінність полягає в тому, що хоча амплітуда поля і спадає до країв дзеркала, але не досягає нуля на краях. Це призводить до дифракційним втрат при послідовних проходах.

Мінімальними втратами на дифракцію володіє центральна TEM_{00q} мода, оскільки у неї електромагнітне поле в основному зосереджено поблизу осі лазерної трубки і мінімальне на краях. Тому в сучасних гелій-неонових лазерах з тонкою трубкою, як правило, генерується тільки 0-0 мода і випромінювання таких лазерів володіє практично дифракційної розбіжністю. В старих лазерах з трубками великого діаметру дифракційні втрати різних поперечних мод малі, і генерується набір мод, який добре видно на вихідному дзеркалі. Цьому також сприяє та обставина, що при переході від плоского резонатора до сферичного всі моди стягуються до центру дзеркал і дифракційні втрати стають ще меншими.

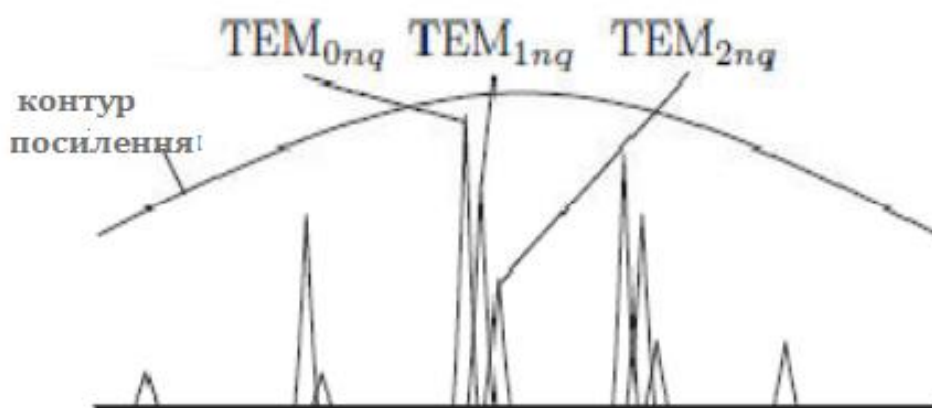


Рис.19.6 Приблизний вигляд спектра випромінювання гелій-неонового лазера

Типовий спектр випромінювання гелій-неонового лазера схематично зображено на рис. 19.6. Для наочності пропорції спотворені: насправді поперечні моди ближче до відповідної чисто поздовжньої моди, а ширина спектра окремих мод менший, ніж зображено на малюнку. Співвідношення між амплітудами різних мод носить випадковий характер і змінюється з часом.

Закріплення матеріалу

- 19.1. Умова досягнення порогу генерації.
- 19.2. Наведіть типову схему лазера
- 19.3. Конструкція активного елемента гелій-неонового лазера.
- 19.4. Що таке повздовжні моди випромінювання.
- 19.5. Що таке поперечні моди випромінювання.

РОЗДІЛ 4 ПАРАМЕТРИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Лекція 20

ПАРАМЕТРИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Мета лекції: розгляд основних параметрів лазерного випромінювання.

Зміст лекції:

- 20.1. Параметри лазерного випромінювання
 - 20.1.1. Фізичні властивості випромінювання
 - 20.1.2. Частота імпульсів лазера
 - 20.1.3. Потужність лазера
 - 20.1.4. Довжина хвилі лазерного випромінювання
 - 20.1.5. Спектр лазерного випромінювання (колір лазера)
 - 20.1.6. Інтенсивність лазерного випромінювання

20.1 Параметри лазерного випромінювання

Лазерне випромінювання випускається атомами робочої речовини ОКГ, яка може бути представлена газом, рідиною, кристалом, напівпровідником.

Лазерне випромінювання – це електромагнітне випромінювання оптичного діапазону (світлового), яке має такі властивості як когерентність, монохроматичність, поляризованість і спрямованість потоку випромінювання, що дозволяє створити строго певну потужність впливу на поверхні об'єкта, що опромінюється.

Лазер – це прилад, який випускає напрямлений пучок когерентного, поляризованого, монохроматичного електромагнітного випромінювання, тобто світла в дуже вузькому спектральному діапазоні.

20.1.1 Фізичні властивості випромінювання

- **монохроматичність** (однокольоровість) – всі електромагнітні коливання потоку мають однакову частоту і довжину хвилі;
- **когерентність** (синфазність) – збіг фаз електромагнітних коливань;

- **поляризація** – фіксована орієнтація векторів електромагнітного випромінювання в просторі щодо напрямку його поширення;
- **спрямованість** – мала розбіжність потоку випромінювання.

Особливі властивості дозволяють концентрувати енергію зі строго визначеними фізичними параметрами і високим потенціалом біологічної та лікувальної дії на поверхні об'єкту. Саме в цьому полягає принципова відмінність від інших форм променевої енергії.

20.1.2 Частота імпульсів лазера

Частота коливань (імпульсів) – фізична величина, яка дорівнює кількості коливань (імпульсів), що здійснюються за одиницю часу. Одиниця виміру в системі СІ-Герц (Гц). 1 Гц - це частота, при якій одне коливання відбувається за одну секунду.

20.1.3 Потужність лазера

Потужність випромінювання – середня потужність, що переноситься через будь-яку поверхню. Одиниця виміру в системі СІ-Ватт (Вт).

Щільність потужності – відношення потоку випромінювання до площі поверхні, перпендикулярної до напрямку поширення. Одиниця виміру в системі СІ-Вт/см².

Доза опромінення – енергетичне опромінення за певний проміжок часу. Одиниця виміру в СІ-Дж/м². 1 Дж – енергія, отримана при впливі випромінюванням потужністю в 1 Вт за 1 сек. 1 Дж = 1Вт/1сек.

20.1.4 Довжина хвилі лазерного випромінювання

Хвиля – це збурення (зміна стану середовища або поля), що розповсюджується в просторі з кінцевою швидкістю.

Довжина хвилі – відстань, на яку поширюється хвиля за період, що дорівнює відстані між двома найближчими точками середовища, які коливаються в одній фазі. Довжина хвилі електромагнітного випромінювання оптичного діапазону вимірюється в нанометрах (нм) або мікрометрах (мкм) (1 мкм=1000нм).

Однією з найважливіших характеристик є довжина хвилі (вимірюється в нанометрах або мікрометрах). Залежно від довжини хвилі може належати різним ділянкам спектра: ультрафіолетовому, видимому (частіше червоному) і інфрачервоному.

20.1.5 Спектр лазерного випромінювання (колір лазера)

УЛЬТРАФІОЛЕТОВИЙ ДІАПАЗОН

- від 180 до 400 нм;

ВИДИМИЙ СПЕКТР

- фіолетовий 400-450 нм;
- синій 450-480 нм;
- блакитний 480-510 нм;
- зелений 510-575 нм;
- жовтий 575-585 нм;
- помаранчевий 585-620 нм;
- червоний 620-760 нм;

УЛЬТРАЧЕРВОНИЙ ДІАПАЗОН

- Ближча область 760 нм -15 мкм;
- Дальня область 15-30 мкм.

У фізіотерапії частіше застосовують червоний і ближчий інфрачервоний діапазон, які мають найбільш проникаючу дію і м'які біологічні і лікувальні ефекти.

20.1.6 Інтенсивність лазерного випромінювання

Залежно від вихідної потужності лазери підрозділяються на:

- низькоенергетичні (щільність потужності випромінювання менше $0,4 \text{ Вт/см}^2$);
- середньоенергетичні (щільність потужності випромінювання $0,4-10 \text{ Вт / см}^2$);
- високоенергетичні (щільність потужності випромінювання більше 10 Вт/см^2).

Закріплення матеріалу

- 20.1. Фізичні властивості випромінювання
- 20.2. Частота імпульсів лазера
- 20.3. Потужність лазера
- 20.4. Довжина хвилі лазерного випромінювання
- 20.5. Спектр лазерного випромінювання (колір лазера)

РОЗДІЛ 4

ПАРАМЕТРИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Лекція 21

КОГЕРЕНТНІСТЬ ЛАЗЕРНОГО СВІТЛА

Мета лекції: розгляд терміну когерентність та просторова когерентність; часова когерентність випромінювання лазера.

Зміст лекції:

- 21.1. Визначення когерентності
- 21.2. Просторова когерентність
- 21.3. Часова когерентність випромінювання лазера

21.1 Визначення когерентності

Спрощене лазерне випромінювання можна представити як одну регулярну, безперервну, потужну й неймовірно розтягнуту монохроматичну хвилю. Незвично високий ступінь когерентності лазерного світла в порівнянні зі світлом, випромінюваним всіма іншими відомими нам джерелами - це, без сумніву, найважливіша - як з наукової, так і з практичної точки зору - особливість лазерного випромінювання.

І хоча когерентність лазерного світла вже сама по собі важлива, необхідно додати, що лазер може випромінювати світло не тільки з ні із чим не порівнянною високою когерентністю, але так само й значно більшої інтенсивності в порівнянні з пучками, які можна одержати за допомогою інших джерел світла.

Завдяки цій якості лазерного випромінювання можна створювати, досліджувати й використовувати інтерференцію світла при практично досить більших відмінностях ходу інтерферуючих пучків розділяючи пучок випромінювання одного лазера на дві частини, або навіть використовуючи безпосередньо два лазери. Для розуміння значення цієї особливості лазерного випромінювання наведемо один приклад. Мова йде про значне розширення можливостей використання інтерференції світла для надзвичайно точних

вимірів рухів малої амплітуди.

Ідея використання інтерференційних ефектів для дуже точних вимірів відстаней й їхніх змін була реалізована вже в ХІХ столітті й одержала назву інтерферометрії (вона застосовується також і для інших цілей, але ми їх розглядати не будемо). Один із приладів, за допомогою якого виконують такі виміри - інтерферометр Майкельсона, який представлений на рис.21.1. Пучок світла від джерела І падає на пластину П, що володіє тією властивістю, що ледве менше половини пучка вона пропускає, а половину відбиває (така пластинка називається напівпрозорою).

Минулий крізь пластину пучок іде до плоского дзеркала з1, відбивається від нього й повертається до пластини П, що відбиває частину пучка, направляючи його до спостерігача Н(пучок 1).

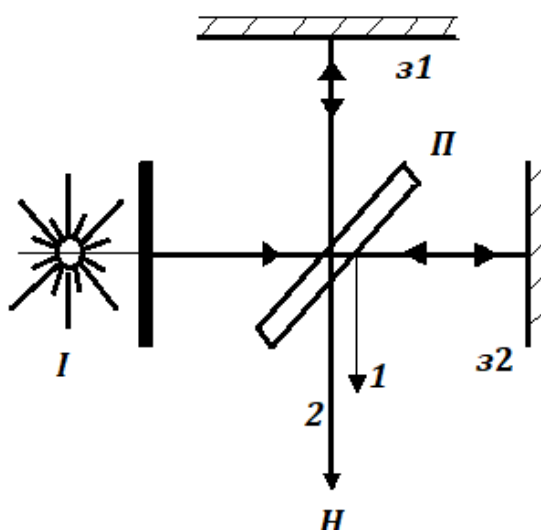


Рис 21.1 Схема пристрою й принципу дії інтерферометра Майкельсона

У свою чергу друга частина пучка, що падає від джерела на пластину П, що відбилася від пластини, направляється до дзеркала з2, відбивається від нього й повертається на пластину П, де частина його проходить як пучок 2 у напрямку спостерігача Н.

Якщо всі елементи пристрою нерухомі, то пучки 1 й 2 зустрічаються з фазами, що залежать від шляхів, які зробив кожний з них. На практиці, щоб

легше спостерігати ефекти інтерференції двох пучків, одне із дзеркал, що відбивають, нахилиють щодо іншого на дуже невеликий кут (так, щоб поверхні дзеркал утворювали кут, що лише незначно відрізняється від прямого). Тоді пучки 1 й 2 не строго паралельні, і в поле зору спостерігача з'являються світлі й темні смуги, що чергуються, або так звані інтерференційні смуги.

Якщо різниця ходу пучків 1 й 2 не змінюється, то смуги нерухомі. Якщо, однак, ми незначно відсунемо дзеркало з1 (але так, щоб не змінити його нахилу), то пучок 1 повинен буде пройти більший шлях, його фаза в місці зустрічі з пучком 2 також зміниться, і в результаті смуги зрушаться.

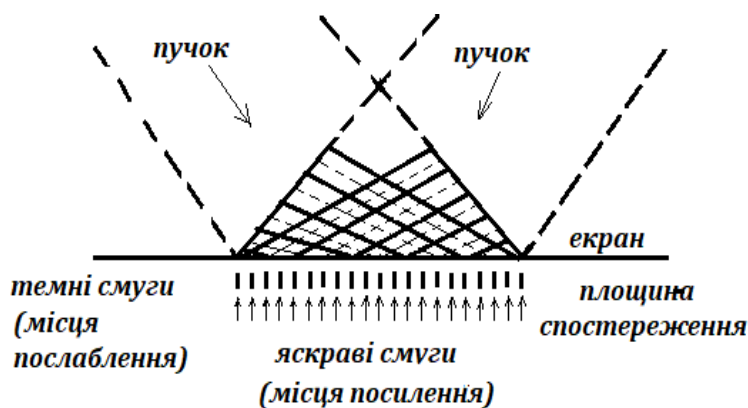


Рис. 21.2 Принцип виникнення інтерференційних смуг при накладенні двох пучків (суцільні лінії - гребені хвиль, штрихові - западини)

Таким чином, реєструючи рух інтерференційних смуг, ми можемо легко й точно встановити рух об'єкта, до якого прикріплене дзеркало з1. Наскільки точно? Спостерігаючи за смугами, можна з упевненістю помітити зрушення смуги на відстань, яка рівна відстані між двома найближчими смугами. А ця відстань відповідає зміні шляху, пройденого пучком 1, приблизно на одну довжину хвилі, або, якщо ми використаємо для виміру видиме світло, на частку мікрметра. На практиці для спостереження замість ока використовуються точні електронні апаратури, які можуть зареєструвати ще менше зрушення або швидкість їхньої зміни.

Такими методами можна реєструвати найменші деформації й коливання,

наприклад елементів машин, що піддаються більшим і навантаженням, що змінюється в часі. Однак можливість широкого використання інтерферометрії для таких цілей обмежена у зв'язку з низьким ступенем когерентності пучків, випромінюваних традиційними джерелами світла. Різниця ходу пучків 1 й 2 не може бути більше довжини когерентності світла, використовуваного у вимірах.

Не вдаючись у докладні чисельні зіставлення, скажемо, що обмежена когерентність світла традиційних джерел зводить до можливості використання інтерферометрії до лабораторних експериментів. У більших масштабах ці методи застосувати не вдавалося, а саме: якщо видалення дзеркала з1 за бокові вівтарі лабораторії збільшує шлях пучка 1 настільки, що різниця ходу двох пучків значно перевищує довжину когерентності.

Лазерне випромінювання завдяки незрівнянно більшій довжині когерентності дозволяє відсунути дзеркало з1 на відстані до сотень метрів.

21.2 Просторова когерентність

Когерентність (від латинського *cohaerens* — що знаходиться у зв'язку), погоджене протікання в часі декількох коливальних або хвильових процесів, що проявляється при їхньому додаванні. Коливання *називаються когерентними*, якщо різниця їхніх фаз залишається постійною в часі й при додаванні коливань визначає амплітуду сумарного коливання.

Два гармонійних (синусоїдальних) коливання однієї частоти завжди когерентні. Гармонійне коливання описується вираженням:

$$x = A \cos(2\pi\nu t + j), \quad (21.1)$$

де x — коливна величина (наприклад, зсув маятника від положення рівноваги, напруженість електричних і магнітного полів і т.д.). Частота гармонійного коливання, його амплітуда A и фаза j постійні в часі. При додаванні двох гармонійних коливань із однаковою частотою ν , але різними амплітудами A_1 й A_2 і фазами j_1 й j_2 , утвориться гармонійне коливання тієї ж частоти.

Амплітуда результуючого коливання:

$$A_p = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)} \quad (21.2)$$

може змінюватися в межах від $A_1 + A_2$ до $A_1 - A_2$ залежно від різниці фаз ($\varphi_1 - \varphi_2$). Інтенсивність результуючого коливання, пропорційна A_p^2 і також залежить від різниці фаз.

У дійсності ідеально гармонійні коливання нездійсненні, тому що в реальних коливальних процесах амплітуда, частота й фаза коливань безупинно хаотично змінюються в часі. Результуюча амплітуда A_p істотно залежить від того, як швидко змінюється різниця фаз. Якщо ці зміни настільки швидкі, що не можуть бути замічені приладом, то виміряти можна тільки середню амплітуду результуючого коливання \bar{A}_p . Середнє значення $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ дорівнює 0, середня інтенсивність сумарного коливання дорівнює сумі середніх інтенсивностей вихідних коливань

$$\bar{A}_p^2 = \bar{A}_1^2 + \bar{A}_2^2 \quad (21.3)$$

і таким чином, не залежить від їхніх фаз. Вихідні коливання є некогерентними. Хаотичні швидкі зміни амплітуди також порушують когерентність

$$\overline{(A_1 - A_2)} = 0 \quad (21.4)$$

Якщо ж фази коливань φ_1 й φ_2 змінюються, але їхня різниця $\varphi_1 - \varphi_2$ залишається постійною, то інтенсивність сумарного коливання, як у випадку ідеально гармонійних коливань, визначається різницею фаз коливань, що складають, тобто має місце когерентність. Якщо різниця фаз двох коливань змінюється дуже повільно, то говорять, що коливання залишаються когерентними протягом деякого часу, поки їхня різниця фаз не встигла змінитися на величину, порівнянну з p .

Можна зрівняти фази того самого коливання в різні моменти часу t_1 й t_2 , розділені інтервалом t . Якщо не гармонійність коливання проявляється в безладній, випадковій зміні в часі його фази, то при досить великому t зміна фази коливання може перевищити p .

Це означає, що через час t гармонійне коливання «забуває» свою первісну фазу й стає некогерентним «саме собі».

Час t називається часом когерентності негармонійного коливання або тривалістю гармонійного цугу. Після закінчення одного гармонійного цугу він як би замінюється іншим з тією же частотою, але іншою фазою.

При поширенні плоскої монохроматичної електромагнітної хвилі в однорідному середовищі напруженість електричного поля E уздовж напрямку поширення цієї хвилі ox у момент часу t дорівнює

$$E = E_0 \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) + \varphi \right], \quad (21.5)$$

де $l = cT$ — довжина хвилі, z — швидкість її поширення, T — період коливань.

Фаза коливань у якій-небудь певній крапці простору зберігається тільки протягом часу когерентності. За цей час хвиля пошириться на відстань ct і коливання E в крапках, вилучених друг від друга на відстань ct , уздовж напрямку поширення хвилі, виявляються некогерентними. Відстань рівне ct уздовж напрямку поширення плоскої хвилі на якому випадковій зміні фази коливань досягають величини, порівнянної з λ , називають довжиною когерентності, або довжиною цугу.

Видиме сонячне світло, що займає на шкалі частот електромагнітних хвиль діапазон $(4 - 8) \times 10^{14}$ Гц, можна розглядати як гармонійну хвилю зі швидко мінливою амплітудою, частотою й фазою. При цьому довжина цугу $\sim 10^{-4}$. Світло випромінюване розрідженим газом у вигляді вузьких спектральних ліній більш близьке до монохроматичного. Фаза такого світла практично не міняється на відстані 10^{-4} . Довжина цугу лазерного випромінювання може перевищувати кілометри. У діапазоні радіохвиль існують більше монохроматичні джерела коливань, а довжина хвиль l у багато разів більше, ніж для видимого світла. Довжина цугу радіохвиль може значно перевищувати розміри Сонячної системи.

Все сказане справедливо для плоскої хвилі. Однак ідеально плоска хвиля так само нездійсненна, як й ідеально гармонійне коливання. У хвильових процесах амплітуди й фаза коливань змінюються не тільки уздовж напрямки

поширення хвилі, але й у площині, перпендикулярній цьому напрямку. Випадкові зміни різниці фаз у двох крапках, розташованих у цій площині, збільшуються зі збільшенням відстані між ними. Когерентність коливань у цих крапках слабшає й на деякій відстані l , коли випадкові зміни різниці фаз стають порівнянними з π зникають.

Для опису когерентних властивостей хвилі, у площині, перпендикулярній напрямку її поширення, застосовують термін просторова когерентність, на відміну від тимчасової когерентності, зв'язаною зі ступенем монохроматичності хвилі. Весь простір, займаний хвилею, можна розбити на області, у кожній з яких хвиля зберігає когерентність. Обсяг такої області (обсяг когерентності) приблизно дорівнює добутку довжини цугу ct на площу круга діаметром l (розмір просторової когерентності).

Порушення просторової когерентності пов'язане з особливостями процесів випромінювання й формування хвиль. Наприклад, просторова когерентність світлової хвилі, випромінюваної протяжним нагрітим тілом, зникає на відстані від його поверхні всього в кілька довжин хвиль, тому що різні частини нагрітого тіла випромінюють незалежно друг від друга. У результаті замість однієї плоскої хвилі джерело випромінює сукупність плоских хвиль, що поширюються по всіх можливих напрямках. У міру видалення від теплового джерела (кінцевих розмірів), хвиля усе більше й більше наближається до плоского.

Розмір просторової когерентності l росте пропорційно $l \propto \frac{R}{r}$, де R — відстань до джерела, r — розміри джерела. Це дозволяє спостерігати *інтерференцію світла* зірок, незважаючи на те, що вони є тепловими джерелами величезних розмірів. Вимірюючи когерентність для світла від найближчих зірок, вдається визначити їхні розміри r . Величину l/r називають кутом когерентності. З видаленням від джерела інтенсивність світла убуває як $1/R^2$. Тому за допомогою нагрітого тіла не можна одержати інтенсивне випромінювання, що володіє великою просторовою когерентністю.

