

Кафедра основ схемотехніки

І. П. ПАНФІЛОВ, Ю. В. ФЛЕЙТА

ЕЛЕКТРОННІ ТА КВАНТОВІ ПРИЛАДИ НВЧ

Навчальний посібник

Модуль 2

Квантові прилади НВЧ

Напрямок підготовки: 0907 – Радіотехніка
Спеціальність: апаратура радіозв'язку,
радіомовлення і телебачення

ЗАТВЕРДЖЕНО

радою навчально-наукового
інституту радіо, телебачення,
електроніки.

Протокол № 4 від 23.12.2009 р.

Панфілов І.П., Флейта Ю.В. Електронні та квантові прилади НВЧ: Навч. посібник для вузів. Модуль 2. – Одеса: ОНАЗ ім. О. С. Попова, 2010. – 118 стор.

Викладено фізичні основи та засади функціонування сучасних електронних та квантових приладів НВЧ. Розглянуто новітні досягнення й основні напрями розвитку техніки НВЧ та конкретні приклади її застосовування. Значну увагу приділено методам підсилювання, модуляції та приймання НВЧ коливань, широкому розвиткові й застосовуванню напівпровідникових приладів, а також питанням організації систем зв'язку в НВЧ та оптичному діапазонах.

Для студентів вузів зв'язку, що навчаються за спеціальностями „Радіозв'язок” та „Телекомунікація”, а також може бути корисним для фахівців зв'язку.

УХВАЛЕНО
до видання
на засіданні кафедри
основ схемотехніки.
Протокол № 4
від 01.12.2009 р.

ВСТУП

У навчальному посібнику „Електронні та квантові прилади НВЧ. Модуль 2” розглянуто питання, які пов’язані з будовою, принципом дії, використанням квантових приладів НВЧ.

Структура модуля 2

Модуль 2. Квантові прилади НВЧ				
Змістовий модуль	Лекції, год.	Практичні заняття, год.	Лабораторні заняття, год.	Самостійна робота, год.
1. Квантові підсилювачі	8	4	2	15
2. Квантові генератори оптичного діапазона	10	6	6	20
Всього:	18	10	8	35

Перелік знань і умінь, з якими студент повинен приступити до вивчення матеріалу модуля 2.

Знання з тем:

- закони електротехніки та електродинаміки;
- основи фізики твердого тіла;
- радіокомпоненти;
- характеристики сигналів, спектр;
- електричні та магнітні поля;
- коливання та хвилі;

уміння:

- уміти використовувати закони електротехніки та електродинаміки;
- уміти будувати графіки функцій;
- уміти креслити структурні та принципові схеми.

Теми і зміст лекцій

Модуль 2. Квантові прилади НВЧ.

Змістовний модуль 1. Квантові підсилювачі.

Лекція 1. Квантові прилади. Фізичні основи квантових приладів: рівні енергії та їхня заселеність, визначення частоти через енергетичну відстань, спонтанне та примушене випромінювання, гамові властивості.

Лекція 2. Можливості генерування та підсилювання у квантових системах. Способи створення інверсії населеності. Дво-, три та чотирирівневі схеми інверсії, співвідношення частот накачування та підсилювання, робоча температура, к.к.д.

Лекція 3. Квантові підсилювачі. Коефіцієнт підсилювання, шуми. Енергетичні рівні парамагнітних іонів. Електронний парамагнітний резонанс.

Лекція 4. Однорезонаторні та багато резонаторні квантові парамагнітні підсилювачі. Прохідний та відбивальний підсилювачі. Будова та принцип дії.

Змістовний модуль 2. Квантові генератори оптичного діапазона.

Лекція 5. Лазери: структурна схема, загальний принцип дії; оптичні резонатори, види коливань у резонаторах, забезпечення одномодового режиму.

Лекція 6: Газові та твердотільні лазери. Будова та принцип дії. Параметри та характеристики.

Лекція 7. Напівпровідникові лазери. Типи напівпровідникових лазерів. Будова та принцип дії. Параметри та характеристики.

Лекція 8. Методи модуляції та приймання лазерного випромінювання. Ефектооптичні та магнітооптичні модулятори. Приймачі оптичного випромінювання.

Лекція 9. Квантові стандарти частоти: пасивні, активні, лазерні. Будова та принцип дії.

Перелік практичних занять модуля 2

№№	Тема	Кількість годин
1.	Фізичні основи квантових пристроїв	2
2.	Квантові підсилювачі	2
3.	Квантові генератори	4
4.	Стандарти частоти	2
	Всього:	10

Перелік лабораторних робіт модуля 2

№№	Тема	Кількість годин
1.	Дослідження характеристик квантового парамагнітного підсилювача	2
2.	Дослідження характеристик оптичного квантового генератора	2
3.	Дослідження характеристик модуляторів лазерного випромінювання	2
4.	Дослідження характеристик приймачів лазерного випромінювання	2
	Всього:	8

Рекомендації до самостійної роботи студента

Для закріплення матеріалу, що вивчається за модулем 2, студенту виділяється 35 годин для самостійної роботи, і виконання комплексного завдання. Рекомендується розділити цей час таким чином:

№№	Тема	Кількість годин
1.	Опрацювання лекційних занять	9
2.	Вивчення додаткового матеріалу до лекцій	9
3.	Підготовка до практичних занять	3
4.	Підготовка до лабораторних занять	2
5.	Виконання комплексного індивідуального завдання	12
	Всього:	35

Комплексне завдання для самостійного виконання видає викладач.

Перелік знань і умінь, які повинен набути студент в процесі вивчення матеріалу модуля 2.

Знання з тем:

- фізичні основи квантових приладів;
- можливості підсилювання та генерування у квантових приладах;
- електронний парамагнітний резонанс;
- квантові парамагнітні підсилювачі;
- структурна схема та загальний принцип дії лазера;
- газові лазери;
- твердотільні лазери;
- напівпровідникові лазери;
- модулювання та приймання лазерного випромінювання;
- стандарти частоти.

Уміння:

– уміти раціонально обирати тип приладу для вирішення технічного завдання з експлуатації та проектування апаратури радіозв'язку.

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ КВАНТОВИХ ПРИЛАДІВ

9.1 Рівні енергії частинок

У квантових приладах для підсилювання й генерування використовується внутрішня енергія таких частинок, як атоми, молекули та іони. Звідси випливає основна особливість фізичних властивостей квантових приладів порівняно з електронними.

У електронних приладах використовується рух вільних електронів у вакуумі, газі чи твердому тілі. При цьому рухомий вільний електрон може бути уподібнений до рухомої хвилі. Якщо електрон рухається зі швидкістю v , то довжина хвилі визначається за формулою де Бройля

$$\lambda = h/mv, \quad (9.1)$$

де m – маса електрона; $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с = $4,14 \cdot 10^{-15}$ еВ·с – стала Планка. Оскільки швидкість вільного електрона може бути довільною, то довільними є й довжина хвилі та енергія електрона.

А у квантових приладах, навпаки, використовується рух зв'язаних електронів.

Рухомий зв'язаний електрон можна уподібнити до стоячої хвилі. При цьому довжина хвилі не може бути довільною, для неї припустимі лише певні дискретні значення. Отже, швидкість зв'язаного електрона, а отже, і його енергія можуть набувати тільки низки дискретних значень, тобто вони квантуються.

Можливі значення енергії частинки називаються *рівнями енергії* (енергетичними рівнями), сукупність яких є *енергетичним спектром* частинки.

Якщо енергія атома, молекули чи іона змінюється від W_k до W_i , то вважають, що частинка зробила перехід з рівня W_k на рівень W_i . За $W_k > W_i$ спостерігається випромінювання кванта

$$h\nu_{ki} = W_k - W_i, \quad (9.2)$$

де ν_{ki} – частота, на якій випромінюється квант, або частота енергетичного переходу.

З третього постулату Бора (9.2) виходить, що частота переходу визначається тільки енергетичною відстанню $W_k - W_i$, тобто

$$\nu_{ki} = (W_k - W_i)/h. \quad (9.3)$$

Графічно рівні енергії можна зобразити за аналогією з потенційною енергією тіла, піднятого на різні висоти (рівні), де кожному значенню енергії W , відкладеному за вертикаллю, відповідає горизонтальна пряма (рис. 9.1).

Найнижчий рівень, що відповідає найменшій можливій енергії, називається *основним*, а всі решта є *збудженими*, оскільки для переходу на них з основного рівня частинка повинна збудитися – поглинути певну енергію. Надалі сукупність частинок називатимемо *квантовою системою*.

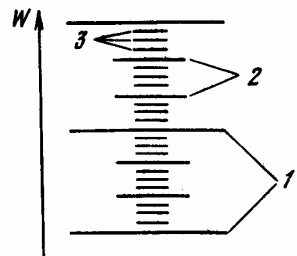


Рис. 9.1. Рівні енергії частинок за слабкої взаємодії між атомами

Згідно з принципом Паулі, у квантовій системі не може бути понад двох електронів з однаковими енергіями. Тому енергетичний рівень однойменних взаємодіючих між собою частинок розщеплюється на безліч різних рівнів. Для того щоби однойменні рівні кожної частинки в системі були однаковими, частинки не повинні взаємодіяти між собою, тобто їх слід рознести на певні відстані одна від одної. Тільки такі системи розглядатимемо надалі.

Рівні енергії одноелектронних атомів переважно визначаються середньою віддаленістю електрона від ядра, яка характеризується *головним квантовим числом* $n = 1, 2, 3, \dots$:

$$W_n = -R/n^2 - W_\infty, \quad (9.4)$$

де R – стала; W_∞ – енергія іонізації атома.

Енергетичні рівні, які описуються (9.4), не є одиночними. Вони розщеплюються на низку підрівнів. Це пояснюється тим, що кожному значенню головного квантового числа відповідає свій *орбітальний момент кількості руху*, зумовлений рухом електрона навколо ядра. Цей момент визначається *орбітальним квантовим числом*

$$l = n - 1. \quad (9.5)$$

Окрім того, електрон, обертаючись навколо власної осі, має ще *спіновий момент кількості руху* (спін). *Повний момент кількості руху* атома дорівнює сумі орбітального та спінового моментів і визначається квантовим числом повного моменту кількості руху:

$$j = l + s, \quad (9.6)$$

де s – спінове квантове число (9.6).

У багатоелектронному атомі орбітальні моменти окремих електронів складаються в сумарний орбітальний момент, а спінові моменти – у сумарний спін, підсумовуються також відповідні квантові числа:

$$L = \sum_i l_i, \quad S = \sum_i s_i. \quad (9.7)$$

Квантове число повного моменту кількості руху атома визначається за формулою

$$j = L + S. \quad (9.8)$$

Що ж до багатоатомної молекули, то її енергетичний спектр є набагато складніший за атом. Але в першому наближенні повну внутрішню енергію молекули можна подати сумою трьох доданків:

$$W = W_{\text{ел}} + W_{\text{кол}} + W_{\text{об}}, \quad (9.9)$$

де $W_{\text{ел}}$ – електронна енергія, зумовлена рухом електронів; $W_{\text{кол}}$ – коливальна енергія, зумовлена коливальним рухом атомів один відносно одного; $W_{\text{об}}$ – оберտальна енергія, яка визначається обертальним рухом молекули як цілого.

Відповідно до структури (9.9), в енергетичному спектрі молекули розрізняють рівні: 1 – електронні; 2 – коливальні; 3 – обертальні (рис. 9.2).

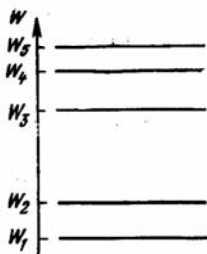


Рис. 9.2. Електронні, коливальні та обертальні енергетичні рівні в молекулі

9.2 Квантові переходи

Квантовим переходом називається стрибкоподібний перехід квантової системи (атома, молекули чи іона) з одного рівня енергії на інший. При переході з низького рівня W_i на вищий W_k частинка поглинає квант енергії $h\nu_{ik} = W_k - W_i$, за зворотного переходу – випускає такий самий квант.

Квантові переходи можуть бути *випромінювальними* та *безвипромінювальними*. За випромінювального квантового переходу частинка випромінює чи поглинає квант електромагнітної енергії, тобто обмінюється енергією із зовнішнім середовищем. У разі безвипромінювальних переходів частинка одержує або передає порцію енергії за взаємодії з іншими системами. Приміром, атоми, молекули газу можуть одержувати (збуджуватися) чи втрачати енергію при зіткненні один з одним чи з електронами. При цьому частинки переходять з одного рівня на інший без випромінювання. У твердому тілі, приміром, частинки можуть передавати свою енергію кристалічній ґратці у вигляді тепла.

Випромінювальні квантові переходи можуть бути *спонтанними* (мимовільними) чи *вимушеними* (індукованими, стимулюючими).

Спонтанні переходи можуть здійснювати збуджені частинки, переходячи з вищого рівня на нижчий. Це пояснюється тим, що збуджений стан частинки є нестійким і через певний час перебування на верхньому рівні вона мимоволі (спонтанно) під впливом внутрішніх збурень здійснює перехід на нижній енергетичний рівень. За таких спонтанних переходів випромінювання є некогерентні, тобто ані їхні початкові фази, ані напрямки поширювання не є корельовані поміж собою. Фронт хвилі за сумарного спонтанного випромінювання хаотично змінюється з часом та відстанню. Таке випромінювання є не що інше, як шум. Тому спонтанне випромінювання не може бути використано ані задля підсилення, ані задля генерування електромагнітних коливань.

Якщо ж квантова система опромінюється електромагнітною хвилею на частоті, що задовольняє умові (9.3), тобто на частоті переходу, то кванти цього опромінювання можуть взаємодіяти з частинками як нижнього, так і верхнього рівня. Частинки нижнього рівня, поглинаючи кванти енергії від опромінювального поля, переходять на верхній рівень, а при опромінюванні частинок верхнього рівня відбувається змушене випромінювання квантів. В цьому разі випромінювання окремих квантів є когерентні. Надто важливо, що випромінювальне коливання має такі ж самі фазу, поляризацію та напрямок поширювання, що й опромінювальне коливання. Отже, змушене випромінювання є синфазне з опромінювальним електромагнітним коливанням, тобто воно передається опромінювальному полю, підсилюючи його потужність. Таким чином, змушене випромінювання дозволяє у принципі надати можливість задля підсилення та генерування електромагнітних коливань. Частота останніх визначається енергетичною відстанню між рівнями. Аналіз (9.3) засвідчує, що переходам між електронними рівнями відповідає випромінювання на частотах $10^{14} \dots 10^{15}$ Гц (видимий та ультрафіолетовий діапазони хвиль), переходам між коливальними рівнями – інфрачервона область спектра ($10^{12} \dots 10^{13}$ Гц), переходам між обертальними рівнями – випромінювання в діапазоні міліметрових довжин хвиль ($10^{10} \dots 10^{11}$ Гц).

Квантові переходи є випадковими процесами і тому характеризуються ймовірнісними характеристиками, задля визначення яких розглянемо енергетично ізольовану квантову систему. Задля простоти міркувань вважатимемо, що кожна частинка може мати лише два рівні енергії: нижній W_1 чи верхній W_2 . Такі системи називають *дворівневими*.

Кількість частинок в 1 см^3 речовини, які перебувають на даному енергетичному рівні, називається *населеністю* цього рівня.

Нехай населеності нижнього та верхнього рівнів дорівнюють відповідно N_1 та N_2 . Підрахуємо кількість спонтанних переходів dN_z за час dt за ймовірності спонтанного переходу A_{21} в одиницю часу:

$$dN_2 = -A_{21}N_2 dt. \quad (9.10)$$

Тут знак „мінус” відбиває спад населеності N_2 . Після інтегрування (9.10) маємо

$$N_2 = N_2(0) \exp(-A_{21}t), \quad (9.11)$$

де $N_2(0)$ – населеність верхнього рівня W_2 у момент часу $t = 0$, тобто початкове значення населеності N_2 .

З (9.11) видно, що населеність верхнього рівня спадає з часом за експонентою.

Величина, обернена щодо ймовірності переходу в одиницю часу

$$\tau = 1/A_{21}, \quad (9.12)$$

називається *середнім часом життя* частинок на даному рівні, або *часом релаксації*. Вона характеризує час, упродовж якого первинна населеність верхнього рівня спадає в e разів. Типовий час релаксації становить $10^{-6} \dots 10^{-9}$ с. Але іноді цей час буває значно більшим, сягаючи 10^{-3} с і навіть секунд. Такі рівні називаються *метастабільними*. Саме вони використовуються задля підсилювання й генерування.

Слід зазначити, що в енергетично ізольованій квантовій системі спонтанні переходи з верхніх рівнів на нижні супроводжуються переходами і у зворотному напрямку, оскільки випромінювальні кванти поглинаються частинками нижніх рівнів і вони переходять „вгору”. За незмінної температури спостерігається термодинамічна рівновага, тобто середня кількість переходів вниз і вгору є одна й та сама. Розподіл населеностей за термодинамічної рівноваги називається *рівноважним*.

Таким чином, якщо частинка верхнього рівня може мимоволі (спонтанно) випромінювати енергію і перейти на нижній рівень, то частинка нижнього рівня перейде вгору тільки в тому разі, коли поглине квант енергії.

Отже, квантова система, надана сама собою не може випромінювати енергію у навколишній простір, хоча частинки верхнього рівня й випромінюють енергію, яка поглинається частинками нижнього рівня.

9.3 Ширина спектральної лінії

Стосовно дворівневої системи (9.3) можна подати у вигляді

$$\nu_{21} = (W_2 - W_1)/h, \quad (9.13)$$

звідки випливає, що за строго фіксованих W_2 та W_1 , енергія випромінюється на одній єдиній частоті, тобто випромінювання є монохроматичне. Проте в реаль-

них системах рівні W_2 та W_1 не є нескінченно тонкі. Через низку обставин вони мають кінцеву ширину, або „розмитість”. Окрім того, з підвищенням температури розмитість енергетичного рівня збільшується. Тому частота ν_{21} не є строго фіксованою і поглинання енергії квантовою системою чи то випромінювання спостерігається в певній смузі частот $\Delta\nu$. Ця смуга є тим вужча, чим більший є час життя частинок на верхньому рівні.

З теорії коливань відомо, що, якщо тривалість сигналу Δt відповідає смузі частот $\Delta\nu$, то

$$\Delta t \Delta\nu \approx 1. \quad (9.14)$$

З (9.3) можна встановити, що кожній зміні ΔW енергії частинки відповідає зміна частоти переходу

$$\Delta\nu = \Delta W/h. \quad (9.15)$$

Підставивши (9.15) у (9.14), матимемо

$$\Delta W \Delta t \approx h. \quad (9.16)$$

Вираз (9.16) є одним зі *співвідношень невизначеностей* Гейзенберга, сформульованих ним 1927 року. Оскільки стала Планка h є числовий коефіцієнт, то з (9.16) видно, що певній розмитості рівня ΔW відповідає невизначеність моменту часу Δt переходу частинки з одного рівня на інший. Оскільки спонтанні переходи мають статистичний характер, то невизначеність Δt виражається у довільності часу життя τ_2 частинки на верхньому рівні, тобто $\Delta t = \tau$. Тоді (9.16) можна подати у вигляді

$$\Delta W \tau \approx h. \quad (9.17)$$

Монохроматичному випромінюванню відповідає рівність $\Delta\nu = 0$, яка є здійсненна лише за $\Delta W = 0$. Але для цього, як випливає з (9.17), потрібно, щоби $\tau \rightarrow \infty$, тобто час життя частинок на верхньому рівні має бути необмеженим. Оскільки це є неможливо, розмитість рівня ΔW є скінченною величиною і, отже, випромінювання не є монохроматичним.

Таким чином, частинки випромінюють цілий спектр частот, який утворює спектральну лінію (рис. 9.3).

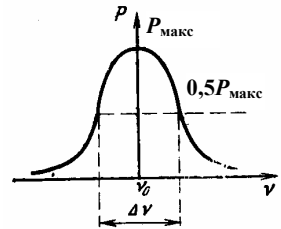


Рис. 9.3. Спектральна лінія випромінювання

З рис. 9.3 видно, що максимум потужності $P_{\text{макс}}$ випромінюється (поглинається) на середній частоті переходу ν_0 . Проте через розмитість рівнів існує випромінювання (поглинання) й на інших частотах. Ширина спектральної лінії $\Delta\nu$ відлічується на рівні половинної потужності $0,5P_{\text{макс}}$.

Якщо частинки не схильні до зовнішніх дій, то $\Delta\nu$, визначувана (9.15) і (9.16), зумовлена лише часом життя частинок τ на верхньому рівні. Таке значення $\Delta\nu$ називається *природною шириною спектральної лінії*, яка фактично зумовлена тільки спонтанним випромінюванням.

Природна ширина спектральної лінії зі зростанням частоти істотно збільшується. Так, для молекули аміаку з частотою переходу 23870 МГц спектральна лінія має природну ширину близько 10^{-3} Гц, а для рубіна з частотою переходу $4 \cdot 10^{14}$ Гц природна ширина спектральної лінії становить 10^{11} Гц.

Форма спектральної лінії за природної її ширини може бути подана так званою *лоренцевою кривою*, яка збігається з резонансною характеристикою коливального контура.

У реальних умовах спостерігається „розширення” спектральних ліній, тобто вони стають ширше за природні. Якщо при розширюванні форма спектральної лінії залишається лоренцевою, а змінюється лише її ширина, то таке розширювання називається *однорідним*. Розрізняють також *неоднорідне розширювання*, за якого змінюється форма спектральної лінії. Основні причини розширювання спектральної лінії: зіткнення молекул між собою та зі стінками резонатора, ефект Допплера, впливи електричних та магнітних полів, ефект насичення. У кристалах, окрім того, спостерігається розширювання спектральної лінії через коливання кристалічної ґратки.

У газоподібній речовині частинки через хаотичний тепловий рух повсякчас стикаються між собою та зі стінками судини (резонатора). При цьому може змінюватися енергетичний стан частинки. Отже, може зменшитися час релаксації, а це, згідно з (9.17) та (9.15), призводить до збільшення ширини спектральної лінії $\Delta\nu$.

За великого тиску газу, коли кількість частинок в одиниці об'єму є велика, розширювання визначається переважно зіткненнями частинок, а за малого тиску (розріджений газ) головну роль у розширюванні відіграють зіткнення частинок зі стінками резонатора. Приміром, для аміаку за тиску 40 Па розширення сягає 10^7 Гц, а у розрідженому газі через зіткнення зі стінками судини ширина спектральної лінії становить $3 \cdot 10^4$ Гц.

Задля боротьби з розглянутим видом розширювання використовують розріджений газ, гостронаправлені пучки молекул, що проходять резонатор „навиліт”. Окрім того, стінки резонатора покривають спеціальними плівками, щоби при зіткненні не змінювався енергетичний стан молекул.

Причиною розширювання спектральної лінії є також ефект Допплера: частота випромінювання частинок газу, що сприймається приймачем енергії, залежить від швидкості та напрямку їхнього руху (*доплерівське розширювання*). За хаотичності руху ширина спектральної лінії збільшується. Приміром, для молекул аміаку за кімнатної температури доплерівське розширення становить 70 кГц.

Основний метод боротьби з доплерівським розширенням – використання атомних та молекулярних пучків, що пролітають у напрямку, перпендикулярному напрямку приймання випромінювання. При цьому розширення знижується до 2 ... 3 кГц.

Що ж до впливу електричних полів, то в них через ефект Штарка енергетичні рівні зміщуються. Те ж саме відбувається у магнітних полях (ефект Зеемана). При цьому через розмитість рівнів, що виникає, відбувається розширювання спектральної лінії.

9.4 Взаємодія квантових систем з електромагнітним випромінюванням

Уявімо собі тепер дворівневу квантову систему, опромінювану електромагнітною хвилею, частота якої збігається з частотою переходу:

$\nu_{21} = (W_2 - W_1)/h$. Треба визначити характер енергообміну між опромінювальним НВЧ полем і молекулярною системою, тобто чи буде опромінювальне поле підсилюватися чи послаблятися.

Частинки верхнього рівня спонтанно випромінюють енергію незалежно від електромагнітного випромінювання, що потрапило до системи (9.11).

Разом з випромінюванням енергії за час dt частинки нижнього рівня у кількості dN_1 поглинуть енергію. Кількість dN_1 поглинутих квантів є пропорційна до густини енергії ρ в об'ємі на частоті переходу ν_{21} і кількості частинок нижнього рівня, тобто

$$dN_1 = B_{12}\rho N_1 dt. \quad (9.18)$$

Коефіцієнт пропорційності B_{12} називають *коефіцієнтом Ейнштейна для поглинання*. Значення $B_{12}\rho = dN_1/N_1 dt$ є ймовірністю поглинання. Таким чином, кількість вимушених переходів в одиницю часу з поглинанням кванта є пропорційна до ймовірності поглинання і населеності нижнього рівня:

$$dN_1/dt = B_{12}\rho N_1. \quad (9.19)$$

Кількість же вимушених переходів в одиницю часу з випусканням кванта є пропорційна до густини енергії зовнішнього поля на частоті переходу та кількості частинок N_2 на верхньому рівні:

$$dN_2/dt = B_{21}\rho N_2, \quad (9.20)$$

де B_{21} – *коефіцієнт Ейнштейна для вимушеного випромінювання*. Добуток ρB_{21} є ймовірністю вимушеного випромінювання. Зауважимо, що при цьому енергія зовнішнього поля не витрачається.

За теплової рівноваги у сталому режимі кількості переходів зверху вниз (спонтанних і вимушених) і знизу догори збігаються. Тоді, з урахуванням (9.10), (9.19) та (9.20) дістаємо

$$\rho B_{12}N_1 = A_{21}N_2 + \beta B_{21}N_2, \quad (9.21)$$

звідки віднайдемо густину енергії в об'ємі:

$$\rho = A_{21}/[B_{12}(N_1/N_2) - B_{21}]. \quad (9.22)$$

За певної абсолютної температури T співвідношення населеностей визначається законом Больцмана:

$$N_1/N_2 = \exp[(W_2 - W_1)/kT], \quad (9.23)$$

де k – стала Больцмана. Підставивши (9.23) до (9.22), з урахуванням (9.2), матимемо

$$\rho = A_{21}/[B_{12}\exp(h\nu_{21}/kT) - B_{21}]. \quad (9.24)$$

Розглянута квантова система за відсутності випромінювання являє собою не що інше, як модель абсолютно чорного тіла, для якого густина енергії визначається відомою формулою Планка:

$$\rho = 8\pi\nu^3/c^3[\exp(h\nu/kT) - 1]. \quad (9.25)$$

Отже, (9.24) та (9.25) мають збігатися. Якщо $\nu = \nu_{21}$, то це можливо лише за виконання двох умов:

$$B_{12} = B_{21} = B; \quad (9.26)$$

$$A_{21}/B = 8\pi h \nu_{21}^3 / c^3, \quad (9.27)$$

де c – швидкість світла; h – стала Планка.

З дістаних виразів впливають два вельми важливі висновки: коефіцієнти Ейнштейна для поглинання і випромінювання є рівні між собою; відношення ймовірності спонтанного та вимушеного випромінювань є пропорційні до третього ступеня частоти переходу.

Цікавлячись тільки вимушеними випромінюванням і поглинанням, зіставимо кількість випромінюваної і поглиненої енергії. Оскільки частинка випромінює чи поглинає одну й ту саму енергію, то треба порівняти кількості частинок, випромінюючих енергію та поглинаючих її. З (9.18) та (9.20), з урахуванням (9.26), дістаємо

$$dN_j = \rho B N_1 dt; \quad (9.28)$$

$$dN_2 = \rho B N_2 dt. \quad (9.29)$$

За умови $h\nu_{21} > kT$ з (9.23) маємо $N_1 > N_2$, тобто кількість dN_1 частинок, що поглинають енергію, є значно більша кількості dN_2 частинок, які випромінюють її.

Отже, дворівнева система, яка перебуває в термодинамічній рівновазі, опромінена електромагнітним полем, не тільки не підсилює, але навіть послаблює його. Тому квантова система без будь-якої підготовки не може бути використана задля підсилювання та генерування.

9.5 Можливість підсилювання та генерування у квантових приладах

Визначимо умови, за яких у квантових приладах можливі підсилювання чи генерування. Для цього досліджуємо поведінку дворівневої квантової системи з енергетичними рівнями $W_2 > W_1$ і населеностями у початковому стані $N_2 < N_1$ (на верхньому рівні W_2 є менше частинок, аніж на нижньому). Опромінімо систему електромагнітним полем, що підлягає підсилюванню, на частоті переходу: $\nu_{21} = (W_2 - W_1)/h$. З'ясуємо, за яких умов опромінювальне поле підсилуватиметься за рахунок такої енергії, що стимульовано випромінює частинками. Позначимо поточні значення населеностей нижнього та верхнього рівнів N_1^* та N_2^* і за допомогою (9.28) та (9.29) віднайдемо результуючу потужність P , якою обмінюється опромінювальне поле з квантовою системою:

$$P = (B\rho N_2^* - B\rho N_1^*) h\nu_{21} = B\rho (N_2^* - N_1^*) h\nu_{21}. \quad (9.30)$$

З (9.30) видно, що знак потужності P залежить від співвідношення між населеностями верхнього та нижнього рівнів. Зокрема, для додатних значень P , тобто для підсилювання опромінювального поля, необхідно і достатньо виконання умови

$$N_1^* < N_2^*. \quad (9.31)$$

Таким чином, підсилювання та генерування у квантових приладах принципово є можливі у тому, й лише у тому разі, коли поточне значення населеності верхнього рівня є більше, аніж нижнього.

Стан квантової системи, за якого населеність верхнього рівня є більша за населеність нижнього, називається *станом з інверсною населеністю*, а середовище з інверсною населеністю називається *інверсним*, чи то *активним*.

Що ж до можливої рівності населеностей верхнього та нижнього рівнів ($N_2^* = N_1^*$), то з (9.30) видно, що у цьому разі $P = 0$, тобто сигнал у середовищі не підсилюється і не послаблюється. Середовище для сигналу є *прозорим*. Такий стан з рівними населеностями рівнів називають *насиченням переходу*.

Тільки активне середовище забезпечує збільшення потужності опромінювального поля.

Структурну схему квантового підсилювача подано на рис. 9.4.

Задача його функціонування зводиться до того, що вхідним сигналом, який підлягає підсилюванню, опромінюються частинки активного середовища. Якщо частота сигналу збігається з частотою квантового переходу, то частинки верхнього рівня стимульовано випромінюють енергію і збільшують потужність вхідного сигналу. Тому

$$P_{\text{вих}} = P_{\text{вх}} + P_a, \quad (9.32)$$

де P_a – результуюча потужність, що випромінює активним середовищем. З (9.32) видно, що потужність вихідного сигналу $P_{\text{вих}}$ зростає порівняно з $P_{\text{вх}}$ на P_a .

Розглянемо закон зміни потужності підсилюваного сигналу вздовж напрямку поширювання хвилі. Через одиничний переріз активного середовища (рис. 9.5, а) поширюється плоска хвиля. При проходженні через середовище потік енергії S змінюється. Зміна dS у шарі dz за 1 с дорівнює

$$dS = Pdz, \quad (9.33)$$

де потужність визначається за (9.30).

З іншого боку, потік енергії дорівнює добутку об'ємної густини енергії ρ на групову швидкість $v_{\text{гр}}$:

$$S = \rho v_{\text{гр}}. \quad (9.34)$$

Підставивши (9.30) у (9.33), з урахуванням (9.34), дістаємо

$$dS \, dS/S = (B\rho(N_2^* - N_1^*) h\nu_{21}/v_{\text{гр}}) dz \quad (9.35)$$

чи

$$dS/S = \beta dz, \quad (9.36)$$

де

$$\beta = B\rho(N_2^* - N_1^*)/v_{\text{гр}}. \quad (9.37)$$

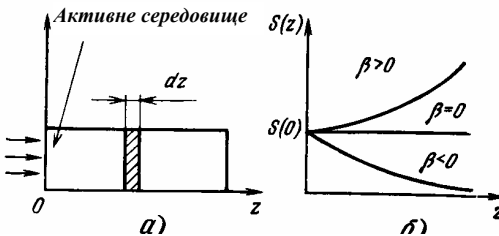


Рис. 9.5. До виведення закону Бугера

Вираз (9.36) в оптиці називається *диференціальним законом Бугера*, а коефіцієнт β – *коефіцієнтом поглинання*. Інтегруючи (9.36) в межах від 0 до z , дістанемо *інтегральний закон Бугера*:

$$S(z) = S(0) \exp(\beta z). \quad (9.38)$$

У пасивному середовищі коефіцієнт поглинання є від'ємний, оскільки $N_2 < N_1$. Отже, $S(z)$ спадатиме вздовж z . За $N_2 = N_1$ середовище є абсолютно прозоре, а за $N_2 > N_1$ спостерігатиметься підсилювання.

Згідно з (9.38), потік енергії за $\beta > 0$ має необмежено зростати за експонентою (рис. 9.5, б). Тут не враховано дві обставини: наявність втрат a на стінках та неоднорідностях середовища та залежність β від об'ємної густини енергії ρ , яка, своєю чергою, залежить від z .

Отже, у загальному вигляді диференціальний закон Бугера можна записати у вигляді

$$dS(z)/dz = S(z)[\beta(\rho) - a]. \quad (9.39)$$

З аналізу (9.39) можна зробити корисні висновки. З (9.37) видно, що за малих рівнів ρ (на початку осі z) різниця $N_2^* - N_1^*$ велика і $\beta(\rho) > a$. Наростання S уздовж осі z йде за експоненціальним законом. Далі S та ρ (9.34) зростають, що призводить до збільшення вимушених випромінювань, а отже, до зменшення різниці $N_2^* - N_1^*$. Згідно з (9.37), $\beta(\rho)$ при цьому зменшуватиметься, прагнучи до a . Темп наростання потоку енергії $S(z)$ сповільнюється.

Вираз (9.39) є похідною залежності $S(z)$ від z . Вочевидь, що досягши $\beta(\rho) = a$, похідна стає дорівнюваною нулю, тобто зростання $S(z)$ припиняється через насичення переходу $N_2^* = N_1^*$.

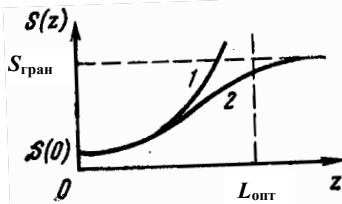


Рис. 9.6. До з'ясування впливу довжини активного середовища

На рис. 9.6 подано залежності $S(z)$: крива 1 за умови, що $\beta = \text{const}$, і крива 2 з урахуванням спадання $N_2^* - N_1^*$ уздовж осі z .

Видно, що $S(z)$ прагне до певної межі $S_{\text{гран}}$. Звідси можна зробити важливий висновок, що подовження шляху хвилі (довжини активного середовища L) не призводить до істотного ефекту. За заданих рівнів вхідної потужності $S(0)$ існує певна оптимальна довжина, яка враховується при проектуванні приладу.

Для побудови генератора треба вихід підсилювача сполучити з входом елемента зворотного зв'язку (рис. 9.7).

Якщо в підсилювачі поле, що опромінює активне середовище, збуджується вхідним сигналом, який підлягає підсиленню, то у квантовому генераторі таке поле спочатку виникає через флуктуації, і зокрема через спонтанне випромінювання.

Задля створення активного середовища в сучасних квантових приладах використовуються два основні методи: сортування частинок за енергетичними станами і створення інверсії населеностей.

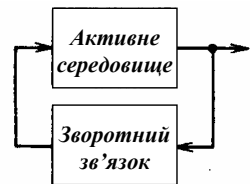


Рис. 9.7. Структурна схема генератора

9.6 Випромінювання енергії молекулами в резонаторі

Задля побудови генератора треба до квантового підсилювача впровадити зворотний зв'язок. Зокрема, цю функцію може виконувати об'ємний резонатор, в якому випромінювання активного середовища, відбиваючись від стінок резонатора, впливає на молекули верхнього енергетичного рівня і спричинює вимушене випромінювання. За активне середовище може слугувати водень, аміак та деякі інші гази. Газ має перебувати у стані інверсії населеностей, що досягається, приміром, сортуванням частинок.

Частинки, добрані в системі сортування, уводяться до резонатора, де під впливом наявних там коливань випромінюють кванти енергії. Потім ці молекули має бути з резонатора вилучено, оскільки вони тепер стають споживачами енергії коливань. Отже, активні молекули має бути уведено до резонатора на якийсь певний час.

Щоби з'ясувати умови випромінювання, скористаємося відомим виразом для імовірності стимульованого випромінювання енергії у резонаторі:

$$\gamma^2 = \frac{(\mu E_0 / h)^2}{(\mu E_0 / h)^2 + (\nu - \nu_0)^2} \sin^2 \left\{ \pi t [(\mu E_0 / h)^2 + (\nu - \nu_0)^2]^{0,5} \right\}, \quad (9.40)$$

де μ – дипольний момент молекули; E_0 – напруженість НВЧ поля резонатора на частоті переходу ν_0 ; h – стала Планка; ν – частота настройки резонатора; t – час перебування молекули в резонаторі.

Аналіз (9.40) зводиться до визначення умов, за яких молекула випромінює енергію напевно, тобто $\gamma = 1$.

1. $\nu = \nu_0$, тобто резонатор має бути настроєно саме на частоту переходу ν_0 . Якщо ж $\nu \neq \nu_0$, то γ завжди є менше за одиницю. Отже, (9.40) набуває вигляду

$$\gamma = \sin(\pi \mu E_0 / h). \quad (9.41)$$

2. Оскільки (9.41) є періодичною функцією, то для здобуття $\gamma = 1$ слід потребувати, щоби аргумент синуса був $\pi/2$. З іншого боку, вочевидь, що час t перебування молекули в резонаторі має бути визначеним і дорівнювати часу релаксації: $t = \tau$. Отже, визначеною має бути і довжина резонатора. За даної швидкості молекул довжину резонатора обирають з таким розрахунком, щоби молекула покинула його через τ після „вльоту”. Якщо $t < \tau$, тобто резонатор є короткий, то, пролетівши його, молекула може не встигнути випромінювати енергію. У разі ж довгого резонатора, коли $t > \tau$, молекула верхнього рівня випромінює енергію, продовжує взаємодіяти з електромагнітним полем усередині резонатора. Через це вона зможе поглинути раніше випромінювальну енергію, послабивши тим самим потужність коливань у резонаторі.

Час τ визначаємо з (9.41), вважаючи $t = \tau$. Щоби $\gamma = 1$, слід потребувати виконання рівності

$$\pi \mu E_0 \tau / h = \pi / 2, \quad (9.42)$$

звідки

$$\tau = h / 2 \mu E_0. \quad (9.43)$$

Приміром, для аміачного генератора $\tau = 2,5 \cdot 10^{-4}$ с і за швидкості молекул 400 м/с довжина резонатора дорівнює 10 см.

9.7 Способи створювання інверсії населеностей

Задля створювання інверсії населеностей у сучасних квантових приладах використовуються два основні методи: сортування частинок за енергетичними станами і різноманітні способи накачування.

Метод сортування частинок використовується задля створення інверсії населеностей у газоподібних речовинах.

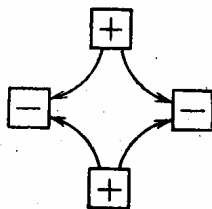


Рис. 9.8. Кватрупольний конденсатор

Як сортувальний пристрій використовується кватрупольний конденсатор, який являє собою чотири металевих паралельно розташованих стрижня (рис. 9.8). До стрижнів підводиться стала напруга приблизно 20 кВ, полярність якої є зрозуміла з рисунка. Напруженість електричного поля між стрижнями є максимальна поблизу стрижнів і дорівнює нулю на осі симетрії конденсатора, вздовж якої рухаються молекули аміаку.

В електричному полі спостерігається зміщення електричних рівнів, як верхнього, так і нижнього. Це явище, відоме під назвою *ефекту Штарка*, показано на рис. 9.9. За відсутності електричного поля, тобто до вльоту до кватрупольного конденсатора, молекули верхнього й нижнього рівнів мають енергії W_2 та W_1 відповідно. В електричному полі конденсатора ці рівні зміщуються на

$$\begin{aligned}\Delta W_1 &= -\alpha^2 E^2 / (W_2 - W_1); \\ \Delta W_2 &= \alpha^2 E^2 / (W_2 - W_1),\end{aligned}\quad (9.44)$$

де α — певна стала. З рис. 9.9 видно, що у нульовому полі, тобто на осі симетрії конденсатора, наявної мінімум енергії молекул верхнього рівня і максимум — нижнього. Оскільки будь-яка система прагне набути положення з мінімальним запасом внутрішньої енергії, молекули верхнього рівня виштовхуватимуться з поля, прямуючи по осі симетрії, а молекули нижнього рівня, втягуючись до поля, попрямують до стрижнів. У такий спосіб в неоднорідному електричному полі кватрупольного конденсатора здійснюється просторове розділення молекул верхнього і нижнього рівнів. На рис. 9.10 показано системи до і після сортування.

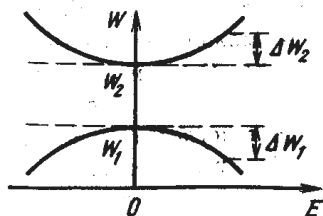


Рис. 9.9. До пояснення ефекту Штарка

У твердотільних та рідинних квантових приладах задля створювання інверсії населеностей використовують різні способи накачування, але найбільш поширеним є метод допоміжного електромагнітного поля, частота якого збігається з частотою одного з переходів. Цей метод полягає у тому, що речовина опромінюється електромагнітним полем від місцевого генератора. Частинки нижніх рівнів, споживаючи кванти енергії від

джерела накачування, переходять „угору” і зумовлюють інверсію населеностей. Оскільки випромінювана згодом енергія використовується задля підсилювання сигналу, то накачування забезпечує не що інше, як живлення підсилювача.

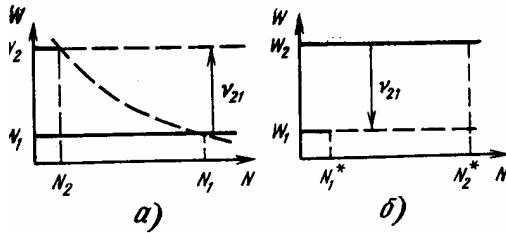


Рис. 9.10. Енергетична діаграма системи до і після сортування молекул за рівнями

У дворівневій системі (див. рис. 9.10) створити інверсію населеностей методом безпосереднього впливу зовнішнім опромінюванням неможливо. За скільки завгодно великої потужності накачування можна домогтися тільки насичення переходу, тобто вирівнювання населеностей $N_1^* = N_2^*$.

1955 року вчені М. Г. Басов та О. М. Прохоров запропонували метод використання *трирівневої системи*, в якій інверсія населеностей досягається у такий спосіб.

Накачування здійснюється на частоті ν_{13} (рис. 9.11, а), а посилення чи то на ν_{32} , чи на ν_{21} . У перебігу накачування перехід 1-3, як правило, насичується (рис. 9.11, б), тобто $N_1^* = N_3^*$. Якщо при цьому $N_3^* > N_2^*$, підсилювання є можливе на частоті ν_{21} . У тих випадках, коли $N_2^* > N_1^*$, підсилювання здійснюють на частоті ν_{21} .

Зазначимо, що наведені міркування є справедливі у тому разі, якщо можна знехтувати спонтанними переходами, тобто на порівняно низьких частотах (9.27). Припустимо, що енергетичні інтервали між рівнями є $\Delta W < kT$.

Наприклад, для кімнатної температури $kT_{30^\circ} \approx 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 = 414 \cdot 10^{-23}$ Дж.

Припустимо, що $\Delta W = 0,1 kT_{30^\circ} \approx$

$\approx 41,4 \cdot 10^{-23}$ Дж, тоді частота переходу

$\nu = \Delta W/h = 41,4 \cdot 10^{-23}/6,3 \cdot 10^{-34} =$

$= 6,57 \cdot 10^{11}$ Гц, що відповідає довжині хвилі $\lambda = 0,46$ мм, тобто це є область міліметрових та сантиметрових хвиль.

З'ясуємо, за яких умов досягається інверсія населеностей на переходах 1-2 та 2-3. У стані термодинамічної рівноваги населеності рівнів підпорядковуються закону Больцмана:

$$N_3 = N_1 \exp[-(W_3 - W_1)/kT]; \quad N_2 = N_1 \exp[-(W_2 - W_1)/kT]. \quad (9.45)$$

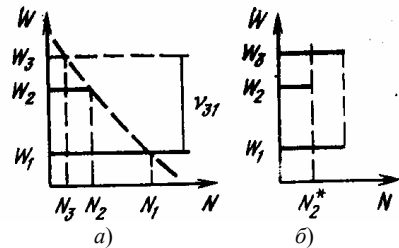


Рис. 9.11. Створювання населеностей у трирівневій системі

З урахуванням зауваги стосовно величини енергетичних інтервалів, матимемо

$$(W_3 - W_1)/kT < 1; (W_2 - W_1)/kT < 1. \quad (9.46)$$

Тому експоненти (9.45) можна розвинути у степеневі ряди, які містять члени першого порядку:

$$N_3 = N_1[1 - (W_3 - W_1)/kT]; \quad (9.47)$$

$$N_2 = N_1[1 - (W_2 - W_1)/kT], \quad (9.48)$$

тобто ділянку експоненти апроксимуємо прямою (див. рис. 9.11, а). За насичення переходу 1-3 в перебігу накачування населеності N_1^* і N_2^* вирівнюються. Нехтуючи релаксацийними процесами, дістаємо рівність

$$(N_1 + N_3)/2 = N_1[1 - (W_3 - W_1)/2kT]. \quad (9.49)$$

Оскільки на другий рівень накачування не впливає, його населеність не змінюється ($N_2 = N_2^*$). Тоді для підсилювання на частоті ν_{32} слід потребувати, щоби $N_3^* > N_2$. З (9.48) і (9.49) дістаємо

$$W_2 - W_1 > (W_3 - W_1)/2. \quad (9.50)$$

Отже, другий рівень має розташовуватися вище за середину енергетичної відстані між першим та третім рівнями (рис. 9.12, а).

Задля підсилювання сигналу на частоті ν_{21} треба, щоби $N_2 > N_1^*$. При цьому, як випливає з (9.48) та (9.49), має виконуватися нерівність

$$W_2 - W_1 < (W_3 - W_1)/2, \quad (9.51)$$

тобто другий рівень має розташовуватися нижче за середину енергетичної відстані між першим та третім рівнями (рис. 9.12, б).

Що ж до релаксацийних процесів, що випали з розгляду, то для їхнього урахування слід скористатися так званими *кінетичними рівняннями Ейнштейна*. З цих рівнянь випливає, що за інших рівних умов інверсія населеностей є можлива на тому переході, частота якого більшою мірою відрізняється від частоти накачування. Оскільки сформульований висновок не суперечить умовам (9.50) та (9.51), подібне врахування процесів релаксації тут опущено.

Отже, трирівнева система порівняно з дворівневою має дві найважливіші переваги: насичення переходу 1-3 не впливає на працездатність підсилювача; підсилювач може працювати в неперервному режимі, оскільки накачування і підсилювання здійснюються на різних частотах.

Ще більші можливості має *чотирирівнева система*. Використовування усіх чотирьох рівнів може забезпечити ефективнішу інверсію населеностей, тобто більшу відмінність населеностей верхнього та нижнього рівнів (рис. 9.13).

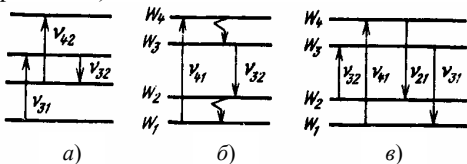


Рис. 9.13. Чотирирівнева система

Якщо накачування проводити водночас на двох частотах – ν_{n1} та ν_{n2} , причому

$$\nu_{n1} = \nu_{31}; \quad \nu_{n2} = \nu_{42}, \quad (9.52)$$

а підсилювання – на частоті ν_{32} (рис. 9.13, а), то в режимі насичування населеності третього і другого рівнів визначатимуться співвідношеннями

$$N_3^* = (N_1 + N_3)/2; \quad N_2^* = (N_2 + N_4)/2. \quad (9.53)$$

З урахуванням $N_1 > N_3$ та $N_2 > N_4$ віднайдемо відмінність населеностей для чотирирівневої системи:

$$N_3^* - N_2^* = (N_1 - N_2)/2. \quad (9.54)$$

За цих умов для трирівневої схеми, наприклад на рис. 9.13, а, відмінність населеностей можна записати у вигляді

$$N_3^* - N_2^* = N_1/2 - N_2. \quad (9.55)$$

Оскільки

$$N_1/2 - N_2/2 > N_1/2 - N_2, \quad (9.56)$$

у чотирирівневій схемі відмінність населеностей є вища, отже, й більша є кількість квантів, передаваних підсилюваному НВЧ полю. Це можна використовувати чи то для підвищування коефіцієнта підсилювання, чи то для менш глибокого охолодження речовини. Дійсно, при підвищенні температури речовини через спонтанне випромінювання населеність верхнього рівня спадає. Проте відмінність населеностей є достатньою задля підсилювання сигналу.

Слід зауважити, що, добравши систему, в якій частоти переходів ν_{31} та ν_{42} збігаються ($\nu_{n1} = \nu_{n2}$), можна раціональніше побудувати квантовий прилад, оскільки потрібен тільки один генератор накачування.

В іншому варіанті (рис. 9.13, б) накачування здійснюється на частоті ν_{41} , а посилювання – на частоті ν_{32} . При цьому в перебігу накачування через релаксацийні процеси (хвилясті стрілки) відбувається інтенсивне збіднювання четвертого та другого рівнів. Через це населеність третього рівня зростає, а другого – знижується, тобто різко зростає відмінність населеностей $N_3^* - N_2^*$. Через це для накачування потрібна потужність в десятки і сотні разів менша, аніж у трирівневій системі.

Всі розглянуті варіанти відрізнялися тим, що частота накачування була вищою за частоту підсилюваного сигналу. В певних випадках це є недоліком. При використуванні чотирирівневої системи (рис. 9.13, в) можна домогтися того, що частота накачування може бути меншою за частоту підсилюваного сигналу.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. У чому полягає відмінність принципу дії квантових приладів від електронних?
2. Що таке енергетичний спектр частинки?
3. Від чого залежить частота енергетичного переходу?
4. Який рівень енергії частинки називають основним?

5. Що таке квантовий перехід?
6. Якими бувають квантові переходи?
7. Від чого залежить ширина спектральної лінії випромінювання частинки?
8. При виконанні яких умов у квантових приладах можливе підсилювання та генерування сигналів?
9. Які методи використовуються для створення активного середовища?
10. Що таке інверсія населеностей?
11. Як створюється інверсія населеностей?
12. Які переваги має трирівнева система створення інверсії населеностей перед дворівневою?
13. Які переваги має чотирирівнева система створення інверсії населеностей перед трирівневою?

Розділ 10

КВАНТОВІ ПІДСИЛЮВАЧІ

10.1 Коефіцієнт підсилювання квантового підсилювача

Якщо на активне середовище впливає електромагнітний сигнал, частота якого збігається з частотою переходу, то через індуковане випромінювання відбувається підсилювання сигналу, який підводиться. Дійсно, частинки верхнього рівня за стимульованого випромінювання енергії передають її опромінювальному НВЧ полю. Оскільки $N_2^* > N_1^*$, то кількість квантів, передаваних НВЧ полю, буде більшою за кількість квантів, поглинутих з нього. Задля віднайдення коефіцієнта підсилювання квантового підсилювача розглянемо відрізок хвилеводу, заповнений активним середовищем (рис. 10.1).

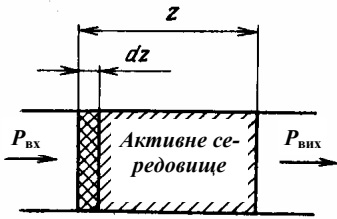


Рис. 10.1. До визначення коефіцієнта підсилювання квантового підсилювача

підсилювання при цьому є

$$K_p = P_{\text{вих}} / P_{\text{вх}}. \quad (10.1)$$

За опромінювання малопотужним сигналом активне середовище має лінійні властивості, оскільки можна знехтувати змінюванням населеностей N_2 та N_1 . Тоді приріст потужності dP сигналу на ділянці активного середовища є пропорційний до довжини ділянки dz та абсолютної потужності P :

$$dP = \beta_c P dz, \quad (10.2)$$

де β_c – параметр, що характеризує властивості середовища. Інтегруємо (10.2):

$$\int_{P_{\text{вх}}}^{P_{\text{вих}}} dP / P = \beta_c \int_0^z dz,$$

з чого виходить, що

$$\ln P_{\text{вих}} - \ln P_{\text{вх}} = \beta_c z \quad (10.3)$$

або, з урахуванням (10.1),

$$K_p = \exp(\beta_c z). \quad (10.4)$$

Ця формула є схожа із законом Бугера (9.38). Для з'ясування фізичного смислу β_c розкладемо (10.4) у ступеневий ряд і, вважаючи $\beta_c z < 1$, обмежимося першими двома членами розвинення:

$$K_p = 1 + \beta_c z. \quad (10.5)$$

З (10.1) та (10.5), а також враховуючи $P_{\text{вих}} - P_{\text{вх}} = P_a$ – приріст потужності у середовищі, визначаємо

$$\beta_c = P_a / z P_{\text{вх}}, \quad (10.6)$$

тобто β_c є показником підсилювання $P_a / P_{\text{вх}}$ активного середовища, що припадає на одиницю її довжини; β_c має розмірність $[\text{см}^{-1}]$.

Хвиля, проходячи в активному середовищі відстань $z = 1/\beta_c$, збільшує власну потужність у $e = 2,72$ раза (рис. 10.2).

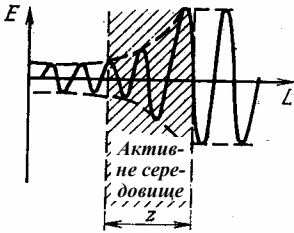


Рис. 10.2. Проходження хвилі через активне середовище

Як видно з (10.4), за $\beta_c = \text{const}$ єдиним методом підвищення коефіцієнта підсилювання є збільшення довжини активного середовища. Якщо прийняти $\beta_c = 0,01 \text{ см}^{-1}$, то z сягне значних розмірів. Наприклад, для $K_p = 10$ потрібна довжина $z \approx 5 \text{ м}$, що є складно зреалізувати.

Задля зменшення геометричної довжини квантових підсилювачів без зменшення їхньої ефективності використовують вплив додатного зворотного зв'язку. З цією метою активну речовину поміщують в об'ємний резонатор, настроєний на частоту переходу, тобто на частоту підсилюваного сигналу. Хвиля, пройшовши через речовину, посилюється в $\exp(\beta z)$ разів, де z – довжина, на якій розподілено активну речовину, потім, відбившись від стінок резонатора, знову проходить через речовину і підсилюється ще в $\exp(\beta z)$ разів і т. д. Якщо стінки резонатора відбивають понад 50 % енергії, то внаслідок багаторазового відбиття хвиль коефіцієнт підсилення може досягти скільки завгодно великих значень, аж до виникнення генерації.

Зрозуміло, потужність не може зростати безмежно.

Кожен індукований перехід вниз зменшує кількість частинок верхнього рівня. Перейшовши донизу, частинки розпочинають поглинати енергію, і, якщо не підтримувати у певний спосіб надлишок частинок на верхньому рівні, настане насичення, що схарактеризовуватиметься рівністю населеностей верхнього та нижнього рівнів. За насичення підсилювання зникає.

Що ж до показника квантового підсилювання, то, як було показано у (9.37),

$$\beta_c \sim (N_2^* - N_1^*). \quad (10.7)$$

Оскільки за інших рівних умов показник квантового підсилення є пропорційний до відмінності населеностей $N_2^* - N_1^*$, робоча речовина повинна обиратися з можливо більшою концентрацією частинок. Тому для підсилювачів використовують переважно кристали, де концентрація частинок на п'ять-шість порядків є вища, аніж у газах.

Однією з основних характеристик підсилювача є смуга частот підсилюваних сигналів, тому активні речовини, в яких молекули чи атоми не взаємодіють між собою (розріджені гази), є непридатні задля забезпечення потрібної смуги частот стосовно підсилювання. Дійсно, у розріджених газах частинки віддалені одна від одної на значні відстані. Взаємодія поміж ними є слабка і розмитість рівнів мала.

Отже, спектральна лінія випромінювання є вузька. Остання властивість є цінна для генератора, але неприйнятна у підсилювачі. Приміром, задля підсилювання телевізійного сигналу потрібна смуга пропускання $\Delta\nu = 6 \dots 10$ МГц, а смуга частот квантового підсилювача на пучку молекул аміаку становила б усього лише 10 кГц.

Задля створення широкосмугового квантового підсилювача потрібна активна речовина, що має широкі спектральні лінії у радіодіапазоні. Не взаємодіючі поміж собою молекули чи атоми в цьому разі є непридатні. Широкі спектральні лінії (розмиті рівні) виникають за потужної взаємодії частинок у щільних середовищах – рідинах та твердих тілах. Проте в цих середовищах важко добрати систему рівнів, відповідних до радіодіапазону. Окрім того, за потужної взаємодії частинок, яка потрібна для широкосмугової, вельми складно здійснювати інверсію населеностей.

Можливість створення квантового підсилювача, придатного для розв'язування практичних завдань, з'явилася лише після того, як Н. Бломберген (США) запропонував використовувати для цієї мети діамантні кристали з домішкою парамагнітних іонів. Такого роду підсилювачі дістали назву *квантових парамагнітних підсилювачів*.

10.2 Енергетичні рівні парамагнітних іонів у кристалах. Ефект Зеемана

Зазвичай всі електрони в атомі із заповненими електронними оболонками поєднуються у пари у такий спосіб, щоби їхні моменти взаємно компенсувалися. Тому більшість речовин є *діамантні*. Їхні атоми не мають власних магнітних моментів. В атомах з недобудованими внутрішніми електронними оболонками електрони таких оболонок можуть мати некомпенсовані магнітні моменти. Атоми чи іони, результуючий магнітний момент яких є відмінний від нуля, називаються *парамагнітними*.

Як приклад розглянемо тричі іонізований іон хрому Cr^{+++} . Три електрони в ньому не спарено, й іон має результуючий магнітний момент, відмінний від нуля. Повна внутрішня енергія парамагнітного іона

$$W = W_1 + W_2 + W_3 + W_{\text{магн}} \quad (10.8)$$

Доданки $W_1 - W_3$ визначаються квантовими числами n , l та j .

Магнітні властивості вільного парамагнітного іона повністю визначаються квантовими числами l , s та j . Якщо ж парамагнітний іон помістити у зовнішнє статне магнітне поле, то відбувається розщеплення енергетичних рівнів (ефект Зеемана). Його причиною є взаємодія результуючих магнітних моментів $\mathbf{M}$ парамагнітних іонів із зовнішнім сталим магнітним полем напруженістю $\mathbf{H}$. Енергія цієї взаємодії у першому наближенні

$$W_{\text{магн}} = \mathbf{M}\mathbf{H} \cos \theta, \quad (10.9)$$

де θ – кут між $\mathbf{M}$ та $\mathbf{H}$ (рис. 10.3). Величина $\mathbf{M}\cos \theta$ являє собою проекцію магнітного моменту $\mathbf{M}$ на напрямок магнітного поля $\mathbf{H}$. Ця проекція не може бути довільною – вона квантується згідно із законом

$$M \cos \theta = m \mu_B, \quad (10.10)$$

де m – магнітне квантове число; $\mu_B = 0,927 \cdot 10^{-23}$ Дж/Тл – магнетрон Бору.

Магнітне квантове число m набуває таких значень:

$$+j; j-1; j-2; \dots; -j. \quad (10.11)$$

Тричі іонізований іон хрому перебуває в основному стані ($n=1$), отже $l=n-1=0$, $j=s$. Оскільки спин одного електрона дорівнює $1/2$, то для трьох спінів, що не скомпенсовуються, дістанемо $s=3/2$. Тоді, відповідно до (10.11), магнітне квантове число може дорівнювати одному з чотирьох значень: $+3/2$; $+1/2$; $-1/2$; $-3/2$. Все залежить від орієнтації вектора магнітного моменту у зовнішньому магнітному полі $\mathbf{H}$.

Підставивши (10.10) до (10.9), матимемо

$$W_{\text{магн}} = H m \mu_B. \quad (10.12)$$

Отже, залежно від орієнтації вектора магнітного моменту іона у зовнішньому магнітному полі змінюється магнітне квантове число m і, відповідно, енергія $W_{\text{магн}}$, тобто у сталому магнітному полі енергія парамагнітного іона розщеплюється на $2j+1$ підрівень. Кожному підрівневі відповідає власна орієнтація $\mathbf{M}$ відносно напрямку $\mathbf{H}$ (рис. 10.4).

Таким чином, іон Cr^{+++} , обмінюючись енергією з електромагнітним випромінюванням, змінює орієнтацію моменту $\mathbf{M}$ у полі $\mathbf{H}$.

Результат розщеплення

ілюструється діаграмою на рис. 10.5.

З (10.2) і рис. 10.5 є очевидна вельми цінна перевага парамагнітних систем: залежність енергетичної відстані між підрівнями від $\mathbf{H}$. Це надає можливість регулювати частоту переходу, тобто „настроювати” парамагнітні іони на потрібну частоту підсилюваного сигналу, тому квантові парамагнітні підсилювачі і набули широкого застосування.

10.3 Електронний парамагнітний резонанс

Явище *електронного парамагнітного резонансу* (ЕПР) відкрито академіком Е. К. Завойським.

Електронний парамагнітний резонанс – це селективне за частотою поглинання чи випромінювання електромагнітної енергії парамагнітною речовиною, яка перебуває у сталому магнітному полі.

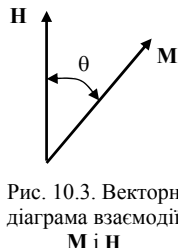


Рис. 10.3. Векторна діаграма взаємодії $\mathbf{M}$ і $\mathbf{H}$

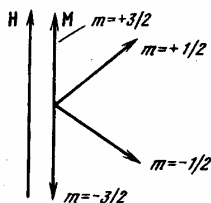


Рис. 10.4. Орієнтування підрівнів у магнітному полі

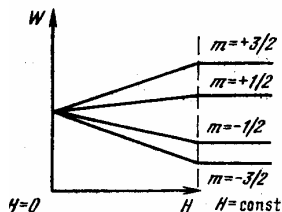


Рис. 10.5. Розщеплення енергетичного рівня на підрівні у магнітному полі

При опромінюванні парамагнітних іонів на частоті переходу в перебігу ЕПР спостерігається поглинання енергії опромінювального електромагнітного поля іонами нижнього рівня. Отже, за допомогою ЕПР можна створювати активне середовище, здатне підсилювати сигнал.

Стосовно парамагнітних кристалів розрізняють два види релаксації: спін-спінову та спін-граткову.