Світлова хвиля, випромінювана лазером, формується в результаті погодженого змушеного випромінювання світла в повному обсязі активної речовини. Тому просторова когерентність світла у вихідному отворі лазера зберігається у всьому поперечному перерізі пучка. Лазерне випромінювання

має величезну просторову когерентність, тобто високу спрямованість в порівнянні з випромінюванням нагрітого тіла. За допомогою лазера вдається одержати світло, обсяг якого в 10^{17} разів перевищує обсяг світлової хвилі тієї ж інтенсивності, отриманої від найбільш монохроматичних не лазерних джерел світла.

В оптиці найпоширенішим способом одержання двох когерентних хвиль є розщеплення хвилі, випромінюваною одним немонохроматичним джерелом, на дві хвилі, що поширюються по різних шляхах, але зрештою зустрічаються в одній крапці, де й відбувається їхнє додавання (рис.21.2).

Якщо запізнювання однієї хвилі стосовно іншої, пов'язане з різницею пройдених ними шляхів, менше тривалості цугу, то коливання в крапці додавання будуть когерентними й буде спостерігатися інтерференція світла. Коли різниця шляхів двох хвиль наближається до довжини цугу, когерентність променів слабшає. Коливання освітленості екрана зменшуються, освітленість I прагне до постійної величини, рівній сумі інтенсивності двох хвиль, що падають на екран.

У випадку некрапкового (протяжного) теплового джерела два промені, що прийшли в крапки A і B , можуть виявитися некогерентними через просторову некогерентність випромінюваної хвилі. У цьому випадку інтерференція не спостерігається, тому що інтерференційні смуги від різних крапок джерела зміщені відносно один одного на відстань більше ширини смуги.

Поняття когерентність, що виникла спочатку в класичній теорії коливань і хвиль, застосовується також стосовно об'єктів і процесів, описуваним в квантовій механіці (атомні частки, тверді тіла й т.д.).

21.3 Часова когерентність випромінювання лазера

Неминучі в лазерах нестабільності параметрів являють собою власне кажучи випадкові процеси. Спектри цих процесів відмінні від нуля лише у вузькій області поблизу нульової частоти; ефективна ширина спектра флуктуацій параметрів не перевищує звичайно 10^2 – 10^3 Гц. Вплив флуктуацій

параметрів на оптичний генератор проявляється у вигляді повільної, квазистатистичної випадкової модуляції амплітуди й частоти (фази).

Коливання реального генератора, які близькі до гармонійних, являють собою випадковий процес виду

$$x(t) = p(t) \cos[\omega_0 t + \varphi(t)] \quad (21.6)$$

Статистичні характеристики $p(t)$ і $\varphi(t)$ у розглянутому випадку зрозуміло істотно відрізняються від таких для вузькополосного Гаусовського шуму. Амплітуда флюктує поблизу середнього значення, обумовленого динамічними властивостями системи; флюктуації амплітуди й фази в загальному випадку кореляції.

По відомих статистичних характеристиках $p(t)$ і $\varphi(t)$ можна визначити й форму спектральної лінії. Якщо відносні флюктуації амплітуди невеликі, форма й ширина спектральної лінії в основному визначаються квазістатичними флюктуаціями частоти. Гарним наближенням у цьому випадку виявляється модель повільних і сильних Гаусовських флюктуацій частоти. Тоді спектр автоколивань має вигляд:

$$G(\omega) = \frac{p^2}{\sqrt{2\pi}\sigma_\omega} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma_\omega^2}\right], \quad (21.7)$$

де σ_ω^2 - дисперсія частоти, а

$$\sigma_\omega^2 \sim \int_0^\infty G_n(\omega) d\omega \quad (21.8)$$

Ширину спектральної лінії $\Delta\omega_T = \sigma_\omega$ називають *технічною шириною*, підкреслюючи цим, що причиною розширення лінії в розглянутому випадку виявляються фактори технічного порядку, внесок яких залежить від конструкції лазера, стабілізації параметрів і т.п. Величина $\Delta\omega_T$ різна для різних типів лазерів. Перехід до високо стабільних систем, наприклад таким, як лазери,

стабілізовані понад вузьким оптичним резонансом в атомах і молекулах, дозволяє одержати ширину спектральної лінії $\sim 0,5$ Гц.

Чим визначаються граничні можливості звуження лінії? Виявляється, що поряд з “технічними” флуктуаціями є обставини й більше принципового характеру. Навіть у гіпотетичній автоколивній системі, яким можна вважати й лазер, з абсолютно стабільними параметрами генерування ідеальних монохроматичних коливань неможливо. Причиною цього є принципово непереборні власні шуми генератора і такими для лазера є спонтанні переходи.

Це джерело флуктуацій у лазері варто розглядати, мабуть, як випадкову зовнішню силу, у спектрі якої є й компоненти на частоті автоколивань. Як поводить ся автоколивна система, що перебуває під впливом випадкової сили? Виявляється, що й у цьому випадку справа зводиться до випадкової амплітудній і фазовій модуляціям. Автоколивання описуються випадковим процесом виду

$$x(t) = p(t) \cos[\omega_0 t + \varphi(t)] \quad (21.9)$$

Статистичні ж характеристики виникаючі під дією власних шумів *природних флуктуацій* амплітуди й фази, зрозуміло, відрізняються від технічних; по іншому виглядає й спектр коливань. Для природних флуктуацій частоти форма спектральної лінії стає Лоренцівською.

Природна ширина спектральної лінії $\Delta\omega_e$ звичайно набагато менше вже технічної, $\Delta\omega_e \ll \Delta\omega_T$, однак для високостабільних генераторів оптичного діапазону ефекти, обумовлені природними флуктуаціями, стають істотними.

В оптичному резонаторі відбуваються процеси зв'язані як зі збільшенням енергії так і із втратами. Тому величина добротності може бути визначена в такий спосіб

$$Q = \frac{2\pi \nu \cdot \text{запасена енергія}}{\text{сумарні втрати енергії когерентного випромінювання за секунду}} \quad (21.10)$$

Тоді

$$Q = \frac{2\pi\nu \cdot \text{запасена енергія}}{P_{\text{ког}}^{(0)} - P_{\text{ког}}^{(i)}} \quad (21.11)$$

У стаціонарних умовах повна швидкість надходження енергії в моду складається з когерентного (змушеного) випромінювання й спонтанного

$$P_{\text{ког}}^{(i)} + P_{\text{неког}}^{(i)} = P^{(0)} \approx P_{\text{ког}}^{(0)} \quad (21.12)$$

і наведене вище співвідношення перетворюється в

$$Q = \frac{2\pi\nu \cdot \text{запасена енергія}}{P_{\text{неког}}^{(i)}} \quad (21.13)$$

Щоб обчислити $P_{\text{неког}}^{(i)}$, помітимо, що відношення швидкостей для змушеного й спонтанного випромінювання в даній моді дорівнює числу фотонів, що є присутнім у ній. Це число можна зв'язати з інтенсивністю I поля в моді усередині резонатора, або з вихідною потужністю $P^{(0)}$:

$$N_p = Iad / ch\nu = P^{(0)}d / \alpha_{\text{отр}} ch\nu, \quad (21.14)$$

де a - площа поперечного переріза моди, d - довжина резонатора, $\alpha_{\text{отр}}$ - коефіцієнт, що враховує втрати на дзеркалах.

Швидкість змушеного випускнення в моді дорівнює

$$B_{mn} N_m g(\nu, \nu_{mn}) I h\nu a d / c \quad (21.15)$$

так, що $P_{\text{неког}}^{(i)}$ виходить розподілом

$$P_{\text{неког}}^{(i)} = B_{mn} N_m g(\nu, \nu_{mn}) (h\nu)^2 \quad (21.16)$$

Енергія, запасена в моді, є $N_p h\nu$ й, отже, добротність для моди дорівнює

$$Q = \frac{\nu}{\delta\nu} = \frac{2\pi\nu P^{(0)} d}{B_{mn} N_m g(\nu, \nu_{mn}) (h\nu)^2 \alpha_{\text{отр}} c} \quad (21.17)$$

де $\delta\nu$ - ширина лінії на виході лазера.

На порозі генерації одержимо

$$B_{mn} g(\nu, \nu_{mn}) h\nu N_m = \frac{\alpha_{\text{отр}} c}{d} \left[1 - \frac{g_m N_n}{g_n N_m} \right]_{\text{пор}}^{-1} \quad (21.18)$$

І з урахуванням величини добротності, запасеної в моді, а також з урахуванням вираження для $\Delta\nu_{\text{рез}} = c\alpha / 2\pi d$, знаходимо

$$\delta\nu = \frac{2\pi(\Delta\nu_{\text{рез}})^2 h\nu}{P^{(0)}} \left[1 - \frac{g_m N_n}{g_n N_m} \right]_{\text{пор}}^{-1} \quad (21.19)$$

У звичайних умовах, коли $N_m \gg N_n$, останнє вираження спрощується.

Теоретична ширина лінії

$$\delta\nu = \frac{8\pi h\nu}{P^{(0)}} (\Delta\nu_{\text{рез}})^2 \quad (21.20)$$

Застосувавши дане вираження для He-Ne лазера з вихідною потужністю 1 мВт, одержимо $\Delta\nu \sim 5 \cdot 10^{-4}$ Гц, якщо пропущення дзеркал становить 1% на довжині хвилі 0,6328 мкм, а довжина резонатора 1 м.

Для напівпровідникового лазера на $\text{Pb}_{0,88}\text{Sn}_{0,12}\text{T}$, що випромінює на довжині хвилі 10,6 мкм, при потужності випромінювання $P \approx 200$ мкВт та $\Delta\nu_p \approx 10^{-8}$ Гц ширина лінії $\Delta\omega_e \approx 10$ кГц. Забезпечення на практиці таких режимів не представляється можливим, що треба з добутку $\Delta\nu \Delta t = 1$ (Δt - час установаження сталого режиму).

На практиці ширина лінії становить у найкращому разі кілька герців, тому що переважають інші фактори, що викликають значне зростання спектральної ширини. У газових лазерах практично досяжна гранична ширина визначається, очевидно, тепловими флуктуаціями матеріалу, з якого зроблені тримачі дзеркал лазера, а також неоднорідністю показника переломлення посилюючого середовища. На противагу цьому у твердотільних лазерах з модульованою

добротністю ширина лінії визначається тривалістю імпульсу лазера (через співвідношення невизначеностей).

Час спонтанного випромінювання або час релаксації, типового атомного рівня один по одному величини дорівнює 10^{-8} с, а відповідна спектральна ширина порядку 10^{-8} Гц. У лазерах збуджені атоми вимушено випромінюють у фазі так, що в рубінових лазерах тривалість ефективних хвильових цугів виявляється порядку 10^{-6} с, а в газових лазерах – порядку 10^{-3} с. Відповідна спектральна ширина дорівнює 10^{-6} й 10^{-3} Гц.

Тривалість хвильового цугу Δt і ефективна спектральна ширина $\Delta \nu$ при Гаусовій формі лінії зв'язані співвідношенням

$$4\pi\Delta t\Delta\nu \sim 1 \quad (21.21)$$

Поняття часу когерентності пов'язане з тим, що при інтервалах часу, менших Δt , джерело є монохроматичним, і з тим, що в крапці простору існують лінійна залежність, або кореляція амплітуд і фаз хвильового цугу, що відповідають двом різним моментам часу. При інтервалах часу, більших Δt , ми маємо два різних хвильових цуги й кореляція відсутня.

Час Δt називається часом когерентності. Представимо $l = c\Delta t$. Звідси одержимо

$$l = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (21.22)$$

Довжина l називається довжиною когерентності.

Закріплення матеріалу

- 21.1. Сформулюйте умову когерентності випромінювання
- 21.2. Що таке часова когерентність
- 21.3. Що таке просторова когерентність.
- 21.4. Умови гармонійного коливання.
- 21.5. Що таке добротність резонатора.

Список використаної літератури у Лекції 21

- 1.Ландсберг Г. С., Оптика, 4 вид., М., 1957;
- 2.Горелик Г. С., Коливання й хвилі, 2 вид., М., 1959;
- 3.Фабрикант В. А., Нове про когерентність, «Фізика в школі», 1968, № 1;
- 4.Франсон М., Сланський С., Когерентність в оптику, пров. із франц., М., 1968;
5. Мартинсен В., Шпиллер Е., Що таке когерентність, «Природа», 1968, № 10.

РОЗДІЛ 4

ПАРАМЕТРИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Лекція 22

КОГЕРЕНТНІСТЬ. ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ. ГОЛОГРАФІЯ

Мета лекції: розгляд терміну когерентність; когерентність світлових хвиль; ознайомлення з інтерференційною картиною від двох когерентних джерел; застосування когерентного випромінювання та принципи голографії.

Зміст лекції:

- 22.1. Когерентність
- 22.2. Когерентність світлових хвиль
- 22.3. Інтерференційна картина від двох когерентних джерел
- 22.4. Застосування когерентного випромінювання
- 22.5. Принципи голографії

22.1 Когерентність

Когерентність — властивість хвилі зберігати свої частотні, поляризаційні й фазові характеристики.

Когерентність — це корельоване протікання в часі й у просторі декількох випадкових коливальних або хвильових процесів, яке дозволяє одержувати при їхньому додаванні чітку інтерференційну картину. Умовою когерентності хвиль є незмінюваність у часі різниці між фазами коливань в них, що можливо лише тоді, коли хвилі мають однакову довжину (частоту).

Когерентні світлові хвилі завжди паралельні одне одному, якщо вони мають однакову частоту. Це приводить до посилення світла, а не до загасання. Саме через це когерентні хвилі мають більшу кількість енергії, а ніж некогерентні. Лазери – найяскравіший та найпоширеніший засіб застосування когерентних світлових хвиль в техніці. Лазер (LASER) – аббревіатура фрази «посилення світла за допомогою вимушеного випромінювання» (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiatio).

Завдяки когерентності хвиль виникають інтерференційні явища.

Поняття плоскої монохроматичної хвилі, яке часто використовується в фізиці є абстракцією. Реальні хвилі, які випромінюються реальними джерелами, насправді є скінченними хвильовими пакетами. Кожне джерело випромінює свої особливі хвилі, які розрізняються настільки ж, наскільки різняться відбитки пальців людей. Однак, для спостереження інтерференції необхідно, щоб хвиля зберігала самоподібність. Така самоподібність хвилі описується терміном когерентність.

Наприклад, для отримання двох когерентних між собою променів в оптиці використовують розділення початкового променя світла. Один із способів зробити це — поставити на шляху променя плоскопаралельну пластинку. Частина світла буде відбиватися від пластинки, а частина буде проходити далі. Використовуючи лінзи та дзеркала, можна спрямувати розділені промені так, щоб вони знову перетиналися, подолавши різний шлях. Тоді, внаслідок різниці ходу променів, виникає інтерференційна картина.

Термін когерентність використовується також для хвильових функцій у квантовій механіці.

Коли хвиля проходить через середовище, її когерентність поступово втрачається завдяки процесам розсіювання. Відстань, на якій когерентність зберігається, називають довжиною когерентності.

22.2 Когерентність світлових хвиль

З повсякденного досліду відомо, що при накладанні світла від двох незалежних джерел не вдається спостерігати явища інтерференції. Таким чином, хвилі, які випромінюються незалежними джерелами світла, некогерентні. Цей результат є наслідком того, що жодне джерело не випромінює точно монохроматичного світла.

Випромінювання світла відбувається в процесі переходу атомів із збудженого стану в нормальний. Процес випромінювання скінченний і триває дуже короткий час ($\tau \approx 10^{-8} \text{ c}$). Через деякий час атом знову може збудитися і почати випромінювати світлові хвилі, але уже з іншою початковою фазою.

Лазерні технології Конспект лекцій

Оскільки різниця фаз між випромінюванням двох таких незалежних атомів змінюється при кожному новому акті випромінювання, то хвилі, що спонтанно випромінюються атомами будь-якого джерела світла, некогерентні. Отже, хвилі, що випромінюються атомами, лише протягом інтервалу часу $\tau \approx 10^{-8} \text{ с}$ мають приблизно сталу амплітуду і фазу коливань, тоді як за великий проміжок часу і амплітуда і фази змінюються.

Переривчасте випромінювання світла атомами у вигляді окремих короткочасних імпульсів називається хвильовим цугом.

Кожний хвильовий цуг має обмежену довжину в просторі. Наприклад, довжина цугу хвиль, які поширюються у вакуумі вздовж осі ОХ, дорівнює $\Delta x = c\tau = 3\text{ м}$. Залежно від довжини світлової хвилі цуг вміщає від $\omega - \frac{1}{2}\Delta\omega$ до $\omega + \frac{1}{2}\Delta\omega$ довжин хвиль.

Хвильовий цуг не є строго монохроматичною хвилею і його можна представити у вигляді неперервної послідовності монохроматичних хвиль з частотами від $\omega - \frac{1}{2}\Delta\omega$ та до $\omega + \frac{1}{2}\Delta\omega$, де ω – циклічна частота коливань джерела хвильового цугу. Величина залежить від довжини цугу і характеру зміни амплітуди хвилі на довжині цугу. Можна сказати, що

$$\Delta\omega \geq \frac{I}{\tau}, \text{ або } \Delta x \Delta\omega \geq c. \quad (22.1)$$

Оскільки хвильове число $k = \frac{\omega}{c}$, то $\Delta\omega = c\Delta k$ і має місце співвідношення $\Delta x \Delta k \geq 1$.

Отже, чим більший час випромінювання цугу, тим він ближчий за своїми властивостями монохроматичної хвилі з циклічною частотою і хвильовим числом k

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \Delta\omega = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \Delta\omega = 0 \quad (22.2)$$

Для характеристики когерентних властивостей хвиль введемо поняття часу когерентності.

Часом когерентності немонохроматичної хвилі називається інтервал часу, протягом якого різниця фаз коливань, що відповідають хвилям з циклічними частотами $\omega + \frac{1}{2}\Delta\omega$ змінюється на 2π .

Циклічна частота зв'язана з довжиною хвилі у вакуумі співвідношенням $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$.

Звідси (знак мінус ми опускаємо)

$$\Delta\omega = \frac{2\pi c \Delta\lambda_0}{\lambda_0^2} \quad (22.3)$$

Тоді

$$\tau_{\text{ког}} = \frac{\lambda_0^2}{c \Delta\lambda_0} \quad (22.4)$$

Відстань, на яку поширюється хвиля з циклічною частотою за час когерентності, називається довжиною когерентності або довжиною цугу, що відповідає немонохроматичній хвилі, яка розглядається як

$$l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}} = \frac{2\pi c}{\Delta\omega} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda_0} \quad (22.5)$$

Для видимого сонячного спектру $\tau_{\text{ког}} \approx 10^{-14} \text{ с}$, $l_{\text{ког}} \approx 10^{-5} \text{ м}$.

Дві світлові хвилі при накладанні здатні інтерферувати якщо коливання, які вони збуджують в певній точці, відповідають одному і тому хвильовому цугу випромінювання джерела, тобто якщо

$$dn = \frac{\lambda_0}{4} \text{ або } |r_2 - r_1| \ll l_{\text{ког}} \quad (22.6)$$

Для спостереження інтерференції світла при великих різницях ходу $r_1 - r_2$ необхідно, щоб світло мало великий час когерентності, тобто щоб воно мало високий ступінь монохроматичності.

Когерентність коливань, які здійснюються в одній і тій самій точці простору, що визначається ступенем монохроматичності хвиль, називається часовою когерентністю.

Поряд з часовою когерентністю, що визначається часом когерентності, для опису когерентних властивостей хвиль у площині, перпендикулярній до напрямку їх поширення, вводиться поняття просторової когерентності.

Когерентність коливань, що відбуваються в один і той же момент часу в різних точках площини, яка перпендикулярна до напрямку поширення хвилі, називається просторовою когерентністю.

Для отримання інтерференційних смуг від двох джерел світла недостатньо, щоб ці джерела склалися з попарно когерентних точкових джерел. Навіть у випадку строго монохроматичного світла необхідно, щоб розміри джерел не перевищували певної межі, що залежить від взаємного розміщення та відстані між ними, а також від положення екрана, який призначений для спостереження інтерференційних смуг.

Просторово-когерентними називаються два джерела, розміри і взаємне розміщення яких при необхідному ступені монохроматичності світла дозволяють спостерігати інтерференційні смуги.

Довжиною просторової когерентності або радіусом когерентності називається відстань між двома точками перпендикулярної до напрямку поширення хвилі поверхні, між якими випадкова зміна різниці фаз досягає значення рівного π . На відстані $r_{\text{ког}}$ можна спостерігати явище інтерференції. Отже, просторова когерентність визначається радіусом когерентності.

Радіус когерентності

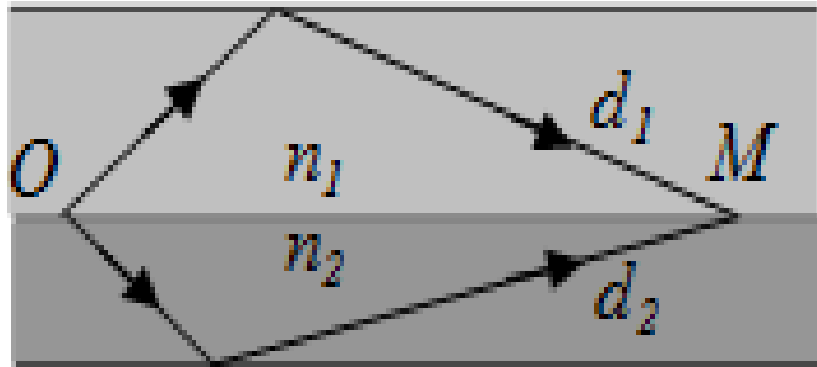
$$r_{\text{ког}} \approx \frac{\lambda}{\varphi} \quad (22.7)$$

Колівання в двох точках, які знаходяться на відстані, меншій від $r_{\text{ког}}$ будуть приблизно когерентними.

Розглянемо тепер інтерференцію світла.

Для отримання когерентних світлових хвиль застосовують метод розділення хвилі, що випромінюється одним джерелом на дві частини, які після проходження різних оптичних шляхів накладаються одна на одну і в результаті спостерігається інтерференційна картина.

Нехай розділення на дві когерентні хвилі відбувається в певній точці O простору (рис.22.1). До точки M , в якій спостерігається інтерференційна картина, одна хвиля в середовищі з показником заломлення n_1 пройшла шлях $n_1 d_1$, друга – в середовищі з показником заломлення n_2 – шлях $n_2 d_2$.



22.1 Когерентні світлові хвилі

Перша хвиля викличе в точці M гармонічні коливання. Оскільки в точці M додаються два гармонічні коливання однакового періоду, що відбуваються в однаковому напрямку, то результуюче коливання буде також гармонічним з тим самим періодом і в тому самому напрямку, тобто

$$E = E_0 \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (22.8)$$

Амплітуда цього коливання дорівнює:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + \dots, \quad (22.9)$$

а початкова фаза визначиться виразом

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{E_{01}^2 \sin \alpha_1 + E_{02}^2 \sin \alpha_2}{E_{01}^2 \cos \alpha_1 + E_{02}^2 \cos \alpha_2} \quad (22.10)$$

Різниця фаз двох когерентних хвиль від одного джерела

$$\delta = \omega \left(\frac{d_2}{v_2} - \frac{d_1}{v_1} \right) + (\varphi_{02} - \varphi_{01}) = \frac{\omega}{c} (d_2 n_2 - d_1 n_1) + (\varphi_{02} - \varphi_{01}) \quad (22.11)$$

Оскільки $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ то

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) + (\varphi_{02} - \varphi_{01}) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta + (\varphi_{02} - \varphi_{01}) \quad (22.12)$$

Добуток геометричної довжини d шляху світлової хвилі на показник n заломлення цього середовища називається оптичною довжиною шляху L , а різниця оптичних довжин шляхів, що пройшли хвилі $\Delta = L_2 - L_1$ називається оптичною різницею ходу.

Оскільки інтенсивність хвилі пропорційна до квадрату її амплітуди, то результуюча інтенсивність в точці М визначається співвідношенням

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta + (\varphi_{02} - \varphi_{01}) \right] \quad (22.13)$$

У випадку когерентних хвиль

$$\varphi_{02} - \varphi_{01} = \text{const} \quad (22.14)$$

Для зручності припустимо, що $\varphi_{02} = \varphi_{01}$ і в результаті

$$I = I_1 + I_2 + 2I_1 I_2 \cos \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \quad (22.15)$$

Якщо оптична різниця ходу дорівнює парному числу півхвиль у вакуумі тобто $\Delta = 2m \frac{\lambda_0}{2}$ при ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), то і коливання, що збуджуються в точці М обома хвилями, відбуваються в однакових фазах. Отже, і результуюча інтенсивність – максимальна:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}, \text{ де } (E_{01} = E_{02}) \quad (22.16)$$

а

$$I = 4I_1, \text{ де } (E_{01} = E_{02}) \quad (22.17)$$

Таким чином, максимум інтенсивності при накладанні двох когерентних хвиль буде у точках, для яких у різниці ходу променів укладається парне число півхвиль. Сукупність таких точок утворює інтерференційні лінії, порядок яких визначається числом m .

Якщо оптична різниця ходу $\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$ при ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), то

$\delta = (2m+1)\pi$ і коливання, що збуджуються в точці М обома хвилями, знаходяться у протифазі $\cos \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = -1$. Результируюча інтенсивність при цьому буде мінімальна.

Мінімум інтенсивності отримуємо в точках, для яких різниця ходу променів вміщає непарне число півхвиль.

Таким чином, $\Delta = 2m \frac{\lambda_0}{2}$ – умова інтерференційного максимуму, а $\Delta = (2m+1) \frac{\lambda_0}{2}$ – умова інтерференційного мінімуму.

Визначимо геометричне місце точок максимальної (мінімальної) інтенсивності. Як для точок максимальної інтенсивності $L_2 - L_1 = m\lambda_0$ так і для точок мінімальної інтенсивності $L_2 - L_1 = (2m+1) \frac{\lambda_0}{2}$ має місце синфазність, що визначає рівняння гіперболоїд з фокусами.

Кожному значенню інтенсивності відповідає поверхня гіперболоїда обертання. Переріз таких поверхонь наведено на рис.22.2, де суцільними лініями показано розміщення максимумів інтенсивності, штриховими – мінімумів інтенсивності.

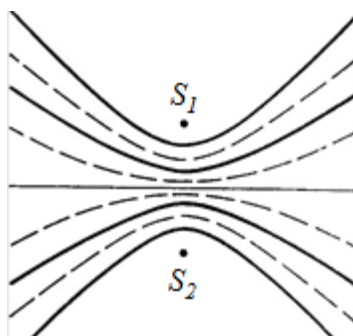


Рис.22.2. Переріз поверхонь гіперболоїда обертання

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (22.18)$$

де I_{max} і I_{min} – інтенсивність світлих і темних смуг. Якщо інтенсивність темної смуги дорівнює нулю, то $V=1$, тобто когерентність максимальна. Для рівномірно освітленого екрана ($I_{max} = I_{min}$) контрастність дорівнює нулю.

22.3 Інтерференційна картина від двох когерентних джерел

Розглянемо дві когерентні світлові хвилі, що йдуть від джерел S_1 і S_2 , які мають вигляд паралельних тонких світних ниток або вузьких щілин (рис.22.3), які розміщені на відстані d одна від одної.

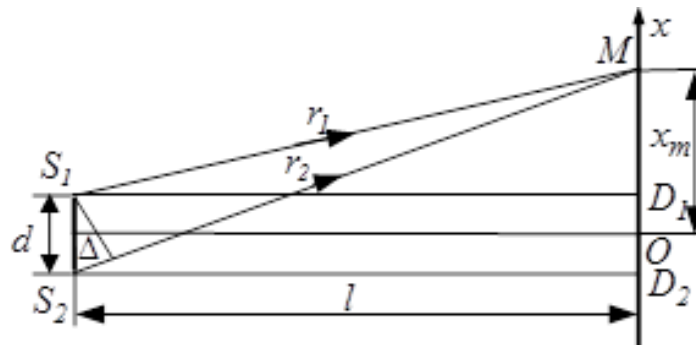


Рис.22.3.Когерентні світлові хвилі, які йдуть від джерел S_1 і S_2

Область, в якій ці хвилі перекриваються, називається полем інтерференції. У всій цій області спостерігається чергування місць з максимальною і мінімальною інтенсивністю світла. Якщо в поле інтерференції помістити паралельно до площини, яка проходить через джерела S_1 і S_2 екран, то на ньому буде видно інтерференційну картину, яка має вигляд світлих і темних смуг, які чергуються.

Розрахуємо ширину цих смуг і відстань між ними. Позначимо координату інтерференційного максимуму чи мінімуму x_m . З трикутника S_2MD_2 маємо

$$r_2^2 = l^2 + \left(x_m + \frac{d}{2}\right)^2 \quad (22.19)$$

а з трикутника S_1MD_1

$$r_1^2 = l^2 + \left(x_m - \frac{d}{2}\right)^2 \quad (22.20)$$

Звідси

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) = 2x_m d \quad (22.21)$$

або

$$\Delta = r_2 - r_1 = \frac{2x_m d}{r_1 + r_2} \quad (22.22)$$

З умови $l \gg d$ випливає, що $r_1 + r_2 \approx 2l$. Тому $\Delta = \frac{x_m d}{l}$ і $x_m = \frac{l}{d} \Delta$.

Положення m -го інтерференційного максимуму на екрані задовольняє умову $\Delta = m\lambda_0$. Тоді максимуми інтенсивності будуть спостерігатися при

$$x_m^{\max} = \frac{m l \lambda_0}{d} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots) \quad (22.23)$$

Умова для m -го мінімуму має вигляд $\Delta = (2m+1)\frac{\lambda_0}{2}$ і координати мінімумів інтенсивності

$$x_m^{\max} = \frac{(2m+1)l\lambda_0}{2d} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots) \quad (22.24)$$

Шириною інтерференційної смуги називається відстань між двома сусідніми мінімумами інтенсивності, тобто

$$\Delta x = x_{m+1}^{\min} - x_m^{\min} = \frac{[2(m+1)+1]l\lambda_0}{2d} - \frac{(2m+1)l\lambda_0}{2d} = \frac{l\lambda_0}{d} \quad (22.25)$$

Відстань між сусідніми інтерференційними максимумами називається відстанню між інтерференційними смугами, яка теж дорівнює $\Delta x = \frac{l\lambda_0}{d}$. З цієї формули випливає, що відстань Δx зростає при зменшенні d між джерелами S_1 і S_2 . Якщо відстань d досягає величини порядку l , то відстань між інтерференційними смугами буде порядку довжини світлової хвилі. При цьому спостерігати окремі смуги неможливо. Щоб інтерференційна картина була чіткою, необхідно додержання умови $d \ll l$. Ширина інтерференційних смуг залежить і від довжини хвилі λ_0 .

За вимірними значеннями l , d і Δx можна експериментально визначити довжину світлової хвилі.

Отже, інтерференційна картина, яка створюється на екрані двома когерентними джерелами світла, представляє собою чергування світлих та темних смуг, паралельних одна до одної. Головний максимум, що відповідає $m=0$, проходить через точку O , вниз і вгору від нього на рівних відстанях один від одного розміщуються максимуми першого ($m = \pm 1$), другого ($m = \pm 2$) порядків тощо.

Розглянемо умови, за яких у некохроматичному світлі інтерференційна картина сприймається чітко. Для цього необхідно, щоб різноманітність довжин хвиль була обмежена і не перевищувала деякого інтервалу між λ_0 і $\lambda_0 + \Delta\lambda_0$.

Умовою нероз'ємності інтерференційної картини є збіг максимуму $(m+1)$ -го порядку для довжини хвилі λ_0 та з максимумом m -го порядку для довжини хвилі $\lambda_0 + \Delta\lambda_0$, тобто

$$x_{m+1}^{max}(\lambda_0) = x_m^{max}(\lambda_0 + \Delta\lambda_0) \quad (22.26)$$

Використовуючи вираз $x_m^{max} = m \frac{l}{d} \lambda_0$, отримуємо

$$(m+1) \frac{l}{d} \lambda_0 = m \frac{l}{d} (\lambda_0 + \Delta\lambda_0) \quad (22.27)$$

Звідси граничне значення інтервалу $\Delta\lambda_{ep} = \frac{\lambda_0}{m}$, тобто інтерференційну картину для монохроматичного світла можна спостерігати, коли ширина інтервалу довжин хвиль не перевищує граничного $\Delta\lambda_0 < \Delta\lambda_{ep} = \frac{\lambda_0}{m}$.

22.4 Застосування когерентного випромінювання

Високий ступінь монохроматичності і мала розхідність когерентного оптичного випромінювання визначають області його практичного використання.

Випромінювання з високою тимчасовою когерентністю може бути використано для передавання інформації на оптичних частотах; при вирішенні завдань, пов'язаних з оптичною інтерференцією (вимірювання відстаней, лінійних і кутових швидкостей, деформацій поверхонь і т. д.); як стандарт частоти. Висока спрямованість просторово-когерентного випромінювання обумовлює ряд його переваг перед некогерентним випромінюванням: невелику величину енергетичних втрат, пов'язаних з розходженням пучка; високе кутове розділення, що дозволяє точно спрямувати промінь на малий об'єкт і істотно скоротити перешкоди; можливість просторової фільтрації при прийманні сигналів.

Звідси випливає, що вузьконаправлене оптичне випромінювання може бути ефективно використано при передаванні інформації на великі відстані, при оптичній локації виділених об'єктів (особливо для виділення об'єкта серед

інших цілей), при вимірюванні кутів і відстаней за принципом, на якому засновані світлодалекоміри, в системах наведення за променем, при передаванні світлової енергії на найбільші відстані, для концентрації енергії в світловому пучку (оптичне різання, зварення) і т.д.

Оптично зв'язані напівпровідникові лазери можуть бути застосовані для побудови оптичних логічних елементів високої швидкодії. В наш час практично реалізовані логічні елементи на напівпровідникових лазерах з швидкістю порядку 10 с, на основі яких можуть бути створені надшвидкодійні пристрої ЕОМ, що мають максимальну розв'язку входу і виходу і високу перешкодостійкість.

22.5 Принципи голографії

Голографія – це відносно новий напрям в когерентній оптиці, розвиток якого пов'язаний з появою і вдосконаленням джерел когерентного випромінювання – лазерів. В голографії як і у фотографії, вирішується питання записування інформації, яку несе світлова хвиля, відбита від об'єкта. Інформація про об'єкт міститься частково в амплітуді (амплітудна інформація), частково у фазі (фазова інформація). При фотографуванні на фотопластині фіксується інтенсивність хвилі і тим самим реєструється амплітудна інформація про об'єкт. Фазова інформація при цьому втрачається. Проте якщо хвиля має високу когерентність, то на фотопластині можна записати як амплітудну, так і фазову інформацію, застосувавши метод голографії («голографія» перекладається як «повний запис»).

У основі методу голографії лежить інтерференційний принцип, згідно з яким для виявлення фазової інформації, що міститься в хвилі, треба створити інтерференцію досліджуваної (об'єктної) хвилі з деякою допоміжною (опорною) хвилею. Амплітуда результуючої хвилі міститиме інформацію як про амплітуду, так і про фазу об'єктної хвилі. При цьому обидві хвилі, що інтерферують, повинні мати високу когерентність, щоб забезпечити достатньо чітку інтерференційну картину на фотопластині (голограмі).

Для пояснення методу голографії розглянемо такий приклад (рис.22.4, а).

Від точкового джерела (об'єкта) O на фотопластину Φ падає сферична хвиля 1 (на рис. показано два промені під кутами). Це є об'єктна хвиля. Одночасно на пластину падає плоска опорна хвиля 2. В результаті інтерференції цих хвиль виникає тонка система інтерференційних смуг. Ця система смуг, зафіксована на фотопластині і називається голограмою точкового об'єкта O .

Таким чином, інформація про об'єкт зберігається у вигляді інтерференційної картини, зафіксованої на голограмі. Щоб «прочитати» (відновити) цю інформацію, треба освітити голограму опорною хвилею (рис.22.4, б).

При цьому в результаті дифракції світла на системі інтерференційних смуг виникнуть три дифракційні хвилі, причому в кожній точці голограми кут дифракції буде рівний тому куту, під яким в цю точку падав при записі голограми об'єктний промінь. З рис.22.4, б видно, що хвиля 1 формує уявне зображення об'єкта, а хвиля 3 – дійсне зображення. Хвиля 1 є початковою об'єктною хвилею, відтвореною з голограми.

Наведений приклад дозволяє зрозуміти основні особливості голографічного методу:

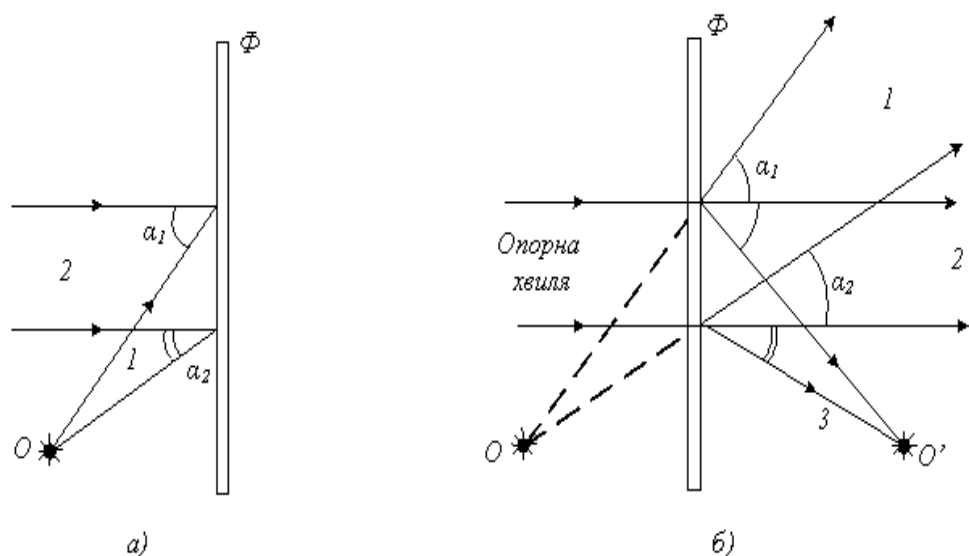


Рис. 22.4. Принцип запису і відновлення голографічного зображення.

Процес голографії є двоступінчатим: на першій стадії голограма записується, на другій прочитується; при прочитуванні голограми відтворюється початкова об'єктна світлова хвиля (неначебто сам об'єкт як і раніше відбивав світло);

При фотографуванні інформація передається по ланцюжку: об'єкт>світлова хвиля>фотопластина>око. В голографії ж інформація передається по іншому ланцюжку: об'єкт>світлова хвиля>фотопластина (голограма)>світлова хвиля>око. При цьому обидві світлові хвилі, фігуруючі в останньому ланцюжку, є еквівалентними. Тому при розгляді голограми (освітленою опорною хвилею) око спостерігача сприймає не двовимірне зображення об'єкта, а сам об'єкт як він є.

При прочитуванні голограм тривимірних реальних об'єктів спостерігають саме тривимірні реальні об'єкти. Голограма відтворює об'ємне зображення, що має з оптичної точки зору властивості реального об'єкта.

Голографічний метод одержує широке практичне застосування для вирішення різних завдань, таких, як розпізнавання образів, побудова блоків пам'яті великої місткості, введення і виведення інформації, в технології виготовлення мікросхем і багатьох інших.

Закріплення матеріалу

- 22.1. Наведіть визначення когерентності.
- 22.2. Когерентність світлових хвиль.
- 22.3. Інтерференційна картина від двох когерентних джерел.
- 22.4. Застосування когерентного випромінювання.
- 22.5. Принципи голографії.

Список літератури використаної в Лекції 22

1. http://posibnyky.vntu.edu.ua/mikro_el/86.htm
2. <http://dovidka.biz.ua/yaki-hvili-nazivayut-kogerentnimi/>
3. <https://uk.wikipedia.org/wiki/Когерентність>
4. <https://fizmat.7mile.net/hvilova-optika/interferentsiia-svitla-koherentnist-svitlovykh-khvyl.html>
5. <http://vidpo.net/shho-take-kogerentnist.html>

6. <https://studfiles.net/preview/5740575/page:3/>
7. http://www.bog5.in.ua/lection/wave_optics_lect/lect1_wave_ukr.html
8. <http://dspace.nbuiv.gov.ua/handle/123456789/43700>
9. https://ukrainian_explanatory.academic.ru/70415/когерентність
10. <https://sites.google.com/site/qwerty345123567/plan-konspekti-11-klas/hvilova-j-kvantova-optika/urok-41-interferencia-svitla>
11. <http://um.co.ua/9/9-7/9-78387.html>
12. http://4exam.info/book_170_glava_26_4.2._Kogerentni_dzherela_viprominjuvannja._Lazeri.html
13. <https://studopedia.info/1-40492.html>
14. https://studopedia.ru/12_46216_prostorova-ta-chasova-kogerentnist-viprominyuvannya.html
15. <http://ignatenko.sumdu.edu.ua/wp-content/uploads/L61.pdf>
16. <http://e-tech.pp.ua/12866-kogerentn-hvil.html>
17. http://www.dut.edu.ua/uploads/1_616_18066024.pdf
18. <http://www.scribub.com/limba/ucraineana/65959.php>
19. http://mostenets.at.ua/load/pedagogichna_dijalnist_kogerentnist_interferencija_svitla_ta_jiji_zastosuvannja_v_tekhnici_vidkitij_urok_fizika_11_klas/4-1-0-50
20. <http://buklib.net/books/30161/>

РОЗДІЛ 5

ФОКУСУВАННЯ І КОЛІМУВАННЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Лекція 23

МЕТОД ЕКВІВАЛЕНТНОГО КОНФОКАЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА

Мета лекції: розгляд терміну конфокальний резонатор; вивчення графіків розподілу поля на дзеркалах(номограми); висновки та рекомендації; ознайомлення с методом еквівалентного конфокального параметра та еквівалентність по дифракційним втратам.

Зміст лекції:

- 23.1. Конфокальний резонатор
- 23.2. Графіки розподілу поля на дзеркалах(номограми)
- 23.3. Висновки і рекомендації
- 23.4. Метод еквівалентного конфокального параметра
- 23.5. Еквівалентність по дифракційним втратам

23.1 Конфокальний резонатор

Конфокальним називається відкритий резонатор, утворений однаковими сферичними дзеркалами, радіуси кривизни яких рівні довжині резонатора (рис. 23.1).

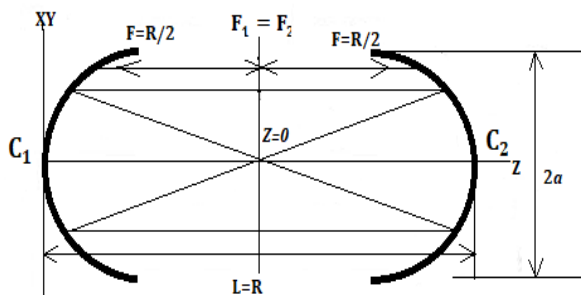


Рис.23.1 Схема конфокального резонатора

Центр кривизни одного дзеркала лежить на поверхні другого. Фокусна відстань сферичного дзеркала $\frac{1}{2}$ його радіуса кривизни. Тому фокуси відбивачів збігаються і внаслідок чого резонатор називається конфокальним.

Інтерес до такого резонатору обумовлений зручністю його юстування (на відміну від плоско-паралельного резонатора Фабрі–Перо), що не вимагає строгої паралельності відбивачів один одному.

Необхідно лише, щоб вісь конфокального резонатора перетинала кожен відбивач досить далеко від його краю, щоб уникнути великих дифракційних втрат.