Спін-спінова релаксація – процес встановлення термодинамічної рівноваги, зумовлений взаємодією магнітних моментів парамагнітних іонів один з одним. Для інверсії населеностей спін-спінова релаксація – явище шкідливе. Через малу відстань між іонами взаємодія магнітних моментів є надто велика. Вона заважає впорядкованому орієнтуванню моментів. Як наслідок час спін-спінової релаксації τ_1 , тобто час життя іонів на верхньому рівні, є малий. Задля збільшення τ_1 слід збільшувати відстань між іонами, послабивши тим самим взаємодію між ними. На практиці це досягається так званим магнітним *розбавлянням*. Суть його полягає у тому, що парамагнітні іони у незначній концентрації – 0,03...0,1 % – розподілено у діамагнітних кристалах. Такі матеріали дістали назву *парамагнетиків*. Прикладом є рубін, який є кристалом корунду Al_2O_3 з домішкою тричі іонізованих іонів хрому Cr^{+++} .

Спін-граткова релаксація – процес встановлення термодинамічної рівноваги між сукупністю парамагнітних іонів та кристалічною граткою парамагнетика. Вид релаксації зумовлено взаємодією магнітних моментів іонів з полями кристалічної гратки. Її частинки перебувають у невпинному коливальному русі. І коливальна енергія частинок є квантована й може змінюватися лише дискретно. Частота теплових коливань кристалічної гратки утворює спектр, що сягає від нульових частот до частот інфрачервоного випромінювання. Один квант коливальної енергії гратки називається *фононом*. Під впливом фононів іони верхнього рівня можуть випромінювати власну енергію. При цьому зменшується час життя іонів на верхньому рівні, яке оцінюється часом *спін-граткової релаксації* τ_2 . Оскільки спін-граткова релаксація зумовлена тепловими коливаннями частинок гратки, то задля збільшення часу спін-граткової релаксації знижують температуру кристала.

Сумарний час релаксації визначається з виразу

$$1/\tau = 1/\tau_1 + 1/\tau_2. \quad (10.13)$$

Оскільки $\tau_1 > \tau_2$, то й час спін-спінової релаксації є головним.

10.4 Однорезонаторні квантові парамагнітні підсилювачі

Задля забезпечення підсилювання треба здійснювати багаторазову взаємодію підсилюваного сигналу з активним середовищем, тобто збільшувати час їхньої взаємодії. Парамагнетик слід розмістити у приладі, що накопичує енергію електромагнітних коливань, наприклад в об'ємному резонаторові. Він має бути двочастотним: одна резонансна частота має збігатися з частотою підсилюваного сигналу, а друга – з частотою накачування. Однорезонаторні квантові парамагнітні підси-

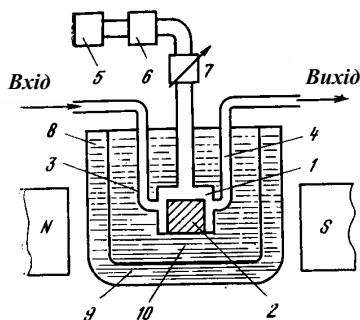


Рис. 10.6. Схема однорезонаторного КПП

ють у посудині Дьюара 8, внутрішню ємність якої заповнено рідким гелієм, а зовнішню – рідким азотом. У рідкому гелії розташовують також обмотки електромагніту, що створює стале магнітне поле. Через глибоке охолодження ($T = 4,2 \text{ K}$) дроти обмоток стають надпровідними. Від джерела сталої напруги в обмотках збуджують струм, потрібний для створення потрібної напруженості, потім обмотки замикають накоротко надпровідною перемичкою, а джерело вимикають. Через надпровідність збуджений струм циркулює в обмотках як завгодно довго. Так здійснюється настроювання КПП на частоту підсилюваного сигналу.

Парамагнітний підсилювач прохідного типу має малий коефіцієнт підсилювання, оскільки випромінювана парамагнетиком енергія проникає не тільки до вихідного, але й до вхідного хвилеводу. Цей недолік усунуто у КПП відбивного типу (рис. 10.7): 1 – двочастотний резонатор; 2 – парамагнетик; 3 – хвилевід накачування; 4 – хвилевід сигналу; 5 – атенюатор; 6 – узгоджувальний пристрій; 7 – джерело накачування; 8 – циркулятор; 9 – посудина Дьюара; 10 – рідкий азот; 11 – рідкий гелій. Вхідне та вихідне кола розв'язані циркулятором. Особливість роботи цього КПП полягає в тому, що сигнал із вхідного плеча I може потрапити тільки до плеча II, яке веде до резонатора з парамагнетиком. Відбитий підсилений сигнал з резонатора прямує тільки до плеча III, сполученого з навантаженням. Стос онов решті відбивний КПП працює так само, як і прохідний.

Спрощену еквівалентну схему квантового парамагнітного підсилювача відбивного типу можна змоделювати, використовуючи схему об'ємного резонатора з ємністю C , індуктивністю L_0 та опором втрат R_0 (рис. 10.8).

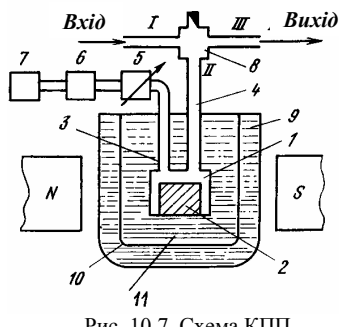


Рис. 10.7. Схема КПП відбивного типу

лювачі (КПП) бувають двох типів: *прохідні* та *відбивні*. На рис. 10.6 наведено схему однорезонаторного КПП прохідного типу: 1 – частотний резонатор; 2 – парамагнетик; 3 – вхідний хвилевід; 4 – вихідний хвилевід; 5 – генератор накачування; 6 – феритовий вентиль; 7 – атенюатор; 8 – посудина Дьюара; 9 – рідкий азот; 10 – рідкий гелій. Підсилюваний сигнал через вхідний хвилевід 3 підводиться до двочастотного резонатора 1, проходить через парамагнетик 2 і через вихідний хвилевід 4 відводиться до навантаження.

Для охолодження активного середовища резонатор з парамагнетиком розміщу-

Добротність резонатора без парамагнетика визначається рівністю

$$Q_0 = \omega_0 L_0 / R_0, \quad (10.14)$$

де ω_0 – власна частота резонатора (без парамагнетика).

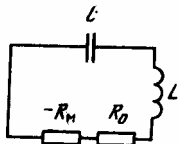


Рис. 10.9. Еквівалентна схема КПП відбивного типу за наявності парамагнетика та інверсії населеностей

За наявності парамагнетика та інверсії населеностей, тобто з урахуванням активного середовища, зі схеми на рис. 10.8 можна змодельовувати еквівалентну схему (рис. 10.9). Тут L та C – індуктивність та ємність резонатора з урахуванням реактивностей парамагнетика, а $R_M < 0$ – негативний опір, що враховує підсилювальні властивості активного середовища. Результуюча добротність при цьому

$$Q_{\text{рез}} = \omega L / (R_0 - R_M). \quad (10.15)$$

З урахуванням (10.14) та (10.15) матимемо

$$1/Q_{\text{рез}} = 1/Q_0 - 1/Q_M. \quad (10.16)$$

Величину

$$Q_M = \omega L / R_M \quad (10.17)$$

узвичасно називати *магнітною добротністю*.

Взявши до уваги зв'язок резонатора з хвилеводом, матимемо остаточну спрощену схему КПП відбивного типу (рис. 10.10), де $R_{\text{зв}}$ – перерахований до контура опір зв'язку з хвилеводом. Опір $R_{\text{зв}}$ вносить до контура втрати, які враховуються добротністю зв'язку

$$Q_{\text{зв}} = \omega L / R_{\text{зв}}. \quad (10.18)$$

З (10.16) та (10.18) можна відняти вираз для повної добротності:

$$1/Q_{\text{повн}} = 1/Q_0 + 1/Q_{\text{зв}} - 1/Q_M = 1/Q_H - 1/Q_M, \quad (10.19)$$

де

$$1/Q_H = 1/Q_0 + 1/Q_{\text{зв}}. \quad (10.20)$$

Еквівалентну схему (див. рис. 10.10) і поняття „повна добротність” (10.19) можна використовувати задля визначання коефіцієнта підсилювання та смуги пропускання КПП.

Розглядаючи еквівалентну схему на рис. 10.10 КПП відбивного типу (див. рис. 10.7), переконуємося у тому, що в лінії підсилюваний та підсилений сигнали поширюються назустріч один одному. Отже, підсилений сигнал можна розглядати як хвилю, відбиту від резонатора. Тому коефіцієнт підсилювання за напругою дорівнює модулю коефіцієнта відбиття:

$$G = |(Z_H/Z_0 - 1)/(Z_H/Z_0 + 1)|, \quad (10.21)$$

де Z_0 – хвильовий опір лінії; Z_H – перерахований на вхід опір резонатора з активним середовищем (див. рис. 10.10).

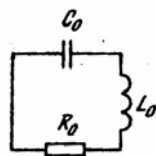


Рис. 10.8. Еквівалентна схема об'ємного резонатора КПП відбивного типу

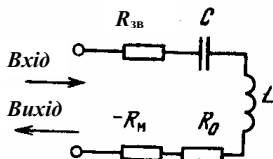


Рис. 10.10. Еквівалентна схема КПП відбивного типу зі зв'язком резонатора з хвилеводом

Коефіцієнт підсилювання за потужністю визначається за квадратом модуля коефіцієнта відбиття:

$$K_p = |(Z_W/Z_0 - 1)/(Z_W/Z_0 + 1)|^2. \quad (10.22)$$

У центрі смуги пропускання частоти сигналу f_c , переходу ν_0 і резонатора f збігаються, тобто

$$f_c = f = \nu_0. \quad (10.23)$$

Перераховуючи опір резонатора з активним середовищем на вхід, з (10.22) з урахуванням (10.19) та (10.23), віднаходимо коефіцієнт підсилювання за потужністю:

$$K_{p_0} = (1/Q_{зв} - 1/Q_0 + 1/Q_M)^2 / (1/Q_{зв} + 1/Q_0 - 1/Q_M)^2. \quad (10.24)$$

З (10.24) видно, що за відсутності активного середовища $Q_M \rightarrow \infty$ та $K_{p_0} < 1$.

Якщо ж активне середовище повністю скомпенсовує втрати в резонаторі, то $Q_M = Q_0$ і $K_{p_0} = 1$. У тих же випадках, коли потужність вимушеного випромінювання є більша за потужність втрат, $Q_M < Q_0$ і $K_{p_0} > 1$. Врешті, якщо випромінювання активного середовища скомпенсовує всі втрати, то добротності магнітна Q_M та навантажена Q_H збігаються:

$$1/Q_M = 1/Q_H = 1/Q_{зв} + 1/Q_0. \quad (10.25)$$

При цьому $K_{p_0} \rightarrow \infty$, тобто відбувається самозбудження підсилювача, отже КПП є регенеративним підсилювачем.

Задля віднаходження смуги пропускання треба визначити частотні залежності коефіцієнтів відбиття та посилювання за потужністю. Користуючись методикою, викладеною у підрозділі 10.3, за $f_c \neq f = \nu_0$ і опускаючи відомі перетворювання, визначимо площу підсилювання:

$$(K_{p_0})^{0.5} \Delta f = (1/Q_{зв} - 1/Q_0 - 1/Q_M) f. \quad (10.26)$$

де Δf – смуга пропускання.

З (10.26) видно, що, як і для кожного регенеративного підсилювача, площа підсилювання $(K_{p_0})^{0.5} \Delta f = \text{const}$. Це означає, що коефіцієнт підсилювання за потужністю K_{p_0} і смуга пропускання Δf є взаємопов'язані. Отже, впровадження об'ємного резонатора призвело до підвищення коефіцієнта підсилювання, але водночас до зменшення смуги пропускання. Домогтися розширення смуги пропускання, за інших рівних умов, можна лише за рахунок зниження підсилювання. Наприклад, для $K_{p_0} = 100$ смуга пропускання не перевищує 0,2 % від f , що є значно менше за ширину лінії випромінювання.

Через недостатню широкосмуговість однорезонаторні КПП мають обмежене застосування.

10.5 Широкосмугові КПП

Смугу пропускання КПП може бути значно збільшено за використання багаторезонаторної схеми.

Багаторезонаторні КПП бувають переважно тих самих типів, що й з одним резонатором: відбивного й прохідного. На рис. 10.11 зображено схему трирезонаторного КПП відбивного типу, а на рис. 10.12 схематично наведено багаторезонаторний підсилювач прохідного типу, утворений ланцюжком резонаторів з активною речовиною.

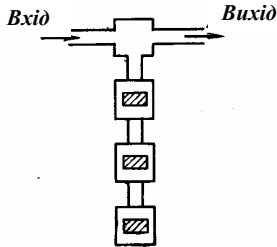


Рис. 10.11. Схема трирезонаторного КПП прохідного типу

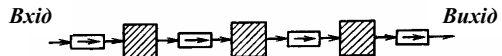


Рис. 10.12. Схема трирезонаторного КПП відбивного типу

Особливість роботи багаторезонаторних КПП полягає в такому. У кожному резонаторі за значної смуги пропускання підсилювання є невелике, але результуючий коефіцієнт підсилювання може сягнути прийнятних значень. Приміром, у діапазоні сантиметрових хвиль дворезонаторний відбивний підсилювач за коефіцієнта підсилювання $K_{P_0} = 10^4$ має смугу пропускання $\Delta f = 40$ МГц за ширини спектральної лінії $\Delta \nu = 60$ МГц. Для дециметрових хвиль достатньо трьох резонаторів, щоб смуга пропускання наблизилася до ширини спектральної лінії.

Багаторезонаторні підсилювачі відбивного типу є негроміздкі і за розмірами мало відрізняються від однорезонаторів. Головним їхнім недоліком є складність перебудови частоти, оскільки потрібна перебудова великої кількості резонаторів.

Що стосується прохідних квантових підсилювачів, то вони є складні, громіздкі і потребують ретельної перебудови.

Згадані недоліки значною мірою усуваються у квантових підсилювачах рухомої хвилі, що набули широкого застосовування. Нагадаємо, що резонатор потрібен задля збільшення часу взаємодії хвилі з активною речовиною. Цей час можна збільшити, застосовуючи замість сукупності резонаторів уповільнювальні системи. Швидкість поширювання хвилі уздовж уповільнювальної системи є у багато разів менша за швидкість у звичайному хвилеводі чи то у вільному просторі. Відповідно збільшується і час взаємодії хвилі з активною речовиною.

Уповільнювальні системи, на відміну від електронних приладів НЧ, мають знижувати групову, а не фазову швидкість хвилі, бо тут не потрібен будь-який синхронізм хвилі та частинок. У квантових приладах за допомогою уповільнювальних систем забезпечують лише достатній час взаємодії НВЧ поля з частинками.

Що стосується типу уповільнювальних систем, то у дециметровому та сантиметровому діапазонах найбільшого поширення набули неоднорідні системи: *штир'юва гребінка* чи *плоска спіраль*.

Будову парамагнітного підсилювача на штирьовій гребінці наведено на рис. 10.13, з якого видно, що парамагнетик 1, розміщений на всій довжині уповільнювальної системи 5, розташовується у хвилеводі накачування 4. Для поглинання відбитої хвилі з метою запобігання самозбудженню використовують феритовий вентиль 2. Всю конструкцію розміщують у посудині Дьюара, і вона перебуває у сталому магнітному полі, силові лінії якого спрямовано вздовж штирів (на рисунку не показано). Потужність накачування надходить хвилеводом 4, а сигнал – вхідною лінією 3. З виходу уповільнювальної системи знімається підсилений сигнал.

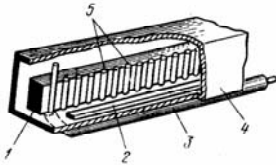


Рис. 10.13. Парамагнітний підсилювач на штирьовій гребінці

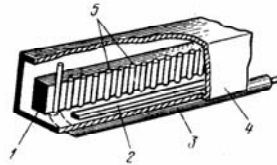


Рис. 10.14. Однорідна діелектрична уповільнювальна система для міліметрового діапазону

У міліметровому діапазоні найбільшого поширення набули однорідні діелектричні уповільнювальні системи (рис. 10.14): 1 – кристал рутилу; 2 – феритові пластинки; 3 – узгоджувальний клин; 4 – вихідний хвилевід. Якщо парамагнетик має велику діелектричну проникність, то він виконує функції не лише активного середовища, але й уповільнювальної системи. За приклад може слугувати рутіл, діелектрична проникність якого дорівнює 100...200.

Порівняно з резонаторами квантові підсилювачі рухомої хвилі мають такі основні переваги:

- велика смуга пропускання. Оскільки уповільнювальна система є широко-смугова, смуга визначається шириною спектральної лінії самого парамагнетика; задля перебудови частоти в КПП рухомої хвилі, через широкосмуговість уповільнювальної системи, доволі змінити лише напруженість поля;
- розміри резонатора лімітуються довжиною хвилі, тому об'єм активного середовища в них є приблизно на порядок менший, ніж в КПП рухомої хвилі. І потужність останніх значно вища;
- підсилювачі рухомої хвилі мають більшу стійкість, оскільки в них немає зворотного зв'язку і вони є вільні від регенеративних ефектів.

Сучасні КПП рухомої хвилі працюють у діапазоні 1,4...70 ГГц з коефіцієнтом підсилювання за потужністю 20...40 дБ і смугою пропускання до кількох десятків мегагерців.

Стосовно недоліків підсилювачів рухомої хвилі, зазначимо труднощі підтримки однорідного магнітного поля на великій довжині та збільшену витрату рідкого гелію.

На рис. 10.15 наведено характеристику КПП, з якої видно, що зі зростанням потужності вхідного сигналу коефіцієнт підсилювання спадає. Це пояснюється ефектом насичування, тобто зниженням відмінності населеностей верхнього та нижнього рівнів. Насичення КПП рухомої хвилі на рубіні спостерігається за вхідних потужностей 1...10 мкВт, а резонаторів – за ще менших рівнів. У разі насичення після вимикання вхідного сигналу інверсна населеність робочого переходу відновлюється. Час відновлення залежить переважно від часу спин-граткової релаксації. Тому задля підвищення порогу насичування перш за все, за можливості, скорочують час спин-граткової релаксації й, окрім того, збільшують об'єм активного середовища і концентрацію в ньому частинок, а також підвищують однорідність магнітного поля.

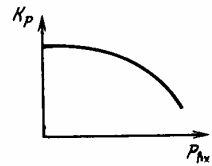


Рис. 10.15. Амплітудна характеристика КПП

10.6 Шуми квантових підсилювачів

Квантовий підсилювач, як і будь-який інший, вносить до підсилюваного сигналу певні шуми. Вони зумовлені тепловим рухом частинок стінок резонатора, хвилеводу і, окрім того, спонтанним випромінюванням активного середовища.

Скориставшись (9.27), переконаємося в тому, що в радіодіапазоні імовірність спонтанного випромінювання A_{21} є мала, оскільки вона є пропорційна до третього ступеня частоти ν_{21} . Отже, в діапазоні НВЧ головними шумами є теплові.

Зазвичай шуми підсилювачів оцінюють за коефіцієнтом шуму

$$F_{\text{ш}} = P_{\text{ш.вих}} / K_p P_{\text{ш.вх}}, \quad (10.27)$$

де $P_{\text{ш.вих}}$ і $P_{\text{ш.вх}}$ – потужності шумів відповідно на виході та вході; K_p – коефіцієнт підсилювання. Потужність шумів на виході можна визначити як

$$P_{\text{ш.вих}} = K_p P_{\text{ш.вх}} + P_{\text{ш.вл}}, \quad (10.28)$$

де $P_{\text{ш.вл}}$ – потужність власних шумів підсилювача.

Із зіставлення (10.28) й (10.27) видно, що для ідеального (нешумного) підсилювача $F_{\text{ш.ід}} = 1$.

Квантові підсилювачі працюють при глибокому охолодженні, завдячуючи чому потужності їхніх власних шумів є малі і коефіцієнт шуму є вельми близький до одиниці. Останнє задля оцінювання не зовсім є зручно, і шумові властивості квантових підсилювачів прийнято оцінювати еквівалентною шумовою температурою. Щоби її визначити, скористаємося відомою формулою для номінальної потужності шуму

$$P_{\text{ш}} = h\nu\Delta f / [\exp(h\nu/kT) - 1], \quad (10.29)$$

де Δf – ефективна смуга пропускання підсилювача. Оскільки в діапазоні НВЧ виконується умова $kT > h\nu$, то, розвиваючи експоненту (10.29) в ряд і залишивши перші два члени, визначаємо потужність вхідних шумів (що не залежать від властивостей підсилювача):

$$P_{\text{ш.вх}} = kT_0\Delta f, \quad (10.30)$$

де T_0 – температура зовнішніх джерел шумів.

Потужність власних шумів з урахуванням коефіцієнта підсилювання K_p можна оцінити певною шумовою температурою $T_{ш}$. Тоді

$$P_{ш \cdot вл} = K_p k T_{ш} \Delta f, \quad (10.31)$$

а

$$T_{ш} = P_{ш \cdot вл} / K_p k \Delta f. \quad (10.32)$$

З останнього виразу видно, що шумова температура не залежить від зовнішніх джерел і безваріантно визначається характеристиками квантового підсилювача.

Підставивши (10.30) та (10.31) до (10.32), матимемо

$$P_{ш \cdot вих} = k(T_0 + T_{ш})K_p \Delta f. \quad (10.33)$$

Отже, еквівалентна шумова температура $T_{ш}$ засвідчує, наскільки треба збільшити температуру входу ідеального підсилювача, щоби перетворити його на реальний.

Задля відшукування зв'язку між шумовою температурою і коефіцієнтом шуму підставляємо (10.28) до (10.27) та з урахуванням (10.30) і (10.31) дістаємо

$$F_{ш} = 1 + T_{ш}/T_0 \quad (10.34)$$

чи то

$$T_{ш} = T_0(F_{ш} - 1). \quad (10.35)$$

Для квантових підсилювачів шумова температура становить 2...4 К. Водночас для найоптимальних електронних ламп рухомої хвилі (ЛБХ) $T_{ш} = 300$ К, тобто шуми квантових підсилювачів є істотно менші і чутливість їхня висока. Тому квантові підсилювачі є самими мал шумними приладами і за чутливістю не мають собі рівних у діапазоні НВЧ. Що ж до оптичного діапазону, то при переході до нього від НВЧ частота зростає приблизно у 10^4 разів, а частка спонтанного випромінювання збільшується у 10^{12} разів (9.27). Тому через великі рівні шумів, зумовлені спонтанним випромінюванням, підсилювачі в оптичному діапазоні не набули застосування.

Квантові підсилювачі доцільно застосовувати лише для приймання надто слабких сигналів і лише за відсутності потужних завад, що маскують корисні коливання. Для приймання сигналів значної потужності квантовий підсилювач zasadничо є непридатний, оскільки потужні сигнали заводять його в насичення. Те ж саме відбувається за впливу потужних завад. У зв'язку з цим квантові підсилювачі набули застосування в радіоастрономії, планетній радіолокації, а також у системах космічної телекомунікації. У системі глобального зв'язку через штучні супутники Землі квантові підсилювачі є незамінні.

Завдяки застосуванню квантових підсилювачів у Росії поставлено унікальні експерименти: фотографування зворотної сторони Місяця, радіолокація Венери, Марса, Меркурія. У США квантові підсилювачі використовувалися при дослідженні радіовипромінювання Венери, Марса, Юпітера, Сатурна, а також позагалактичних об'єктів. Прийом зображень з поверхні Марса також є неможливий без квантових підсилювачів. Вони використовуються задля зв'язку зі станціями „Зонд” та іншими автоматичними станціями.

Слід зазначити, що відвернуте застосування квантових підсилювачів без зниження шумів антени не дає сподіваного виграшу в чутливості приймача. При-міром, використання звичайної антени дозволяє знизити еквівалентну шумову температуру всього радіоприймача до 100 К і набутти виграш у чутливості лише у 5...20 разів. „Винуватцем” тут є теплове випромінювання Землі, що потрапляє на антену. Тому антени високочутливих радіоприймальних приладів повинні мати мінімальний рівень бічних та задніх пелюсток діаграм напрямленості, оскільки ці пелюстки обернено до Землі. Окрім того, омичні втрати антени також має бути зведено до мінімуму. Втрати потужності в антені й тракті, що пов'язує її з підсилювачем, є еквівалентні до підвищення шумової температури входу приймача. Тому квантовий підсилювач доцільно розміщувати безпосередньо у фокусі антени. Всі згадані заходи дозволяють знижувати еквівалентну шумову температуру системи до 10...20 К і тим самим забезпечувати виграш у чутливості близько у 50...200 разів.

Стосовно частотного діапазону, то в наземних приладах застосування квантових підсилювачів дає найбільший ефект в діапазоні довжин хвилі від 1 м до 1 см. Це пояснюється тим, що на хвилях понад 1 м позначаються індустріальні завади і високий рівень космічних шумів галактичного походження. У діапазоні коротших за 1 см хвиль доводиться зважати на теплове випромінювання атмосфери.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. У чому полягає ефект Зеемана?
2. У чому полягає електронний парамагнітний резонанс?
3. Намалуйте схему однорезонаторного КПП та поясніть як він працює.
4. Намалуйте схему відбивального КПП та поясніть як він працює.
5. Як можна збільшити смугу пропускання КПП?
6. Від чого залежить потужність шумів на виході КПП?
7. Де доцільно використовувати КПП?

КВАНТОВІ ГЕНЕРАТОРИ ОПТИЧНОГО ДІАПАЗОНУ

11.1 Структурна схема лазера

Квантові прилади оптичного діапазону представлені переважно оптичними квантовими генераторами. Ці прилади відомі також за назвою *лазери*.

Лазер не має прототипів і є єдиним джерелом когерентного випромінювання. Когерентність, монохроматичність і спрямованість випромінювання відрізняють лазер від всіх інших природних і штучних джерел світла.

Лазер складається з трьох основних елементів: джерела живлення, робочої речовини й резонансної системи.

Джерело живлення подає енергію до системи. Це може бути електричний розрядник, імпульсна лампа, дугова лампа, інший лазер, хімічна реакція чи навіть вибухова речовина. Тип використовуваного приладу накачування прямо залежить від використовуваної робочої речовини, а також визначає спосіб підведення енергії до системи. Наприклад, гелій-неонові лазери використовують електричні розряди в гелій-неоновій газовій суміші, а лазери на основі алюмоітріювого граната з неодимовим легуванням (Nd:YAG лазери) – сфальцьоване світло ксенонової імпульсної лампи, ексимерні лазери – енергію хімічних реакцій. Робоча речовина – основний визначальний чинник робочої довжини хвилі, а також інших властивостей лазера. Існують сотні чи навіть тисячі різних робочих речовин, на основі яких можна побудувати лазер. Робоча речовина піддається "накачуванню", щоби набути ефекту інверсії електронних населеностей, що зумовлює вимушене випромінювання фотонів та ефект оптичного підсилювання. У лазерах використовуються такі робочі речовини:

- рідина, наприклад у лазерах на барвниках. Складаються з органічного розчинника, наприклад метанолу, етанолу чи етиленгліколя, в яких розчинено хімічні барвники, наприклад кумарин чи родамін. Конфігурація молекул барвника визначає робочу довжину хвилі;

- гази, наприклад вуглекислий газ, аргон, криптон чи суміші, такі самі як у гелій-неонових лазерах. Такі лазери найчастіше накачуються електричними розрядами;

- тверді тіла, такі як кристали й скло. Суцільний матеріал зазвичай легується (*активується*) добавкою незначної кількості іонів хрому, неодиму, ербію чи титану. Типові використовувані кристали: алюмо-ітріювий гранат (YAG), літєво-ітріювий фтор (YLF), сапфір (оксид алюмінію) та силікатне скло. Найпоширеніші варіанти: Nd:YAG, титан-сапфір, хром-сапфір (відомий також як рубін), легований хромом стронцій-літій-алюмінієвий фтор (Cr:LiSAF), Er:YLF та Nd:glass (неодимове скло). Твердотільні лазери звичайно накачуються імпульсною лампою чи іншим лазером;

- напівпровідники. Матеріал, у якому перехід електронів між енергетичними рівнями може супроводжуватися випромінюванням. Напівпровідникові

лазери є вельми компактні, накачуються електричним струмом, що дозволяє використовувати їх у побутових приладах, таких як програвачі компакт-дисків.

Оптичний резонатор, найпростішою формою якого є два паралельних дзеркала, розміщується навколо робочого тіла лазера. В якості резонансної системи в лазерах використовується відкритий резонатор Фабрі–Перо, до завдання якого входить забезпечення додатного зворотного зв'язку. Вимушене випромінювання робочої речовини відбивається дзеркалами назад і знову підсилюється. Хвиля може відбиватися багаторазово до моменту виходу назовні. У більш складних лазерах застосовуються чотири й більше дзеркал, що утворюють резонатор. Якість виготовлення й установлення цих дзеркал є визначальним чинником для якості утворюваної лазерної системи. Також у лазерній системі можуть монтуватися додаткові прилади задля набування різних ефектів, такі як оберtnі дзеркала, модулятори, фільтри й поглиначі. Їхнє застосування дозволяє змінювати параметри випромінювання лазера, наприклад, довжину хвилі, тривалість імпульсів тощо. За агрегатним станом робочої речовини лазери поділяються на твердотільні, рідинні й газові. Класифікацію лазерів за агрегатним станом робочої речовини наведено в табл. 11.1.