Конфокальний резонатор: $G_1=0=G_2, N_\phi \gg 1$

$$U_m(X_2) \cdot \gamma_m = \frac{a_1}{\sqrt{2\pi N_\phi}} C \int_{-\infty}^{+\infty} U_m(X_1) e^{-jX_1 X_2} dX_1 \quad (23.1)$$

(23.1) – перетворення Фур'є.

Таке інтегральне рівняння може бути вирішено точно

$$U_m(x) = C_m H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{a}\right) e^{-\frac{x^2}{a^2}} \quad (23.2)$$

(23.2)–гаусівський пучок.

Якщо кінцеве число Френеля $N_\phi < 1$ –рівняння має інше рішення. Отримане рішення відноситься до конфокального резонатору тільки при умові, якщо $N_\phi \gg 1$.

При кінцевих значеннях числа Френеля вихідне рівняння

$$\frac{a_1}{\sqrt{2\pi N_\phi}} \int_{-\sqrt{2\pi N_\phi}}^{+\sqrt{2\pi N_\phi}} U_m(X_1) e^{-\frac{j}{2}[X_1^2 G_1 + X_2^2 G_2 - 2X_1 X_2]} dX_1 = U_m(X_2) \cdot \gamma_m \quad (23.3)$$

приймає вигляд:

$$U_m(X_2) \cdot \gamma_m = \frac{a_1}{\sqrt{2\pi N_\phi}} C \int_{-\sqrt{2\pi N_\phi}}^{+\sqrt{2\pi N_\phi}} U_m(X_1) e^{-jX_1 X_2} dX_1 \quad (23.4)$$

Це рівняння має точне рішення у вигляді спеціальних функцій - сфероїдальних витягнутих кутових функцій і витягнутих радіальних функцій.

$$U_m(X, Y) = S_{om}(2\pi N_\phi; \frac{X}{\sqrt{2\pi N_\phi}}) \cdot S_{on}(2\pi N_\phi; \frac{Y}{\sqrt{2\pi N_\phi}}) \quad (23.5)$$

(23.5) – розподіл поля на дзеркалах.

Власні числа $\dot{\gamma}_{mn}$:

$$\dot{\gamma}_{mn} = \frac{1}{4N_\phi} \cdot \frac{e^{jkL}(j)^{-(m+n+1)}}{R_{om}(2\pi N_\phi) \cdot R_{on}(2\pi N_\phi)}, \quad (23.6)$$

де S_{om} , S_{on} – сфероїдальні витягнуті кутові функції, R_{om} , R_{on} – витягнуті радіальні функції (ф-я Ламера).

(23.6) – відповідає за амплітуду і додаткову фазу.

23.2 Графіки розподілу поля на дзеркалах(номограми)

Для ілюстрації рішення резонатора розглянемо графік розподілу поля на дзеркалі резонатора для двох чисел Френеля.

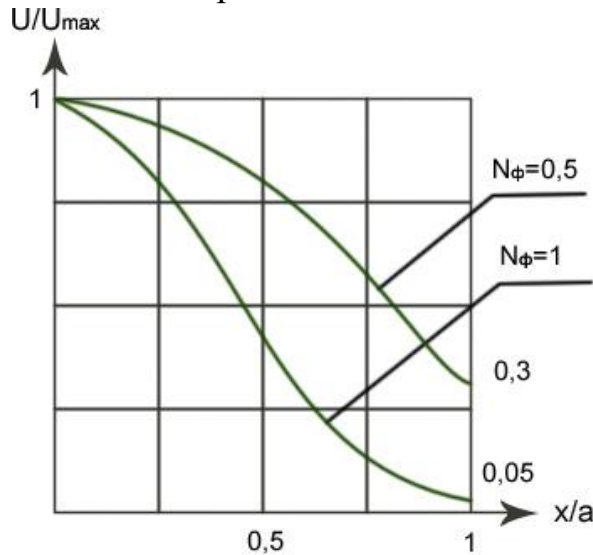


Рис.23.2 Схематичне зображення моди TEM_{00}

$x/a=1$ –край дзеркала.

23.3 Висновки і рекомендації

Збільшення числа Френеля призводить до різкого зменшення амплітуди поля на краю дзеркала, що різко зменшує дифракційні втрати. Цей розподіл схоже на TEM_{00} .

Найважливіша особливість конфокального резонатора полягає в тому, що в ньому досягається високий ступінь виродження власних мод: моди, мають різний набір індексів резонаторних мод m , n , і N -число півхвиль, можуть мати співпадаючі частоти.

Значення власної частоти резонатора λ не зміниться, якщо суму поперечних індексів $m + n$ збільшити на ціле число $2K$ ($K = 1, 2, 3 \dots$), а індекс N зменшити на K .

Мінімальний частотний інтервал між парними і непарними модами резонатора, сума поперечних індексів яких $m+n$ є відповідно парній і непарній, дорівнює $c/4d$.

23.4 Метод еквівалентного конфокального параметра

Розглянемо форми каустики поля

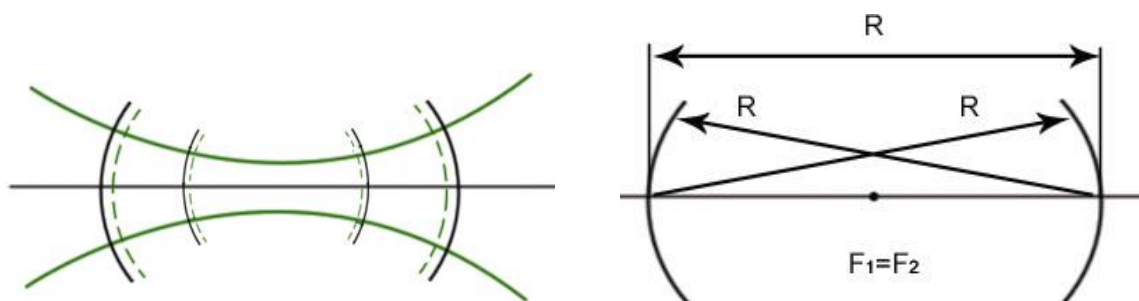


Рис.23.3 Форми каустики поля

Якщо є стійкий резонатор, то існує його каустика. Для однієї каустики може бути багато резонаторів, в тому числі можна вибрати конфокальний резонатор.

$$\{R1, R2, L\} \Rightarrow (ka_0^2 / 2) \Rightarrow K\Phi P \quad (23.7)$$

Від стійкого резонатора переходимо до конфокального з урахуванням числа Френеля.

Можна перейти від сталого резонатора до конфокального резонатора, що має аналогічні дифракційні втрати (еквівалентні). Дифракційні втрати розраховуються по номограмі конфокального резонатора.

23.5 Еквівалентність по дифракційним втратам

Якщо скористатися формулами $a(z)$, то

$$N_\phi = \frac{a_1 a_2}{\lambda L}, \quad (23.8)$$

де a_1, a_2 -розміри дзеркал відповідно.

Для КФР

$$a_0 = \sqrt{\frac{\lambda L}{2\pi}}, \quad (23.9)$$

де a_0 – радіус перетяжки ДП, радіус розподілу ГП на дзеркалі.

$$a(z_2) = \sqrt{2a_0} = \sqrt{\frac{\lambda L}{\pi}} \quad (23.10)$$

$$N_\phi = \frac{a_0^2}{\pi a^2(z_2)} \quad (23.11)$$

Коли $a_2 \gg a(z_2)$, $N_\phi \gg 1$, то дифракційні втрати малі,
а коли $a_2 < a(z_2)$, $N_\phi \leq 1$ – дифракційні втрати великі.

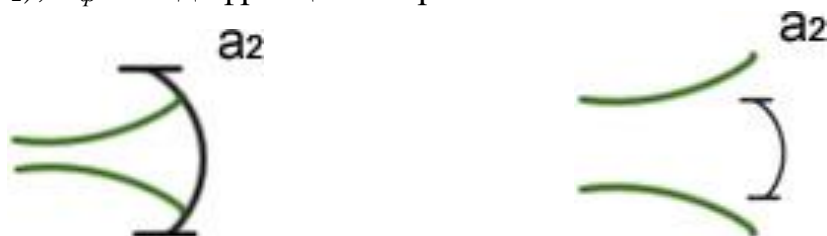


Рис.23.4 Схема дифракційних втрат

Таким чином дифракційні втрати залежать від радіуса пучка і розміру дзеркала

$$N_{\phi.екв} = \frac{a_1^2}{\pi\lambda L} \sqrt{\frac{g_1}{g_2} (1 - g_1 g_2)} \quad (23.12)$$

Втрати визначаються за номограмою втрат для КФР.

Закріплення матеріалу

- 23.1. Назвіть особливості конфокального резонатора.
- 23.2. Від яких параметрів резонатора залежать втрати випромінювання.
- 23.3. Що таке еквівалентність по дифракційним втратам
- 23.4. Форми каустики розподілу поля.
- 23.5. Визначення гаусівського пучка.

РОЗДІЛ 5 ФОКУСУВАННЯ І КОЛІМУВАННЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Лекція 24

ФОКУСУВАННЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Мета лекції: розгляд параметрів пучка випромінювання на виході резонатора

Зміст лекції:

24.1. Параметри пучка випромінювання на виході резонатора

24.1 Параметри пучка випромінювання на виході резонатора

Випромінювання лазера формується у вигляді світлового пучка. Воно відрізняється від плоскої хвилі неоднорідністю розподілу інтенсивностей, кривизною фазового фронту і розширенням пучка при його поширенні. Для отримання пучка з заданими параметрами необхідно перетворювати вихідне чи прийняте випромінювання лазера.

При розробленні оптичних систем для перетворення оптичного випромінювання потрібно враховувати властивості випромінювання лазера – його монохроматичність, вузьку спрямованість, високу інтенсивність і когерентність.

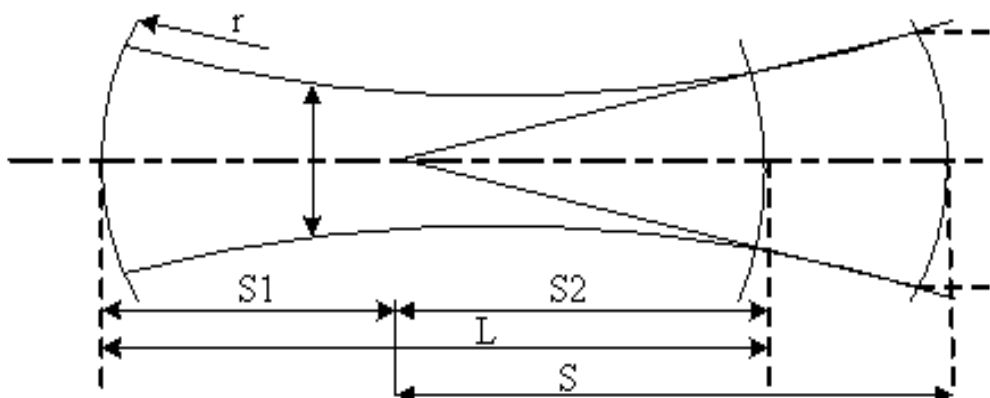


Рис .24.1 Структура лазерного пучка

Лазерний пучок, що виходить з оптичного резонатора (складається з двох сферичних чи сферичного і плоского дзеркал), не є пучком гомоцентричних променів (рис. 24.1). Промені спрямовані по нормалях до хвильового фронту, що поблизу осі можна вважати сферичним.

У деякому перерізі лазерний пучок має мінімальний розмір (перетяжку) де хвильовий фронт вироджується в площину. Положення перетяжки щодо вершин дзеркал резонатора визначають за формулами

$$S1 = L(r_2 + L) / (2L - r_1 + r_2) \quad (24.1)$$

$$S2 = L(r_1 - L) / (2L - r_1 + r_2), \quad (24.2)$$

де L – відстань між дзеркалами;

r_1, r_2 – радіуси кривизни дзеркал.

Діаметр перетяжки знаходять з виразу

$$2y = \sqrt{2\lambda R_E / \pi}, \quad (24.3)$$

де R_E – конфокальний параметр резонатора, що визначається за формулою

$$R_E = \frac{2\sqrt{(r_1 - L)(r_2 + L)(L - r_1 + r_2)L}}{2L - r_1 + r_2} \quad (24.4)$$

Якщо одне з дзеркал резонатора плоске, то з формул (24.1) і (24.2) зробимо висновок, що перетяжка збігається з цим дзеркалом.

Пучок променів, що виходять з лазера, має плоский хвильовий фронт, якщо обидва дзеркала резонатора плоскі.

Радіус R хвильового фронту і діаметр $2y_\xi$ перерізу пучка в довільному місці відповідно рівні:

$$R = (1 + \xi^2) R_E / 2\xi \quad (24.5)$$

$$2y_\xi = 2y\sqrt{1 + \xi^2}, \quad (24.6)$$

де $\xi^2 = 2S / R_E$ - відносна координата перерізу;

S – відстань від площини перетяжки.

Кут розходження 2ω лазерного пучка для основної моди

$$2\omega = 2\sqrt{2\lambda / (\pi R_E)} = 2\lambda / \pi y \quad (24.7)$$

Для отримання великих значень енергетичної освітленості, створюваної лазером, потік його випромінювання необхідно сконцентрувати у пляму мінімальних розмірів. Цією плямою, мабуть, може бути перетяжка лазерного пучка, перетвореного оптичною системою (рис. 24.2, а), а після проходження лазерного пучка через розсіювальну тонку систему (рис. 24,2, б).

Кут розходження перетвореного пучка збільшується, а перетяжка виходить уявною.

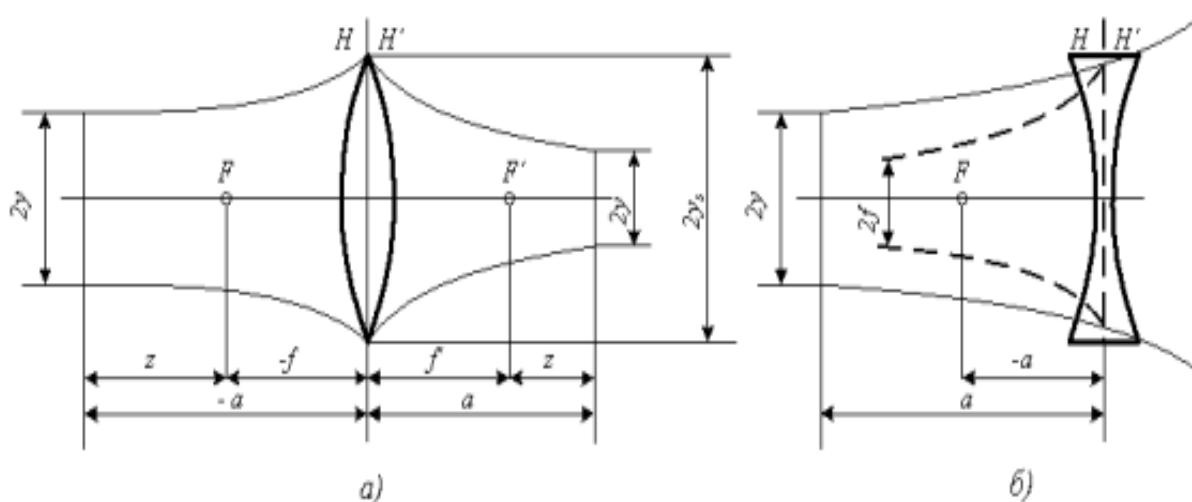


Рис. 24.2 Оптична система

Нижче наведено розрахункові формули, що дозволяють визначити параметри перетвореного лазерного пучка після проходження через тонку оптичну систему з фокусною відстанню f' .

$$R_E^t = \frac{R_E}{(1 + a/f') + [R_E/(2f')]^2} \quad (24.8)$$

$$R_E^t = 4R_E f'^2 / (4z^2 + R_E^2) \quad (24.9)$$

$$1 - a/f' = \frac{1 + a/f'}{(1 + a/f')^2 + [R_E/(2f')]^2} \quad (24.10)$$

$$z^t = -4zf'^2 / (4z^2 + R_E^2), \quad (24.11)$$

де R_E^t , R_E – конфокальні параметри,

R , R' – радіуси кривизни хвильового фронту, що входить і виходить із системи,

a , a' , z – відстані, що характеризують положення перетяжок щодо головних площин і відповідних фокальних площин оптичної системи.

Діаметр перетяжки $2y'$ і кут розходження 2ω –перетвореного пучка визначають за формулами відповідно:

$$2y' = \sqrt{2\lambda R'_E / \pi} \quad (24.12)$$

$$2\omega' = 2\sqrt{2\lambda / (\pi R'_E)} = \frac{2\lambda}{\pi y'} \quad (24.13)$$

З (24.11) виходить, якщо $z=0$, тобто якщо перетяжка лазерного пучка знаходиться в передній фокальній площині системи, то перетяжка перетвореного пучка буде розташована в задній фокальній площині.

Щоб зменшити розмір перерізу перетяжки перетвореного пучка, необхідно зменшити конфокальний параметр цього пучка, що може бути досягнуто за рахунок збільшення фокусної відстані.

Для повного використання потоку випромінювання лазера діаметр вхідної зіниці оптичної системи повинен бути не менший діаметра перерізу лазерного пучка в площині вхідної зіниці. При збільшенні відстані a зростає діаметр вхідної зіниці, а отже, і відносний отвір системи, тому оптичну систему необхідно розміщувати поблизу лазера.

Нижче наведений найбільш прийнятний порядок габаритного розрахунку системи, яка фокусує лазерне випромінювання. Розрахунок виконується за умови, що тип лазера обраний і, отже, відомі його параметри. Крім того, за технічними умовами відомий діаметр перетяжки перетвореного пучка.

Таким чином, при розрахунку фокуруючої системи визначають в наступній послідовності:

- -діаметр перетяжки і конфокальний параметр за формулами (24.3) і (24.4);
- -конфокальний параметр R'_E перетвореного пучка з виразу (24.9) за заданим діаметром $2y'$ перетяжки;
- -фокусна відстань оптичної системи з виразів (24.8) чи (24.9) (відстані a та z вибирають з конструктивних міркувань);
- -діаметр вхідної зіниці D (для тонкої системи $D_{Т.С.}=D$);
- -положення a' та z перетяжки перетвореного пучка за формулами (24.8) і (24.10).

При малому значенні фокусної відстані системи для зручності експлуатації рекомендується застосовувати оптичну систему, що складається з двокомпонентної афокальної насадки та об'єктива(Рис. 24.3).

Така система дозволяє збільшити відстань від останнього компонента до перетяжки перетвореного пучка променів. Еквівалентна фокусна відстань цієї системи

$$f'_E = -(f'_1 / f'_2) f'_3 = \gamma f'_3, \quad (24.14)$$

де f'_1, f'_2, f'_3 – фокусні відстані компонентів;

γ – кутове збільшення насадки.

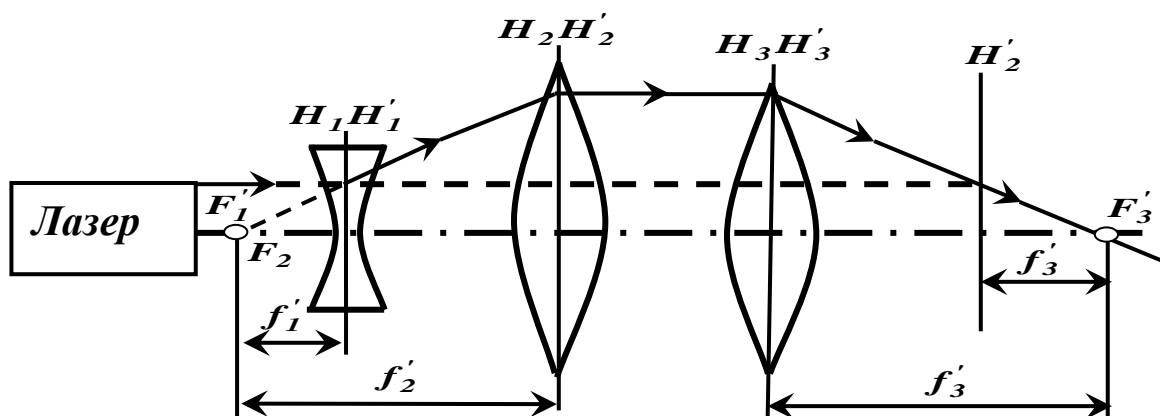


Рис. 24.3. Багатокомпонентна оптична система фокусування лазерного випромінювання

Розмір(діаметр) плями зфокусованого оптичною системою пучка лазерного випромінювання визначимо за формулою

$$d = 2f'_E \operatorname{tg} \omega = 2f'_3 \operatorname{tg} \omega$$

Розрахунок дво-, трикомпонентних оптичних систем, використовуваних для фокусування лазерного випромінювання, виконується шляхом послідовного застосування формул (24.8) – (24.10) для кожного компонента

Закріплення матеріалу

- 24.1. Чому на виході резонатора пучок випромінювання розходитьься.
- 24.2. Від яких параметрів залежить розходження лазерного випромінювання
- 24.3. Якою оптичною системою можна зменшити розмір плями сфокусованого випромінювання.
- 24.4. Назвіть етапи розрахунку фокусувальної системи лазерного випромінювання.
- 24.5. Для чого використовують багатокомпонентні фокусувальні системи.

РОЗДІЛ 5

ФОКУСУВАННЯ І КОЛІМУВАННЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Лекція 25

КОЛІМУВАННЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Мета лекції: розгляд оптичної схеми фокусуєної системи; методика розрахунку оптичної системи; висновки.

Зміст лекції:

- 25.1. Оптична схема фокусуєної системи
- 25.2 Методика розрахунку оптичної схеми
- 25.3. Висновки

25.1 Оптична схема фокусуєної системи

Збільшення просторової щільності потоку випромінювання лазера при передаванні його енергії на великі відстані обумовлює необхідність зменшення кута розходження. “Ідеальний” лазер, що має плоский хвильовий фронт, генерує пучок променів, кут розходження якого визначається дифракцією

$$2\omega_d = 1,22\lambda / d \quad (25.1)$$

де d – діаметр вихідного торця активного елемента лазера.

Застосовувані на практиці лазери мають кути розходження більше $2\omega_d$ і для різних типів лазерів ці кути складають від декількох хвилин до декількох градусів. Для зменшення кута розходження лазерних пучків використовуються двокомпонентні лінзові чи дзеркальні насадки, що складаються з першої негативної і другої позитивної компоненти (обернена телескопічна система показана далі на рис.25.1).

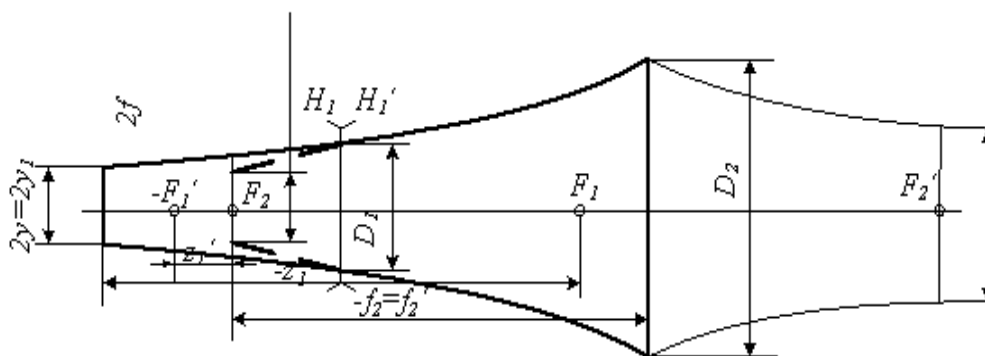


Рис.25.1 Двокомпонентна система для зменшення розходження лазерного пучка

Основними характеристиками афокальної насадки для лазера є:

- кутове збільшення γ ,
- кутове поле 2ω ,
- діаметр входної зіниці D ,
- положення входної зіниці a_R щодо першого компонента,
- довжина насадки L ,
- довжина хвилі λ випромінювання лазера.

Кутове збільшення розраховують з урахуванням виразів (24.7), (24.13) – (24.15) за формулою:

$$\gamma = 2\omega' / 2\omega = 2y' = \sqrt{R_E / R_E'}, \quad (25.2)$$

де $2y = 2y_1$ і $2y = 2y_2$,

$R_E = R_{E1}$ і $R_E = R_{E2}$ – діаметри перетяжок і конфокальні параметри лазерного і перетвореного пучків променів.

Кутове поле 2ω визначається кутом розходження пучків променів у просторі зображень. Діаметр входної зіниці D дорівнює діаметру вихідного торця активного елемента лазера d і діаметру $2y$ перетяжки лазера.

Положення a_p входної зіниці визначається відрізком a_1 від перетяжки лазера до першої компоненти.

Довжина насадки

$$L = f_1 + f_2, \quad (25.3)$$

де f_1, f_2 – задні фокусні відстані компонентів насадки.

Для забезпечення мінімального розходження пучка після оптичної системи необхідно з'єднати перетяжку пучка, перетвореного першою компонентою, з передньою фокальною площиною другої компоненти. Відстань (оптичний інтервал Δ), що визначає зсув заднього фокуса першої компоненти відносно переднього фокуса другої компоненти згідно з (24.11):

$$\Delta = z_1' = -\frac{z_1}{\left(z_1 / f_1'\right) + \left(R_{E1} / 2f_1'\right)^2} \quad (25.4)$$

Кутове збільшення розфокусованої системи

$$\gamma\Delta = \sqrt{R_{E1} / R_{E2}'} = R_{E1} f_1' / \left(f_2' \sqrt{4z_1'^2 + R_{E2}^2}\right) \quad (25.5)$$

При $\Delta=0$ кутове збільшення афокальної насадки визначається залежністю

$$\gamma = -f_1 / f_2 \quad (25.6)$$

З аналізу формул (25.2), (25.5), (25.6) видно, що кут γ розходження пучка після розфокусованої системи менший, ніж після афокальної насадки.

25.2 Методика розрахунку оптичної схеми

Таким чином, при розрахунку розглянутої двокомпонентної системи для зменшення розходження пучка лазера на підставі формул, отриманих з дифракційної теорії, визначають такі величини (за умови, що тип лазера, λ , R_E , $2y$, 2ω – попередньо відомі):

- кутове збільшення γ насадки за формулою (25.2);
- діаметр D_1 першої компоненти за формулою (24.5), де $x = 2a_1 / R_E$; a_1 – положення перетяжки лазера відносно головних площин першої компоненти (вибирається з конструктивних міркувань);
- фокусна відстань першої компоненти f_1' (відношення D_1 / f_1' обирають не вище ніж 1/5);
- Δ – оптичний інтервал знаходять за формулою (25.4), де $z_1 = a_1 + f_1'$, $R_{E1} = R_E$;
- конфокальний параметр R_{E1} пучка, перетвореного першою компонентою, за формулою

$$R_{E1}' = \frac{R_{E1}}{\left(1 + a / f_1'\right)^2 + \left[R_{E1} / \left(2f_1'\right)\right]^2} \quad (25.7)$$

- діаметр $2y_1$ перетяжки пучка, перетвореного першою компонентою

$$2y_1' = \sqrt{2\lambda R_{E1}' / \pi} \quad (25.8)$$

- фокусна відстань другої компоненти з (25.5)

$$f_2' = f_1' R_{E1}' / \left(\Delta\gamma \sqrt{4z_1'^2 + R_{E1}'^2} \right) \quad (25.9)$$

- діаметр D_2 другої компоненти:

$$D_2 \geq 2y_2' \sqrt{1 + \xi_2'^2} = 2y_1' \sqrt{1 + \xi_2'^2} \quad (25.10)$$

де $x_2 = 2a_2 / R_{E2}' = -2f_2' / R_{E1}'$.

Розрахунок насадки на основі законів геометричної оптики аналогічний розрахунку телескопічної системи для конкретного лазера (λ , D , 2ω – відомі).

Нижче наведені розрахункові формули:

$$g = 2\omega' / 2\omega; D' = D / g; D_1 = D + 2aR\omega; D_2 = D' \quad (25.11)$$

$$f_1' = D_1 K; f_2' = -f_1' / g; L = f_1' + f_2' \quad (25.12)$$

де K – діафрагмове число, яке не має бути більше 3 (іноді 2).

В даній лекції було розглянуто перетворення лазерних пучків тільки в гаусовому наближенні. Оптична система вважається ідеальною, якщо світловий пучок, що входить в неї, знову перетворюється в чисто гаусовий пучок. Це можливо тільки за умови, що оптична система не вносить додаткових спотворень у форму хвильового фронту. При розрахунку оптичних систем, коли необхідно знати точну структуру лазерного пучка, сформованого системою, може бути рекомендований метод скалярної теорії дифракції.

Розбіжність світлового пучка у просторі характеризується тілесним кутом, в межах якого поширюється основна частина випромінювання. Нелазерні джерела світла мають малу направленість випромінювання (в межах тілесного кута від 2π до 4π), інтенсивність якого змінюється відповідно до закону Ламберта.

На великій відстані від джерела сферична хвиля наближається до плоскої, якій властива так звана дифракційна розбіжність (формула 24.13).

Однак розбіжність лазерного випромінювання пов'язана не тільки з дифракцією плоских хвиль на вихідній апертурі лазера, але і з геометрією оптичного резонатора. Тому поруч з дифракційною відрізняють також геометричну розбіжність лазерного випромінювання, що характеризується кутом $\omega_{\text{геом}}$.

Повний кут розбіжності для моди TEM_{mn} дорівнює

$$\omega_{\Sigma} = \omega_{\text{дифр}} + \omega_{\text{геом}} = \frac{2,44\lambda}{d} + 0,939 \sqrt{\frac{\lambda}{R_e}} \sqrt{m(m+1)+n(n+1)} \quad (25.13)$$

При цьому $R_e = \frac{2l\sqrt{g_1g_2(1-g_1g_2)}}{g_1+g_2-2g_1g_2}$, $g_1 = 1 - \frac{1}{R_1}$, $g_2 = 1 - \frac{1}{R_2}$ – параметри

конфокальності резонатора, R_1 та R_2 – радіуси лазерних дзеркал.

При вимірюванні розбіжності лазерного променя необхідно враховувати структуру поля у ближній та дальній зонах. Дифракція на вихідній апертурі, розсіювання на неоднорідностях активного середовища призводять до створення сильно розбіжної компоненти випромінювання, яка зменшується практично до нуля на відстані $z_0 = d^2/l$ (z –напрямок розповсюдження випромінювання).

При $z > z_0$ розповсюджується компонента випромінювання з практично плоским фронтом, яка добре описується наближенням Фраунгофера.

Таким чином, при $z < z_0$ формується ближня зона лазерного променя (область Френеля), а при $z > z_0$ – дальня зона (область Фраунгофера). Розбіжність лазерного променя визначають у дальній зоні, хоча це й не завжди можливо у лабораторних умовах (наприклад, для $d=2$ мм та $l=0,44$ мкм величина $z_0 \gg 9$ м)

25.3 Висновки

Висока щільність енергії і потужність лазерних пучків, можливість фокусування лазерного випромінювання в пляму малих розмірів, використання в лазерних системах термоядерного синтезу у таких технологічних процесах як лазерна різка, зварювання, свердління, поверхневе загартовування та розмірна обробка різних деталей. Ці ж властивості і спрямованість лазерного випромінювання забезпечують успішне застосування лазерів у військовій техніці.

Спрямованість лазерного випромінювання, його мала розбіжність застосовуються при прокладанні напрямків (у будівництві, геодезії, картографії), для ціленаведення і цілевказівки, в локаціях, в тому числі і для вимірювання відстаней до штучних супутників Землі, в системах зв'язку через космос і підводного зв'язку.

Зі створенням лазерів відбувся колосальний прогрес у розвитку нелінійної оптики, дослідженні та використанні таких явищ як генерація гармонік, самофокусування світлових пучків, багатофотонного поглинання, різних типів розсіювання світла, викликаних полем лазерного випромінювання.

Закріплення матеріалу

- 25.1. Що таке оптичний інтервал.
- 25.2. Для чого колімують лазерне випромінювання.
- 25.3. Перелічіть послідовність розрахунку оптичної системи для колімування лазерного випромінювання.
- 25.4. Основні показники афокальної насадки для лазера.
- 25.5. Дифракційна межа розходження лазерного випромінювання.

Список використаної літератури в Лекції 25

1. Ананьєв Ю. А. Оптичні резонатори та проблеми розбіжності оптичного випромінювання. – М.: Наука, 1979.
2. Биков В.П., Силичев О.О. Лазерні резонатори, - М: Физматліт, 2003.
3. Принципи лазерів / Пер. под науч. ред. Т. А . Шмаонова. 4-е вид. — СПб.: Видання «Лань», 2008. — 720 с : іл.
4. Храмов В.Ю. Розрахунок елементів лазерних систем для інформаційних та технологічних комплексів. Навчально-методичний посібник. СПб: СПбГУ ІТМО, 2008, 79 с.
5. Вайнштейн Л. А., Відкриті резонатори та відкриті хвилеводи, М., 1966.
6. Довідник по лазерам, пер. з англ. під ред. А. М Прохорова, т. 2, М., 1978, гл. 22, 23.

РОЗДІЛ 6 ВЗАЄМОДІЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З МАТЕРІАЛАМИ

Лекція 26

ПОГЛИНАННЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В НЕПРОЗОРИХ МАТЕРІАЛАХ

Мета лекції: розгляд термодинаміки нагрівання матеріалу; плавлення матеріалів пучком сфокусованого лазерного випромінювання; випаровування матеріалів сфокусованим пучком лазерного випромінювання.

Зміст лекції:

- 26.1. Вступ
- 26.2. Термодинаміка нагрівання матеріалу
- 26.3. Плавлення матеріалів пучком сфокусованого лазерного випромінювання
- 26.4. Випаровування матеріалів сфокусованим пучком лазерного випромінювання

26.1 Вступ

Фізичні явища, які відбуваються при поглинанні сфокусованого лазерного випромінювання великої щільності потужності, дуже складні і ще повною мірою вченими не вивчені. Поглинання лазерного випромінювання може призвести до різних ефектів залежно від виду та властивостей поглинаючого матеріалу, щільності та потужності поглиненого випромінювання та тривалості впливу лазерного пучка на матеріали.

Застосування лазерів для обробки матеріалів та електронних технологій у приладобудуванні ґрунтується головним чином на термічних ефектах поглинання лазерного випромінювання (нагрівання, плавлення та випаровування матеріалу). Інші ефекти поглинання лазерного випромінювання, наприклад, утворення плазми, нелінійні оптичні явища самофокусування та самолокалізації пучка вивчаються в інших розділах фізики.

26.2 Термодинаміка нагрівання матеріалу

Основне застосування лазерів в обробці матеріалів та електронної технології полягає в поглинанні сфокусованого лазерного випромінювання різними непрозорими матеріалами. Наведені дослідження та отримані в результаті основ стосувалися металів і дозволили фізично інтерпретувати явище та створити наближений аналітичний опис, який частково можна застосувати і до неметалевих твердих тіл.

Глибина проникнення випромінювання не перевищує 10^{-5} см. Початкова фаза поглинання полягає у впливі лазерного випромінювання на вільні або пов'язані електрони, що викликає збільшення їхньої енергії. Вплив цих електронів на кристалічні ґрати та інші електрони викликає збільшення температури матеріалу. Час передачі енергії електронами при їх зіштовхуванні становить $10^{-12} \div 10^{-14}$ см, а час передачі енергії електрону кристалічних ґрат – 10^{-11} сек.

Прирошення поглинаємої енергії лазерного випромінювання в теплову енергію матеріалу відбувається майже миттєво, тому температура поверхні матеріалу в ділянці впливу швидко зростає та приблизно зберігає розподіл відповідні розподілу щільності потужності поперечного перерізів сфокусованого лазерного пучка. Одночасно відбувається перенесення тепла в глиб матеріалу. Для гаусового розподілу потужності випромінювання у фокусі розподіл температури в матеріалі, що отримується в результаті теплопровідності, описується наступною залежністю:

$$T(r, z, t) = \frac{2P}{\rho \cdot c \cdot (4\pi \cdot a)^{3/2}} \cdot \int_0^t \frac{1}{(\tau + t)\sqrt{t}} \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{4a \cdot t} - \frac{r^2}{4a(\tau + t)}\right) dt, \quad (26.1)$$

а температура поверхні матеріалу в центрі фокусу визначається:

$$T_0(0, 0, t) = \frac{P_0}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot (4\pi \cdot a\tau)^{1/2}} \cdot \arctg\left(\frac{t}{\tau}\right)^{1/2}, \quad (26.2)$$

де T – температура в певний час; P – повна потужність поглинаючого випромінювання; P_0 – потужність випромінювання у центрі фокуса; r_0 – радіус світлової плями на поверхні матеріалів при якому потужність випромінювання зменшується в P_0/e ; t – час; z – координата перпендикулярна поверхні;

r - радіальна координата, перпендикулярна z ; c – питома теплоємність матеріалу; ρ – щільність матеріалу, a – коефіцієнт температуропровідності матеріалу.

Не вся енергія пучка випромінювання витрачається на збільшення температури матеріалу. Значна частина випромінювання відбивається від поверхні матеріалу.

Підвищення температури поверхні матеріалу під час впливу лазерного пучка викликає зменшення коефіцієнта відображення. Це явище спостерігається як при малих (до 10^7 Вт/см²), так і при великих (до 10^{10} Вт/см²) щільностях потужності випромінювання у фокусі. Невеликі, зазвичай не враховані, втрати потужності випромінювання викликає термоелектронна емісія та ремісія випромінювання з нагрітої поверхні, що абсорбує. Вплив фотоелектронної емісії, враховуючи поглинання 2-х квантів, береться до уваги лише за дуже великої щільності потужності падаючого випромінювання.

26.3 Плавлення матеріалів пучком сфокусованого лазерного випромінювання

Визначення оптимальних параметрів плавлення має велике значення, зокрема, при використанні лазерів для імпульсного або безперервного зварювання. Метою теоретичного аналізу є визначення товщини розплавленого шару та тривалості плавлення до моменту початку бурхливого випаровування на поверхні матеріалу.

Модель матеріалу приймається у вигляді напівнескінченного простору, а інтенсивність лазерного випромінювання вважається рівномірно розподіленою по всій поверхні, що абсорбує. Для металів максимальна глибина розплавленого шару h наближено без урахування втрат на теплопровідність визначається залежністю:

$$h = \frac{0,16 \cdot (Q^2 t_p - Q^2 t_t)}{\rho \cdot C_t \cdot Q} \quad (26.3)$$

$$Q = q_0 \cdot (1 - R) \quad (26.4)$$

де Q -тепло, виділене в матеріалі в результаті поглинання лазерного випромінювання інтенсивністю q_0 , R -коефіцієнт відбиття випромінювання від

поглинаючої поверхні; t -час від початку поглинання лазерного випромінювання до початку плавлення поверхні матеріалів; t_p -час від початку поглинання лазерного випромінювання до початку бурхливого випаровування поверхні матеріалу; ρ – щільність матеріалу; C_t - теплота плавлення матеріалу.

Час від початку поглинання лазерного випромінювання до початку плавлення або до початку бурхливого пароутворення і максимальна глибина розплавленого шару змінюється залежно від фотохімічних властивостей матеріалу та щільності випромінювання. Плавлення матеріалу відбувається також у присутності інтенсивного пароутворення. Проведені експериментальні дослідження показали, що плавлення матеріалу без інтенсивного пароутворення має місце тільки в короткому періоді часу t_p-t_i .

Максимальна глибина розплавленого шару без випаровування матеріалу при використанні, наприклад, імпульсних рубінових або неодимових лазерів не перевищує 0,5 мм. Для отримання більшої глибини необхідно використовувати лазери безперервної дії.

Однак у разі плавлення металу при використанні лазера безперервної дії (наприклад, при зварюванні) впливу лазерного пучка занадто тривалі, щоб не враховувати ефекту передачі тепла за рахунок теплопровідності в глиб матеріалу. При переміщенні металевого елемента, що зварюється, необхідно враховувати швидкість руху деталі, або сфокусованого пучка по її поверхні.

Важливо також оцінити коефіцієнт використання потужності безперервного лазерного пучка (термічний ККД E); максимальна теоретична величина термічного ККД є 0,484. Ця величина показує, що мах 48,4% енергії лазерного пучка витрачається на плавлення матеріалу, а решта відводиться із зони впливу теплопровідністю.

Отримані практично величини E – близько кількох відсотків. Додатковою складністю аналізу теплообміну при безперервності дії лазерного пучка є явище теплових хімічних реакцій у розплавленому матеріалі.

26.4 Випаровування матеріалів сфокусованим пучком лазерного випромінювання

Інтенсивне випаровування поверхні металів починається при щільності

потужності сфокусованого випромінювання порядку $10^5 \div 10^6$ Вт/см². Цей процес відбувається під час отримання отворів та різання матеріалів. Його фізичний опис досить складний, особливо при дії випромінювання з великою щільністю потужності ($10^8 \div 10^{11}$ Вт/см²).

Особливо важко визначити частку розсіювання і поглинання лазерного випромінювання в хмарі пари і частинок (бризок) матеріалу, що відкидається, врахувати вибухові ефекти і визначити взаємодію рідкої та газоподібної фаз оброблюваного матеріалу. У спрощеному аналізі інтенсивного випаровування при густині потужності до $10^8 \div 10^9$ Вт/см² використовується класична теорія теплопровідності.

Модель матеріалу приймається у вигляді напівбуксінцевого простору, а інтенсивність лазерного випромінювання рівномірна по всій поверхні. Пропонується, що видалення речовини із зони обробки відбувається шляхом поверхневого випаровування. Процес описується за допомогою рівняння теплопровідності для конденсованої фази в системі координат пов'язаної з рухомим кордоном, на якому відбувається випаровування.

Виходячи з цього припущення, поверхня, що випаровується, переміщається в глибину матеріалу зі швидкістю v , близькою до середньої швидкості поширення хвилі нагріву в матеріалі. Час початку інтенсивного випаровування (затримка щодо початку дії лазерного пучка) визначається залежністю:

$$t_p = \frac{\pi k \rho (T_p - T_0)^2}{4Q^2}, \quad (26.5)$$

де Q –лазерне випромінювання, що поглинається (Вт/см²); k –теплопровідність; C –питома теплоємність; ρ –щільність матеріалу; T_p –температура інтенсивного випаровування (кипіння) матеріалу; T_0 –початкова температура матеріалу.

Порогова величина щільності потужності падаючого випромінювання, необхідне виникнення інтенсивного випаровування поверхні матеріалу становить:

$$Q_p = \frac{\rho \cdot C_p}{1-R} \cdot \sqrt{\frac{q}{t_p}}, \quad (26.6)$$

де R - Коефіцієнт відображення випромінювання від поверхні; a – коефіцієнт температуропровідності матеріалу; C_p - питома теплота випаровування.

В умовах інтенсивного випаровування за короткий час (кілька секунд) встановлюється постійна швидкість переміщення поверхні, що випаровується, в глибина матеріалу описується залежністю:

$$v = \frac{Q}{\rho(C_t + C_p + C(T_p - T_0))}, \quad (26.7)$$

де C_t і C_p - відповідно питома теплота плавлення та питома теплота випаровування матеріалу. Швидкість v для металів становить приблизно 10 м/с при щільності потужності сфокусованого лазерного випромінювання близько 10^7 Вт/см² і збільшується до 10^3 м/с при щільності потужності порядку 10^9 Вт/см². Переміщення випаровуємої площини вглиб матеріалу пов'язане з його видаленням і утворенням поглиблення (лунки або надрізи). Глибина лунки:

$$h = v(t - t_p) \quad (26.8)$$

Експериментально встановлено, що при отриманні отворів з використанням неодимових і рубінових лазерів ця глибина нелінійно зростає зі збільшенням потужності або енергії лазерних імпульсів.