Таблиця 11.1

Класифікація лазерів за агрегатним станом робочої речовини

Робоча речовина	Довжина хвилі	Джерело накачування	Застосування
Гелій-неоновий лазер	632,8 нм (543,5 нм, 593,9 нм, 611,8 нм, 1,1523 мкм, 1,52 мкм, 3,3913 мкм)	Електричний розряд	Інтерферометрія, голографія, спектроскопія, зчитування штрих-кодів, демонстрування оптичних ефектів
Аргонний лазер	488,0 нм, 514,5 нм, (351 нм, 465,8 нм, 472,7 нм, 528,7 нм)	Електричний розряд	Лікування сітківки ока, літографія, накачування інших лазерів
Криптоновий лазер	416 нм, 530,9 нм, 568,2 нм, 647,1 нм, 676,4 нм, 752,5 нм, 799,3 нм	Електричний розряд	Наукові дослідження, у суміші з аргонном лазери білого світла, лазерні шоу
Ксеноновий лазер	Множина спектральних ліній за усім видимим спектром й частково в УФ та ІЧ областях	Електричний розряд	Наукові дослідження
Азотний лазер	337,1 нм	Електричний розряд	Накачування лазерів на барвниках, дослідження забруднення атмосфери, наукові дослідження, навчальні лазери
Лазер на фтористому водні	2,7...2,9 мкм (фтористий водень) 3,6...4,2 мкм (фторид дейтерію)	Хімічна реакція горіння етилена і трифтористого азота (NF ₃)	Лазерне озброєння. Може працювати у сталому режимі в області мегаватних потужностей

Продовження таблиці 11.1

Робоча речовина	Довжина хвилі	Джерело накачування	Застосування
Хімічний лазер на кисні та йоді (COIL)	1,315 мкм	Хімічна реакція у пламені синглетного кисню та йодуї	Наукові дослідження, лазерне озброєння. Може працювати у сталому режимі в області мегаватних потужностей
Вуглекислотний лазер (CO ₂)	10,6 мкм (9,4 мкм)	Поперечний (великі потужності) чи поздовжній (малі потужності) електричний розряд	Обробка матеріалів (розрізання, зварювання), хірургія
Лазер на монооксиді вуглеця (CO)	2,6...4 мкм, 4,8...8,3 мкм	Електричний розряд	Обробка матеріалів (гравіювання, зварювання тощо), фотоакустична спектроскопія
Ексімерний лазер	193 нм (ArF), 248 нм (KrF), 308 нм (XeCl), 353 нм (XeF)	Рекомбінація ексімерних молекул при електричному розряді	Ультрафіолетова літографія у напівпровідниковій промисловості, лазерна хірургія, корекція зору

Лазери на барвниках

Робоча речовина	Довжина хвилі	Джерело накачування	Застосування
Лазер на барвниках	390...435 нм (Stilbene), 460...515 нм (Кумарин 102), 570-640 нм (Родамін 6G), інші	Інший лазер, імпульсна лампа	Наукові дослідження, спектроскопія, косметична хірургія, розділення ізотопів. Робочий діапазон визначається типом барвника

Лазери на парах металів

Робоча речовина	Довжина хвилі	Джерело накачування	Застосування
Гелій-кадмієвий лазер на парах металів	440 нм, 325 нм	Електричний розряд у суміші парів металу та гелію	Поліграфія, УФ детектори валюти, наукові дослідження
Гелій-ртутний лазер на парах металів	567 нм, 615 нм	Електричний розряд у суміші парів металу та гелію	Археологія, наукові дослідження, навчальні лазери
Гелій-селеновий лазер на парах металів	до 24 спектральних смуг від червоного до УФ	Електричний розряд у суміші парів металу та гелію	Археологія, наукові дослідження, навчальні лазери

Продовження таблиці 11.1

Робоча речовина	Довжина хвилі	Джерело накачування	Застосування
Лазер на парах міді	510,6 нм, 578,2 нм	Електричний розряд	Дерматологія, швидкісна фотографія, накачування лазерів на фарбниках
Лазер на парах золота	627 нм	Електричний розряд	Археологія, медицина

Твердотільні лазери

Робоча речовина	Довжина хвилі	Джерело накачування	Застосування
Рубіновий лазер	694,3 нм	Імпульсна лампа	Голографія, видалення татуіровок. Перший наданий тип лазерів (1960)
Алюмо-ітрійові лазери з неодимовим легуванням (Nd:YAG)	1,064 мкм (1,32 мкм)	Імпульсна лампа, лазерний діод	Обробка матеріалів, лазерні далекоміри, лазерні цілевкачки, хірургія, наукові дослідження, накачування інших лазерів. Один із самих поширених лазерів високої потужності. Зазвичай працює в імпульсному режимі (долі наносекунд). Нерідко використовується у поєднанні з подвоювачем частоти. Відомі конструкції з квазінеперервним режимом випромінювання
Лазер на фториді іттрію-літію з неодимовим легуванням (Nd:YLF)	1,047 та 1,053 мкм	Імпульсна лампа, лазерний діод	Найчастіше використовуються задля накачування титан-сапфірових лазерів із застосуванням ефекту подвоєння частоти і в нелінійній оптиці
Лазер на ванадаті іттрію (YVO ₄ з неодимовим легуванням (Nd:YVO)	1,064 мкм	Лазерні діоди	Найчастіше використовуються задля накачування титан-сапфірових лазерів із застосуванням ефекту подвоєння частоти і в нелінійній оптиці
Лазер на неодимовому склі (Nd:Glass)	~1,062 мкм (силікатне скло), ~1,054 мкм (фосфатне скло)	Імпульсна лампа, лазерні діоди	Лазери надвисокої потужності (теравати) та енергії (мегаджоулі). Зазвичай працюють в нелінійному режимі потроювання частоти до 351 нм у приладах лазерного плавлення
Титан-сапфіровий лазер	650...1100 нм	Інший лазер	Спектроскопія, лазерні далекоміри, наукові дослідження
Алюмо-ітрійові лазери з тулієвим легуванням (Tm:YAG)	2,0 мкм	Лазерні діоди	Лазерні радары
Алюмо-іттрієві лазери з ітербійовим легуванням (Yb:YAG)	1,03 мкм	Імпульсна лампа, лазерні діоди	Обробка матеріалів, дослідження надкоротких імпульсів, мультифотонна мікроскопія, лазерні далекоміри

Продовження таблиці 11.1

Робоча речовина	Довжина хвилі	Джерело накачування	Застосування
Алюмо-іттрієві лазери з гольмівим легуванням (Ho:YAG)	2,1 мкм	Лазерні діоди	Медицина
Церій-легований літій-стронцій (або кальцій)-алюмо-фторидний лазер (Ce:LiSAF, Ce:LiCAF)	~280...316 нм	Лазер Nd:YAG з учетверенням частоти, ексімерний лазер, лазер на парах ртуті	Дослідження атмосфери, лазерні далекоміри, наукові розробки
Александритовий лазер з хромовим легуванням	Налаштовується в діапазоні від 700 до 820 нм	Імпульсна лампа, лазерні діоди. Для неперервного режиму – дугова ртутна лампа	Дерматологія, лазерні далекоміри
Оптоволоконний лазер з ербійовим легуванням	1,53...1,56 мкм	Лазерні діоди	Оптичні підсилювачі в оптоволоконних лініях зв'язку
Лазери на фториді кальцію, легovanому ураном (U:CaF ₂)	2,5 мкм	Імпульсна лампа	Перший чотирирівневий твердотільний лазер, другий працюючий тип лазера (після рубінового лазера Маймана), охолоджувався рідким гелієм, сьогодні не використовується

Напівпровідникові лазери

Робоча речовина	Довжина хвилі	Джерело накачування	Застосування
Напівпровідниковий лазерний діод	Довжина хвилі залежить від матеріалу: 0,4 мкм (GaN), 0,63...1,55 мкм (AlGaAs), 3...20 мкм (солі свинцю)	Електричний струм	Телекомунікації, голографія, лазерні цілевкажчики, лазерні принтери, накачування лазерів інших типів. AlGaAs-лазери (алюміній-арсенід-галійові), які працюють у діапазоні 780 нм, використовуються у програвачах компакт-дисків є найпоширенішими у світі

Продовження таблиці 11.1
Інші типи лазерів

Робоча речовина	Довжина хвилі	Джерело накачування	Застосування
Лазер на вільних електронах	Можуть випромінювати й налаштовуватися у широкому спектрі випромінювання	Пучок релятивістських електронів	Дослідження атмосфери, матеріалознавство, медицина, протиракетна оборона
Псевдо-нікелево-самарійський лазер	Рентгеновське випромінювання 17,3 нм	Випромінювання у нагрітій плазмі самарію, яка створюється подвійними імпульсами лазера на неодимовому склі.	Перший демонстраційний лазер, працюючий в області жорсткого рентгеновського випромінювання. Може застосовуватися у мікроскопах надвисокої здатності й голографії. Його випромінювання лежить у "вікні прозорості" води й дозволяє досліджувати структуру ДНК, активність вірусів у клітинах, вплив ліків

Спрощену схему лазера наведено на рис. 11.1. Активне середовище, створене в робочій речовині за допомогою джерела живлення (на схемі не показано), розташовується у відкритому резонаторі Фабрі–Перо. Він являє собою два плоско-паралельних дзеркала Дз1 і Дз2, відбивні поверхні яких повернено одна до одної. Задля вилучення енергії хоча б одне із дзеркал, наприклад Дз2, виконується напівпрозорим.

В активному середовищі завжди є спонтанно випромінені фотони (кванти). Їхні характеристики й напрямки поширення є довільні й рівномірні. Тому в ансамблі спонтанно випромінених фотонів може виявитися фотон типу 1 з напрямком поширення, перпендикулярним до поверхні дзеркал. Зустрічаючи на своєму шляху частки верхнього енергетичного рівня, фотон опромінює їх, спричиняючи стимульоване випромінювання нових фотонів.

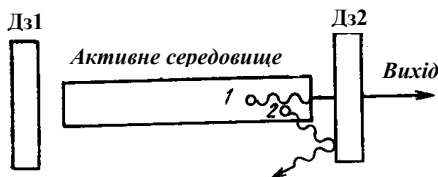


Рис. 11.1. Спрощена схема лазера

Відповідно до закону індукованого випромінювання, знову випромінені фотони мають такі ж самі характеристики (фазу, поляризацію й напрямок поширення), як і первинний фотон, що опромінює. Випромінені фотони, отже, поширюються також у напрямку, перпендикулярному до поверхні дзеркал. На своєму шляху вони опромінюють частки верхнього рівня й т. д.

Отже, через спонтанно випромінений фотон виникає лавина стимульовано-випромінених фотонів з однаковими характеристиками, тобто виникає когерентне випромінювання. Досягши напівпрозорого дзеркала Дз2, частина фотонів виходить назовні, забезпечуючи вихідний промінь, а інша, відбиваючись, повертається до активного середовища й спричинює виникання нової лавини подібних фотонів. Відбившись від дзеркала Дз1, фотони знову повертаються до активного середовища й спричинюють виникання лавини фотонів, подібних до себе. Приміром, резонатор Фабрі–Перо забезпечує додатний зворотний зв'язок для фотонів з напрямком, перпендикулярним до поверхні дзеркал.

Якщо ж в активному середовищі виник фотон типу 2 з іншим напрямком поширювання, то, відбиваючись дзеркалом під кутом падіння, він не повертається до активного середовища. Отже, для фотонів з напрямком, не перпендикулярним до поверхні дзеркал, додатного зворотного зв'язку не існує.

Підкреслимо, що система, яка складається з активної речовини, вміщеної до резонатора, буде не просто відфільтровувати певні частоти як пасивний фільтр, а "перекачуватиме" енергію до мод резонатора з малими втратами. Режим роботи, за якого квантовий генератор генерує переважно на одній з мод резонатора, називається *режимом одномодової генерації*. Режим роботи, за якого генерація здійснюється водночас на кількох власних модах, називається *режимом багатомодової генерації*. За багатомодової генерації можлива взаємодія мод між собою, що негативно позначається на випромінювальних характеристиках лазера, зокрема на ширині спектральної лінії.

Задля змодельовання одномодової генерації лазера вживають заходів із селекції типів коливань. Приміром, використовують зовнішні резонатори спеціальної форми, за допомогою яких здобуто ширину спектральної лінії навіть 0,5 кГц.

Отже, лазер випромінює потік фотонів з напрямком, перпендикулярним до поверхні дзеркал резонатора, тобто спрямованість випромінювання є вельми висока. Промінь лазера має як часову, так і просторову когерентність.

Використовуючи лазер, можна побудувати оптичний підсилювач.

Структурну схему одного з варіантів найбільш перспективного оптичного підсилювача подано на рис. 11.2.

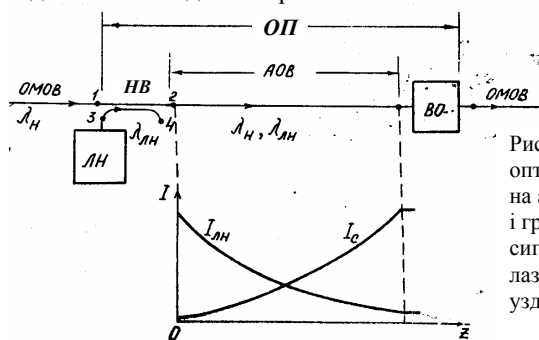


Рис. 11.2. Структурна схема оптичного підсилювача на активному ОВ і графік залежностей інтенсивності сигналу I_c та уведеної інтенсивності лазера накачування $I_{\text{лн}}$ уздовж активного ОВ

Підсилювач складається з активного оптичного волокна (АОВ), довжиною порядку 15...18 м, що складається з оболонки й двошарової одномодової

кварцової серцевини, внутрішній шар якого леговано активними хімічними елементами – ербієм (Er), чи неодимом (Nd); прямого відгалужувача (НВ); лазера накачування (ЛН), довжина хвилі $\lambda_{\text{лн}}$ випромінювання якого має бути меншою за робочу довжину хвилі оптичної несівної $\lambda_{\text{н}}$ настільки, щоби можна було на прийомі в кінцевому пункті виокремити оптичну модульовану несівну за допомогою оптичного фільтра нижніх частот (ФНЧ). Особливістю такого оптичного підсилювача є розподілене за довжиною одномодового ОВ накачування й, отже, підсилювання інтенсивності сигналу $I_{\text{с}}$ уздовж волокна поширюваною модою HE_{11} інтенсивністю $I_{\text{лн}}$, збудженою лазером накачування ЛН. На рис. 11.2 це подано кривою, що наростає по довжині активного ОВ інтенсивності сигналу $I_{\text{с}}$, відповідно, спадною кривою інтенсивності $I_{\text{лн}}$ лазера накачування ЛН, уведеною через напрямний відгалужувач НВ. Задля забезпечення максимального підсилювання треба, щоби довжина хвилі λ_0 , відповідна до максимуму спектральної лінії $g(\omega_0)$, перебувала між $\lambda_{\text{лн}}$ і $\lambda_{\text{н}}$, тобто щоб $\lambda_{\text{лн}} < \lambda_0 < \lambda_{\text{н}}$. Середні значення підсилювання в таких оптичних підсилювачах становлять 20...25 дБ.

Задля зменшення шкідливого впливу на роботу лазера зустрічного потоку, що виникає через неоднорідності в ОВ й кінцеву розв'язку між плечима, на виході кожного оптичного підсилювача слід долучати оптичні вентиля (ізолятори) ВО, у ролі яких, наприклад, може бути використано відрізки самофокусувальних анізотропних ОВ.

11.2 Відкриті оптичні резонатори

У багатьох генераторах НІЧ в якості коливальної системи використовуються закриті резонатори у вигляді різної конфігурації відрізків хвильоводів. Причому для існування коливань тільки одного типу чи з незначною кількістю змін знака поля в резонаторі (мала кількість мод) розміри останнього мають бути порівнянні з довжиною хвилі. Ця умова для оптичного діапазону є нездійсненна. Тому в лазерах застосовуються відкриті резонатори, в яких використовуються дві (чи більш) відбивальні поверхні, між якими відбувається багаторазове відбиття сферичної чи плоскої хвилі, чим і забезпечується взаємодія хвилі з активною речовиною.

Різновиди відкритих резонаторів зумовлені формою відбивних поверхонь, за які використовуються дзеркала різної форми (плоскі, сферичні, параболічні), грані призм повного внутрішнього відбиття, багаточислові тонкостінні пластинки, межі розділу середовищ з різними показниками заломлення подано на рис. 11.3, а: 1 – активне середовище; 2 – плоскі дзеркала; 3 – сферичні дзеркала; 4 – призма.

Відстань між дзеркалами залежить від розмірів активної речовини й у сучасних квантових генераторах становить десятки міліметрів в напівпровідникових лазерах і до десятків метрів – у газових. В останньому випадку резонатор містить кілька секцій (рис. 11.3, б).

У разі криволінійних відбивних поверхонь дзеркала мають бути конфокальними, тобто їхні фокуси розташовано в центрі резонатора, причому радіус кривизни дзеркал R дорівнює відстані між дзеркалами L .

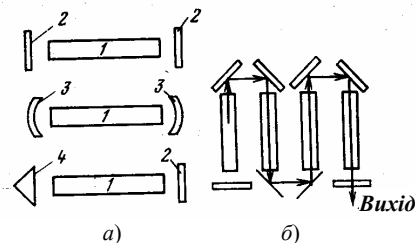


Рис. 11.3. Різновиди відкритих резонаторів

Розглянемо структуру поля у відкритому резонаторі. Припустимо спочатку, що резонатор є пасивний (активне середовище відсутнє). Уздовж осі резонатора поширюється плоска (чи майже плоска) хвиля, яка, інтерферуючи з відбитою від дзеркала хвилею, створює q пучностей та вузлів, кількість яких залежить від співвідношення довжини хвилі λ й довжини резонатора L . Кількість q визначається тип (мода) поздовжньої структури хвилі, зазвичай $q = 10^5 \dots 10^7$.

Поперечна структура хвилі, аналогічно до типів хвиль у хвильоводі, визначається кількістю змін знака вектора поля в площині, перпендикулярній до осі резонатора. m – кількість змін знака по осі x , а n – по осі y . Отже, прийнято позначення

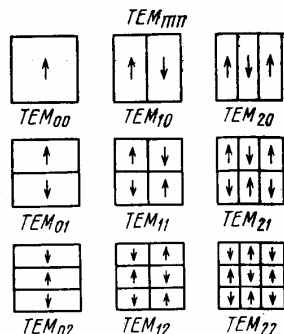


Рис. 11.4. До з'ясування модових режимів лазера

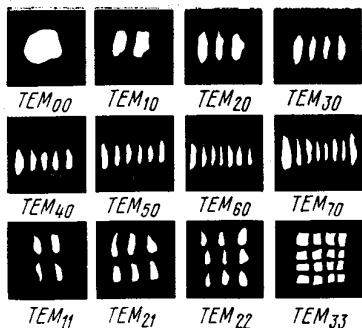


Рис. 11.5. Переріз променя лазера для різних мод

типу хвилі – TEM_{mnq} . Для поперечних мод часто індекс q опускається. Хвиля з індексом $m = n = 0$ є основною (рис. 11.4) і позначається TEM_{00q} чи TEM_{00} – це одномодовий режим. Слід зазначити, що чим вищий є порядок, тим більший є поперечний переріз променя. Це легко виявити за візуального спостереження променя, що падає на плоску поверхню. На рис. 11.5 наведено перерізи променя для різних мод.

Зупинімося на втратах потужності в резонаторі. Якщо припустити, що дзеркала являють собою абсолютно гладкі відбивні поверхні необмежених розмірів, то плоска

хвиля, багаторазово відбиваючись від дзеркал, могла б існувати вічно, тобто мала б місце ситуація, аналогічно до існування незагасаючих коливань у контурі без втрат. У реальному резонаторі існують втрати, зумовлені поданими далі чинниками.

Жодна поверхня не може мати стовідсоткову відбивну здатність з низки причин (розсіювання, поглинання тощо), тобто коефіцієнт відбиття є $r > 1$. Окрім того, одне із дзеркал напівпрозоре й частина енергії йде на випромінювання.

Іншим чинником є дифракція хвилі. Якщо на дзеркало падає плоска хвиля, то через дифракцію на краях відбита хвиля поширюється в межах певного малого кута:

$$\theta \approx \lambda/D, \quad (11.1),$$

де D – діаметр дзеркала.

Внаслідок дифракції частина енергії губиться за кожного відбиття. Дифракційні втрати визначаються показником втрат $\beta_{\text{дифр}}$, що є обернено пропорційний до числа Френеля:

$$N \approx D^2/\lambda L. \quad (11.2)$$

Дифракційні втрати зростають зі збільшенням поперечних індексів моди. На рис. 11.6 наведено залежності $\beta_{\text{дифр}}$ від числа Френеля й моди. Суцільними лініями показано залежності для резонаторів з конфокальними дзеркалами, а штриховими – з плоскими дзеркалами. Задля зниження втрат прагнуть знизити порядок поперечної моди. За малих значень індексів m та n енергія поля зосереджена поблизу осі резонатора і спадає до нуля на краях дзеркала.

Втрати зростають зі зменшенням числа Френеля, тобто зі зростанням довжини резонатора L чи зі зменшенням діаметра дзеркала D . У конфокальних резонаторах втрати є менші. Це дозволяє за тієї самої вихідної потужності використовувати менший обсяг активної речовини. Окрім цього, у конфокальних резонаторах існують менш жорсткі вимоги щодо юстування дзеркал, аніж у резонаторі з плоскими дзеркалами. Однак спрямованість випромінювання в конфокальних резонаторах є гірше.

Задля оцінювання поля в резонаторі слід враховувати втрати за повний прохід хвилі (дві відстані між резонаторами). Отже, для амплітуди поля після повного проходу можна записати:

$$E_m(2L) = E_m(0) r_1 r_2 \exp(-2L\beta_{\text{дифр}}), \quad (11.3)$$

де r_1, r_2 – коефіцієнти відбиття дзеркал.

11.3 Умови самозбудження лазера

За наявності в резонаторі активного середовища останнє взаємодіє з хвилею, що проходить, підсилюючи її. Середовище характеризується показником квантового підсилювання з (10.4). Водночас при проходженні випромінювання через активне середовище частина енергії розсіюється на неоднорідностях середовищ. Це так звані дисипативні втрати, зумовлені показником $\beta_{\text{дис}}$. Отже, сумарні втрати

$$\beta_{\text{п}} = \beta_{\text{дифр}} + \beta_{\text{дис}}. \quad (11.4)$$

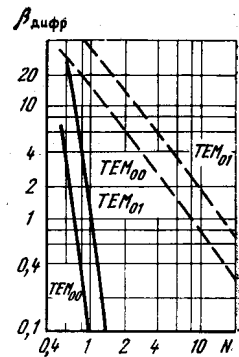


Рис. 11.6. Залежність дифракційних втрат від числа Френеля й моди

від числа Френеля й моди

Задля стійкого режиму генерування потрібне виконання умов балансу фаз та амплітуд. Доповнивши (11.3) фазовими співвідношеннями й з огляду на (11.4), матимемо вираз

$$\begin{aligned} E_m(2L) \exp[j(\omega t + \varphi)] = \\ = E_m(0) \exp(j\omega t) r_1 r_2 \exp(2L\beta_c) \exp(-2L\beta_n), \end{aligned} \quad (11.5)$$

де φ – набіг фази коливання за повний прохід.

Режим коливань у резонаторі буде стаціонарним, якщо амплітуди на початку й наприкінці повного проходу будуть однаковими, тобто $E_m(2L) = E_m(0)$. У цьому разі

$$\exp(j\varphi) = r_1 r_2 \exp[2L(\beta_c - \beta_n)]. \quad (11.6)$$

Права частина (11.6) є дійсною й додатною. Рівність є справедлива лише за умови

$$\varphi = 2\pi q, \quad (11.7)$$

де $q = 0, 1, 2, \dots$.

Це і є умова балансу фаз, тобто на довжині повного проходу $2L$ має укластися ціле число довжин хвиль задля забезпечення додатного зворотного зв'язку. Число q називається *поздовжнім квантовим числом* і є третім індексом у позначенні моди TEM_{mq} .

З (11.6) та (11.7) маємо

$$r_1 r_2 \exp[2L(\beta_c - \beta_n)] = 1, \quad (11.8)$$

а потім і умову балансу амплітуд

$$\beta_c = \beta_n + \ln(1/r_1 r_2)/2L. \quad (11.9)$$

Існування автоколивального режиму в лазері є можливе, коли показник квантового підсилювання забезпечує компенсацію всіх втрат в активному резонаторі. Другий доданок (11.9) зумовлено втратами в дзеркалах, включаючи втрати на випромінювання.

Значення показника квантового підсилювання середовища β_c залежить від потужності накачування. Вочевидь, що існує певне граничне значення потужності накачування $P_{\text{гр}}$, нижче за яке умова балансу амплітуд не виконується.

11.4 Спектр випромінювання лазера

Якщо на довжині резонатора L укладається ціле число півхвиль, то через багаторазові відбиття в резонаторі утворюється стояча хвиля, умова утворення якої можна записати у вигляді

$$q\lambda/2 = L, \quad (11.10)$$

де λ – довжина хвилі; q – поздовжнє квантове число.

У активному середовищі з показником заломлення n довжина хвилі пов'язана з частотою f виразом

$$\lambda = cn/f, \quad (11.11)$$

де c – швидкість світла. Підставивши (11.3) до (11.4), віднаходимо власну частоту резонатора:

$$f = qcn/2L. \quad (11.12)$$

З (11.12) видно, що, залежно від кількості q півхвиль, що укладаються на довжині L резонатора, у ньому існує безліч видів (мод) коливань, тобто умова

балансу фаз (10.7) може бути виконана на безлічі частот. Оскільки значення q є великим, моди розташовані за частотою близько одна до одної. Інтервал частот між двома сусідніми модами визначається як

$$\Delta f = f_q - f_{q-1} = cn/2L. \quad (11.13)$$

Отже, чим довший є резонатор, тим густіший є спектр.

Приміром, за $L = 0,5$ м та $n = 1$ дістаємо $M = 300$ МГц. Водночас за довжини резонатора 1 м $\Delta f = 150$ МГц.

Спектр випромінювання лазера залежить від співвідношення Δf та ширини спектральної лінії $\Delta \nu$ активного середовища. Якщо ширина $\Delta \nu$ є менша за різницю Δf між двома власними частотами резонатора $-f_q$ та f_{q+1} ($\Delta \nu < \Delta f$), то лазер збуджується тільки на одній резонансній частоті (рис. 11.7). При цьому випромінювання лазера є монохроматичне і його спектр визначається шириною лінії резонатора Δf_p .

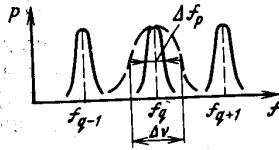


Рис. 11.7. Спектр випромінювання лазера за $\Delta \nu < \Delta f$

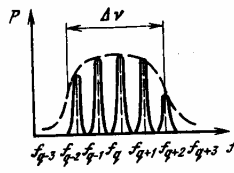


Рис. 11.8. Спектр випромінювання лазера за $\Delta \nu > \Delta f$

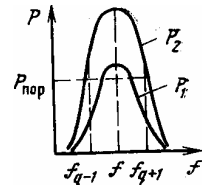


Рис. 11.9. До з'ясування впливу граничної потужності накачування

У тих випадках, коли $\Delta \nu > \Delta f$, можливий багато частотний режим (рис. 11.8). Слід особливо зазначити, що спектр коливань залежить також від потужності накачування. Якщо вона є недостатня, то випромінена частка потужності є менша за поріг $P_{\text{пор}}$ (рис. 11.9) і генерація є неможливою. За збільшення потужності накачування до значення, за якого потужність індукованого випромінювання визначається кривою P_1 , умови генерації виконуються найперше для тієї частоти, що є близька до частоти переходу ($f_q = \nu_0$). При цьому виникає режим з монохроматичним випромінюванням незначної потужності. Подальше підвищення потужності до P_2 призводить до збільшення генерованої потужності, спричинює появу коливань на сусідніх частотах.

Отже, вимоги щодо забезпечення монохроматичності й підвищення потужності випромінювання є суперечливі. Однак, незважаючи на це, ступінь монохроматичності лазера є набагато вища, ніж у будь-якого іншого джерела світла.

Кожному виду коливань відповідає власний спектр. Тому задля передавання інформації бажано забезпечувати одночастотний режим шляхом додаткового розрідження спектра. Цього можна досягти шляхом використання багаторезонаторних лазерів з різними довжинами відкритих резонаторів. Однак у теорії зв'язаних відкритих резонаторів з діелектричними тілами ще мало результатів через її складність.

11.5 Газові лазери

У газах розмитість енергетичних рівнів є незначна, тому що атоми, молекули й іони слабо взаємодіють між собою. Тому газові лазери мають найвищий ступінь монохроматичності й когерентності. Спрямованість їхнього випромінювання також є значно вища, аніж у лазерах інших типів. Газові лазери набули широкого використання.

Гелій-неоновий лазер. Він став першим газовим джерелом когерентного світла, що працює в неперервному режимі. Схему гелій-неонового лазера наведено на рис. 11.10. Поздовжня вісь скляної чи кварцової трубки 2 із сумішшю газів гелію й неону є перпендикулярна до поверхні дзеркал 4. Торці трубки 5 скошено під кутом Брюстера задля забезпечення строго поляризованої хвилі. Між анодом 1 і термокатодом 3 прикладено сталу напругу для забезпечення тліючого розряду.

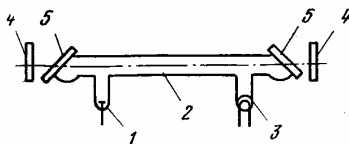


Рис. 11.10. Схема гелій-неонового лазера

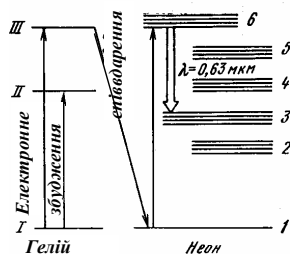


Рис. 11.11. Енергетична діаграма квантових переходів гелій-неонового лазера

Переходячи до процесу утворення інверсної населеності, зазначимо, що робочою речовиною є неон. Із всієї сукупності його квантових переходів у гелій-неоновому лазері використовується робочий перехід 6-3 (рис. 11.11). Кожання з іншими частотами (переходи 6-4; 4-3) придушуються.

Частота (довжина хвилі) робочого переходу 6-3 перебуває в оптичному діапазоні. Отже, треба забезпечити інверсію населеностей 6-го й 3-го рівнів. Для цього тут використовується метод бомбардування електронами, які в газорозрядному проміжку мають різні запаси енергії. У перебігу зіткнення із атомами основного рівня 1 електрони передають їм частину власної енергії, внаслідок чого відбувається заселення всіх верхніх рівнів. Однак, чим нижче розташовано рівень, тим інтенсивніше його заселено. Тому лише через електронне збудження неможливо домогтися інверсії населеностей, тобто на рівні 6 завжди буде менше атомів, аніж на рівні 3.

Задля вибіркового заселення певного рівня використовують допоміжний (буферний) газ, енергетична діаграма якого має задовольняти певним вимогам. Основний I та верхній III рівні мають бути такими самими, як і в робочому газі, а нижній рівень випромінювального переходу (у цьому разі рівень 3) у буферному газі має бути відсутній. Цим вимогам стосовно неону задовольняє гелій (див. рис. 11.11). Його перехід використовується задля створення активного

середовища в неоні на переході 6-3. Що ж стосується проміжного рівня II в атомі гелію, то він для інверсії не використовується й лише знижує к.к.д.

Інверсія населеностей у неоні на переході 6-3 здійснюється в такий спосіб. Окрім зіткнень атомів обох газів з вільними електронами спостерігаються також непружні зіткнення атомів гелію верхнього рівня III з атомами неону основного рівня I. Оскільки енергетичні відстані між крайніми рівнями в обох газах збігаються, то випромінений атомом гелію рівня III квант може бути поглинений атомом неону лише основного рівня I. При цьому атом неону неминуче перейде на рівень 6. Ефективність передавання енергії від гелію до неону забезпечується тим, що час життя гелію на рівні III є вельми тривалий, близько 10^{-3} с. Аналогічно відбувається заселення рівня 4 у неоні.

Задля послаблення зворотного процесу – передавання енергії від неону до гелію – концентрація останнього має бути надлишковою. Тому відношення парціальних тисків гелію й неону в суміші обирають як 5...15 за сумарного тиску порядку 1 мм. рт. ст.

Отже, через резонансне передавання енергії атомами гелію відбувається заселення рівнів 6 та 4 у зоні, однак заселеність рівня 4 не використовується. Оскільки час життя на рівні 6 є більший, аніж на рівні 3, інверсія населеностей досягається легко. При цьому найголовніше є те, що рівень 3 неона за допомогою атомів гелію не заселяється, тому що в гелії такий рівень відсутній. Отже, населеність рівня 6 бути більшою за 3.

Переходячи до особливостей конструкції трубки, зазначаємо, що вони зумовлені переважно низьким к.к.д. Його мала величина спричинена тим, що робочий перехід є значно віддалений від основного рівня I. Тому ефективність накачування є низька. Отже, має бути вжито заходи задля зменшення втрат у резонаторі, тобто задля підвищення його добротності. Зокрема слід зменшити втрати потужності на торцях трубки через відбиття. Для цього торцеві вікна розташовують під кутом Брюстера. Як наслідок хвиля із площинною поляризацією, що лежить у площині падіння, проходить через плоскпаралельну пластину без відбиття, тобто без втрат. Випромінювання з будь-якою поляризацією зазнає втрат (через відбиття йде убік). Торцеві вікна розташовують у такий спосіб, щоби нормаль вікна утворила з віссю трубки кут Брюстера. При цьому випромінювання лише з однією поляризацією відбуватиметься без втрат на відбиття до дзеркал резонатора й у зворотному напрямку. Оскільки генерація в лазері розпочинається зі спонтанного випромінювання, первинні фотони мають довільну поляризацію, але вікна Брюстера пропускають фотони тільки однієї поляризації. Відібрані в такий спосіб фотони в активному середовищі спричиняють стимульоване випромінювання фотонів з тією самою поляризацією. Застосування вікон Брюстера дозволяє не тільки зменшити втрати в резонаторі, але й упорядкувати поляризацію.