Закріплення матеріалу

- 26.1. Початкова фаза поглинання лазерного випромінювання.
- 26.2. Який розподіл температури в зоні лазерного опромінювання.
- 26.3. Від чого залежить глибина розплавленого шару.
- 26.4. Як збільшити глибину розплавленого шару.
- 26.5. Від чого залежить початок випаровування матеріалу.

РОЗДІЛ 6

ВЗАЄМОДІЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З МАТЕРІАЛАМИ

Лекція 27

ПОГЛИНАННЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ПРОЗОРИМИ МАТЕРІАЛАМИ

Мета лекції: розгляд особливостей нагріву прозорих матеріалів; плавлення та випаровування пучком лазерного випромінювання прозорих матеріалів.

Зміст лекції:

- 27.1. Особливості нагріву прозорих матеріалів
- 27.2. Плавлення та випаровування пучком лазерного випромінювання прозорих матеріалів
- 27.3. Пошкодження лазерних оптичних елементів з прозорих матеріалів

27.1 Особливості нагріву прозорих матеріалів

Основною відмінністю між процесом поглинання лазерного випромінювання прозорих і непрозорих матеріалів є об'ємний, а не поверхневий характер поглинання. Інші характерні риси поглинання лазерного випромінювання прозорих матеріалів наступні:

- велика порогова щільність потужності поглиненого випромінювання, що викликає руйнування матеріалу;
- поява крім змін і пошкоджень термічного походження (лунки, тріщини, напруги, структурні дислокації) оптичних явищ: самофокусування лазерного пучка, вимушеного розсіювання Бріллюєна, вимушеного подвійного променезаломлення, акустичних явищ (ультразвукова хвиля, фотопружність) та інших, наприклад, місці входу та виходу лазерного пучка, або пробою всередині поглинаючого матеріалу. Не всі зазначені явища обов'язково мають місце у кожному випадку.

Їхня поява залежить від виду і властивостей поглинаючого матеріалу, параметрів випромінювання, що поглинається, і тривалості впливу лазерного пучка на матеріал. До прозорих матеріалів, що застосовуються у ПС, у яких відбуваються складні процеси поглинання лазерного випромінювання, відносяться і до рідини, нітрогліцерин, нітробензол, бензол.

Такі рідини застосовують у конструкціях оптичних затворів, оптичних дефлекторів, модуляторів, лазерних технологічних установках та різних лазерних оптико-електронних інформаційно-вимірювальних системах. Як правило, основним об'єктом уваги, якщо мова йде про конструкцію лазерів і їх технологічне застосування є поглинання в твердих прозорих матеріалах.

До них відносяться :

- матеріали, що обробляються пучком сфокусованого лазерного випромінювання;
- матеріали оптичних елементів лазерів, що зазнають руйнування під час проходження ними лазерного випромінювання, наприклад, скло, кварц, оптичні кристали, тонкі оптичні плівки, германій, арсеніт галію.

Руйнування матеріалу, викликане поглинанням лазерного випромінювання, з'являється після перевищення порогової величини в області потужності випромінювання. Величини порогового руйнування матеріалів, що наводяться у різних публікаціях, часто значно різняться. Основні причини цього – різна частота досліджуваних матеріалів та вплив техніки вимірювань на отримані результати. Крім того, як показали дослідження деяких авторів, поріг руйнування цього матеріалу при незмінних параметрах пучка лазерного випромінювання змінюється.

Поріг руйнування на поверхні нижче і становить від 25% - до 100% величини порога руйнування всередині матеріалу відповідно для полірованих поверхонь і дуже гладких, оброблених, наприклад, іонним пучком. Зменшення порога руйнування викликається мікрократерами та мікродрапинами на поверхні матеріалу. Тому дані про поріг руйнування слід трактувати як оціночні величини. До моменту досягнення порога руйнування поглинання лазерного випромінювання в прозорому матеріалі носить об'ємний характер.

Початкова стадія появи руйнувань пов'язана зі збільшеним поглинанням випромінювання мікронеоднорідностями - іонами в неодимовому склі, або

мікропорами на поверхні (всередині) матеріалу. Температура локальних центрів поглинання може досягати декількох тисяч градусів; наприклад, для оптичного скла ПК-7 вона становить 3000-4000 С°; а для полістиролу 2000-3200 С°.

Наступний етап появи пошкоджень матеріалу – це лазерний електричний пробій поглинаючих центрів. Він відбувається в результаті локального збільшення температури та щільності потужності поглиненого випромінювання. Цей пробій має характер лавинного електричного розряду аналогічного пробою в діелектриках.

Самофокусування пучка лазерного випромінювання в поглинаючому матеріалі, що викликає збільшення щільності потужності випромінювання, сприяє виникненню лазерного пробою. Точне знання процесу поглинання лазерного випромінювання в прозорих твердих тілах дозволило використовувати його як метод визначення чистоти оптичних матеріалів та метод оцінки якості оптичних поверхонь.

27.2 Плавлення та випаровування пучком лазерного випромінювання прозорих матеріалів

Лазерне різання та свердління отворів прозорих та непрозорих матеріалів полягає, як і у разі непрозорих матеріалів у плавленні, випаровуванні та викиді матеріалу із зони обробки.

Це вимагає використання пучка випромінювання із щільністю потужності, що перевищує поріг руйнування. Однак перевищення цієї величини без утворення великих напруг, тріщин та інших пошкоджень, прилеглому до місця дії лазерного пучка, в шарі, вимагають оптимального підбору параметрів обробки.

Основна трудність полягає у великій різниці величин коефіцієнта відображення та поглинання для матеріалів до, і після перевищення порогу руйнування. Тріщини та інші небажані пошкодження при свердлінні отворів у рубіні виникають вже при енергії лазерних імпульсів близько 0,5 Дж, тому необхідно обмеження енергії імпульсів від 0,1-0,3 Дж.

Однак поглинання випромінювання в рубіні або алмазі додатково використовують покриття зони впливу лазерного пучка поглинаючому шарі, наприклад локальне чорніння.

Інший метод оптимізації умов свердління отворів у рубінах ґрунтується на використанні нерівномірного (коливання) розподілу інтенсивності імпульсу лазерного випромінювання. Перший короткий імпульс коливань має велику щільність потужності (при невеликій енергії), він починає процес поглинання, що розбивається наступним імпульсом коливань та рівномірною наступною частиною імпульсу з меншою щільністю потужності.

Поглинання випромінювання супроводжується збільшенням температури матеріалу, що досягає послідовно температури плавлення та температури інтенсивного випаровування. Наприклад, при густині потужності вимірювання 10^8 Вт/см² температура інтенсивності випаровування досягається через 0,5 мкс. Збільшення температури матеріалу викликає значне збільшення коефіцієнта поглинання випромінювання всередині його і зменшення коефіцієнта відображення випромінювання від його поверхні, наприклад до 0,9% для напівпрозорої електрокорундової кераміки.

Перегріта поверхня матеріалу, що випаровується, має за наявності стисненої пари температуру значно вище, ніж температура випаровування в нормальних умовах, наприклад, для рубіну близько 5000 С°. Струмінг стисненої пари виходить з лунки зі швидкістю близько 1000 м/с; цей процес носить вибуховий характер, що викликає нерівність стінок та форми отвору, розтріскування матеріалу.

Об'єм лунки та маса видаленого матеріалу залежать від енергії поглиненого випромінювання. Наприклад, дія одного імпульсу випромінювання з енергією 0,1-0,3 Дж дає невелику глибину лунки (кілька десятків мікрометрів).

Тому для отримання глибиною кілька десятих міліметра потрібно кілька десятків послідовних лазерних імпульсів: кераміки і пластмас СО₂ – лазером безперервної дії великої потужності; та нагріванні матеріалів, наприклад, при отриманні монокристалів сапфіру та інших, із застосуванням СО₂ – лазерів безперервної дії великої потужності.

27.3 Пошкодження лазерних оптичних елементів з прозорих матеріалів

Поглинання лазерного випромінювання з великою щільністю потужності може викликати в лазерних оптичних елементах наступні різного виду пошкодження:

- поява тріщин і мікрократерів на торцевих поверхнях і всередині лазерних стрижнів активного елемента;
- руйнування тонких дзеркальних і протиореольних покриттів;
- руйнування активних поверхонь фокуруючих лінз та інших оптичних елементів лазера.

Основні причини цих ушкоджень такі:

- погана якість оптичних матеріалів, що виявляється в появі напруги і збільшення поглинання та розсіювання випромінювання, що проходить або відбивається;
- погана якість обробки активних оптичних елементів, що виявляється в існуванні мікрократерів і мікротріщин;
- наявність забруднень на активних поверхнях оптичних елементів.

Усунення зазначених причин забезпечить більшу довговічність лазерних оптичних елементів та стабільність параметрів випромінювання лазерів. Велике значення має високоякісна обробка поверхонь активних лазерних елементів, особливо торцевих поверхонь лазерних стрижнів, на яких не повинно бути мікрократерів з розмірами, більше ніж 0,01 довжина хвилі лазерного випромінювання.

Закріплення матеріалу

- 27.1. Назвіть характерні риси поглинання лазерного випромінювання.
- 27.2. Умови виникнення руйнування матеріалу при лазерному опромінюванні.
- 27.3. За яких умов виникає лазерний пробій в матеріали при опромінюванні.
- 27.4. Які рідини застосовують в конструкціях оптичних модуляторів і затворів.
- 27.5. Які пошкодження можуть виникати в оптичних елементах лазерів.

РОЗДІЛ 6

ВЗАЄМОДІЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З МАТЕРІАЛАМИ

Лекція 28

ПОГЛИНАННЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НАПІВПРОВІДНИКАМИ

Мета лекції: розгляд фізичних особливостей процесу поглинання; ознайомлення зі структурними змінами напівпровідникових матеріалів, що поглинають лазерне випромінювання.

Зміст лекції:

28.1. Фізичні особливості процесу поглинання

28.2. Структурні зміни напівпровідникових матеріалів, що поглинають лазерне випромінювання

28.1 Фізичні особливості процесу поглинання

Поглинання лазерного випромінювання в напівпровідниках протікає по - різному залежно від довжини хвилі випромінювання, щільності енергії та потужності випромінювання, виду напівпровідника, домішок, орієнтації кристалографічних осей та стану поверхні напівпровідника.

Механізм поглинання випромінювання напівпровідником пов'язаний з певними видами поглинання:

- внутрішньозонне та міжзонне поглинання з утворенням пар носіїв електрон – дірка, безвипромінювальна рекомбінація яких пов'язана з передачею поглиненої енергії кристалічною решіткою з збільшенням температури напівпровідника;
- поглинання в кристалічній решітці з утворенням іонів, які можуть спричинити напругу та утворити мікротріщини у напівпровіднику.

Відносно невеликі поглинання спостерігаються для випромінювання з довжиною хвилі більше межі поглинання (внутрішнього поглинання на вільних носіях). Цей процес наближається до процесу поглинання напівпрозорими тілами – об'ємне поглинання.

Зростання температури напівпровідника викликає сильне збільшення поглинання випромінювання; наприклад, для кремнію при $\lambda=1,06$ мкм та температурі $1000\text{ }^\circ\text{C}$ коефіцієнт поглинання становить 5000 см^{-1} .

Для випромінювання з довгою хвилі, меншою за межі поглинання, має місце міжзонне поглинання, яке відбувається в поверхневому шарі.

28.2 Структурні зміни напівпровідникових матеріалів, що поглинають лазерне випромінювання

Поглинання лазерного випромінювання напівпровідниковими матеріалами викликає в них такі структурні зміни та руйнування:

- поява напруг і мікротріщин вздовж площини спайки кристалів, які пов'язані з дією фотонів при малій щільності енергії лазерного пучка (до $5\text{-}10\text{ Дж/см}^2$);
- поява тріщин залежить від кількості фотонів, що утворилися, орієнтації кристалографічних осей щодо площини дії лазерного пучка і від електропровідності напівпровідника (у матеріалах з великим питомим опором тріщини виникають при меншій енергії лазерного пучка);
- утворення лунок та отворів у процесі поглинання випромінювань внаслідок термічної дії, які викликані великою щільністю рекомбінуючих пар електрон–дірка; температура поверхні напівпровідника, при якій починається процес руйнування поверхні, що поглинає, приблизно $1000\text{ }^\circ\text{C}$, що для більшості напівпровідників відповідає поглинанню випромінювання з щільністю енергії близько 10 Дж/см^2 ;
- поява в матеріалі напівпровідника дислокацій, яка пов'язана з утворенням тріщин;
- розкладання напівпровідникових сполук на вихідні хімічні елементи; так на поверхні лунки можуть утворюватися шари галію або індія, що рекристалізувалися у вигляді полікристалічних дендритних структур.

Поглинання лазерного випромінювання у напівпровідниках може викликати й інші явища. Так для кремнію виявлено появу під впливом поглиненого лазерного імпульсу емісії випромінювання в суцільному спектрі, що відповідає випромінюванню чорного тіла з температурою 1500 К.

Область змін у матеріалі напівпровідника, що примикають до місця дії лазерного пучка, залежить від поглиненої енергії та тривалості лазерного імпульсу. Ці зміни досить значні при дії вільних генерованих імпульсів випромінювання твердотільних лазерів.

При дії коротких імпульсів (близько 0,2 мкс) малої енергії використовуваних для лазерного скрайбування напівпровідникових пластин область змін у матеріалі не перевищує в глибину 50 мкм.

Закріплення матеріалу

- 28.1. Від яких параметрів лазерного випромінювання залежить його поглинання в напівпровідниках.
- 28.2. Які види поглинання лазерного випромінювання в напівпровідниках відбуваються.
- 28.3. Як впливає власна температура напівпровідника на поглинання ним лазерного випромінювання.
- 28.4. Які структурні зміни відбуваються в напівпровідниках при лазерному опромінюванні
- 28.5. Для яких технологічних операцій обробки напівпровідників доцільно використовувати лазерне опромінюван

РОЗДІЛ 7

ТЕХНОЛОГІЧНІ ОПЕРАЦІЇ З ЛАЗЕРНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ

Лекція 29

ЛАЗЕРНІ ТЕХНОЛОГІЧНІ ОПЕРАЦІЇ ДЛЯ ЕЛЕКТРОННИХ ТЕХНОЛОГІЙ

Мета лекції: розгляд лазерного припасування номіналів резисторів; лазерне скрайбування напівпровідникових пластинок та керамічних пластин.

Зміст лекції:

- 29.1. Лазерне припасування номіналів резисторів
- 29.2. Лазерне скрайбування напівпровідникових пластинок
- 29.3. Лазерне скрайбування керамічних пластин

29.1 Лазерне припасування номіналів резисторів

За допомогою сфокусованого лазерного пучка можна підганяти (збільшувати) номінали тонко та товстоплівкових резисторів у гібридних інтегральних схемах, а також номінали циліндричних, вугільних та металізованих резисторів.

Лазерне припасування полягає у вирізанні доріжки в резистивній плівці шляхом повного випаровування матеріалу в результаті термічного впливу сфокусованого лазерного пучка (рис. 29.1, 29.2, 29.3).



Рис 29.1 Товстоплівкові резистори інтегральних схем на керамічній підкладці після лазерного припасування

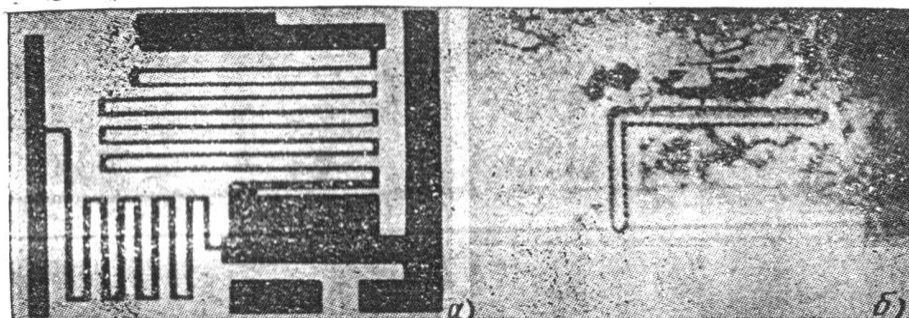


Рис 29.2 Тонкоплівкові резистори інтегральних схем після лазерного припасування

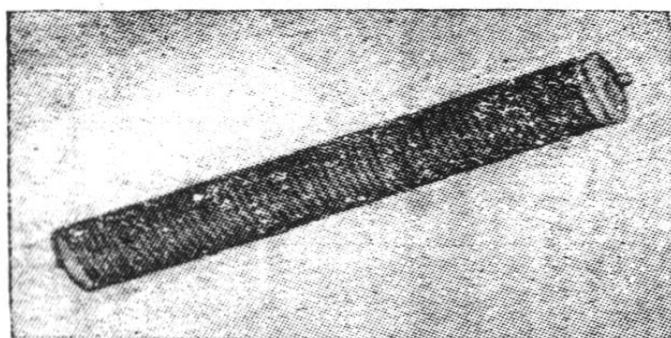


Рис 29.3 Циліндричний резистор після лазерного припасування. Проріз виконаний ІАГ – лазером фірми British Oxygen Company

Лазерне припасування номіналів резисторів це прогресивний високотехнологічний метод, що найчастіше використовується в гібридних інтегральних схемах.

Основні риси:

- безконтактний вплив;
- можливість впливати через екрани та плівки, що оберігають резистор;
- висока швидкість та точність.

Використовуваний раніше спосіб припасування номіналів резисторів полягав у зменшенні товщини резистивної плівки або її видалення струменем стисненого повітря з абразивним матеріалом. Максимальна точність 0,1-1%, а максимальна продуктивність від 1000 до 4000 резисторів на годину.

Переваги лазерного припасування:

- висока продуктивність;
- висока швидкість і точність припасування;
- можливість універсальної автоматизації процесу за рахунок використання цифрових обчислювальних та керуючих пристроїв;
- можливість зменшення розмірів резистора та отримання більшої компактності інтегральних схем.

Для лазерного припасування товстоплівкових резисторів найчастіше використовують лазери на ітрій-алюмінієвому гранаті безперервної дії з модуляцією добротності, значно рідше застосовують CO₂-лазери з імпульсним накачуванням. У сучасних технологічних пристроях для цих цілей із цифровими системами управління досягнуто продуктивності до 30000 резисторів на годину. Максимально отримувана точність після припасування досягнута на рівні $\pm 0,02\%$.

Основними факторами, що впливають на стабільність номіналу та шуми резистора після лазерного припасування є:

- опір витоку прорізу;
- властивості краю прорізу (мікротріщини, структурні зміни, забруднення та розмиття краю);
- форма та розташування прорізу на поверхні резистора.

Форма прорізу та її розташування на поверхні резистора також є важливою технічною проблемою. Застосовуються дві основні форми прорізу (рис. 29.4).

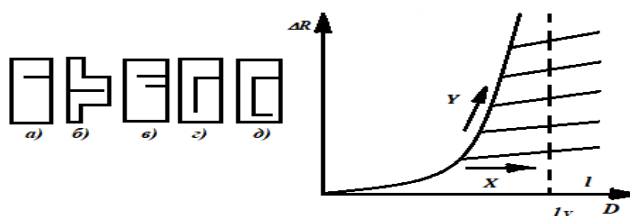


Рис 29.4 Використовувані види коригуючих прорізів резисторів у гібридних інтегральних схемах

Недоліком прямого прорізу є надмірне збільшення щільності струму в звуженні резистора. При такому прорізі важко отримати більшу точність припасування. Значно легше це зробити застосовуючи Г-подібний проріз. Недоліки Г-подібного прорізу полягають у збільшенні нестабільності та шумів резистора після припасування викликаних локалізацією змін матеріалу біля краю прорізу. Для отримання великої точності припасування та щоб уникнути зайвого звуження резистора ширина прорізу повинна бути не більше 20% ширини резистора.

29.2 Лазерне скрайбування напівпровідникових пластинок

Скрайбування пластин (очищення поверхні та виконання надрізів) з напівпровідникових матеріалів кремнію, германію, арсеніту галію та ін, виконують для подальшого поділу пластин на окремі елементи по лінії надрізу. Лазерне скрайбування в даний час має все ширше застосування практично витіснивши з виробництва алмазне скрайбування. Глибина надрізу виконується пучками лазерного випромінювання і становить 40-125 мкм, ширину 20 - 40 мкм при товщині пластини 150-300 мкм, як показано нижче на рис. 29.5 та рис. 29.6. Швидкість скрайбування становить 10-15 см/с. Можливий також повний механічний поділ пластин на окремі ділянки (сегменти).

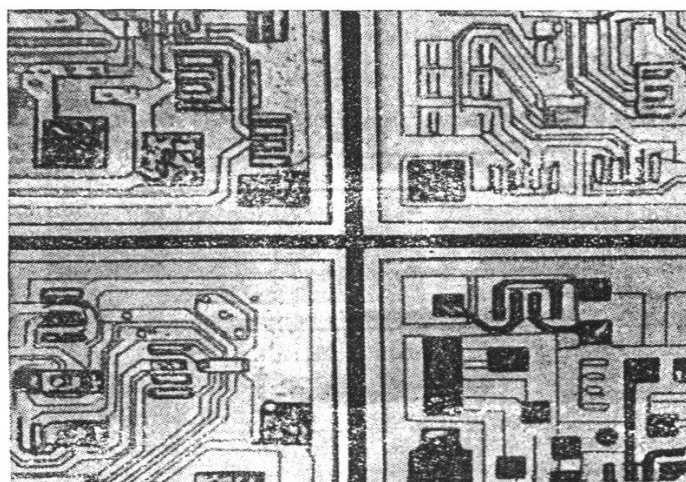


Рис 29.5 Надрізи у кремнієвій пластині з нанесеними напівпровідниковими структурами

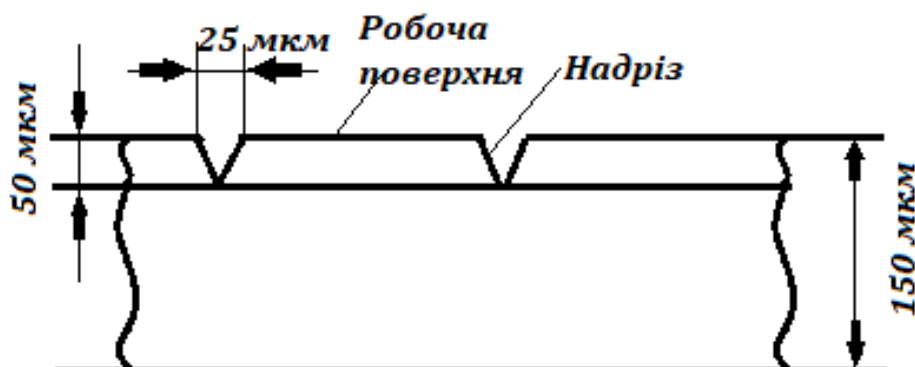


Рис 29.6 Види коригуючих прорізів резисторів у гібридних інтегральних схемах

Основні переваги лазерного скрайбування, порівняно з механічним, такі:

- можливість зменшення вирізу модуля до 0,1 мм;
- у 2-3 рази більша постійна та контрольована глибина надрізу, що дає значне збільшення виходу придатних виробів, при цьому алмазне скрайбування (86-94%) придатних;
- відсутність контакту при впливі, велика тривалість і мала зона впливу (це забезпечує гостру кромку надрізу і невелику напругу в напівпровіднику, що розрізається, що особливо важливо при розрізанні пластин з арсиніту галію з нанесеними оптоелектронними структурами);
- велика швидкість скрайбування до 25 см/с, що дозволяє значно збільшити продуктивність. Так, один лазер скрайбір може замінити 10 механічних;
- можливість скрайбування напівпровідникових пластин із нанесеними захисними покриттями.

Все це дозволяє значно знизити вартість напівпровідникових виробів.

29.3 Лазерне скрайбування керамічних пластин

Скрайбування керамічних пластин з нанесеними структурами або без них проводиться для поділу їх на модулі вздовж лінії надрізу як показано на рис. 29.7 та 29.8.

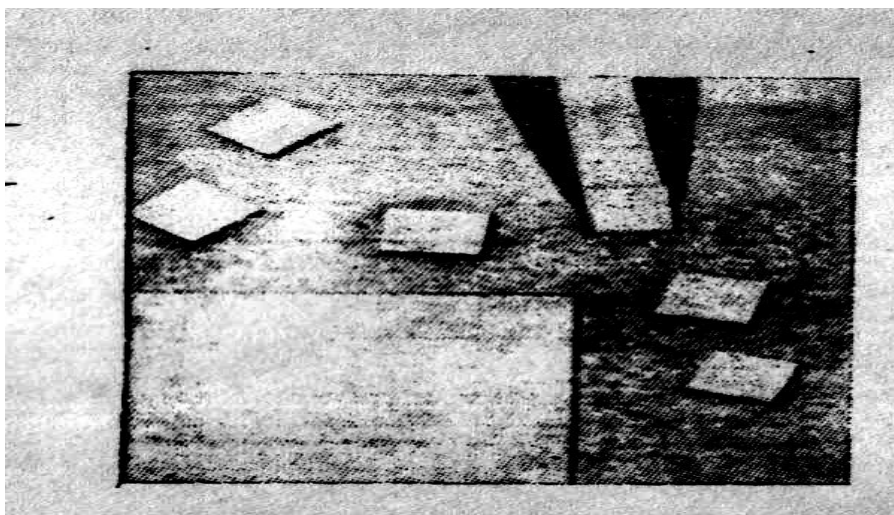


Рис 29.7 Пластини з електрокорундової кераміки, розламані після скрайбування CO₂ лазером

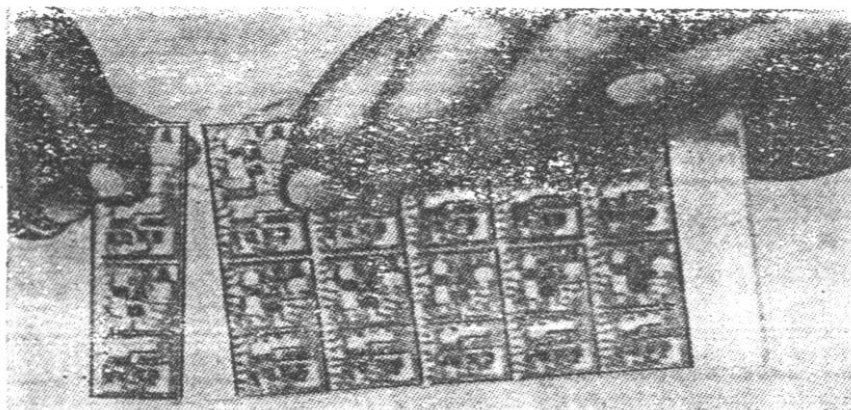


Рис 29.8 Пластини з електрокорундової кераміки з нанесеними структурами гібридних інтегральних схем, що розламуються після скрайбування CO₂ лазером

Цю операцію можна виконати спеціальним алмазним ножем, проте це дає багато браку в результаті частих пошкоджень пластин при розламуванні їх уздовж надрізу.

Для розламування скрайбованих пластин з електрокорундової та берилієвої кераміки застосовують CO₂-лазери та лазери на ітрій-алюмінієвому гранаті, що працюють в імпульсному режимі з високою частотою проходження імпульсів.

Так у застосовуваних для скрайбування кераміки CO₂-лазерів середня потужність пучка випромінювання 20-50 Вт, при потужності імпульсів 40-150 Вт, тривалість імпульсів 0,1-5 мс, а частота повторення імпульсів 100-1000 Гц. Випромінювання CO₂-лазера з довжиною хвилі $\lambda=10,6$ мкм інтенсивно поглинається цією керамікою, що забезпечує високу інтенсивність процесу.

Скрайбування із застосуванням CO₂-лазера полягає у виконанні вздовж лінії розділу пластини поруч кількох отворів діаметром 75-200 мкм, глибиною 100-200 мкм і розташуванням на відстані один від одного 75-100 мкм шару кераміки, що прилягає, до отворів на глибині 20-50 мкм. У цьому випадку з'являються великі напруги близько 10^4 Н/см², які полегшують розламування та поділ пластини.

Надрізані таким чином пластини можна легко та без пошкоджень розламати рукою вздовж лінії надрізу, що дозволяє виключити брак при виконанні цієї технологічної операції.

Ще одна перевага лазерного скрайбування це швидкість (до 15 см/с). Лазер може надрізати пластини завтовшки 0,1-1,5 мкм. Крім кераміки можливе також скрайбування сапфіру, скла та інших матеріалів з близькими механічними властивостями.

Закріплення матеріалу

- 29.1. В чому полягає підгонка номіналів тонкоплівкових і керамічних резисторів лазерним випромінюванням.
- 29.2. Які характерні риси підгонки номіналів резисторів в лазерних технологіях.
- 29.3. Які переваги має лазерна технологія підгонки номіналів резисторів .
- 29.4. Які фактори впливають на стабільність параметрів процесу підгонки номіналів резисторів.
- 29.5. В чому полягають основні переваги лазерного скрайбування.

РОЗДІЛ 7 ТЕХНОЛОГІЧНІ ОПЕРАЦІЇ З ЛАЗЕРНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ

Лекція 30

ЛАЗЕРНІ ТЕХНОЛОГІЧНІ ОПЕРАЦІЇ У ВИРОБНИЦТВІ РАДІОЕЛЕКТРОННИХ ЕЛЕМЕНТІВ

Мета лекції: розгляд поверхневого нагрівання (відпал) напівпровідників та виготовлення масок; дослідження напівпровідникових пластин; припасування ємності керамічних конденсаторів та номіналів резисторів, об'єднаних в RC ланцюзі.

Зміст лекції:

- 30.1. Поверхневе нагрівання (відпал) напівпровідників
- 30.2. Виготовлення масок
- 30.3. Дослідження напівпровідникових пластин
- 30.4. Припасування ємності керамічних конденсаторів
- 30.5. Припасування номіналів резисторів, об'єднаних в RC ланцюзі

30.1 Поверхневе нагрівання (відпал) напівпровідників

Локальне повторне нагрівання (відпал) напівпровідників за допомогою сфокусованого лазерного пучка використовують для:

- зміни розміщення впроваджених іонів;
- зменшення кількості дефектів кристалічних ґрат;
- електричної активації домішки;
- утворення напівпровідникових структур;
- дослідження процесів епітаксійної рекристалізації;

- формування контактів;
- плавлення металевих плівок, які нанесені на напівпровідникову підкладку.

Для виконання цих операцій застосовували рубінові лазери та лазери на ітрій-алюмінієвому гранаті. Тривалість імпульсу випромінювання 15-125 мс, частота проходження імпульсу 1-12000 Гц, щільність енергії випромінювання на поверхні напівпровідника 1-2 Дж/см² для рубінових лазерів та 5-10 Дж/см² для лазерів на ітрій-алюмінієвому гранаті.

Мала тривалість і більша щільність потужності імпульсу лазерного випромінювання дозволяють здійснити локальне короточасне нагрівання, плавлення напівпровідників та відповідну швидко рекристалізацію його структури. Глибина розплавленого шару 50-450 нм.

Рекристалізація має характер епітаксії з рідкої фази. Це спричиняє переміщення і глибше проникнення впроваджених іонів чи домішок, зменшення кількості дефектів, збільшення електричної активності домішок, утворення сплавів, зменшення поверхневого опору.

Щільність потужності випромінювання на поверхні напівпровідника, яка необхідна для плавлення та епітаксійної рекристалізації аморфного шару легованого кремнію для рубінового лазера не залежить від виду та величини легування ($\lambda=0,53$ мкм), тоді як для лазера на ітрій – алюмінієвому гранаті ($\lambda=1,06$ мкм).

Дослідження з відпалу напівпровідників проводили з використанням пучка випромінювання аргонного та криптонового лазерів безперервної дії потужністю 6-20 Вт. Лазерний пучок фокусувався до 10-100 мкм, швидкість переміщення напівпровідникової пластини 1-10 см/с. І тут немає плавлення напівпровідника.

Рекристалізація на нагрітому приповерхневому шарі товщиною 50-100 нм носить характер епітаксії з твердої маси, що зменшує кількість дефектів без зміни розподілу впроваджених іонів. Лазерний відпал напівпровідників можна проводити у повітрі, у вакуумі чи атмосфері захисного інертного газу.

30.2 Виготовлення масок

Виготовлення масок для інтегральних схем та інших структур здійснюється фокальним засвіченням фотопластинок або фокальним видаленням тонкого металевого шару, накладеного на діелектричну підкладку, використовуючи для цього фокусований пучок лазерного випромінювання. Обидва методи дозволяють виготовляти маски з високою точністю ($\pm 0,25$ мкм), проте широкому застосуванню їх перешкоджає висока вартість.

Для засвічування фотопластинок використовували пучок випромінювання аргонного лазера зі сфокусованою плямою діаметром 5 мкм, переміщення пучка і пластини, а також режими експонування цифрової системи керування. Велика точність методу (маска розміром 8×10 дюймів утворює 32000 ліній переміщень лазерного пучка, кожна лінія може складатися з 26000 пікселів) дозволяє виготовляти дуже складні маски. Час виготовлення такої маски ≈ 12 хв.

Недоліком методу є дуже високі вимоги до частоти та клімату у приміщеннях де виготовляються маски. Для реалізації розглянутих операцій використовують лазери на ітрій-алюмінієвому гранаті безперервної дії з модуляцією добротності, імпульсні галій-неонові лазери та CO_2 -лазери безперервної дії.

30.3 Дослідження напівпровідникових пластин

Лазерне дослідження структури, дефектів та форми напівпровідникових пластин проводять із застосуванням гелій-неонових лазерів. Дослідження структури полягає у визначенні кута орієнтації кристалографічної площини напівпровідника на основі зображень рефлектограм, отриманих при відображенні випромінювання цих площин на травленої поверхні пластини. Точність виміру кута орієнтації кристалографічних площин становить 15 кутових хвилин.

Інший вид досліджень – це розроблений відомою фірмою IBM метод виявлення подряпин та мікротріщин кремнієвих пластин. 600 ліній переміщення пучка протягом 1 секунди утворює вимірювальне поле. Зображення дефектів пластини видно на екрані.

30.4 Припасування ємності керамічних конденсаторів

Підганяння полягає в зменшенні ємності конденсатора шляхом видалення частини однієї обкладки за допомогою сфокусованого пучка випромінювання лазера на ітрій-алюмінієвому гранаті безперервної дії з модуляцією добротності.

Обкладки є срібними плівками товщиною 10 мкм, нанесеними на керамічну підкладку. Похибка припасування ємності менше 0,5% від величини значення фактичного номіналу.

30.5 Припасування номіналів резисторів, об'єднаних в RC ланцюзі

В електронних технологіях об'єднаний RC ланцюг утворюється поліестровою плівкою товщиною 6 мкм з напиленою з обох боків плівкою цинку товщиною 40 нм. Цинкові плівки одночасно виконують роль резисторів та обкладок конденсаторів.

Прорізуючи доріжки в цинковій плівці можна підганяти (збільшувати) номінал резисторів аналогічно лазерному підганянню номіналу резисторів інтегральних схем. Ця операція виконується під час згорання плівки конденсатора. Для цього використовується лазер на ітрій – алюмінієвому гранаті безперервної дії з модуляцією добротності.

Тривалість імпульсів ≈ 70 нс. Відповідним підбором імпульсів одержують високу кількість прорізів без пошкодження підкладки. Щільність потужності лазерного пучка близько 10^7 Вт/см².

Закріплення матеріалу

- 30.1. Для чого виконують поверхневе нагрівання (відпал) напівпровідників.
- 30.2. В чому полягає технологічний процес виготовлення масок з використанням лазерів.
- 30.3. З якою метою виконують дослідження напівпровідникових пластин.
- 30.4. Яким чином виконують припасування ємності керамічних конденсаторів.
- 30.5. Припасування номіналів резисторів, об'єднаних в RC ланцюзі.

РОЗДІЛ 7

ТЕХНОЛОГІЧНІ ОПЕРАЦІЇ З ЛАЗЕРНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ

Лекція 31

ТЕХНОЛОГІЧНІ ОПЕРАЦІЇ СВЕРДЛІННЯ ТА РІЗАННЯ МЕТАЛІВ ЗА ДОПОМОГОЮ ЛАЗЕРА

Мета лекції: ознайомлення з лазерним свердлінням отворів та лазерним різанням металів.

Зміст лекції:

31.1. Лазерне свердління отворів

31.2. Лазерне різання металів

31.1 Лазерне свердління отворів

Свердління отворів полягає у видаленні локально розплавленого матеріалу під впливом сфокусованого пучка лазерного випромінювання великої густини потужності. Зазвичай, для цього використовують імпульсні твердотільні лазери рубінові чи неодимові з енергією імпульсу 10-20 мДж, які працюють із частотою імпульсів до кількох десятків Герц. Тривалість імпульсів - кілька сотень мікросекунд. Залежно від енергії імпульсів та розмірів отвору його можна обробляти, використовуючи один або кілька імпульсів.

Для виготовлення отворів також використовують:

- CO₂ лазери імпульсної дії потужністю до 500 Вт (поодинокий імпульс тривалістю до 100 мс) або потужністю до кількох кВт (короткі імпульси 10-100 мкс, що йдуть з частотою до 100 Гц);
- лазери на ітрій-алюмінієвому гранаті безперервної дії з модуляцією добротності (частота імпульсу до 30 кГц, енергія 1 мДж).

Імпульсні рубінові та неодимові лазери використовують для виготовлення отворів у металах, металокерамічних сплавах, напівпровідниках, деяких діелектриках, рубіні, алмазі, кераміці. CO₂ лазери використовують, головним чином, для отримання отворів у кераміці, склі, кварці, пластмасі, гумі, кольорових металевих сплавах.

Отвори, одержувані за допомогою пучків лазерного випромінювання, мають круглу форму, шорстку бічну поверхню та конусоподібний переріз у глибину. Збіжність конуса поздовжнього перерізу отвору залежить від глибини отвору, діаметра вихідного отвору, а також числа та енергії використаних лазерних імпульсів. Коли чистота поверхні отвору є дуже важливою, лазерне свердління є попередньою операцією, після якої отвір необхідно піддавати іншим видам обробки. Вихідні діаметри отворів дорівнюють 10-3000 мкм залежно від виду та товщини матеріалу, а також параметрів пучка випромінювання. Так, наприклад, рубінові або неодимові лазери з імпульсним накачуванням дозволяють отримувати вихідні діаметри 10-800 мкм, імпульсні CO₂ лазери - 100-3000 мкм, а імпульсні лазери на ітрій-алюмінієвому гранаті з безперервною генерацією 10-200 мкм. Отвори великих діаметрів від кількох мм і вище отримують використовуючи переміщення сфокусованого пучка заданої траєкторії на поверхні матеріалу.

Отримання отворів круглої форми залежить від розподілу інтенсивності випромінювання у сфокусованій плямі пучка. Найбільш якісну форму забезпечують пучки нульової гаусової моди. Повторюваність діаметра і форми отвору, що виконуються за допомогою неодимових і рубінових лазерів, які імпульсно накачуються і працюють в режимі вільної багатомодової генерації, становить $\pm 10-20\%$, а повторюваність діаметра отворів при використанні лазерів з пучком TEM₀₀ моди і вище і становить $\pm 5-10\%$.

Для підвищення ефективності впливу сфокусованого лазерного пучка під час виготовлення отворів часто використовують явище вибуху стислих парів розплавленого металу, під час якого викидається значна частина рідкого металу. Вибух, однак, є причиною неконтрольованих деформацій та нерівномірності бічної поверхні отворів і погіршує повторюваність розмірів отворів, що виготовляються.

Решта промислового застосування в техніці лазерної обробки отворів – виготовлення алмазних філерів для виробництва тонкого дроту, а також виготовлення рубінових та сапфірових годинникових каменів. Для обробки отворів в алмазних філерах використовують імпульсні твердотільні лазери, найчастіше, рубінові або ітрій-алюмінієвому гранаті, рідше застосовують лазери на неодимовому склі, що вільно генерують багатомодовий пучок випромінювання.

Енергія використовуваних лазерних імпульсів становить 0,1-1Дж, тривалість 130-750 мкс, частота проходження імпульсів 1-25 Гц, як показано нижче в таблиці 31.1.

Отвори в алмазних філерах мають складну форму: вхідний конус, звуження, вихідний конус. Мінімальний діаметр звуження 10 мкм, повна глибина отвору 1-3 мм. Отримання тонкого отвору вимагає значної кількості (до кількох тисяч) лазерних імпульсів випромінювання з невеликою енергією (щоб уникнути мікротріщин в алмазі).

Таблиця 31.1. Розміри отворів в алмазних філерах і параметри їх обробки

Прохідний діаметр отвору,	Глибина отвору, мм	Енергія імпульсу, Дж	Тривалість імпульсу, мм	Частота імпульсів, Гц	Число імпульсів	Час свердління отвору, мін	Лазер
0,1	1,6	0,5	0,15	10	-	1	ІАГ
0,1	1	0,5	0,2	10	600	2	ІАГ
0,4	1	0,5	0,2	10	1900	6,3	ІАГ
0,95	1,5	0,5	0,2	10	3500	11,7	ІАГ
0,03	1,1	2,6	1,5	0,5	38	--	Рубіновий
0,46	1,5	2-3	0,6	1	550	--	Рубіновий

Вся операція складається з кількох фаз, як показано на рис.31.1, а тривалість операції сягає кількох хвилин.

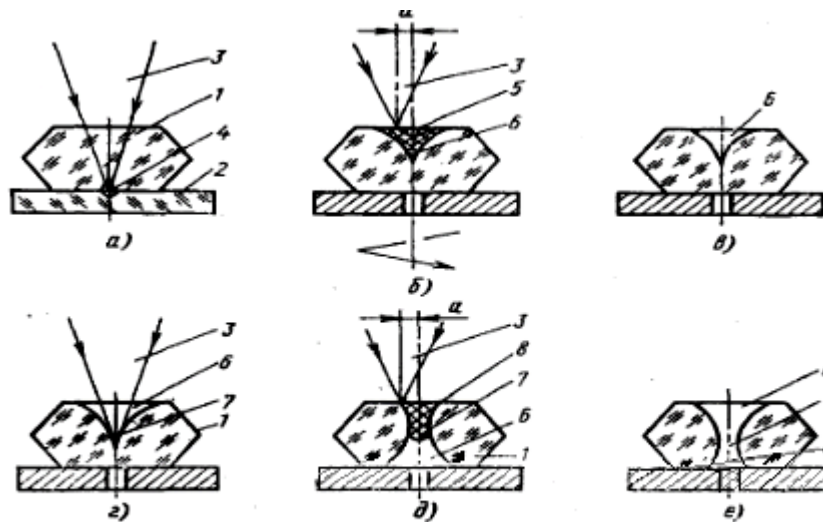


Рис 31.1 Послідовні фази свердління отвору в алмазному філері лазерною установкою "Квант 9". а) утворення початкової лунки; один імпульс з енергією 1 Дж, сфокусований у місце контакту алмазної та поглинаючої пластин; б) перевертання кристала, збільшення вхідного конуса; 50-100 імпульсів з енергією 0.5-2 Дж частотою 1 Гц, алмаз обертається зі швидкістю 10-20 об/хв; в) калібрування та чистова обробка вхідного конуса ультразвуковим методом; г) свердління робочого каналу, 1-2 імпульси з енергією 0,3-0,5 Дж; д) обробка вхідного конуса; е) калібрування та чистова обробка вихідного конуса ультразвуковим методом; 1-алмаз; 2-поглинаюча пластина; 3-лазерний пучок; 4-зона поглинання; 5-початкова лунка; 6-вхідний (мастильний) конус; 7-звуження (робочий канал); 8-вихідний конус.