Особливістю конструкції гелій-неонового лазера є критичність діаметра трубки. Інтенсивність випромінювання є тим вища, чим менша є населеність рівня 3 неону. Тому його звільнення має бути вельми інтенсивним. Воно відбувається у два етапи. Спочатку атоми спонтанно переходять з рівня 3 неону на рівень 2, спричинюючи звичайне некогерентне світіння неону. З рівня ж 2 ато-

ми неону переходять на рівень 1 переважно через зіткнення зі стінками трубки внаслідок дифузії. Задля полегшення дифузії збуджених атомів до стінок трубки треба зменшити її діаметр. Тому в гелій-неонових лазерах діаметр газорозрядної трубки не перевищує 10 мм.

Що ж стосується режиму роботи, то він також має певні особливості. Одна з них полягає в немонотонній залежності вихідної потужності від струму розряду в трубці (рис. 11.12). За початкового збільшення струму зростає інверсія населеностей і вихідна потужність підвищується. За надмірного збільшення

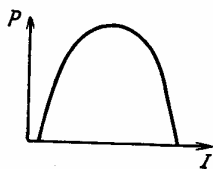


Рис. 11.12. Залежність вихідної потужності газового лазера від типу розряду

струму відбувається електронне збудження атомів рівня 2 неону. Як наслідок заселяється рівень 3 неону, інверсія населеностей переходу 6-3 знижується й вихідна потужність спадає аж до зриву генерації.

Отже, вихідна потужність гелій-неонового лазера є обмежена. Її не вдається підвищити й через підвищення тиску в трубці, тому що при цьому збільшується концентрація атомів і зменшується довжина вільного пробігу електронів. Тому останні не можуть набути енергії, достатньої задля перенесення атомів на верхні рівні.

Іонні газові лазери. У лазерах цього типу використовуються енергетичні переходи між збудженими станами іонів інертних газів без будь-яких домішок. Тому інверсія населеності створюється не внаслідок резонансного передавання енергії від зіткнень атомів, а тільки через електронне збудження. Отже, іонні лазери можуть працювати за значних розрядних струмів, забезпечуючи при цьому набагато більшу вихідну потужність порівняно з гелій-неоновим лазером. В ультрафіолетовому й видимому діапазонах іонні лазери є найпотужнішими джерелами когерентного випромінювання. Вихідна потужність сягає десятків ватів у неперервному режимі, чого цілком достатньо задля пропалювання отворів у метали.

Найбільшого поширення набув аргоновий лазер. У ньому робочою речовиною є іони аргону, енергетичну діаграму яких наведено на рис. 11.13. Час життя іонів на всіх рівнях, окрім четвертого, є малий. Тому через електронне збудження інтенсивно заселятиметься тільки рівень 4. Цьому додатково сприяють спонтанні переходи іонів з рівня 5 на 4. Отже, на робочому переході 4-3 створюється інверсна населеність.

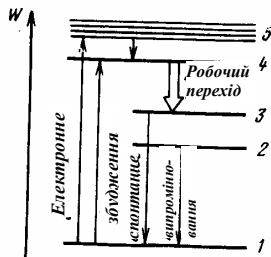


Рис. 11.13. Енергетична діаграма аргонного лазера

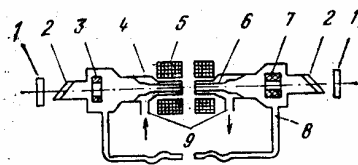


Рис. 11.14. Схема аргонного лазера

Схему аргонowego лазера зображено на рис. 11.14: 1 – дзеркало; 2 – вікно Брюстера; 3 – катод; 4 – канал рідинного охолодження; 5 – магніт; 6 – капіляр; 7 – анод; 8 – обвідна газова трубка; 9 – патрубки охолодження. У капілярі 6 міститься іонізований аргон. Задля підвищення потужності використовується дуговий розряд, у якому густина струму сягає 100 А/см^2 . При цьому в капілярі створюється плазма. Щоби її відірвати від стінок і зосередити в центрі капіляра, використовується магніт 5. Як наслідок зростають к.к.д. і вихідна потужність. Оскільки у перебігу розряджання газ зміщується до анода, то для вирівнювання катодну й анодну області сполучують обвідною трубкою 8.

В іншому засада функціонування є така сама, як і гелій-неонового лазера. Діапазон довжин хвиль лежить у межах $0,45 \dots 0,53 \text{ мкм}$.

До недоліків слід віднести низький к.к.д. через значне віддалення робочого переходу від основного рівня.

Молекулярні газові лазери. Ці лазери вигідно відрізняються від іонних та атомарних більш високим к.к.д. Якщо в лазерах перших двох типів к.к.д. становить частки відсотка, то в молекулярних лазерах сягає $1 \dots 20 \%$. Це пояснюється тим, що використовувані коливальні рівні розташовуються щільніше один до одного, аніж електронні. Приміром, якщо різниця енергії між електронними рівнями дорівнює приблизно 20 еВ , то відстань між основним і робочим коливальними рівнями становить близько $0,35 \text{ еВ}$.

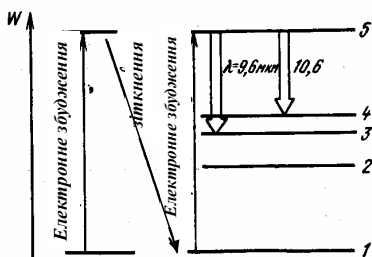


Рис. 11.15. Енергетична діаграма лазера на CO_2

Найбільш перспективними є лазери на вуглекислomu газі CO_2 . Схему коливальних рівнів його молекули наведено на рис. 11.15. Тут же наведено діаграму енергетичних рівнів молекули азоту N_2 , що додається задля резонансного передавання енергії з метою збільшення потужності.

Інверсія населеностей на робочих переходах 5-4 та 5-3 досягається як унаслідок прямого електронного збудження молекул CO_2 у газорозрядній плазмі, так і внаслідок резонансного передавання енергії від молекул азоту N_2 , як у гелій-неоновому лазері.

Лазер на вуглекислomu газі працює в інфрачервоному діапазоні переважно на довжині хвилі $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$.

Що ж стосується конструктивних особливостей, то вони зумовлені великою вихідною потужністю, яка сьогодні сягає 9 кВт у неперервному режимі. Довжина газорозрядних трубок сягає кількох метрів. При цьому кожна секція (див. рис. 11.3) довжиною $0,8 \dots 1 \text{ м}$ живиться окремо. Під впливом розряду кількість молекул CO_2 зменшується внаслідок дисоціації на кисень та окис вуглецю: $2\text{CO} + \text{O}_2$, тому в потужних лазерах суміш у газорозрядній трубці невпинно поновлюють підкачуванням із зовнішнього резервуара.

11.6 Твердотільні лазери

У лазері на твердому тілі в якості активного середовища використовують кристалічні чи аморфні діелектрики з домішками іонів хрому чи рідкоземельних елементів. Оскільки у твердому тілі концентрація частинок є на кілька порядків вища, аніж у газових середовищах, то для набуття такої самої потужності потрібен менший об'єм активного середовища. Тому твердотільні лазери мають менші габаритні розміри порівняно з газовими.

Одним з вельми поширених твердотільних лазерів є рубіновий. Його робочою речовиною є рубін, який є кристалічною ґраткою корунду Al_2O_3 з домішкою тричі іонізованих іонів хрому. На рис. 11.16 наведено схему енергетичних рівнів іона хрому.

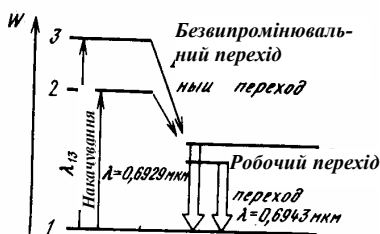


Рис. 11.16. Енергетичні рівні іона хрому

Інверсія населеностей досягається підсвічуванням (накачуванням) на довжині хвилі λ_{13} . Задля цього використовуються лампи підсвічування, у спектрі випромінювання яких переважає зелене світло. При цьому іони з рівня 1 переходять на рівень 3 з малим часом життя (приблизно 10^{-7} с). Як наслідок іони, здійснюючи безвипромінювальні переходи, заселяють рівень 2, у якого час життя є вельми тривалими (приблизно $3 \cdot 10^{-3}$ с). У такий спосіб досягається інвер-

сія населеностей робочого переходу 2-1.

Випромінювання рубінового лазера має особливість: складається з "пічків" – нерегулярних у часі сплесків вихідної потужності (рис. 11.17). Пічковий режим до сьогодні ще не вивчено.

Особливості конструкції переважно зумовлені проблемою інтенсивного й рівномірного підсвічування рубіна. Для цього використовують спеціальні конструкції ламп та рефлекторів (рис. 11.18).

Разом з рубіновими лазерами сьогодні широко застосовуються лазери на склі з домішкою рідкоземельних елементів (неодиму, диспрозію, самарію, ербію, гальмію та празеодіму). Засаднича відмінність їх від рубіна полягає у тому, що тут використовується чотирирівнева схема інверсії (рис. 11.19). У лазерах на склі з рідкоземельними елементами потрібна набагато менша потужність накачування, аніж у рубіновому лазері, де використовується трирівнева схема інверсії.

Твердотільні лазери працюють переважно в імпульсному режимі і при цьому забезпечують вихідну потужність у кілька кіловатів. Вони можуть працювати і в неперервному режимі, але для цього потрібне охолодження активно-

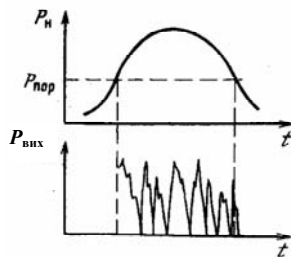


Рис. 11.17. Характер випромінювання рубінового лазера

го середовища. К.к.д. твердотільних лазерів лежить у межах від часток до одиниць відсотків.

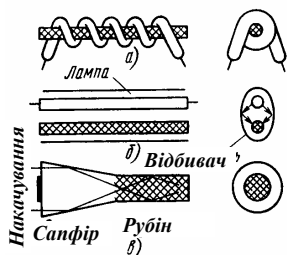


Рис. 11.18. Конструкції ламп та рефлекторів рубінових лазерів

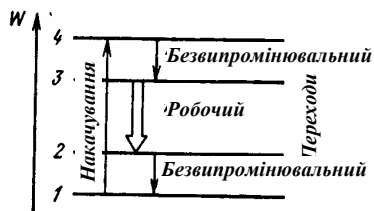


Рис. 11.19. Чотирирівнева система лазера на склі з присаджуванням рідкоземельних елементів

Переходячи до недоліків, зазначимо, що оптична неоднорідність твердих тіл є більша, аніж газів, через що виникає розсіювання випромінювання. Окрім того, невелика довжина активних елементів також сприяє розсіювання променя. Через потужну взаємодію частинок між собою міра монохроматичності твердотільних лазерів є менша, ніж газових.

11.7 Напівпровідникові лазери

11.7.1 Структура і засада функціонування напівпровідникового лазера

Напівпровідникові лазери – лазерні діоди, подібно до інших лазерів (таких, як рубіновий чи гелій-неоновий), є генераторами випромінювання, когерентного у просторі та часі. Це означає, що випромінювання лазерного діода є монохроматичне (має вельми вузьку ширину спектра) і зосереджене у порівняно вузькому пучку.

Разом з тим лазерні діоди за низкою важливих ознак істотно відрізняються від лазерів інших типів. По-перше, у звичайних лазерах квантові переходи відбуваються між дискретними енергетичними рівнями, тоді як у лазерних діодах переходи здійснюються між енергетичними зонами. По-друге, напівпровідникові лазери мають надто малі розміри (близько 0,1 мм у довжину), і, оскільки активна область у них є вельми вузька (близько 1 мкм і менше), розсіювання лазерного променя є значно більше, аніж у звичайного лазера. По-третє, просторові й спектральні характеристики випромінювання лазерних діодів істотно залежать від властивостей матеріалу, з якого зроблено перехід (структура забороненої зони та коефіцієнт заломлення). По-четверте, в лазері з *p-n*-переходом випромінювання виникає безпосередньо під впливом струму, який протікає через прямозміщений діод. Через це легко здійснювати модуляцію інтенсивності випромінювання шляхом змінювання сили струму накачування пропорційно до модульовального сигналу. І, по-п'яте, модулювання лазерних діодів може здійснюватися на надто високих частотах, оскільки вони схарактер-

ризуються надто малим часом стимульовального випромінювання.

Головною перевагою напівпровідникового лазера є високий к.к.д., близький до 100 %. Основи теорії напівпровідникового лазера було закладено в роботах М. Р. Басова, Ю. М. Попова та О. М. Крохіна.

У засаду функціонування покладено випромінювання енергії при рекомбінації пари електрон-дірка. Дійсно, якщо для генерування пари електрон-дірка поглинається квант енергії, то в процесі рекомбінування цей квант випромінюватиметься. Для того щоби випромінювальні кванти (фотони) не поглиналися робочою речовиною, треба наперед створити інверсну населеність, яка запобігала б поглинанню. Це означає, що всі електрони мають перебувати у зоні провідності,

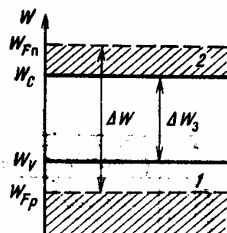


Рис. 11.20. Енергетична діаграма напівпровідника

а у валентній зоні – тільки дірки, тобто потрібен напівпровідник з одночасною електронів та дірок. Якби це вдалося здійснити, то енергетична виродженість діаграма напівпровідника з одночасною виродженістю для електронів та дірок виглядала б так, як показано на рис. 11.20, де заштриховані області містять електрони; W_{Fn} та W_{Fp} – рівні Фермі; ΔW_3 – заборонена зона. Якщо до такого напівпровідника потрапляє фотон $h\nu$, причому $\Delta W > h\nu > \Delta W_3$, то він не може бути поглиненим, бо в області 1 електрона немає (нікому поглинати). Більш того, фотон $h\nu$ може спричинити стимульоване випромінювання нового фотона через перехід електрона з області зони провідності 2 до валентної зони 1.

Насправді у рівноважному стані набути одночасну виродженість для електронів та дірок не вдається. Вироджені напівпровідники бувають чи дірковими, чи то електронними. Тому інверсії населеностей набувають на p - n -переході між виродженими напівпровідниками за прямої напруги (рис. 11.21). Заштриховані ділянки відповідають високій густині електронів. Лазери на базі подібних p - n -переходів дістали назву *інжекційних* і є найбільш поширені.

Робота лазерного діода пов'язана з трьома основними процесами, зумовленими переходами носіїв: поглинанням, спонтанною емісією та стимульованим випромінюванням. Задля опису цих процесів використаємо просту модель, зображену на рис. 11.22. Розглянемо два енергетичні рівні – E_1 та E_2 , один з яких – E_1 характеризує основний (стаціонарний), а інший – E_2 – збуджений стан атома. Будь-який перехід носіїв між цими рівнями супроводжується випусканням чи поглинанням кванта з частотою ν_{12} , визначуваною зі співвідношення: $h\nu_{12} = E_2 - E_1$, де h – стала Планка.

За звичайних температур більшість атомів перебувають в основному стані. Ця ситуація порушується внаслідок впливу на систему кванта з енергією, яка дорівнює $h\nu_{12}$. Атом у стані E_1 поглинає квант і переходить до збудженого стану.

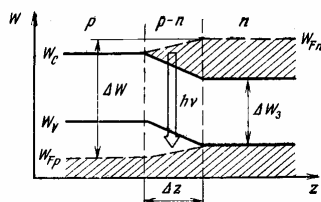


Рис. 11.21. Отримання інверсії населеностей у напівпровідниковому лазері на p - n -переході

ну E_2 . Це і становить процес поглинання випромінювання (рис. 11.22, а).

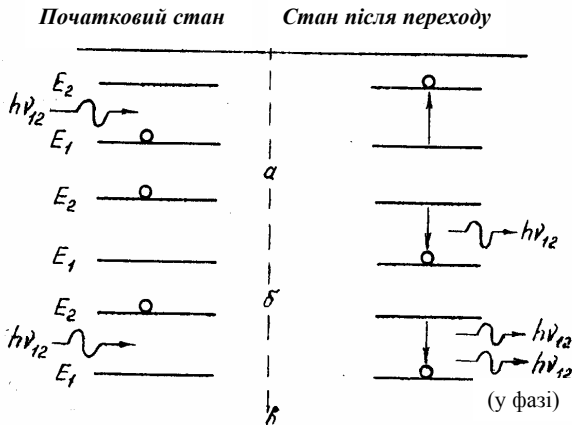


Рис. 11.22. Діаграма рівнів, що з'ясовує процеси поглинання (а), спонтанного (б) і стимульованого (в) випромінювання

Збуджений стан є нестабільним, і через короткий відтинок часу без будь-якого зовнішнього впливу атом переходить до основного стану, випускаючи квант з енергією $h\nu_{12}$. Цей процес називається *спонтанною емісією* (рис. 11.22, б). Час життя, пов'язаний зі спонтанною емісією (тобто середній час збудженого стану), може змінюватися в широкому діапазоні – від 10^{-9} до 10^{-3} с, залежно від параметрів напівпровідника. Спонтанна емісія використовується у світлодіодах.

Зіткнення кванта, що має енергію $h\nu_{12}$, з атомом, який перебуває у збудженому стані, стимулює миттєвий перехід атома до основного стану з випусканням кванта з енергією $h\nu_{12}$ і фазою, що відповідає фазі спадаючого випромінювання. Цей процес називається *стимульованим випромінюванням* (рис. 11.22, в) і використовується в лазерних діодах.

На рис. 11.23 подано базову структуру лазера з p - n -переходом. Дві бічні грані структури сколюються чи поліруються перпендикулярно до площини p - n -переходу. Дві інші грані виготовляються шорсткими задля того, аби запобігти випромінюванню у напрямках, які не збігаються з головним. Така структура утворює резонатор Фабрі–Перо – два плоско-паралельні дзеркала.

Зміщення лазерного діода у прямому напрямку спричинює протікання струму. Спочатку, за низьких значень струму, виникає спонтанне випромінювання, поширюване у всіх напрямках. За збільшення зміщення струм сягає порогового значення, за якого створюється інверсія населеності, потрібна задля стимульованого випромінювання, і p - n -перехід випускає монохроматичне когерентне світло.

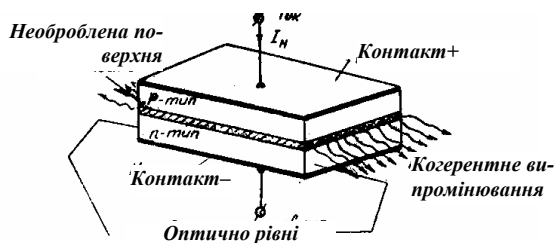


Рис. 11.23. Структура лазера на базі p - n -переходу

Якщо по обидва боки p - n -переходу перебуває один і той самий матеріал, то таку структуру називають *гомопереходом*, якщо ж використано різні матеріали – *гетеропереходом* (гетероструктурою). Для гомоструктур (наприклад p - n -переходів на базі GaAs) порогова густина струму швидко збільшується зі зростанням температури. За кімнатної температури типове значення порогової густини струму j_n (здобуте при вимірюванні в імпульсному режимі) становить близько $5 \cdot 10^4$ А/см². Така потужна густина струму створює серйозні труднощі для здійснення режиму неперервної генерації за 300°K (внаслідок перегріву кристала).

З метою зменшення порогової густини струму було запропоновано, а потім за допомогою епітаксialної технології створено лазери на гетероструктурах. На рис. 11.24 зображено гомоструктуру (а), структуру з одним (б) і двома (в) гетеропереходами, їхні зонні діаграми в умовах прямого зміщення, а також профілі розподілу показника заломлення та інтенсивності випромінювання, що генерується в p - n -переході.

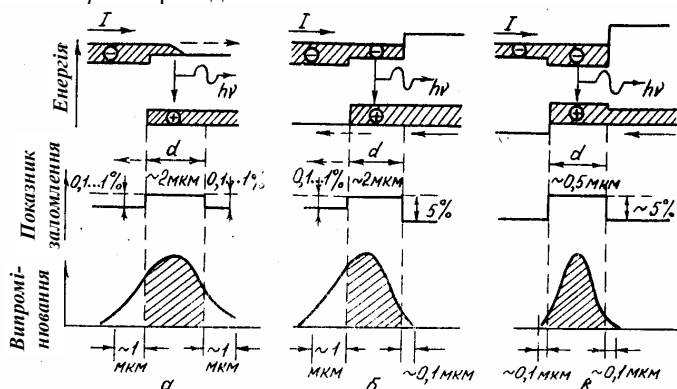


Рис. 11.24. Процеси в лазерах на основі гомоструктури (а), структури з одним (б) та двома (в) гетеропереходами

Як видно з рис. 11.24, у структурі з двома гетеропереходами носії зосереджено всередині активної області d , обмеженої з обох боків потенційними бар'єрами; випромінювання також обмежене цією областю внаслідок стрибкоподібного зменшення показника заломлення за її межами (світловод). Ці обмеження сприяють підсилюванню стимульованого випромінювання й, відповід-

но, зменшенню порогової густини струму. У лазерах з подвійною гетероструктурою порогова густина струму зазвичай не перевищує 10^3 А/см² за 300°К, що дозволяє здійснювати режим неперервної генерації за кімнатної температури. Завдяки цьому лазери з подвійною гетероструктурою набули широкого використання. Нижче розглянуто саме їхні характеристики.

11.7.2 Поріг генерування і к.к.д. напівпровідникових лазерів

Виведемо формули для порогової щільності струму накачування та к.к.д. лазерного діода. Позначимо P – потужність, що спадає зсередини резонатора Фабрі–Перо (рис. 11.25) на дзеркало з коефіцієнтом відбиття $R < 1$. При виконанні умов генерації добуток RP експоненційно збільшується з відстанню z , сягаючи за один прохід значення P на протилежному дзеркалі резонатора. Виниклі втрати компенсуються механізмом лазерного підсилювання. На кожній зовнішній поверхні дзеркал резонатора Фабрі–Перо випромінювана потужність становить $(1/2)P_{\text{вих}} = (1 - R)P$.

Якщо a , 1/см, – коефіцієнт втрат для хвилі при поширюванні (включаючи всі види втрат), а g , 1/см, – коефіцієнт підсилювання, то залежність потужності від відстані z має вигляд

$$P(z) = RP \exp[g(d/D) - a]z, \quad (11.14)$$

де d – товщина активного (з інверсією населеності) шару; D – товщина світловипромінювального шару. Оскільки кванти поширюються (переважно внаслідок дифракції) і в неактивну область з кожного боку від переходу, то $D > d$.

Оскільки підсилювання існує тільки в області з інверсією населеності, коефіцієнт g у формулі (11.14) помножено на відношення d/D . Втрати ж є у всьому об'ємі, де існує поле, і, отже, коефіцієнт a в цій формулі не має такого множника. При генеруванні (підсилювання за один цикл дорівнює 1) має виконуватися умова

$$P = RP \exp[g(d/D) - a]L$$

чи то

$$\ln(1/R) = [g(d/D) - a]L.$$

Отже, умова лазерної генерації є

$$g(d/D) = a + (1/L) \ln 1/R. \quad (11.15)$$

Коефіцієнт підсилювання g пов'язаний з концентрацією інжектованих носіїв і може бути визначений за формулою

$$g = (\eta_q \lambda_0^2 j) / (8\pi q n^2 d \Delta\nu). \quad (11.16)$$

Для GaAs за температури 300 °К внутрішня квантова ефективність $\eta_q = 0,7$; довжина хвилі випромінювання у вакуумі $\lambda_0 = 9 \cdot 10^{-5}$ см; показник заломлення $n = 3,34$; за λ_0 ширина спектра спонтанного випромінювання $\Delta\nu = 1,5 \cdot 10^{13}$ 1/с; товщина активної області $d = 10^{-4}$ см; густина інжектованого струму j , А/см². Підставивши вираз (11.16), який є справедливий як вище, так і



Рис. 11.25. Резонатор Фабрі–Перо лазера

нижче порогу, до співвідношення (11.15), яке визначає умову досягнення порогу генерації, матимемо

$$(\eta_q \lambda_0^2 j_n) / (8\pi q n^2 \Delta v D) = \alpha + \ln(1/R)/L, \quad (11.17)$$

де ліва частина рівняння виражає підсилювання за прохід, а права – втрати за прохід. З рівняння (11.17) виходить, що

$$j_n = 8\pi q n^2 \Delta v D (\alpha + \ln(1/R)/L) / \eta_q \lambda_0^2. \quad (11.18)$$

Отже, *пороговий струм* – це струм накачування, за якого досягається підсилювання, достатнє задля перекриття втрат. Зауважимо, що з огляду на порогові умови, випромінювання світла з торцевих граней лазерного діода має враховуватися як втрати. Цей факт відображено членом $(1/L) \ln(1/R)$ у виразі (11.18). З цієї формули також випливає, що задля досягнення оптимальних характеристик лазерного діода треба прагнути до ситуації, коли $D/d = 1$. Таке співвідношення виконується у лазерах з двома гетеропереходами.

Розрахунки за формулою (11.18) для гомопереходу $p\text{-GaAs-}n\text{-GaAs}$ за $T = 300^\circ\text{K}$ дають значення $j_n = 10^4 \text{ A/cm}^2$, але, оскільки площа переходу становить близько 10^{-3} cm^2 , то потрібний задля досягнення порогу струм накачування дорівнює 10 А. Для ДГС-лазерів $j_n = 10^2 \dots 10^3 \text{ A/cm}^2$ і $I_n = 0,1 \dots 1 \text{ A}$.

Важливим параметром, що характеризує якість лазерного діода, є диференційний квантовий к.к.д., який визначається за формулою

$$\eta_d = (\Delta P / h\nu) / (\Delta I_n / q),$$

де $\Delta I_n / q$ – кількість носіїв, інжектованих до активної області, а $\Delta P / h\nu$ – кількість квантів, що випромінюються лазерним резонатором в одиницю часу.

Якщо подати η_d через параметри лазерного резонатора, що має дзеркала з коефіцієнтами відбиття R_1 та R_2 , то дістанемо

$$\eta_d = ((1 - R_1) \ln(1/(R_1/R_2)^{0,5})) / (L(1 + (R_1/R_2)^{0,5})(1 - (R_1 R_2)^{0,5})(\alpha + \ln(1/R)/L)), \quad (11.19)$$

Тут оптичний вихід передбачено з боку R_1 . З формули (11.19) видно, що η_d зі зменшенням R_1 зростає. Оскільки енергія випромінюється з обох торців резонатора, то за $R_1 = R_2$ може бути використано половину потужності, генерованої, тобто максимальне значення $\eta_d = 50\%$.

Повна ефективність (к.к.д.) перетворювання електричної потужності на оптичну є

$$\eta_{\text{повн}} = P / (I_n^2 R_s + I_n E_g / q),$$

де P – потужність, випромінювана приладом за струму накачування I_n ; R_s – послідовний опір напівпровідникової структури; E_g – енергетична ширина забороненої зони. Повний к.к.д. є порівняно низьким за струмів менше за пороговий і швидко зростає зі збільшенням I_n , сягаючи максимуму за $I_n = (2 \dots 3) I_n$. Для імпульсного режиму роботи повний к.к.д. сягає 20 % (випромінювання через обидві грані). Типові значення $\eta_{\text{повн}}$ для лазерних діодів з ДГС, використовуваних у ВОСП, становлять 5...10 %.

Напівпровідниковий лазер є "пороговим приладом" – навіть за стабільного струму накачування варіація температури навколишнього середовища може призвести до змінювання значень і порогового струму і випромінюваної потужності. Тому при використуванні лазерних діодів у системах оптичного зв'яз-

ку вони неодмінно містять схему автоматичної стабілізації рівня випромінюваної потужності, причому задля контролю використовують випромінювання з однієї з граней кристала.

Температурна залежність порогового значення струму накачування може бути записана як

$$I_n = I_0 \exp(T/T_0), \quad (11.20)$$

де T_0 – характеристична температура, яка для лазерного діода зі структурою AlGaAs/GaAs перебуває в межах 130...180 °K, а зі структурою GaInAsP/InP – 50...70 °K за кімнатної температури.

11.7.3 Конструкція напівпровідникових лазерів

Основні вимоги, пред'явлювані до лазерного джерела випромінювання, це: неперервний чи то квазінеперервний режим роботи за кімнатної температури; потужний ресурс роботи – близько 10^5 год. (12 років); низький пороговий струм; велика гранична частота модуляції; лінійна залежність $P(I_n)$; мала площа поверхні випромінювання задля забезпечення низьких втрат при впровадженні світла до ОВ; висока коротко- і довготривала стабільність потужності випромінювання; велика потужність випромінювання; висока монохроматичність.

Щонайповніше згаданим вимогам задовольняють лазерні діоди ДГС зі смужковою геометрією контактів. Розглянемо конструкцію таких діодів.

Якщо збільшувати струм накачування в лазерному діоді з широким контактом на всій площі p - n -переходу, як показано на рис. 11.23, то генерація спочатку виникає в малій області завширшки 3...5 мкм. У міру зростання струму, "спалахує" кілька областей, кожна з яких є такою, яка нібито генерує самостійно (шнурова генерація). Це призводить до просторового розсіювання випромінювання, нестабільності та шумів.

На практиці бажано мати один канал генерації. Цього домагаються обмеженням активної області вузькою смужкою вздовж резонатора. Лазери з таким обмеженням області протікання струму називають лазерами з смужковою геометрією – рис. 11.26, де 1 – ДГС, 2 – діелектрик, 3 – область p - n -переходу, 4 – контакт "плюс", 5 – оптичне випромінювання, 6 – шлях протікання струму, 7 – підкладка з n -InP, 8 – контакт "мінус". У такій конструкції, завдяки смужковому контактові, струм інжекції в p - n -переході є обмежений порівняно вузькою областю (2...20 мкм). Лазерні діоди виготовляються методом епітаксialного нарощування напівпровідникових шарів на підкладці з GaAs чи InP.

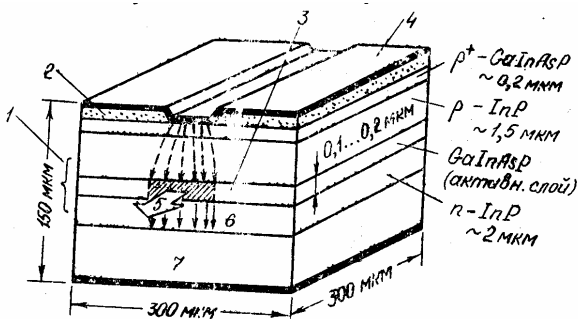


Рис. 11.26. Структура лазерного діода смужкової конструкції поперечної моди

Перші лазерні діоди (див. рис. 11.23) мали контактну поверхню завширшки близько 100 мкм і струм $I_n \approx 1$ А. Створення лазерних діодів смужкової конструкції дозволило значно зменшити струм накачування. Наприклад, в лазерах з шириною смужкового контакту близько 10 мкм і завдовжки біля 300 мкм пороговий струм $I_n \approx 100$ мА, тобто в 10 разів менший, ніж в лазерах з поверхневим контактом. Іншою важливою перевагою лазерів смужкової геометрії є селекція поперечної моди у напрямку, паралельному до p - n -переходу. Як у контактному (див. рис. 11.23), так і у смужковому (див. рис. 11.26) лазері склад лазерного кристала є однорідний у напрямку, паралельному до p - n -переходу, а розподіл потужності випромінювання у цьому напрямку повторює розподіл підсилювання. Такі конструкції носять назву *лазерів з керованим підсилюванням*.

На рис. 11.27 наведено характеристики смужкового лазерного діода з керованим підсилюванням. Як видно з рис. 11.27, *а*, характеристика $P(I_n)$ є нелінійною. В околі точок зламу *А*, *В* та *С* виникають різні нестабільні явища: змінювання напрямку оптичного випромінювання зі збільшенням I_n ; різке збільшення шумів; погіршення вигляду модуляційно-частотної характеристики й виникання релаксаційних коливань у вигляді сплесків.

Джерелом цих прикостей є нестабільність поперечних мод. Введення розподілу коефіцієнта заломлення уздовж p - n -переходу за допомогою ДГС (див. рис. 11.24, *в*) дозволило стабілізувати поперечні моди і позбавитися зламів характеристики $P(I_n)$.

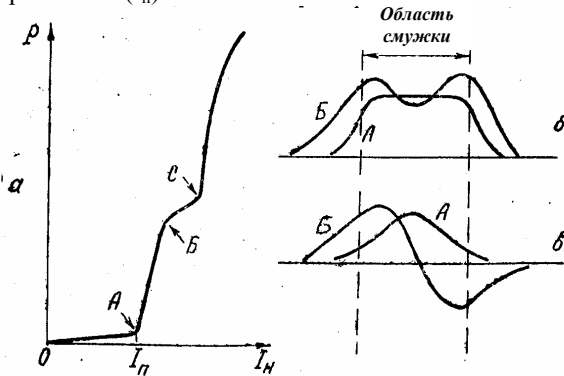


Рис. 11.27. Залежність потужності випромінювання смужкового лазера від струму накачування: (*а*), розподіл посилювання (*б*) і потужності (*в*) мод уздовж активної області

З рис. 11.27, *б* видно, що розподіл підсилювання точки *А*, розташованої в околі порогового струму накачування, є сталим по всій довжині смужки. Для точки *В* цей розподіл має провал і відбувається перехід ("перескакування") з генерації основної моди (розподіл *А* на рис. 11.27, *в*), на генерацію моди першого порядку (розподіл *В* на рис. 11.27, *в*). Точка *С* на рис. 11.27, *а* відповідає "перескакуванню" на випромінювання моди іншого порядку.

Лазер, що має розподіл коефіцієнта заломлення у напрямку, паралельному до p - n -переходу (див. рис. 11.24, *в*), називають лазером з керованим коефіцієн-

ентом заломлення. У таких лазерних діодах за допомогою ДГС створюють смужковий світловод в активній області, внаслідок чого досягають більшого коефіцієнта підсилювання, відсікання вищих мод і стабільної підтримки основної поперечної моди аж до високого рівня інжекції.

Існує велика кількість конструкцій лазерних діодів з керованим коефіцієнтом підсилювання. Одна з них є конструкцією, в якій активну область у вигляді смужки завширшки 1,3 мкм з усіх боків оточують матеріалом з більшою шириною забороненої зони. Через різницю у коефіцієнтах заломлення активної області та шару покриття утворюється світловод. Набута ДГС утримує інжектівані носії, тобто не відбувається їхнього розтікання у поперечному напрямку, завдяки чому знижується пороговий струм і підвищується к.к.д. Порогове значення струму зазвичай дорівнює 10...50 мА.

У табл. 11.2 наведено порівняльні характеристики лазерних діодів з керованим підсилюванням і керованим коефіцієнтом заломлення.

Таблиця 11.2

Порівняльні характеристики напівпровідникових лазерів

Параметр	Лазер з керованим підсилюванням	Лазер з керованим коефіцієнтом заломлення
Поперечна мода	Спотворення хвильового фронту у горизонтальному напрямку внаслідок змінювання підсилювання	На поверхні дзеркал є горизонтальний хвильовий фронт, який не залежить від змінювання підсилювання
Картина поля у дальній зоні	Мають місце випадки появи двогорбості, що змінюється залежно від оптичної потужності	Однорібе відображення, яке не залежить від оптичної потужності
Пороговий струм	Відчутно великий	Незначний
Модовий склад випромінювання	Легко виникають численні моди	Легко утворити одну моду
Спектр випромінювання	Порівнянно широкий	Вузький
Залежність між потужністю та струмом накачування	Є випадки виникання зломів (лінійність для малого діапазона струмів накачування)	Зломи не виникають (оптимальна лінійність)

Продовження таблиці 11.2

Шумові характеристики	Через виникання великої кількості мод шуми дещо зростають, однак шумові характеристики є мало чутливі до змінення температури й струму, а також до відбитого світла	За одномодового режиму шуми є невеликі, однак за перескакування з однієї моди на іншу виникають значні шуми, внаслідок відбитого світла
-----------------------	---	---

Конструкція лазерів для інтегрально-оптичних схем має певні особливості. Зрозуміло, що торцеві дзеркальні поверхні відкритого резонатора лазера створюватимуть труднощі при інтеграції компонентів. Тому розроблено напівпровідникові інжекційні лазери з періодичними структурами – лазер з розподіленими бреггівськими відбиттям (РБВ) і лазер з розподіленим зворотним зв'язком (РЗЗ).

У періодичних структурах смуги частот, на яких дозволено поширювання хвиль, віддалені одна від одної смугами частот, на яких хвилі не можуть поширюватися. Тому такі структури можуть слугувати за частотовибіркові режекторні фільтри чи дзеркала. Періодичні структури створюються за рахунок періодичного змінювання товщини діелектричного хвилеводу та показника заломлення. Такі періодичні структури ще називаються *дифракційними ґратками*. Встановлено, що дифракційні ґратки задля створення дзеркального ефекту повинні мати кілька сотень штрихів (періодів). При цьому відстань між штрихами l_B має задовольняти умові Бреґґа

$$l_B = m\lambda_B/2,$$

де m – порядок дифракції; λ_B – довжина хвилі світла в матеріалі діелектричного хвилеводу.

Схему лазера з розподіленими бреггівськими відбивачами наведено на рис. 11.28. Недоліком цього лазера є вища густина робочого струму, оскільки структура має додаткові втрати через поширювання хвиль у поглинальних розподілених відбивачах, винесених з активної області.

У лазері з РЗЗ (рис. 11.29) періодична структура розподілена по всій активній області генерації. Додатний зворотний зв'язок створюється за допомогою зворотного розсіювання Бреґґа. Температурна чутливість довжини хвилі генерації цих лазерів знижується на порядок.

Для волоконно-оптичних ліній зв'язку (ВОЛЗ) інтерес являють твердотільні лазери на алюмоітрійовому гранаті (АІГ), легованому активними іонами неодиму. Застосовуються також неодим-ультрафосфат і неодим-пентафосфат. Задля створення інверсної населеності використовується оптичне накачування. Будову такого лазера подано на рис. 11.30.

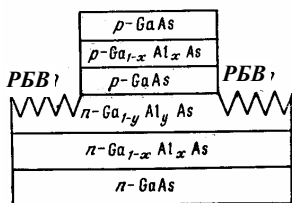


Рис. 11.28. Схема лазера з РБВ

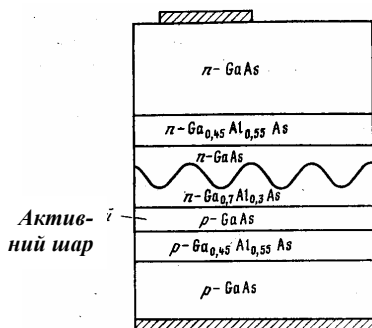


Рис. 11.29. Схема лазера з РЗЗ

Стрижень 1 накачується з торця (GaAlAs) світлодіодом 2. Пластина 3 слугує задля тепловідводу. Простір між світлодіодом і кристалом алюмоітрійового граната заповнено узгоджувальним матеріалом 4. Оптичний резонатор утворено торцевими площинами кристала. Оптичне накачування здійснюється через один з торців, через інший торець відбувається виведення випромінювання, яке має невелике кутове розсіювання, що сприяє набуванню високої ефективності введення до світловода. Перевагами такого лазера є також мала ширина спектральної лінії випромінювання і можливість роботи в одномодовому режимі з низьким рівнем шуму. Проте ці лазери поки що не набули широкого застосування у ВОЛЗ, оскільки вони мають значно більші, порівняно з напівпровідниковими лазерами, габаритні розміри, низький к.к.д., менший термін служби, потребують зовнішньої модуляції й накачування. Очікується, що розроблення й впровадження високоінформативних ВОЛЗ на одномодових світловодах стимулюють роботи з мініатюризації, збільшення терміну служби та к.к.д. твердотільних лазерів.

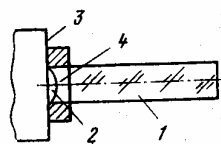


Рис. 11.30. Лазер з оптичним накачуванням для ВОЛЗ

Напівпровідникові лазери мають обмежений термін служби, зумовлений поступовою і катастрофічною деградацією. Поступова деградація залежить від густини струму і щільності імпульсів. Причиною катастрофічної деградації є перегрівання лазерного діода, що призводить до руйнування торців.

11.7.4 Параметри і характеристики лазерних діодів

Ват-амперну характеристику ДГС лазера типу ІЛПН-204 наведено на рис. 11.31. На початковій ділянці, відповідній спонтанному випромінюванню (світлодіодний режим), потужність випромінювання поволі зростає зі збільшенням струму накачування, а після збудження лазерної генерації різко зростає. Екстраполяція цієї кривої до нульового значення оптичної потужності, показана штриховою лінією, дає значення порогового струму.

На рис. 11.31 штриховою лінією нанесено залежність фотоструму контрольного фотодіода (вбудованого у корпус лазерного діода і детектованого випромінюванням із задньої грані кристала) від струму накачування $I_\phi(I_n)$. Ця характеристика повторює ват-амперну, оскільки фотострум фотодіода є пропорційний до оптичної потужності. За графіком $I_\phi(I_n)$ можна обчислити значення диференційної квантової ефективності $\eta_d = \Delta I_\phi / \Delta I_n$; для лазерної області роботи приладу типу ЛПН-204 ефективність $\eta_d = 1,2\%$. З наведеної на рис. 11.31 вольт-амперної характеристики $U(I_n)$ обчислено динамічний опір приладу $R_{\text{дин}} = \Delta U / \Delta I_n$, який для лазерного режиму роботи становить 5 Ом.

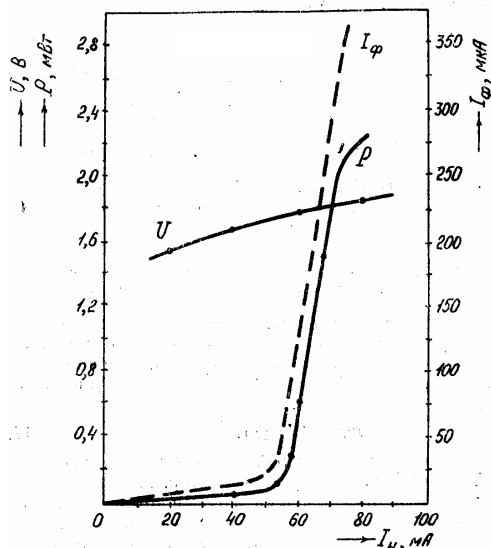


Рис. 11.31. Експериментальні характеристики лазерного діода типу ЛПН-204

Залежності потужності випромінювання від струму накачування стрічкового ДГС лазера для різних температур тепловідводу в діапазоні $25 \dots 115^\circ\text{C}$ подано на рис. 11.32, а. Швидкість зменшення потужності випромінювання лазерного діода за стабільного струму накачування становить близько $4\%/^\circ\text{C}$, що є учетверо більше, ніж для світлодіода. Ця обставина змушує застосовувати системи температурної стабілізації потужності випромінювання в передавальних приладах з лазерними діодами. Пороговий струм експоненційно зростає зі збільшенням температури тепловідводу (рис. 11.32, б) відповідно до виразу (11.20).

Спектральні характеристики. Режим спонтанного випромінювання ($I_n < I_n$) характеризується широким спектром $\Delta\lambda = 10 \dots 100$ нм. За зростання струму накачування до значень, близьких до порогового, спектр випромінювання звужується. У лазерній області роботи ширина спектра випромінювання $\Delta\lambda = 1 \dots 3$ нм, а швидкість збільшення довжини хвилі зі зростанням температури становить близько $0,5$ нм/ $^\circ\text{C}$.

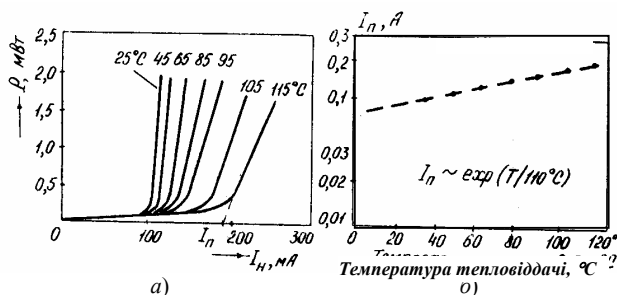


Рис. 11.32. Трансформація ват-амперної характеристики (а) і змінювання порогового струму (б) зі зростанням температури

Модовий склад випромінювання. У резонаторі лазерного діода існують тільки такі поздовжні моди, для яких довжина пробігу світла туди й назад дорівнює цілому числу довжин хвиль. Якщо m – порядок моди, а λ – довжина хвилі випромінювання, то

$$m\lambda = 2Ln(\lambda), \quad (11.21)$$

де L – довжина резонатора; $n(\lambda)$ – показник заломлення активного середовища, що заповнює резонатор. Інтервал $\Delta\lambda$ між дозволеними поздовжніми модами є різницею у довжинах хвиль, що відповідають цілим числам m та $m + 1$. Диференціюючи (11.21) за λ , дістанемо для великих m

$$\Delta\lambda = \lambda^2 m / (2Ln \{1 - (\lambda/n)dn/(d\lambda)\}) = \lambda^2 m / (2Ln_{\text{эф}}).$$

Член у фігурних дужках пов'язаний з дисперсією матеріалу. У газових лазерах показник заломлення n практично не залежить від довжини хвилі λ і дисперсійний член дає лише незначну поправку. Спектральний інтервал між поздовжніми модами є обернено пропорційний до довжини L резонатора. У газових лазерів довжина $L \sim 10$ см, а у напівпровідникових – вона є менша за 1 мм. Через малі розміри інтервал $\Delta\lambda$ напівпровідникових лазерів є значно більший, ніж у газових. Наприклад, для $\lambda = 0,9$ мкм, $n = 3,6$ і $L = 300$ мкм інтервал між модами становить $\Delta\lambda = 0,4$ нм. Отже, спектр випромінювання лазерного діода має регулярну лінійчасту структуру, тому задля забезпечення одномодового режиму необхідно вживати спеціальних заходів.

Діаграма спрямованості (просторовий розподіл інтенсивності випромінювання) вимірюється у дальній зоні. На рис. 11.33 схематично подано картину дальнього поля ДГС лазера. Оскільки випромінювальна поверхня лазера має форму смужки, діаграма спрямованості лазера є несиметрична. Повні кути $\theta_{\parallel}$ та $\theta_{\perp}$, виміряні на рівні половини максимальної інтенсивності, характеризують розсіювання променів відповідно у площині переходу і перпендикулярно до неї. Зазвичай кут $\theta_{\parallel} \approx 10^\circ$, тоді як кут $\theta_{\perp}$ набуває значно більших значень ($35^\circ \dots 60^\circ$) і залежить від товщини активного шару і складу напівпровідникового сполучення.

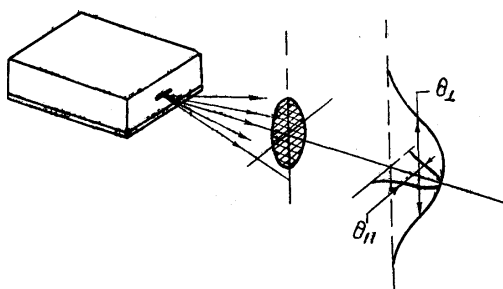


Рис. 11.33. Діаграма спрямованості лазерного діода

Модуляційні характеристики. За подавання на лазерний діод імпульсу струму накачування спостерігаються два ефекти: запізнювання оптичного імпульсу відносно електричного та релаксаційні коливання на вершині імпульсу ("дзвін"). На рис. 11.34 наведено епюри імпульсів світла і струму накачування. Час запізнювання t_d обчислюється за формулою

$$t_d = \tau_s \ln((I - I_{3M})/(I - I_n)),$$

де τ_s – час життя неосновних носіїв; I – імпульсне значення струму накачування; I_{3M} – струм невинного змішування.

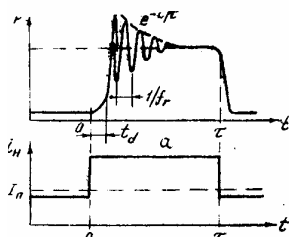


Рис. 11.34. Епюри імпульсу струму (а) та струму накачування (б)

Типове значення $t_d = 2...8$ нс. Релаксаційні коливання пояснюються в такий спосіб. Збільшення струму накачування з певним запізнюванням призводить до зростання концентрації носіїв. Підвищена концентрація носіїв употужнює випромінювальну рекомбінацію, що знову із затримкою употужнює рекомбінацію. Це спричинює зниження концентрації носіїв. Затримки призводять до того, що ці падіння проходять через проміжки з рівноважними значеннями, і процес стає коливальним: відбувається електронно-фотонний резонанс. Завдяки використуванню смужкової конструкції

лазерного діода вдалося значно знизити релаксаційні коливання.

Модуляційно-частотні характеристики лазерного діода за малого рівня модульованого сигналу приладу ІЛПН-204 наведено на рис. 11.35. Вони мають підйом у високочастотній області внаслідок електронно-фотонного резонансу. Причому підйом є тим вищий, чим більше перевищення струму зміщення над пороговим струмом.

Наведені графіки модуляційно-частотних характеристик можна апроксимувати теоретичною залежністю

$$P(\omega)/P(0) = \omega_0^2 / (\omega_0^2 - \omega^2 + j\beta\omega),$$

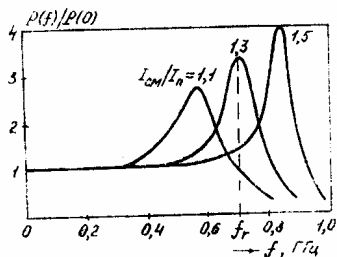


Рис. 11.35. Модуляційно-частотні характеристики лазерного діода

де

$$\omega_0^2 = (I_n - I_p) / (\tau_s \tau_\phi I_p); \quad \beta = I_n / (\tau_s I_p);$$

ω – частота модуляції, $\omega = 2\pi f$, I_n – струм накачування; τ_s – час життя неосновних носіїв; τ_ϕ – час життя фотонів. Слід зауважити, що частота резонансного піку на рис. 11.35 майже точно збігається з частотою релаксацийних коливань на рис. 11.34, а. Цю частоту приблизно можна знайти за формулою

$$f_r \approx (I_n - I_{3M})^{0.5} / (2\pi \tau_s \tau_\phi).$$

Для практично використовуваних лазерних діодів значення $f_r \sim 1$ ГГц і зростає зі збільшенням струму накачування.

У напівпровідникових лазерах розрізняють такі шуми: квантовий; струм-морозподілювання; перескакування мод; зумовлений відбитим світлом.

Квантовий (фундаментальний) шум виникає внаслідок статистичної природи процесу спонтанного випромінювання. Цей шум має пік за порогового струму і періодично набуває максимальних значень на резонансних частотах.

У лазерах, що генерують велику кількість поздовжніх мод, як і в лазерах з керованим підсилюванням, виникає модуляція інтенсивності світла, спричинена конкуренцією між модами. Ці шуми називаються *шумами токорозподілювання*.

Шуми, зумовлені перескакуванням моди, виникають в моменти, коли певна поздовжня мода перескакує на наступну моду, що спричинює обмін енергією між ними за перескакуванням. На рис. 11.36 подано характеристику інтенсивності шуму за незмінного зміщення лазерного діода та збільшення температури його кристала. Відносна інтенсивність шуму RIN , 1/Гц, визначається згідно з виразом

$$RIN = (\Delta P)^2 / (P^2 F),$$

де ΔP – флуктуації оптичної потужності; P – середнє значення оптичної потужності; F – ширина смуги вимірювального тракту. Нижня межа графіка шуму, наведеного на рис. 11.36, зумовлена квантовим шумом, а пікоподібні сплески спричинено шумом внаслідок перескакування з однієї моди на іншу за змінюванні температури.

Якщо частина світла, відбита наприклад, від вхідного торця ОВ, повертається всередину лазерного резонатора, то виникає потужний шум, спричинений флуктуаціями фази. Він називається шумом, зумовленим *відбитим світлом*. Частка світла, що повернулося після відбиття від торця, по відношенню до випромінюваної потужності (коефіцієнт оптичного зворотного зв'язку) стає високою і лежить в інтервалі 0,01...1 %. Шум, який виникає при цьому, може мати $RIN = 10^{-11}$ 1/Гц. За коефіцієнта оптичного зворотного зв'язку понад 1 % рівень цього шуму на порядок перевищує квантовий шум, рівень шуму стабілізується і шумових піків не виникає. Це пов'язано з тим, що за збільшення частки відбитого світла виникає багатомодова генерація

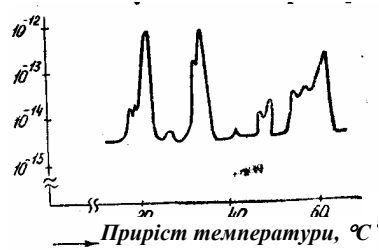


Рис. 11.36. Залежність інтенсивності шуму лазерного діода від температури

і когерентність погіршується. На практиці шум, зумовлений відбитим світлом, придушують за допомогою розв'язувального приладу (оптичного вентиля) та високочастотної модуляції (у лазерному діоді з керованим підсилюванням).

Надійність. Ресурс роботи лазерних діодів є обмежений унаслідок деградації двох видів: катастрофічної та поступової. Катастрофічна деградація відбувається за густини потужності оптичного випромінювання, понад 10 кВт/мм^2 . За такої густини відбувається поглинання оптичної потужності поблизу поверхні, розігрівання та плавлення напівпровідника. Це призводить до руйнування лазерних дзеркал. Для смужкових лазерних діодів з шириною смужки близько 10 мкм , тобто за площі випромінювальної поверхні у кілька квадратних мікрометрів, це відповідає вихідній оптичній потужності у кілька десятків міліватів. Покриття граней, наприклад корундовою плівкою, збільшує поріг цього процесу.

Поступова деградація залежить від густини струму накачування, кількості робочих циклів вмикання-вимикання та металургійних процесів – утворення у кристалі невипромінювальних центрів та локальних дефектів структури, які залежать від типу напівпровідника. Перші відомі як дефекти темних ліній; вони збільшують поріг і зменшують вихідну потужність, що призводить до швидкого виходу приладу з ладу. Другий вид дефектів усувається оптимізуванням процесу епітаксії; більш ретельним виготовленням омічних контактів; додаванням фосфору до шару GaAlAs задля оптимізування параметрів кристалічної ґратки; пасивуванням граней кристала.

Типові значення ресурсу роботи лазерного діода становлять 10^4 год, оптимізовані – близько 10^5 год (12 років).

11.7.5 Суперлюмінісцентні діоди

Якщо світлодіоди генерують спонтанне і стимульоване випромінювання водночас, то спектральна ширина цього випромінювання є вужча, а енергетична яскравість вища, аніж у разі одного тільки спонтанного випромінювання. Світлодіоди з GaAs, що працюють в такому режимі, дістали назву *суперлюмінісцентних діодів*, або *діодів з надвисокою яскравістю випромінювання*.

Суперлюмінісцентний діод – це лазерний діод без дзеркал. Спонтанне випромінювання таких приладів підсилюється тільки одноразово (однопрохідне підсилювання). Тому вихідне випромінювання є некогерентне, але на 90 % поляризоване. На відміну від лазерів, що мають тенденцію до багатомодової генерації за великих струмів накачування, суперлюмінісцентні діоди краще генерують моди низького порядку за великої вихідної потужності. Порівняно зі світлодіодами суперлюмінісцентні діоди мають велику потужність випромінювання, зберігаючи лінійність ват-амперної характеристики; меншу ширину спектра випромінювання; вужчу діаграму спрямованості; велику широкосмуговість модуляційно-частотної характеристики. За цих переваг суперлюмінісцентні діоди поступаються лазерним в ефективності впровадження, к.к.д., ширині спектральної лінії випромінювання, вимагає вищих струмів накачування. Порівняльні характеристики джерел випромінювання для ВОСП подано в табл. 11.3.

Таблиця 11.3

Порівняльні характеристики джерел випромінювання

Параметри	Світлодіоди	Супер-люмінісцентні діоди	Лазерні діоди
Напруга зміщення, В	1,5...2	1,5...2	1,5...2
Струм накачування, мА	50...300	50...300	10...300
Пороговий струм, мА	-	-	5...250
Потужність випромінювання, мВт	1...3	1...10	1...10
Ширина спектра, нм, $\lambda = 1300$ нм	70...100	70...100	3...5
Крутість фронту імпульсу, нс	5...50	2...20	1
Гранична частота, МГц	7...70	18...175	350...1000
Температурний діапазон, °С	-55...+150	-40...+90	-55...+70
Чи потрібен зворотний зв'язок задля стабілізації?	Ні	Ні	Так

11.8 Методи модуляції лазерного випромінювання

Модуляцією електромагнітної хвилі є кероване змінювання будь-якої її характеристики: амплітуди, частоти, фази чи то поляризації. Можлива також модуляція інтенсивності (МІ) випромінювання, в якій замість амплітуди під впливом модульовального сигналу змінюється квадрат амплітуди, тобто інтенсивність.

Для ВОЛЗ, де джерелами випромінювання є переважно світлодіоди та напівпровідникові лазери, потрібні ефективні методи модуляції оптичного випромінювання цих генераторів. Модуляція може бути *внутрішньою* і *зовнішньою*. Модуляція пов'язана з безпосереднім впливом на процес генерування, у другому – на вже сформований промінь квантового генератора.

Для світлодіодів і напівпровідникових лазерів у принципі не потрібні зовнішні модулятори. Напруга зміщення керує інжекцією електронів через *p-n*-перехід і в широких межах змінює інтенсивність вихідного випромінювання. Обмеження частоти модуляції пов'язане з часом генерації й рекомбінації вільних носіїв, а також з ємністю в колі збудження.

Може застосовуватися як аналогова, так і імпульсна модуляція. Системи з аналоговою модуляцією, тобто ті, що відтворюють сигнал за допомогою відповідного змінювання амплітуди, частоти чи фази несівної чи піднесівної частоти, пред'являють високі вимоги щодо лінійності всіх елементів тракту, які беруть участь у формуванні й передаванні сигналів. Нелінійність, як відомо, призводить до так званих перехресних *спотворювань*, що виникають внаслідок взаємного впливу сигналів.

У системах з аналоговою модуляцією шумів та спотворювань, що наклалися на сигнал у будь-якому з елементів системи, вже не можна позбутись. Сигнал не може бути очищено від них, якщо тільки систему не забезпечено значною надлишковістю, що пов'язано з ускладненням та підвищенням вартості системи.

Аналогова модуляція інтенсивності світлодіодів привертає увагу своєю простотою, але великі значення відношення сигнал-шум, потрібні для цих систем, обмежують її застосування у відносно вузькосмугових системах на короткі відстані. Задля набуття мінімальних нелінійних спотворювань використовується лінійна область модуляційної характеристики. Оскільки за аналогової МІ інтенсивність світла має лінійно керуватися амплітудою повідомлення, світлодіоди з лінійною залежністю між інтенсивністю випромінювання та струмом інжекції підходять у даному разі більше, аніж напівпровідниковий лазер, у якого згадана залежність існує тільки вище за певне порогове значення.

Хоча у напівпровідникового лазера модуляційна характеристика вище за поріг є достатньо лінійна, амплітудно-частотна характеристика (АЧХ) зумовлює обмеження широкосмуговості цих приладів в аналогових системах у межах 0,3...2 ГГц. Потреба вибору робочої точки вище за порогове значення пов'язана з пропусканням через напівпровідниковий лазер більш потужного середнього струму, а це знижує його довговічність.

Значно перспективніше є застосування у ВОЛЗ імпульсних методів модуляції. Припустима частота перемикання світлодіодів становить близько 100 Мбіт/с, а напівпровідникових лазерів – 1 Гбіт/с і вище.

Розроблено і випробувано системи імпульсної модуляції.

Замість регулярної системи імпульсів різної амплітуди можливе використання імпульсно-кодових систем (ІКМ), в яких застосовуються групи стандартних імпульсів. Наявність чи відсутність певного імпульсу чи певних імпульсів у стандартній групі відповідає передаваній інформації. У разі ІКМ весь амплітудний діапазон сигналу квантується на ступені і кожному відлікові приписується двійковий код відповідно до його амплітудного ступеня.

У ВОЛЗ, що відрізняються вельми широкою смугою, видається за перспективну позиційно-імпульсна модуляція (ПІМ). За ПІМ кожному відлікові початкового повідомлення відповідає один імпульс, положення якого у часі залежить від амплітуди повідомлення. Кожному інформаційному каналу при цьому надається власна послідовність часових інтервалів. Чим вужчими в часі стають ці інтервали й чим точніше визначається їхнє положення у часі, тим більша є пропускна здатність системи. Це, зрозуміло, пов'язано зі збільшенням широкосмуговості всіх елементів тракту.

Оскільки переважна більшість здавачів (мікрофони, фотоприймачі, стрілочні прилади тощо) видають інформацію, яка підлягає передаванню, запам'ятовуванню чи опрацюванню в аналоговій формі, то при використуванні цифрових систем потрібні додаткові пристрої, що перетворюють аналогові сигнали на цифрові на вході системи і цифрові сигнали на аналогові – на її виході.

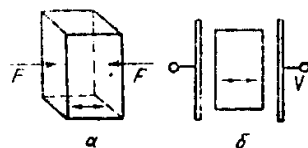


Рис. 11.37 Штучна анізотропія:
а – фотопружна;
б – електрооптична

У ВОЛЗ використовуються також зовнішні модулятори, що встановлюються послідовно з джерелом випромінювання. Це пов'язано з тим, що змінювання струму збудження у напівпровідникових лазерів призводить до відчутного змінювання перехідної характеристики, довжини хвилі, ширини лінії випромінювання шуму. Зовнішній модулятор дозволяє до певної міри відстабілізувати характеристики джерела випромінювання. Окрім того, він потрібен для ненапівпровідникових лазерів.

За зовнішньої модуляції промінь лазера пропускається через спеціальне середовище, параметри якого (показник заломлення, поляризація чи коефіцієнт поглинання) змінюються під впливом модульовального сигналу.

11.8.1 Анізотропія за деформації

У твердих тілах під впливом пружних механічних напруг змінюється показник заломлення речовини. Це явище називається *фотопружністю*, а пов'язані з ним ефекти – *фотопружними ефектами*. Окремим випадком такого ефекту є *акустооптичний ефект*, який виникає внаслідок акустичних механічних впливів на речовину. *Лінійний фотопружний ефект* полягає в тому, що показники заломлення середовища змінюються пропорційно до механічної деформації. Лінійний фотопружний ефект має місце у всіх кристалах та аморфних середовищах. Зокрема, він помітно виявляється у склі, плавленому кварці, кремнії та германії. Під впливом одновимірної деформації (стиснення чи розтягування) ізотропне середовище стає анізотропним, одноосним з оптичною віссю Z і збіжним з напрямком механічної деформації (рис. 11.37).