Час отримання отвору в алмазному філері лазерним методом скорочується порівняно зі свердлінням механічними методами приблизно в 100 разів. Для початку процесу обробки необхідно локальне збільшення поглинання лазерного випромінювання у місці фокусування пучка.

Для цього оброблювану поверхню локально покривають тонким шаром графіту. Інше успішне застосування техніки лазерного свердління – отримання отворів з дуже маленьким прохідним діаметром, наприклад, у діафрагмі оптичного просторового фільтра, свердління отворів в екранах, що пропускають лазерний пучок.

31.2 Лазерне різання металів

Для різання матеріалів у приладобудуванні найчастіше використовують

CO₂ лазери та лазери на ітрій-алюмінієвому гранаті. У приладобудуванні розрізняють:

1) різання тонких та товстих плівок матеріалу без пошкодження підкладки, на яку вони нанесені (зазвичай металеві та вуглецеві плівки товщиною не більше 20 мкм які нанесені на діелектричні підкладки);

2) плиткове скрайбування матеріалів, наприклад кераміки або напівпровідників в електронних технологіях;

3) різання металів та інших матеріалів великої товщини при їх обробці на заготівлі.

Для різання матеріалів застосовують переважно CO₂ лазери високої потужності безперервного режиму генерації (не нижче 150-200 Вт). Основні переваги лазерного різання:

- 1) велика швидкість різання;
- 2) простота вирізування заготовок складної форми;
- 3) висока якість краю різа;
- 4) мала величина зони термічного впливу в матеріалі, що розрізається;
- 5) висока чистота різання за рахунок безконтактної дії.

Швидкість різання, товщина матеріалу, що розрізається, ширина прорізу і зони термічного впливу змінюються у великому діапазоні в залежності від потужності випромінювання лазерного пучка, ступеня фокусування його і фотохімічних параметрів матеріалу, що розрізається.

Промислово досягнуто середню швидкість різання металів 1-8м/хв, мах швидкість різання досягнуто 25м/хв при середній товщині матеріалу 0,5-3 мм, середня ширина резу 0,2 - 0,5 мм , максимально досягнута 1,5 мм. Середня швидкість різання діелектриків становить 1-10 м/хв при товщині матеріалу 0,5 -10 мм та ширині різання 0,3-0,8 мм. Максимальні величини швидкості різання досягнуто 100 м/хв при максимальній товщині 30 мм.

Для збільшення ефективності впливу лазерного випромінювання різання здійснюють у присутності активного (кисень) або інертного (азот, аргон або повітря) газу, що подається через сопло до місця різання.

Активна атмосфера (найчастіше кисню) використовується в основному при лазерному різанні металів. Підведення кисню в зону впливу лазерного пучка забезпечує значне збільшення температури поверхні матеріалу і як наслідок знижує коефіцієнт відбиття.

Це збільшує частку поглиненого випромінювання в результаті окислення поверхні матеріалу, збільшення температури металу в місці обробки через виділення тепла під час екзотермічної реакції окислення, видалення зони обробки парів і бризок розплавленого металу, що покращує доступ лазерного випромінювання до матеріалу, що розрізається.

Витрата кисню становить близько кількох десятків літрів за хвилину. Занадто велика витрата викликає надмірне охолодження матеріалу. Використання кисню підвищує швидкість різання до 40%, проте часто знижує гладкість краю різу та збільшує його ширину через неконтрольований процес «самогоріння» матеріалу (інтенсивного плавлення та випаровування пов'язаного з екзотермічними хімічними реакціями).

Лазерне різання матеріалів застосовується для оброблення сталі, титану та його сплавів, танталу, цирконію, нікелю, алюмінію, золота. Лазерне різання металів в атмосфері інертного газу застосовується в приладобудуванні для отримання вузьких отворів.

Дія інертного газу полягає в:

- 1) видаленні з місця обробки матеріалу, що розплавився або випаровується, що покращує доступ лазерного випромінювання;
- 2) переміщення області впливу лазерного випромінювання вглиб різу;
- 3) запобігання горінню верхнього краю різу через охолодження протікаючим газом.

В якості інертного газу найчастіше використовують стиснене повітря, а іноді азот або аргон. Глибина, ширина і форма різу залежать від швидкості різання, потужності лазерного пучка, ступеня фокусування лазерного пучка і витратами газу.

Закріплення матеріалу

- 31.1. В чому полягає технологічний процес лазерного свердління отворів.
- 31.2. Які типи лазерів використовують для отримання отворів в матеріалах.
- 31.3. Наведіть характеристику фаз отримання отворів в алмазних філерах.
- 31.4. Як проводять лазерне різання металів в технологічних операціях.
- 31.5. Для чого додатково подають кисень в зону лазерного опромінювання .

РОЗДІЛ 7

ТЕХНОЛОГІЧНІ ОПЕРАЦІЇ З ЛАЗЕРНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ

Лекція 32

ТЕХНОЛОГІЧНІ ОПЕРАЦІЇ ЗВАРЮВАННЯ МАТЕРІАЛІВ ЛАЗЕРНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ

Мета лекції: ознайомлення з лазерним точковим зварюванням та безперервним лазерним зварюванням.

Зміст лекції:

32.1. Лазерне точкове зварювання

32.2. Безперервне лазерне зварювання

32.1 Лазерне точкове зварювання

Для точкового зварювання металів застосовують головним чином імпульсні твердотільні лазери: рубінові, на ітрій-алюмінієвому гранаті, неодимовому склі. Параметри та режими генерації цих лазерів такі: тривалість імпульсу до 10 мс, найчастіше 1-5 мс; енергія імпульсу до 50 Дж, найчастіше 1-10 Дж; частота повторення імпульсів до 100 Гц. Для зварювання жароміцних матеріалів застосовують імпульсні CO₂-лазери із середньою потужністю випромінювання 100 Вт, тривалість імпульсу випромінювання 10-1000 мкс, частота проходження імпульсів 100 Гц.

Перевагою лазерного зварювання є:

- безконтактний вплив, що забезпечує високу чистоту шва;
- мінімальна тривалість впливу;
- мала область зони дії.

При використанні зазначених лазерів можливе отримання точкових зварних з'єднань різних металів, тонких проводів і напівпровідникових елементів з деякими діелектриками, а також тонких металевих плівок, нанесених на діелектричну підкладку. Діаметри зварних точок становлять 0,1 - 0,6 мм, глибина проварювання металу 0,03-0,5 мм. Виконання ряду зварних точок дозволяє отримати герметичний зварний шов. Зварюваний дріт має діаметр 0,05-0,5 мм, а товщина місць, що зварюються, не перевищує 0,5 - 2 мм. Зварювання лазерним випромінюванням дозволяє отримати електричні та механічні (кріпильні) з'єднання. Умовою отримання високоякісного з'єднання є хороший термічний та механічний контакт елементів перед зварюванням та використанням відповідної енергії та тривалості імпульсу при максимальному фокусуванні лазерного випромінювання. Зварювання тонкого дроту складніше через малу поверхню термічного та механічного контакту між дротом і площиною підкладки або іншого дроту, як показано нижче на рис. 32.1.

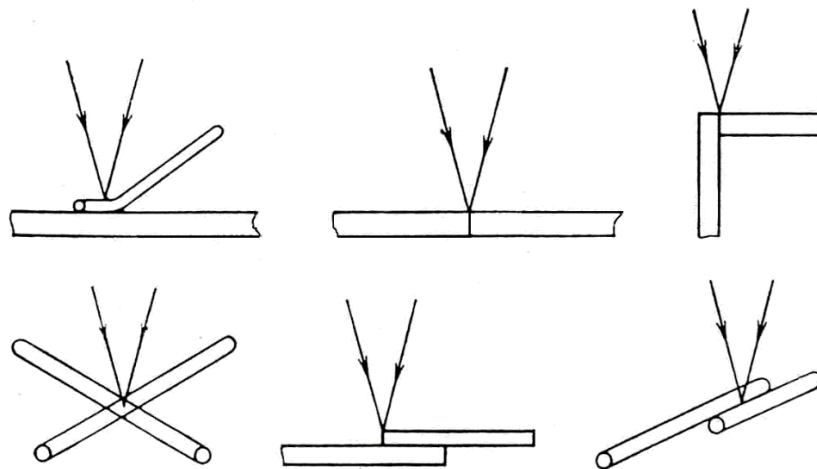


Рис 32.1 Приклади розташування елементів (дроту та пластини) при точковому зварюванні лазером

Проте не всі метали вдається добре зварити за допомогою лазерного випромінювання. Це залежить від термічних і структурних властивостей металів, що зварюються. Наприклад, цинк, алюміній, олово, тантал, вольфрам взагалі важко зварюються на відміну платини, паладію, золота, м'якої сталі або нікелю, як показано в порівняльній таблиці 32.1 ефективності зварювання лазерним випромінюванням різних металів.

Лазерні технології Конспект лекцій

Не всі метали та провідники дають гарні зварні шви. Наприклад, золото, платина або алюміній відносно легко зварюються з кремнієм та германієм, а напівпровідникові з'єднання GaAs і CdSe, що легко розпадаються під впливом температури, важко зварюються з металами. Отримані точкові лазерні шви мають суттєві відмінності у структурі шва.

Під час зварювання відбувається плавлення металів або металу та напівпровідника (утворюються дрібнозернисті та інші структури), або відбувається вплавлення одного елемента в інший без утворення шва.

Таблиця 32.1 Ефективність зварювання лазерним випромінюванням різних металів

	Ag	Al	Cr	Cu	Fe	Mo	Ni	Pd	Pt	Sn	Ta	Ti	W
Ag		5	1	4	2	1	1	9	4	1	1	4	1
Al	5		1	4	4	1	4	1	1	1	1	4	1
Cr	1	1		1	9	9	8	6	7	1	1	7	9
Cu	4	4	1		4	1	9	8	8	1	1	4	1
Fe	2	4	9	4		7	7	6	6	1	4	4	4
Mo	1	1	9	1	7		4	6	6	1	9	9	9
Ni	1	4	8	9	7	4		8	8	1	7	4	3
Pd	9	1	6	8	6	6	8		8	3	6	3	3
Pt	4	1	7	8	6	6	8	8		4	4	3	6
Sn	1	1	1	1	1	1	1	3	4		1	1	1
Ta	1	1	1	1	4	9	7	6	4	1		9	9
Ti	4	4	7	4	4	9	4	3	3	1	9		3
W	1	1	9	1	4	9	3	3	6	1	9	3	

Дослідження структури швів їхньої механічної міцності електричних параметрів показали високу якість та повну технічну придатність лазерних швів. Наприклад, міцність швів тонких дротів на розрив вище міцності дроту в місці звуження біля шва і порівняно з міцністю швів, що виконуються іншими методами.

Міцність швів товстішого дроту нижче, ніж міцність самого дроту. Дослідження електричних параметрів лазерних точкових зварних швів „метал-напівпровідник” вказує на їх нелінійні характеристики та великий опір стику. Лінеаризацію характеристик, утворених з'єднанням, та значне зменшення опору шва досягають зварювання дроту з напівпровідниковою підкладкою, покритою тонкою плівкою, що забезпечує лінійний контакт з невеликим опором.

32.2 Безперервне лазерне зварювання

Для безперервного лазерного зварювання так як і для різання використовують лазери безперервної дії великої потужності. Як правило, це газові CO₂-лазери потужністю 0,2-2 кВт, а також лазери на ітрі- алюмінієвому гранаті потужністю 1 кВт. Використовувана потужність випромінювання дозволяє зварювати метали та сплави з малим коефіцієнтом температуропровідності (0,06-0,25 см²/с), тобто в основному корозійностійкі та м'які сталі, титан, тантал та сплави заліза, титану, нікелю з максимальною товщиною до 50 мм.

Щоб уникнути окислення металу, що розплавився при зварюванні і видалення шару металу, що випарувався, в місце зварювання підводиться через сопло струмінь стисненого газу (зазвичай аргон або гелій). Витрата газу при цьому становить близько 0,4 м³/годину. Щільність потужності сфокусованого випромінювання CO₂-лазера, що застосовується для безперервного зварювання, становить 10⁶-10⁷ Вт/см² при діаметрі плями близько 0,5 мм. У цьому діапазоні густини потужності вже відбувається сильне випаровування розплавленого металу. Тиск парів досить великий, щоб не допустити негайного заливання лунки розплавленим металом, але й надто малий для утворення хмари над місцем зварювання, яке поглинало б і розсіювало лазерне випромінювання. Це забезпечує глибоке проникнення лазерного випромінювання в лунку шляхом багаторазового відбиття від стінок.

Нижче на рис. 32.2 показані форми найчастіше використовуваних лазерних швів.

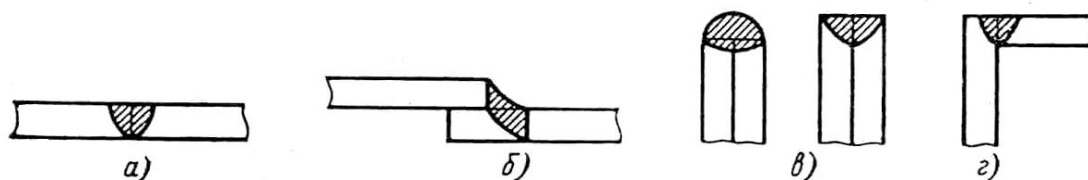


Рис 32.2 Види безперервних лазерних швів:

а) стиковий; б) у нахлестку; в) по краю; г) кутовий.

Після переміщення лазерного пучка лунка заповнюється рідким металом, який поступово твердне. Типова довжина зварного шва близько 10 см. Оптимальний підбір параметрів зварювання дозволяє отримати відношення глибини шва до ширини як 10:1. Наприклад, стиковий шов двох пластин зі сталі товщиною 3.8 мм зварених лазерним пучком потужністю 90 кВт зі швидкістю 50 мм/с має ширину вгорі 4 мм, а внизу близько 1.5 мм.

У діапазоні малих та середніх потужностей глибина шва лінійно залежить від потужності лазера та експоненційно від швидкості зварювання. Для великих потужностей (понад 1 кВт) залежність глибини шва від потужності випромінювання описується статичною залежністю, що показано нижче на рис. 32.3.

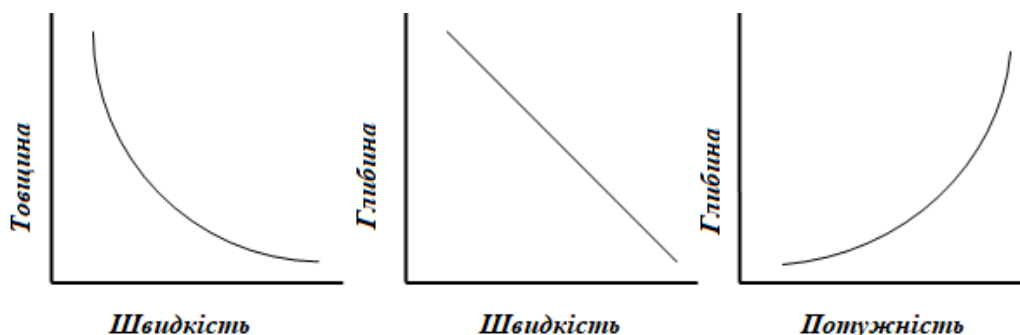


Рис.32.3 Статична залежність глибини шва від потужності випромінювання

Залежно від потужності випромінювання необхідні глибини провару і властивостей металів, що зварюються швидкість лазерного зварювання коливається в межах 0,2-10 м/хв.

Основні переваги лазерного зварювання перед зварюванням електронним пучком:

- зварювання в атмосфері повітря чи захисного газу без вакууму;
- відсутність рентгенівського випромінювання;
- простота автоматизації процесу;
- нижча вартість устаткування;
- нижча вартість експлуатації.

Закріплення матеріалу

- 32.1. В чому полягає лазерне зварювання матеріалів.
- 32.2. Переваги лазерного зварювання.
- 32.3. Перелічіть типові точкові зварювання.
- 32.4. Види безперервних лазерних швів.
- 32.5. Наведіть характеристику параметрів зварювання від параметрів випромінювання.

РОЗДІЛ 7 ТЕХНОЛОГІЧНІ ОПЕРАЦІЇ З ЛАЗЕРНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ

Лекція 33

ЛАЗЕРНІ ОПЕРАЦІЇ ТЕРМООБРОБКИ МАТЕРІАЛІВ

Мета лекції: ознайомлення з лазерним загартуванням матеріалів та лазерним оплавленням поверхні металів; маркування; нарізка та гравіювання скла.

Зміст лекції:

- 33.1. Лазерне загартування матеріалів
- 33.2. Лазерне оплавлення поверхні металів
- 33.3. Маркування
- 33.4. Нарізка та гравіювання скла

33.1 Лазерне загартування матеріалів

Поверхнєве загартування має на меті збільшення твердості на поверхні та в навколоповерхневому шарі без значної деформації та окислення матеріалу. З цією метою використовують CO₂ лазери безперервної дії потужністю 1-10 кВт. Такі операції застосовують для гартування деталей зі сталі.

Поглинання несфокусованого або малосфокусованого одержання лазера викликає значне збільшення температури поверхні сталі. Для збільшення поглинання випромінювання CO₂ лазера ($\lambda=10.6$ мкм) використовують покриття поверхні, що гартується шаром графіту.

Температура сталі повинна становити 800 - 900°C , причому температура поверхні не повинна перевищувати 1200°C. Наприклад, при щільності потужності випромінювання, що поглинається, близько 8кВт/см² в навколоповерхневому шарі товщиною 0,5 мм досягається температура 900°C протягом 0,05 сек.

Припинення впливу лазерного випромінювання або переміщення пучка в інше місце викликає різке зниження температури сталі та утворення мартенситного шару з підвищеною твердістю. Практично час загартовування поверхні і шару матеріалу товщиною 0,5 мм при використанні лазера потужністю 5-10 до Вт. Досягнути, твердої сталі на поверхні і в шарі завтовшки до 0,5 мм після лазерного загартування, досягає 40-60 одиниць за шкалою Роквелла.

Деформація в шарі глибиною 0,05-0,1 мм, що має місце при лазерному загартуванні, менше, ніж при інших видах загартування. При загартуванні великих поверхонь переміщують деталь щодо пучка, або пучок поверхнею деталі, інколи ж і те й інше.

33.2 Лазерне оплавлення поверхні металів

Лазерне плавлення поверхні металів виконують із застосуванням газових CO₂ лазерів безперервної дії для металів без домішок або покриттів, а також покритих додатковими компонентами: хромом, графітом, кобальтом у вигляді порошків.

Мета оплавлення – локальні зміни структури та властивостей певної ділянки поверхні, наприклад, підвищення твердості, корозійної стійкості тощо. Ця операція здійснюється у атмосфері нейтрального захисного газу.

Оплавлення поверхні без домішок або покриттів виконується на глибину 1-10 мкм за допомогою фокусованого пучка випромінювання, що переміщається з поверхневої щільності потужності 10^4 - 10^7 Вт/см². Плавлення навколоповерхневого шару після припинення лазерного пучка, його твердіння викликає утворення аморфних, квазісклоподібних або ультрамікрокристалічних структур.

Оплавлення поверхні з домішками складає велику глибину до 1 мм. Концентрація домішок у сплавах, що утворюються, може перевищувати 50%.

Нанесення захисних покриттів таким способом на поверхні деталей полягає у плавленні металу, нанесеного у вигляді фольги або порошку на поверхню деталей за допомогою пучка випромінювання CO₂ лазера.

Поверхня підкладки при цьому піддається лише незначному оплавленню. Товщина захисних покриттів, що одержуються таким методом, може становити 0,1-1 мм. Успішним застосуванням такої технології було застосування нанесення покриттів на клапан двигуна внутрішнього згорання.

33.3 Маркування

Лазерний пучок, форма якого визначена маскою з вирізаними літерами або цифрами, проєкціюють зменшене зображення маски на поверхню, що маркується, що дозволяє локально видалити невеликий шар матеріалу у формі обраної літери або цифри.

Для цієї мети в ПС застосовують імпульсні, рубінові або неодимові лазери з великою енергією імпульсу – близько 20 Дж. Гідність лазерного маркування – безконтактний вплив та відсутність деформацій та напруг у маркованому матеріалі.

При дослідженнях, які проводили з рубіновим та неодимовим лазерами, проводили маркування поверхні крем'яних пластин та феритових елементів магнітних голівок. Висота знаків, що наносяться близько 1мм, а глибина ерозії матеріалу становить 10-20 мкм для крем'яної поверхні і 2 мкм для феритової поверхні. Загальна тривалість маркування однієї кремнієвої пластини з семизначним числом становить 12 сек., а час маркування феритової поверхні 1 цифрою - 1сек.

Маркировані знаки можна наносити на металеві, напівпровідникові, керамічні, пластикові та інші поверхні. Промислово досягнуто розміри знаків 0,2-30 мм, поле запису 50 на 50 мм, швидкість маркування 2-0,1 сек/знак, залежно від величини та форми знаків (його площі).

33.4 Нарізка та гравіювання скла

Декоративну нарізку на скляній поверхні виробів за допомогою сфокусованого пучка газового CO₂ лазера застосовують як у ПС, так і для виробництва товарів народного споживання.

Можливе отримання складних візерунків шляхом прецизійних рухів пучка або поверхні, що обробляється, а також з використанням масок.

Промислово застосовується гравіювання скла газовими CO₂ лазерами безперервної дії потужністю 60-120 Вт із багатомодовим режимом генерації випромінювання. Отримана глибина нарізки становить 0,03-0,1 мм залежно від товщини скла.

Закріплення матеріалу

- 33.1. Лазерне загартування матеріалів.
- 33.2. Лазерне оплавлення поверхні металів.
- 33.3. Маркування.
- 33.4. Нарізка та гравіювання скла.
- 33.5. Об'ємне гравіювання в прозорих матеріалах.