При поширюванні світла у площині, перпендикулярній до наведеної оптичної осі, спостерігається двопроменезаломлення. Експериментально встановлено такий зв'язок між показниками заломлення незвичайної та звичайної хвиль у напрямку, перпендикулярному до оптичної осі:

$$n_e - n_0 = bf/S, \quad (11.22)$$

де b – стала, яка характеризує властивості речовини; F – прикладена сила; S – поперечний переріз тіла. Різниця $n_e - n_0$ може набувати як додатних, так і від'ємних значень.

За впливів деформацій загального типу на середовище чи пристрої ВОСП, наприклад вигин ОВ, їхня діелектрична проникність чи показник заломлення набувають тензорного характеру. Дослідження, проведені у цьому напрямі, засвідчили, що цілеспрямоване вигинання одномодового ОВ по спіралі з певними параметрами забезпечує підтримку стійкої поляризації хвилі HE_{11} та

високу стабільність параметрів передавання сигналів за змінювання у часі критичності оптичного кабелю і температури навколишнього середовища.

З використанням фотопружного ефекту розроблено відгалужувачі оптичної потужності, акустооптичні модулятори світла, мікрофони, пристрої корекції поляризації та інші пристрої.

11.8.2 Електрооптичні ефекти

Оптично ізотропна речовина в електричному полі (рис. 11.37, б) набуває властивостей двопронизаломлення з оптичною віссю, спрямованою уздовж силових ліній напруженості електричного поля (явище Керра). За поширення світла перпендикулярно до оптичної осі експериментально встановлено таке співвідношення між показниками заломлення незвичайної і звичайної хвиль:

$$n_e - n_0 = K\lambda E^2, \quad (11.23)$$

де K – стала Керра; λ – довжина світлової хвилі; E – напруженість прикладеного керувального електричного поля. З цього виразу видно, що за змінювання напрямку керувального електричного поля на зворотній оптичній властивості речовини не змінюються. При проходженні шляху L різниця оптичних шляхів звичайного й незвичайного променів є

$$\Delta = K\lambda L E^2, \quad (11.24)$$

а різниця фаз між хвилями

$$\phi = k\Delta = 2\pi K L E^2.$$

Ефект Керра має надто малу інерційність, тобто оптична анізотропія слідує за змінюванням напруженості електричного поля із запізненням близько 10^{-10} с, тому він дозволяє створювати швидкодіючі *ключі, модулятори світла* та інші пристрої, називані *комірками Керра*. Розмір комірки Керра обирається таким, щоби його оптична довжина становила півхвилі за певної напруженості керувального електричного поля. Якщо комірку, наприклад, помістити між схрещеними ніколями, головні площини якого спрямовано під кутом 45° до оптичної осі, що виникає в комірці Керра за наявності електричного поля, то за відсутності поля комірка не пропускає світло. При вмиканні поля світло розпочинає проникати через нього і за достатньої напруженості поля, коли комірка функціонує як чвертьхвильова пластинка, інтенсивність світла, яке пройшло через комірку, сягає максимуму. Тому комірка може працювати як швидкодіючий модулятор чи ключ. У деяких кристалах при накладанні зовнішнього керувального електричного поля виникає подвійне променезаломлення, якого не було за відсутності поля. Це променезаломлення пропорційне до першого ступеня $|\vec{E}|$. Таке явище називають *ефектом Погкельса*.

Напруга V , прикладена до електродів комірки Керра, що створює напруженість поля E в середовищі і забезпечує на довжині L різницю фаз ϕ між незвичайною і звичайною хвилями, дорівнювану π , називається *півхвильовою напругою* і позначається V_π . Відповідна цій напрузі довжина L дорівнює півхвилі $\pi/2$ у даному середовищі.

Ефекти Керра та Поккельса часто називають узагальнено *електрооптичним ефектом*. Коефіцієнт заломлення змінюється в кристалі залежно від типу кристала, напрямку і значення прикладеної керувальної електричної напруги відносно оптичних осей кристала X, Y, Z . Для практичного використання ефекту Поккельса в кристалі роблять зрізи уздовж його оптичних осей. Світлова хвиля прямує уздовж однієї з осей, керувальна напруга прикладається також уздовж однієї з осей. Нехай оптичну вісь кристала Z зорієнтовано паралельно до променя світла і напруженості керувального електричного поля. Цього можна домогтися, узявши прозорі електроди чи виконавши у центрах електродів отвори (рис. 11.38, а). За підмикання зовнішньої напруги V до електродів у деяких кристалах виникають додаткові оптичні осі X', Y' , які лежать у площині, перпендикулярній до першої осі.

Отже, індуковані X', Y' оптичні осі є перпендикулярні до напрямку поширювання світла, і відносно цих осей світло зазнає подвійного променезаломлення. Для цих осей

$$n_e - n_0 = a |\vec{E}|, \quad (11.25)$$

де a – константа. Різниця потенціалів V , яку треба прикласти між електродами за ефекту Поккельса, є приблизно на порядок менша за різницю потенціалів, потрібну задля набуття за ефекту Керра однакового подвійного променезаломлення за рівних відстаней між електродами. Це є важливою перевагою ефекту Поккельса для практичних застосувань. Ефект Поккельса є так само безінерційний, як і ефект Керра. Він використовується задля створювання швидкодіючих ключів, модуляторів світла та інших пристроїв, названих *комірками Поккельса*. Ефект Поккельса виникає не тільки за поширювання променя уздовж прикладеної напруги (уздовж оптичної осі кристала (див. рис. 11.38, а)), але й перпендикулярно до неї (рис. 11.38, б). У першому випадку йдеться про *поздовжній ефект Поккельса*, у другому – про *поперечний*.

Задля створювання комірок Поккельса поперечний ефект має певну перевагу перед поздовжнім. По-перше, електроди розташовано паралельно до пучка світла і відстань між ними може бути зроблено надто малою, а довжину уздовж променя – надто великою. Тому створити *півхвильову комірку* можна за порівняно невеликої різниці потенціалів між електродами. При використуванні поздовжнього ефекту зміщення фаз між звичайною і незвичайною хвилями для фіксованої різниці потенціалів не залежить від довжини комірки, тому що зі збільшенням довжини зменшується напруженість електричного поля, а зміщення фаз залишається незмінним. Отже, збільшити зміщення фаз можна лише внаслідок зростання різниці потенціалів між електродами. По-друге, технічно простіше створити комірку з поперечним ефектом, аніж з поздовжнім. Тому зазвичай низьковольтні комірки ґрунтуються на поперечному ефекті. Проте задля створювання високошвидкісних комірок варто використовувати переважно поздовжній ефект, тобто в цьому разі електроди мають менший розмір і меншу

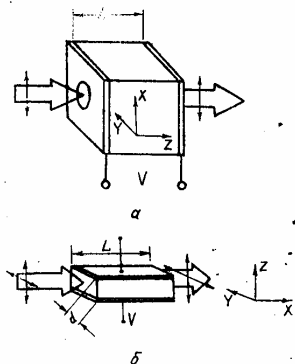


Рис. 11.38. Поздовжня (а) та поперечна (б) комірки Поккельса

електричну ємність, що полегшує досягнення високих швидкостей змінювання електричних потенціалів.

11.8.3 Електрооптичні модулятори

Типовим матеріалом для модуляторів за інтенсивністю та фазою є *ніобат літію* (LiNbO_3) – негативний кристал, що має електрооптичний ефект. Смуга прозорості цього кристала $\Delta\lambda = 0,45 \dots 4,5$ мкм. Поза електричним полем кристали LiNbO_3 є одноосні, тобто для світлових хвиль, поширюваних у напрямку оптичної осі Z , вони мають не залежний від поляризації показник заломлення n_0 і при цьому відсутнє подвійне променезаломлення. За поширювання світла перпендикулярно до осі Z і поляризації уздовж цієї осі показник заломлення є n_e (рис. 11.39).

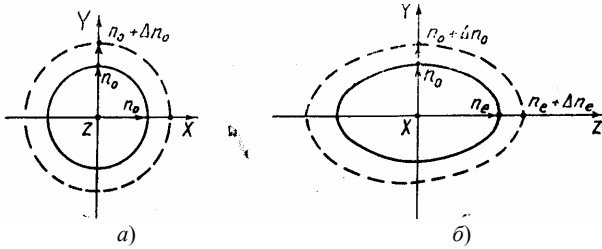


Рис. 11.39. Поперечний (а) і подовжній (б) перерізи еліпсоїда показників заломлення для LiNbO_3 :

без (—) і за (-----) наявності клерувальної напруги

Якщо уздовж осі Z діє клерувальне поле напруженістю E_z , то кристал також залишається одноосним, але у площині XY показник заломлення, й відповідно, приріст фази світлової хвилі змінюються на всіх напрямках на (див. рис. 11.39, а)

$$\Delta n_0 = -n_0^3 r_{13} E_z / 2; \quad \Delta \varphi_0 = k_0 \Delta n_0 = \pi n_0^3 r_{13} V / \lambda_0; \quad V = E_z L, \quad (11.26)$$

за поперечного ефекту – на (див. рис. 11.39, б)

$$\Delta n_e = -n_e^3 r_{33} E_z / 2; \quad \Delta \varphi_e = k_0 \Delta n_e = \pi n_e^3 r_{33} V L / \lambda_0 d, \quad (11.27)$$

де $n_0 = 2,29$; $n_e = 2,20$; електрооптичні модулі (коефіцієнти) $r_{13} = 8,6 \cdot 10^{-12}$ м/В; $r_{33} = 30,8 \cdot 10^{-12}$ м/В.

Якщо обрати максимальну електричну напругу, обмежену напругою пробою кристала (близько 10 кВ/мм), то $\Delta n_e = 1,6 \cdot 10^{-3}$. З виразу (11.27) видно, що можна збільшити зміщення фаз за заданої напруги, збільшивши співвідношення сторін кристала L/d . Отже, фазова модуляція більш оптимально зреалізовується за поперечного ефекту для світла з поляризацією уздовж осі Y , перпендикулярної до осі Z . Тоді світло, поляризоване у напрямку осі Y , буде звичайним, а у напрямку осі Z – незвичайним.

Задля збільшення коефіцієнта модуляції світла за інтенсивністю вісь поляризатора 1 з боку входу до модулятора (рис. 11.40, а) повернена відносно осі Z на 45° , на кристал падає лінійно-поляризоване світло під кутом 45° до осі Z . У точці $X = 0$ падаючий промінь розділяється на складові: звичайний промінь (уздовж Y) і незвичайний промінь (уздовж Z). Якщо вважати, що кожен з них по-

ширюється у кристалі незалежно один від одного, то матимемо для напружено-сті електричного поля цих складових такі вирази:

$$E_Y(t, X) = A_0 \cos(\omega t - \varphi_Y) / 1,41;$$

$$E_Z(t, X) = A_0 \cos(\omega t - \varphi_Z) / 1,41,$$

де

$$\psi_Y = k_0 n_Y X; \quad \varphi_Z = k_0 n_Z X; \quad n_Y = n_0 + \Delta n_0; \quad n_Z = n_e + \Delta n_e.$$

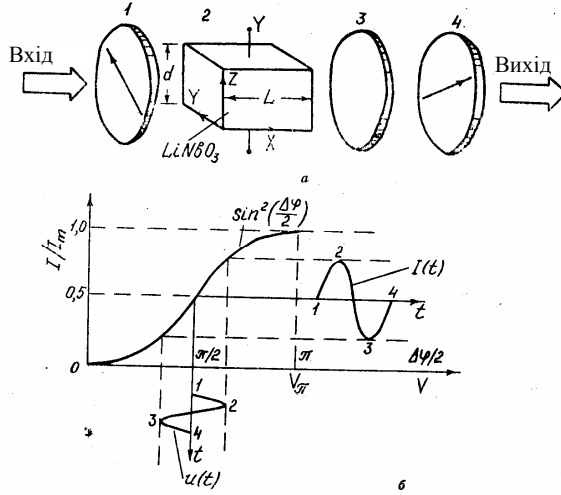


Рис. 11.40. Електрооптичний модулятор на кристалі (а): 1 – поляризатор вхідного промінювання; 2 – кристал LiNbO_3 ; 3 – чвертьхвильова пластина; 4 – аналізатор поляризації; залежність коефіцієнта пропускання I/I_m електрооптичного модулятора від прикладеної напруги V (б)

Отже, різниця між цими двома складовими поля

$$\Delta\varphi = \varphi_Y - \varphi_Z = k_0(n_0 - n_e)X + (1/2)k_0n_e^3r_c(V/d)X;$$

$$r_c = r_{33} - (n_0/n_e)^3r_{13}.$$

Результуюче електричне поле світлових хвиль $E = E_Y + E$ свідчить про те, що світло всередині й на виході кристала загалом матиме кругову поляризацію. Якщо на виході модулятора (див. рис. 11.40, а) розмістити аналізатор 4, площина поляризації якого є ортогональна до площини поляризації поляризатора на вході модулятора, то за довжини кристала L вихідна інтенсивність світла визначатиметься формулою

$$I = I_m \sin^2(\Delta\varphi/2) = 0,5A_0^2[1 - \cos(\varphi_0 + \pi V/V_\pi)], \quad (11.28)$$

де $\varphi_0 = k_0(n_0 - n_e)L$; V_π – напруга, потрібна для змінювання $\Delta\varphi$ на π , називана півхвильовою напругою, $V_\pi = \lambda_0 d / n_e^3 r_c L$.

Якщо припустити, що прикладувана напруга V складається зі сталої напруги зміщення V_0 та змінної модульованої напруги сигналу $u(t) = u_m \sin \Omega t$, а значення V_0 обрано в такий спосіб, щоби $\varphi_0 + \pi V_0/V_\pi = \pi/2$, де спостерігається найбільша лінійність характеристики $\sin^2(\Delta\varphi/2)$ (рис. 11.40, б), то при цьому

$$I = 0,5A_0^2[1 + \sin((\pi u_m \sin \Omega t)/V_\pi)],$$

де Ω – циклічна частота модулювальної напруги сигналу. Того самого результату можна здобути, якщо, замість прикладання до кристала сталої напруги V_0 , на шляху світла на виході з кристала розмістити чвертьхвильову пластину, що дає той самий незмінний зсув $\varphi_0 = \pi/2$, що й V_0 . За $u_m < V_\pi$ вираз для I можна переписати у вигляді

$$I \approx (1/2)I_m(1 + \pi(u_m/V_\pi) \sin \Omega t),$$

тобто за $u_m < V_\pi$ модульована інтенсивність світла є пропорційна до напруги модуляції. Такі модулятори забезпечують частоту модуляції до 4 ГГц.

Отже, електрооптичний модулятор інтенсивності оптичного випромінювання (див. рис. 11.40, *a*) має містити на вході до модулювального кристала 2 з ніобату літійу поляризатор 1, а на виході кристала мають бути чвертьхвильова пластинка 3 та аналізатор 4. Якщо позаду кристала модулятора інтенсивності прибрати аналізатор поляризації 4, то вийде *модулятор фази світлової хвилі*.

11.8.4 Магнітооптичний ефект

Магнітооптичний ефект було виявлено Фарадеєм 1846 року. Ефект Фарадея полягає в обертанні площини поляризації світлової хвилі при проходженні через оптично прозоре середовище під впливом магнітного поля, вектор якого є перпендикулярний до фронту хвилі. Якщо промінь пропустити через оптичне середовище, розміщене у полі соленоїда, через який протікає модулювальний струм, то на виході пристрою площина поляризації хвилі обернеться на кут $\varphi \sim VH$, де V – стала Верде; l – довжина соленоїда; H – напруженість магнітного поля.

У наведений спосіб набувають поляризаційної модуляції, яку легко перетворити за потреби на амплітудну в такий самий спосіб. Незважаючи на порівнянну вузькосмуговість (близько 200 МГц), метод дістає застосування завдячуючи стабільності параметрів в області інфрачервоного випромінювання.

11.8.5 Модулятор оптичної несівної

Схему модулятора на підставі акустооптичного ефекту подано на рис. 11.41, *a*. Модулятор містить акустооптичну комірку, генератор електричних сигналів (джерело сигналів, що модулюють коливання зі змінними у часі амплітудами $A(t)$ для модуляції оптичної несівної за інтенсивністю чи то зі змінною в часі частотою (фазою) $\Omega(t)$ задля модулювання оптичної несівної за частотою (фазою)), п'єзодавач Π задля перетворювання електричних сигналів на звукові хвилі, поширювані уздовж акустооптичної комірки, і поглинач звукових хвиль, що пройшли крізь акустооптичну комірку.

Якщо звук являє собою хвилю, що рухається уздовж z , то збурення поширюється зі швидкістю звуку (кілька тисяч метрів за секунду). Оскільки швидкість звуку є на п'ять порядків менша за швидкість світла, то збурення, спричинене звуком, можна вважати за стаціонарне. Для лінійно-поляризованого світлового пучка у напрямку осі x (TE -мода) показник заломлення, наприклад, води записується у вигляді

$$n_x = n - 1/2 n^3 p_{12} K A \sin(\Omega t - Kz),$$

де p_{12} – коефіцієнт фотопружної води; A – амплітуда звукової хвилі; $K = 2\pi/\Lambda = \Omega/v_{зв}$, $v_{зв}$ – швидкість звуку.

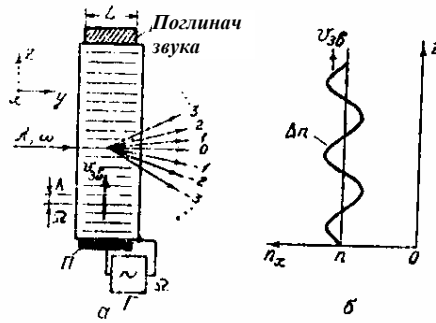


Рис. 11.41. Схема збудження дифракційної структури зі змінним періодом, що є модулятором світла (а); змінювання показника заломлення під впливом звукової хвилі (б)

Якщо у поперечному напрямку комірки розмір L є набагато більший за діаметр світлового лазерного пучка, то відбитий світловий пучок має розташовуватися у площині падіння, причому кут відбиття має дорівнювати куту падіння (рис. 11.42). Згідно з теорією зв'язаних мод (світла і звуку), максимальне відбиття світла має місце у разі, коли

$$2\Lambda \sin \theta_m = m\lambda = m\lambda_0/n; \quad m = 0; \pm 1; \pm 2.$$

Якщо довжина хвилі ультразвуку Λ , довжина L взаємодії з оптичною хвилею λ_0 і коефіцієнт заломлення середовища n задовольняють умові $2\pi\lambda_0 L/n\Lambda^2 < 1$, то на таких ґратках спостерігається *дифракція Рімана–Ната* (див. рис. 11.41, а), тобто виникають кілька дифракційних максимумів, причому дифракційний кут буде максимальний, коли напрямок падаючого світлового променя є паралельний до площини ґратки. В цьому разі дифракційний кут θ_m для максимуму m дорівнює $\arcsin(m\lambda_0/2n\Lambda)$. На практиці найчастіш використовується дифрагований промінь порядку ± 1 . Проте теоретично максимальна ефективність такої дифракції сягає 0,339, що, зрозуміло, є замало.

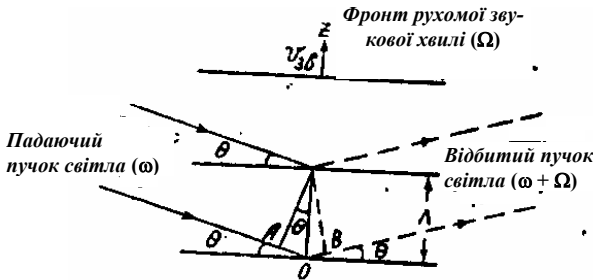


Рис. 11.42. Схема дифракції Брегга пучка світла на рухомій звуковій хвилі

Якщо $2\pi\lambda_0 L/n\Lambda^2 \geq 4\pi$, то відбувається *дифракція Брегга*.

У цьому разі відбивається лише один промінь світла, що становить характерний кут $\theta_1 = \theta_B$ (див. рис. 11.41 а та 11.42). Цей кут – кут Брегга віднаходить-ся зі співвідношення

$$\sin \theta_1 = \lambda_0/2n\Lambda. \quad (11.29)$$

За дифракції Брегга коефіцієнт відбиття променя є близький до одиниці, що є вельми задля практичного використання.

Типовий приклад використання акустооптичного ефекту – модуляція інтенсивності, або частоти оптичного випромінювання, тобто *акустооптична модуляція світла*. Якщо ультразвукові коливання є імпульсами, то наявність чи відсутність дифракції відповідатиме наявності чи то відсутності ультразвукового імпульсу, а це і є цифрова *модуляція світлового сигналу*. Оскільки інтенсивність дифрагованого світла є пропорційна до сили ультразвуку, то, змінюючи амплітуду останнього, можна керувати інтенсивністю світла. Це є *аналогова амплітудна модуляція*, або *модуляція інтенсивності*. В якості середовища впливу ультразвуку найоптимальніше підходить вода, важке оптичне скло (флінтглас), діоксид теллура (TeO_2), молібденат свинцю (PbMoO_4) та ін.

За кута падіння, рівного куту Брегга, $\theta_B = \theta_1$, інтенсивність дифрагованого променя

$$I_1 = A_0^2 \sin^2 (\pi \Delta n L / \lambda_0),$$

де Δn – змінна складова коефіцієнта заломлення матеріалу дифракційної ґратки. Можна спроектувати пристрій у такий спосіб, щоби $\Delta n L / \lambda_0 = 0,5$, і тим самим домогтися ефективності дифракції, дорівнюваної одиниці.

Умову брегівської дифракції (11.29) знайдено з умови нерухомості звукового збурення відносно світлового променя. Вплив руху можна врахувати, якщо розглянути зміщення частот Допплера для оптичної несівної, яка падає на об'єкт, котрий рухається зі швидкістю $v_{\text{зв}}$ під кутом, який задовольняє умові (11.29). Формула для доплерівського зміщення частоти хвилі, що відбивається від рухомого об'єкта (звуку), є

$$\Delta\omega = 2\omega v_n n/c,$$

де v_n – проекція швидкості об'єкта на напрямок поширювання хвилі. З рис. 11.42 видно, що $v_n = v_{\text{зв}} \sin \theta$. Тоді

$$\Delta\omega = 2\omega v_{\text{зв}} n \sin \theta / c.$$

Використавши для $\sin \theta$ формулу (11.29), матимемо

$$\Delta\omega = \Omega = 2\pi v_{\text{зв}} / \Lambda,$$

звідки випливає, що частота відбитої світлової хвилі зростає на величину Ω . Якщо напрямок поширювання звукової хвилі змінити на зворотний (див. рис. 11.42), то звук наздоганятиме світлову хвилю і частота відбитого світлового пучка стане дорівнюваною $\omega - \Omega$. За змінюванні у часі частоти ультразвуку змінюється доплерівське зміщення частоти оптичних коливань, що є частотною *модуляцією*.

Ширина смуги модуляції визначається шириною смуги частот світла, що зумовлює розкид кута Брегга, і шириною смуги частот ультразвукового перетворювача, а також часом перетинання ультразвукової хвилі світловим проме-

нем. Для розширення смуги модуляції можна підвищувати центральну частоту ультразвуку і до того ж зменшувати діаметр вхідного світлового променя. На сьогоднішні акустичні хвилі можна збудовувати на частотах понад 1 ГГц. Проте суттєве зменшення діаметра променя призводить до зменшення коефіцієнта дифракції. Наприклад, для кристала PbMoO_4 за центральної частоти 80 МГц, діаметра променя 150 мкм час імпульсного відгуку становити 26 нс.

11.8.6 Модуляція за рахунок плазмового ефекту

Керувати світловим потоком можна через змінювання показника заломлення у напрямних системах, яке зазвичай досягається за рахунок електрооптичного ефекту. Проте таке керування є неефективне, по-перше, тому, що його реалізація потребує потужних електричних полів, і, по-друге, тому, що це пов'язано з перебудовою кристалічної ґратки, що обмежує швидкодію. Існує інша можливість керування світловими потоками, а саме за допомогою вільних електронів. У підґрунті такого керування лежать два явища: поглинання світлового променя, пов'язане з резонансним переходом електронів із заповненої зони чи то з локальних рівнів до зони провідності, що призводить до змінювання уявної складової показника заломлення, та плазмового ефекту, що змінює дійсну частину показника заломлення. У обох випадках за неоднорідного розподілу носіїв при проміжному прикладанні електричного поля світловий потік керуватиметься цим електричним полем. При цьому обидва явища вибірково впливають на світловий потік: ефективно поглинання пов'язане з частотою переходу електронів з відповідного стану до зони провідності, а змінювання активної складової показника заломлення – з плазмовою частотою. Показник заломлення зменшується за збільшення концентрації вільних носіїв. Отже, зменшення концентрації вільних носіїв, наприклад, за допомогою домішок, а також за впливу прикладеної напруги матиме за наслідок збільшення показника заломлення і спричинятиметься до утворювання планарних хвильоводів. Вільні носії є доволі рухомі, тому напівпровідник можна розглядати як плазму. Електричне поле в кристалічній ґратці прискорює вільні електрони. Тому N електронів в одиниці об'єму утворюють густину струму

$$\vec{j} = -i \left(\frac{Ne^2}{\omega m^*} \right) \vec{E}_0.$$

Цей струм додається до струму зміщення, і в результаті повна густина струму матиме вигляд

$$i\omega\epsilon_s \vec{E}_0 + \vec{j} = i\omega\epsilon_s \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right] \vec{E}_0,$$

де

$$\omega_p = \left[\frac{Ne^2}{\omega_s m^*} \right]^{0.5}$$

– плазмова частота матеріалу, а $\epsilon_s = n_s^2 \epsilon_0$ – його діелектрична проникність. Унаслідок плазмового ефекту оптимальний показник заломлення вільних рухомих носіїв набуває вигляду

$$n = n_s \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right]^{-0,5}.$$

Отже, вільні носії зменшують показник заломлення на величину

$$\Delta n = -0,5 \frac{Ne^2}{\omega^2 \epsilon_s m^*}.$$

Приміром, для арсеніду галію n -типу при концентрації $N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ показник заломлення змінюється на величину $\Delta n = -0,02$ порівняно із показником заломлення власного матеріалу. Такої різниці в показниках заломлення цілком достатньо задля формування скеровувальних шарів у напівпровідниках. Це є відносно велика різниця показників заломлення, зумовлена вільними електронами в GaAs, зобов'язана, переважно, їхній малій ефективній масі, яка становить лише 8 % маси вільного електрона. Дірки в GaAs p -типу мають у багато разів більшу ефективну масу, проте в інших напівпровідниках вони також є вільними носіями, що ефективно змінюють показник заломлення.

Моди плівки, які прямують внаслідок плазмового ефекту вільних носіїв, мають недолік, пов'язаний із втратами, зумовленими поглинанням вільними носіями. За вимушених коливань електричного поля вільні носії взаємодіють з дефектами і коливаннями ґраток. Вони передають ґраткам енергію хвиль. Це поглинання збільшується зі збільшенням концентрації носіїв і, отже, є потужніше в матеріалі підкладки, аніж у хвильоводному шарі. Для скерованих мод, що мають надто обмежені поля у хвильоводному шарі, втрати через поглинання вільними електронами залишаються вельми низькими. У типовому напівпровіднику GaAs n -типу з концентрацією $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ поглинання вільних електронів на довжині хвилі $\lambda = 1 \text{ мкм}$ становить 40 дБ, основна ж мода на частоті відсіка у хвильоводному шарі має втрати лише у 8 дБ/см.

Вплив електронної підсистеми на світлову хвилю є подвійний. При загасанні світлової хвилі зі збудженням вільних електронів чи непружній взаємодії з вільними носіями останні відіграють пасивну роль, що полягає у змінюванні коефіцієнта поглинання під впливом зовнішніх чинників. При плазмовому змінюванні показника заломлення система вільних носіїв відіграє активну роль, пов'язану з тим, що через залежність показника заломлення від частоти, за рахунок того, що коефіцієнти відбиття і пропускання залежать від n і є функціями частоти, можна спрямовано керувати падаючим світловим потоком. Наприклад, можна розділяти цей потік за частотами, здійснювати взаємодію різних світлових потоків тощо.

11.9 Методи приймання лазерного випромінювання

11.9.1 Приймачі оптичного випромінювання

Призначення приймача випромінювання полягає у перетворюванні оптичного випромінювання, яке несе сигнал, на електричний струм, який потім підлягає опрацюванню електронними схемами. Потрібний для цього приймач в ідеальному випадку повинен: забезпечувати максимальну потужність електричного сигналу в своєму навантаженні за заданої потужності сприйманого оптичного сигналу; бути швидкодіючим; не вносити власного шуму до сприйманого сигналу; мати широкий динамічний діапазон відносно оптичних сприйманих сигналів; мати невеликі розміри, високу надійність, малу вартість, низькі напруги живлення.

Щонайповніш цим вимогам відповідають напівпровідникові фотодіоди, які працюють на підставі *явища внутрішнього фотоефекту*. Він полягає у генеруванні вільних носіїв (електронів та дірок) при поглинанні квантів випромінювання атомами кристалічної ґратки (*власний фотоефект*) або атомами домішки (*домішковий фотоефект*). Оптична генерація вільних носіїв створює надлишкову (відносно рівноважної) концентрацію зарядів, які спричинюють змінювання струму або електрорушійної сили (е.р.с.) у зовнішньому (навантаження) колі.

11.9.1.1. Засада функціонування *p-n*-фотодіода

Засада функціонування напівпровідникового фотодіода полягає в тому, що поглинений квант світла народжує пару вільних носіїв заряду – електрон і дірку. Це означає, що, віддаючи свою енергію $h\nu$, де h – стала Планка, ν – частота оптичної несівної, квант збуджує атом напівпровідника в такий спосіб, що його електрон переходить з валентної зони до зони провідності (власне поглинання) чи ж з домішкового рівня до зони провідності (домішкове поглинання). У фотодіодах використовуються домішкові напівпровідники.

Якщо з'єднати два домішкові напівпровідники *p*- й *n*-типу, то, як відомо, через різницю концентрацій електронів та дірок відбуватиметься дифузія електронів до напівпровідника *p*-типу, а дірок – до напівпровідника *n*-типу. Внаслідок цього область поблизу контакту з боку напівпровідника *p*-типу заряджатиметься негативно, а з боку напівпровідника *n*-типу – позитивно. Утворюється область просторового заряду (ОПЗ), яка заважає подальшій дифузії неосновних носіїв. Отже, у приконтатній області утворюється шар, називаний запірним, або збідненим (носіями). Якщо до *p-n*-переходу прикласти зовнішнє електричне поле, збіжне за напрямком з полем ОПЗ, то товщина збідненого шару збільшиться. Це випадок зворотного зміщення, який використовується у фотодіоді.

Розглянемо роботу *p-n*-фотодіода за впливу на нього оптичного випромінювання потужністю P і частотою ν . Як видно з рис. 11.43, електричне поле практично повністю прикладено до збідненої області, оскільки її опір є значно більший, ніж опори *p*- та *n*-областей. Можливі три основні випадки падіння квантів – позиції 1, 2 та 3 на рис. 11.43.

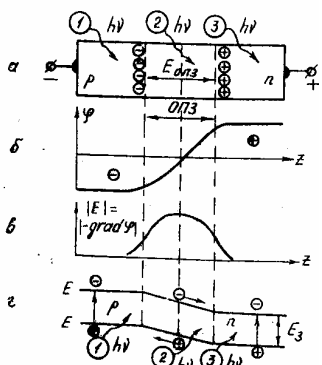


Рис. 11.43. Засада функціонування *p-n*-фотодіода: *a* – переріз *p-n*-переходу; *b* – графік розподілу потенціалу; *c* – графік розподілу напруженості електричного поля; *z* – зонна діаграма; *z* – координата уздовж перерізу – структури

1 Електронно-діркова пара (ЕДП) народжується в *p*-області, де напруженість електричного поля близька до нуля. Через це рух носіїв можливий переважно внаслідок дифузії. Якщо відстань до *p-n*-переходу є більша за дифузійну довжину, то виникла ЕДП прорекомбінує, не встигнувши дістатись ОПЗ.

2 ЕДП народжується у збідненій області, де поле є потужне, внаслідок чого відбувається розділювання носіїв і швидкий дрейф електрона до *n*-області, а дірки – до *p*-області. Утворювання і рух носіїв порушують електричну рівновагу. Задля його відновлення через зовнішнє замкнене коло з опором навантаження протікає одноелектронний імпульс струму.

3 Третій випадок є еквівалентний до першого. Якщо за одиницю часу у збідненій області фотодіода поглинається N квантів, то народжується ηN ЕДП, і через навантаження тече струм (фотострум)

$$I_{\Phi} = q\eta N = q\eta P/h\nu = q\eta\lambda P/hc, \quad (11.30)$$

де q – заряд електрона; η – квантова ефективність фотодіода, дорівнювана відношенню кількості народжених фотоелектронів до поглинутих квантів; P – оптична потужність; c – швидкість світла у вакуумі.

11.9.1.2. Параметри та характеристики фотодіодів

Задля оцінювання технічних властивостей та ефективності використання приймачів випромінювання застосовують систему параметрів та характеристик.

Параметр – це величина, яка характеризує певну властивість приймача випромінювання, що слугує за критерій оцінювання його якості за роботи у певних умовах. Параметр можна виміряти експериментально чи то обчислити за даними вимірювань інших величин.

Характеристикою називають залежність, яка описує змінювання будь-якого параметра приймача випромінювання за змінювання зовнішніх чинників. Характеристику можна подати формулою, графіком чи таблицею.

Відгук приймача випромінювання на оптичний сигнал визначається його *чутливістю* – відношенням приросту фотосигналу до приросту оптичної потужності. Фотосигналом є струм чи напруга в (на) навантаженні приймача. У першому випадку йдеться про *струмову чутливість*, А/Вт:

$$R_i = \Delta I_{\Phi} / \Delta P;$$

у другому – про *вольтову чутливість*, В/Вт:

$$R_u = \Delta U_{\Phi} / \Delta P,$$

де ΔI_{Φ} й ΔU_{Φ} – прирости фотоструму та фотоЕРС відповідно, спричинені при-

ростом оптичної потужності ΔP . У ВОСП частіше використовують перший параметр. Формулу задля його розрахунку можна віднайти, переписавши співвідношення (11.30) у вигляді

$$I_{\Phi} = P/R_b$$

де

$$R_i = \eta q / h\nu = \eta q \lambda / hc. \quad (11.31)$$

Підставивши у вираз (11.31) значення фізичних констант $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с та $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, матимемо

$$R_i = 0,8\eta\lambda, \quad (11.32)$$

де λ підставляється у мікрометрах.

Чутливість у загальному випадку визначається багатьма параметрами, основні з яких є: довжина хвилі λ ; частота модуляції ω ; оптична потужність; режим роботи за сталого струму; робоча температура переходу; опір навантаження. Тому і фотострум є функцією таких самих змінних.

Струмову чутливість експериментально віднаходять з сімейства вольт-амперних характеристик фотодіода (рис. 11.44), знятих для різних значень P (засвічувань). За $P = 0$ матимемо залежність *темнового струму* $I_T(U)$, що протікає через коло навантаження за відсутності оптичного випромінювання. Змірявши вольт-амперну характеристику за $P > 0$ ($P' > P'' > P'$), можна віднайти струмову чутливість:

$$R_i = \Delta I / \Delta P = (I'' - I') / (P'' - P').$$

Типове значення $R_i = 0,3 \dots 0,8$ А/Вт.

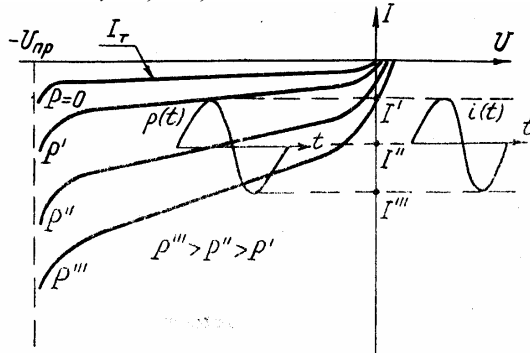


Рис. 11.44. Сімейство вольт-амперних характеристик фотодіода

Спектральна характеристика – це залежність струмової чутливості чи фотоструму від довжини сприйнятої хвилі випромінювання:

$$R_i = R_i(\lambda) \quad \text{чи} \quad I_{\Phi} = I_{\Phi}(\lambda).$$

Спектральні характеристики ідеального фотодіода мають вигляд трикутника. Дійсно, для $0 < \lambda < \lambda_k$ (за $\eta = 1$) з формули (11.32) виходить

$$R_i(\lambda) = 0,8\lambda. \quad (11.33)$$

Струмова чутливість лінійно зростає зі збільшенням λ . Зростання відгуку пояснюється зменшенням енергії кванта зі зростанням довжини хвилі й відповідним збільшенням кількості квантів, які попадають на 1 Вт потужності мо-

нохроматичного випромінювання. Зростання струмової чутливості триває до λ_k , називаною червоною (довгохвильовою) межею фотоефекту. Різде спадання фоточутливості відбувається, коли енергія кванта приблизно дорівнює ширині забороненої зони (чи то енергії іонізації домішки), тобто за

$$h\nu = hc/\lambda_k = E_z,$$

звідки

$$\lambda_k = hc/E_z.$$

Короткохвильова (фіолетова) λ_{ϕ} межа фотоефекту зумовлена поглинанням у приповерхневій області матеріалу фотодіода. Потужність світла зменшується експоненційно уздовж осі z , тобто

$$P(z) = P_0 \exp(-a_n z),$$

де P_0 – потужність світла на поверхні ($z = 0$); a_n – коефіцієнт оптичного поглинання матеріалу фотодіода; z – відстань від поверхні. Як видно з рис. 11.45, зі зменшенням довжини хвилі коефіцієнт a_n різко зростає, кількість квантів, що проникли до збідненої області, знижується і фотострум зменшується.

Рис. 11.45. Графік залежності коефіцієнта оптичного поглинання напівпровідників від довжини хвилі випромінювання

Криві спектральної чутливості приймача випромінювання (рис. 11.46) мають яскраво виражений максимум $\lambda_{\text{макс}}$ в області, близькій до λ_k . Відхилення характеристики від ? (крива 2 на рис. 11.46, в) у реальних фотодіодів (крива 1 на рис. 11.46, в) пояснюється, передусім, залежністю квантової ефективності $\eta = \eta(\lambda)$ від довжини хвилі через коефіцієнти відбиття та поглинання, а також конструктивними особливостями конкретних приймачів випромінювання. Для реальних фотодіодів λ визначають як довжину хвилі, за якої відносна спектральна чутливість складає, наприклад, 0,1 від максимального значення.

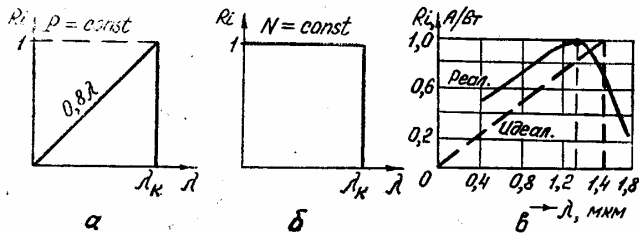


Рис. 11.46. Спектральні характеристики ідеального фотодіода за сталої потужності випромінювання P (а), незмінної кількості квантів N (б), реального фотодіода з германію (в)

Частотні характеристики приймача випромінювання – це залежність чутливості (фотоструму) від частоти модуляції оптичного випромінювання $R_i = R_i(\omega)$. На високих частотах модуляції (за великої швидкості змінювання потужності випромінювання) відгук приймача випромінювання може не встигати слідувати за законами змінювання модульованого сигналу, створюючи частотні й фазові спотворення.

Швидкодія фотодіода визначається тим, наскільки швидко і “згуртовано” утворюються й зникають (розсмоктуються) фото генеровані носії. Оптична генерація відбувається практично миттєво і відрізняється незначною часовою дисперсією. Швидкість електронної релаксації визначається механізмом рекомбінації, захоплення і перенесення фотогенерованих носіїв (власна стала часу). Вона залежить від конструктивних особливостей фотодіода й реактивних елементів зовнішньої схеми (взаємодія зі схемою – зовнішня стала часу), оскільки надлишкові носії „розсмоктуються” не лише завдячуючи внутрішнім механізмам, але й через зовнішню схему.

Значення відгуку приймача випромінювання спадає зі зростанням частоти. Зручно розглядати нормовані на максимум частотні характеристики $R_i = R_i(\omega)/R_i(0)$, де $R_i(0)$ – струмова чутливість за відсутності модуляції ($\omega = 0$).

Ширина смуги пропускання приймача випромінювання визначається як частотний інтервал $0 \dots \omega_{0,5}$, де $\omega_{0,5}$ – частота модуляції, за якої чутливість знижується до рівня 0,5 від максимального (за немодульованого випромінювання).

Зазвичай приймачі випромінювання мають частотну характеристику, яка нагадує характеристику інтегрувального RC -кола:

$$R_i(\omega) = R_i(0)/(1 + \omega^2\tau^2)^{0,5},$$

де τ – стала часу приймача випромінювання.

Для оцінювання швидкодії фотодіода в умовах приймання імпульсних сигналів вводять дві сталі часи: фронту τ_ϕ та зрізу τ_z імпульсу фотосигналу, які визначаються за рівнями 0,1...0,9.

Енергетична, чи світлова характеристика приймача випромінювання – це залежність чутливості (фотоструму) від потужності оптичного сигналу: $R_i = R_i(P)$ чи $I_\phi = I_\phi(P)$. Важливо, щоби енергетичні характеристики були лінійними. Припустимі відхилення від лінійності зумовлюють *динамічний діапазон* приймача випромінювання. Знизу він обмежений значенням потужності мінімально виявлюваного сигналу, зверху – припустимими відхиленнями від лінійності, спричиненими явищами накопичення зарядів за великих рівнів засвічування. Динамічний діапазон, дБ, обчислюється за формулою

$$d = 10 \lg (P_{\max}/P_{\min}),$$

де $P_{\max}$ – максимальна, а $P_{\min}$ – мінімальна потужності випромінювання, виявлені приймачем.

Навантажувальні характеристики визначають залежність відгуку від опору навантаження. Можливі два режими роботи фотодіода – *фотовольтаїчний* та *фотодіодний* (рис. 11.47). За фотовольтаїчного режиму приймач випромінювання працює без зміщення і є *генератором фотоЕРС*. Фотодіодний режим потребує джерела зворотного зміщення, і фотодіод у цьому режимі є *генератором фотоструму*.

Останній має великий внутрішній опір, і струмова чутливість у фотодіодному режимі практично не залежить від опору навантаження. У приймальних пристроях ВОСП фотодіоди використовуються у фотодіодному режимі.

Внутрішній опір фотодіода у фотовольтаїчному режимі відносно вельми залежить від рівня оптичного сигналу. Тому струмовий відгук у цьому режимі суттєво залежить від опору навантаження.

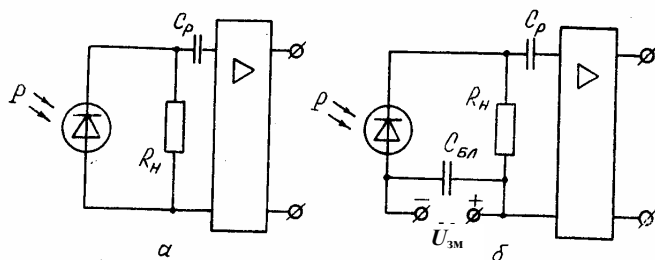


Рис. 11.47. Схеми включення фотодіода у фотовольтаїчному (а) і фотодіодному (б) режимах

Області вольт-амперних характеристик, в яких здійснюються фотодіодний та фотовольтаїчний режими роботи фотодіода, подано на рис. 11.48, де прямими лініями 1 та 2 подано навантажувальні характеристики.

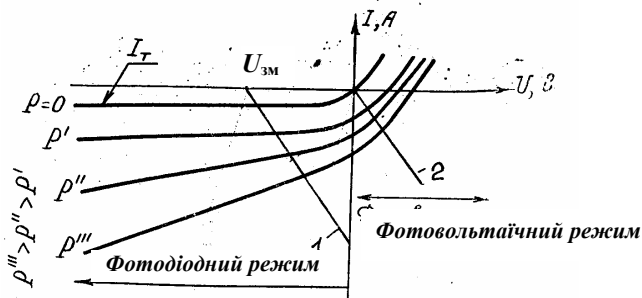


Рис. 11.48. Вольт-амперні характеристики для фотодіодного та фотовольтаїчного режимів роботи фотодіода

Аналітичний вираз вольт-амперної характеристики фотодіода у фотовольтаїчному режимі роботи має вигляд

$$I = I_T \{ \exp[(qU_R) / (kT)] - 1 \} - I_\Phi,$$

у фотодіодному режимі

$$I = I_T \{ \exp[q(U_R - U_{3M}) / (kT)] - 1 \} - I_\Phi.$$

Тут I_T – темновий струм, $U_R = IR_H$ – спад напруги на навантаженні; k – стала Больцмана; T – абсолютна температура, К; I_Φ – струм фотосигналу; U_{3M} – напруга зміщення.

Еквівалентну схему фотодіода для частот сигналу модуляції при роботі зі зміщенням подано на рис. 11.49, де $I_\Phi = PR_i$ – генератор струму фото сигналу; I_T – генератор темнового струму; R_s – послідовний опір (бази напівпровідника); C_d – ємність зміщеного у зворотному напрямку p - n -переходу діода; R_i – опір зовнішнього навантаження. Типові значення параметрів цієї схеми:

$$I_T = 10^{-10} \dots 10^{-7} \text{ А}; \quad R_s = 10 \dots 100 \text{ Ом}; \quad C_d = 2 \dots 10 \text{ пФ}; \quad R_i = 0,3 \dots 0,8 \text{ А/Вт}.$$

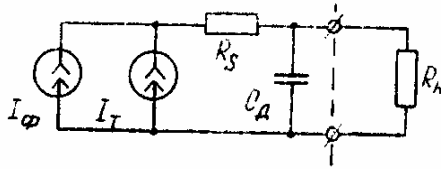


Рис. 11.49. Еквівалентна схема фотодіода

Шумові характеристики фотодіодів. Якщо нехтувати тепловими шумами послідовного опору R_S , основним джерелом шуму є дробовий шум темнового струму I_T . Згідно з формулою Шотткі, середньоквадратичне значення дробового шуму, A_2 фотодіода у смузі частот F

$$I_{\text{ш}}^2 = 2qI_T P.$$

Відношення сигналу до шуму в ідеальному (що не шумить) навантаженні

$$\psi = I_c^2 - I_{\text{ш}}^2 = (PR_i)^2 / 2qI_T F.$$

Якщо $\psi = 1$, то $I_c^2 = I_{\text{ш}}^2$ й $(PR_i)^2 = 2qI_T F$. Потужність оптичного сигналу, за якої забезпечується $\psi = 1$, називають *мінімально виявленою*, або *пороговою*. У смузі частот F і в одиничній смузі (1 Гц) порогові потужності P_0 , Вт та P'_0 Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$, відповідно дорівнюють:

$$\begin{aligned} P(0) &= (2qI_T F)^{0.5} / R_i; \\ P'_0 &= P_0 / \sqrt{F} = (2qI_T)^{0.5} / R_i. \end{aligned} \quad (11.34)$$

11.9.1.3 Фотодіоди p - i - n -типу

Фотодіод p - n -типу, маючи в цілому оптимальні характеристики, має порівняно низьку струмову чутливість. Це пояснюється тим, що в p - n -структурі (рис. 11.50, *a*) область фотоефекту (збіднений шар 1) займає лише малу частину області поглинання 3 фотонів, так що ЕДП, що утворилися в дифузійній області 2 встигають прорекомбінувати і не надають відчутного внеску до фотоструму.

Для збільшення струмової чутливості потрібна структура з широкою збідненою областю. Вона носить назву p - i - n -структури, а фотодіоди на її підґрунті називають p - i - n -фотодіодами. Вони широко використовуються у ВОСП.

Типовий p - i - n -фотодіод (див. рис. 11.50) має в центрі структури шар n - чи p -типу напівпровідника з незначною концентрацією домішки (шар з власною провідністю, це так званий i -шар), оточений з обох боків областями n - та p -типу з високою концентрацією домішок (n - та p -шари). Навіть за невеликого зворотного зміщення фотодіода i -область цілковито збіднюється, і практично все поле прикладається до цього шару. У такій структурі майже всі кванти поглинаються в i -області, породжують ЕДП, які розділяються потужним електричним полем і створюють фотострум у навантаженні.

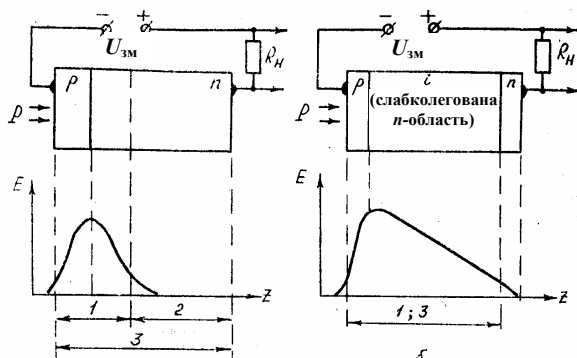


Рис. 11.50. Структури і графіки розподілу електричного поля уздовж них для p - n - (а) і p - i - n - (б) фотодіодів

При проектуванні p - i - n -фотодіодів слід ухвалювати компромісні рішення для збереження і квантової ефективності, і високої швидкості відгуку, оскільки для високої квантової ефективності бажана протяжна поглинальна i -область, а для швидкодії потрібен малий час дрейфу, тобто коротка поглинальна область з високою швидкістю носіїв. Оптимальними є значення ширини області поглинання від $1/a_n$ до $2/a_n$. Криві на рис. 11.51 ілюструють зв'язок між шириною збідненої області d , швидкодією (частота $f_{0,5} = \omega_{0,5}/2\pi$) і квантовою ефективністю η p - n -фотодіода за різних довжин хвиль.

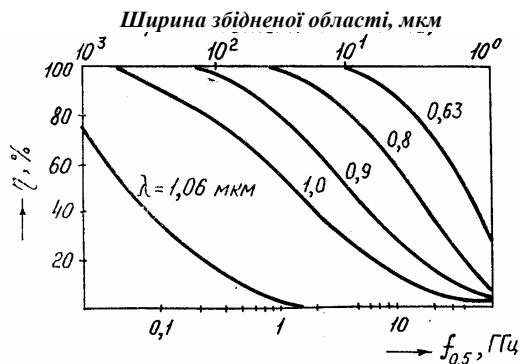


Рис. 11.51. Графіки залежностей квантової ефективності кремнієвого p - i - n -фотодіода від ширини смуги пропускання $f_{0,5}$ і ширини збідненої області d за різних довжин хвиль

Кілька конструкцій височастотних фотодіодів наведено на рис. 11.52.

Фотодіод p - i - n -типу (рис. 11.52, а) має просвітлюване покриття задля збільшення квантової ефективності. Товщина i -області (на практиці це високоомний шар n -типу чи p -типу) обирається оптимальною для заданої довжини хвилі оптичного випромінювання і частоти модуляції.

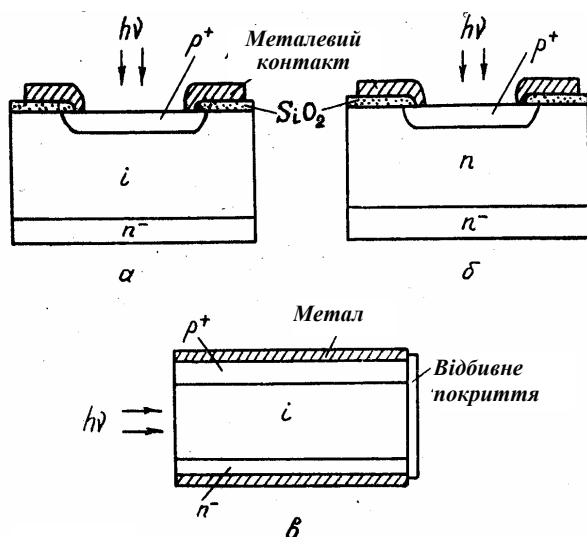


Рис. 11.52. Конструкції високочастотних фотодіодів з поверхневим (а, б) та бічним (в) освітленням

У p - n -фотодіоді (рис. 11.52, б) n -шар має вищу концентрацію легованої домішки і через це збіднений не повністю. Внаслідок дифузійного струму p - n -фотодіоди мають меншу швидкодію, ніж p - i - n -діоди. За довжин хвиль, близьких до червоної межі чутливості, потрібна ширина області поглинання стає надто великою (за $a_n = 10$ 1/см ширина i -області $1/a_n = 1000$ мкм). У цьому разі „компроміс” між квантовою ефективністю та швидкодією може бути досягнуто, якщо світло падатиме на фотодіод паралельно до переходу (рис. 11.52, в).

Спектральні характеристики фотодіодів, виготовлених з різних матеріалів і оптимізованих для роботи у відповідному вікні прозорості ОВ, подано на рис. 11.53. Порівняльні параметри p - i - n фотодіодів наведено в табл. 11.4.

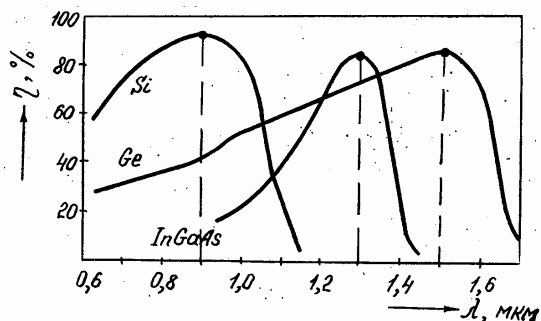


Рис. 11.53. Спектральні характеристики p - i - n -фотодіодів

Параметри *p-i-n*-фотодіодів

Параметр	Матеріал		
	Si	InGaAs	Ge
Площа вікна, мм ²	0,05...0,5	0,005...0,5	0,08...0,75
Область спектральної чутливості, мкм	0,4...1,1	0,9...1,4	0,5...1,7
Максимум чутливості, мкм	0,85	1,3	1,55
Струмова чутливість, А/Вт	0,4...0,6	0,5...0,7	0,4...0,8
Напруга зміщення, В	10...60	20...80	10...30
Темновий струм, нА	0,1...100	1...10	100...1000
Ємність, пФ	1,2...5	0,2...2	0,5...2
Крутість фронту, нс	0,2...7	0,15...6	0,1...0,5
Крутість зрізу, нс	1...6	0,25...6	0,2...1
Поріг чутливості Вт/√Гц	(1...10)·10 ⁻¹⁴	-	(3...100)·10 ⁻¹³

Для реалізації власного порогу чутливості фотодіода слід обирати великий опір навантаження R_n , оскільки теплові шуми навантаження зростають пропорційно до $\sqrt{R_n}$, а напруги сигналу та власних шумів фотодіода на навантаженні зростають пропорційно до R_n . Щоби шуми навантаження були меншими за шуми фотодіода і, отже, можна було б зреалізовувати його поріг чутливості, потрібне значення R_n обирають з умови

$$4kTF R_n^{-1} < 2qI_T F.$$

або

$$R_n > 2kT/qI_T = 0,052/I_T. \quad (11.35)$$

Як впливає зі співвідношення (11.35), задля досягнення порогу чутливості кремнієвих фотодіодів з $I_T = 10^{-8} \dots 10^{-9}$ А потрібні підсилювачі з великим вхідним опором ($R_n = 5 \dots 50$ МОм). Але за таких високоомних резисторів положення робочої точки фотодіода на вольт-амперній характеристиці стає нестабільним за змінювань температури та фонового засвічування. Окрім того, велике значення сталої часу вхідного кола (RC) значно звужує смугу пропускання такої схеми. Тому на практиці часто застосовують значно менші опори навантаження, умова (19.6) не виконується, і в цих випадках поріг чутливості визначається не шумами фотодіода, а шумами навантаження та підсилювача.

11.9.1.4 Лавинні фотодіоди

Для того щоби шуми навантаження та підсилювача не обмежували чутливість приймального пристрою з фотодіодом, було запропоновано збільшувати рівень сигналу на вході підсилювача шляхом використання внутрішнього підсилювання (множення) фотоструму в самому фотодіоді, який в такому режимі роботи називають лавинним.

Лавинні фотодіоди працюють за великих напруг зворотного зміщення, що спричиняють *лавинне множення*. Внаслідок множення виникає внутрішнє

підсилення струму. Добуток коефіцієнта підсилювання на ширину смуги пропускання лавинного фотодіода може сягати 100 ГГц. Тому лавинний фотодіод можна використовувати у надширокопasmових приймальних пристроях. Квантова ефективність і швидкодія лавинних фотодіодів визначаються так само, як і для звичайних фотодіодів. Проте їхні шумові властивості й ефект лавинного множення потребують з'ясування.

Розглянемо роботу лавинного фотодіода, схематично поданого на рис. 11.54. Носії, в даному разі дірки, надходять до ОПЗ, де існує ймовірність a_p (на одиницю довжини), що кожна дірка матиме іонізуюче зіткнення з ґратками і утворюватиметься ЕДП. Після зіткнення первинні та вторинні дірки продовжують рухатися до p -області, а вторинні електрони переміщуються у протилежному напрямку, створюючи нові ЕДП з ймовірністю a_n . Коефіцієнти іонізації a_p та a_n швидко збільшуються зі зростанням напруженості електричного поля E (за законом $AE \exp(-B/E)$, де A, B – сталі, що залежать від матеріалу та конструкції).

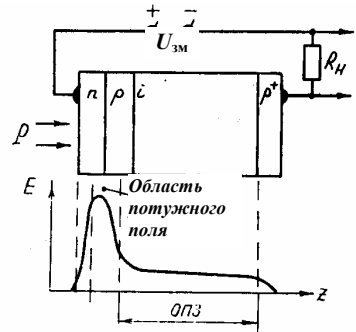


Рис. 11.54. Структура лавинного фотодіода і розподіл електричного поля уздовж неї

Отже, струм неосновних носіїв (світлових і темнових), що надходять до ОПЗ, помножується, і у колі зовнішнього навантаження тече сумарний струм $I_t + I_{\phi}$, підсилений у M разів. Первинна ЕДП може призвести до утворення десятків, сотень і більше вторинних пар, тобто $M \sim 10 \dots 100$ разів.

Якби процес лавинного множення був детермінованим, то кожна первинна ЕДП утворювала б саме M вторинних пар. У цьому разі діод являв би собою ідеальний підсилювач, здатний реагувати на сигнали, мінімальний рівень яких визначається квантовою межею. Фактично ж процес лавинного множення є статистичним, у перебігу якого кожен первинний носій заряду утворює випадкову кількість M вторинних носіїв із середнім за часом значенням M . Через випадковий характер процесу множення носіїв заряду підсилювання у лавинному фотодіоді супроводжує шум.

За аналогією з формулою (11.30), можемо записати вираз для фотоструму у навантаженні лавинного фотодіода:

$$I_{\phi M} = I_{\phi} M = P R_i M = P R_{i \text{ лфд}}, \quad (11.36)$$

де I_{ϕ} та R_i – фотострум та струмова чутливість лавинного фотодіода за відсутності множення; $R_{i \text{ лфд}}$ – струмова чутливість лавинного фотодіода при множенні. Типове значення $R_{i \text{ лфд}} = 5 \dots 50$ А/Вт.

Розглянемо чинники, що визначають коефіцієнт лавинного множення фотодіода. Перш за все він пов'язаний з напругою $U_{\text{ОПЗ}}$, прикладеною до ОПЗ:

$$M = I_{\phi M} / I_{\phi} = [1 - (U_{\text{ОПЗ}} / U_{\text{пр}})^n]^{-1}. \quad (11.37)$$

Тут $U_{\text{пр}}$ – напруга лавинного пробою, за якого $M \rightarrow \infty$. Значення $U_{\text{пр}}$ залежить від опору матеріалу. Показник n визначається експериментально і зазвичай дорівнює $2 \dots 6$. Низькі значення n , відповідні великим коефіцієнтам лавин-

ного множення за заданого відношення $U_{\text{ОПЗ}}/U_{\text{пр}}$, виходять, коли множення розпочинається носіями з вищим коефіцієнтом іонізації (для кремнію це електрони, для германію – дірки). Слід враховувати, що напруга в ОПЗ є менша за прикладену напругу зміщення $U_{\text{зм}}$ через певний опір R ; $U_{\text{ОПЗ}} = U_{\text{зм}} = IR$, тому вираз (11.37) набуде вигляду

$$M = [1 - ((U_{\text{зм}} - IR)/U_{\text{пр}})^n]^{-1}. \quad (11.38)$$

Тут $R = R_s + R_n$. Уточнена формула (11.38) показує, що вихідний струм зростає пропорційно до вхідного лише за малих струмів: $I_{\text{фм}} < U_{\text{зм}}/nR(M-1)$. З виразу (11.38) виходить, що максимальне значення M досягається за $U_{\text{зм}} = U_{\text{пр}}$ і дорівнює

$$M_{\text{макс}} = 0,5(U_{\text{пр}}/nRI_{\text{ф}})^{0,5}. \quad (11.39)$$

Для кремнієвих лавинних фотодіодів $M_{\text{макс}}$ може сягати $10^4 \dots 10^5$, а для германієвих – $10^2 \dots 10^3$.

Експериментальні характеристики германієвого лавинного фотодіода наведено на рис. 11.55.

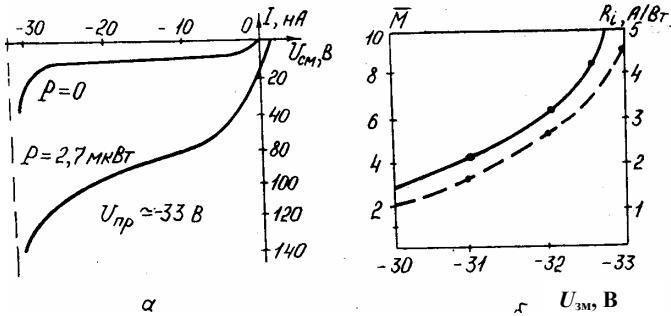


Рис. 11.55. Експериментальні характеристики германієвого лавинного фотодіода типу ФД119: a – вольт-амперна характеристика; b – залежність струмової чутливості R_i та M від напруги зміщення $U_{\text{зм}}$

Розглянемо будову лавинного фотодіода. У лавинних пристроях, як і у нелавинних, окрім забезпечення максимальної квантової ефективності, є важливо, щоби множення носіїв в ОПЗ було однорідним. Для цього мають використовуватися високоякісні матеріали без дефектів та дислокацій, інакше утворювані локальні підвищення напруженості електричного поля призводять до утворення завчасної лавини чи мікроплазми. Утворення мікроплазми може відбуватися навіть і у довершеному матеріалі, коли напруженість однорідного електричного поля наближається до порогового значення. Тому проста $p-i-n$ -структура є непридатна для лавинного фотодіода. В області, де зароджується лавина, може утворитися і нестабільно розвиватися від'ємний опір. У зв'язку з цим область максимального поля, де розвивається лавинне множення, має бути вельми тонкою і відокремленою від області поглинання оптичного випромінювання, товщина якої порядку глибини поглинання ($\sim 1/a_n$), а електричне поле має бути достатнім задля підтримки насичення швидкості дрейфу носіїв.

Лавинний фотодіод „з проникненням поля” задовольняє усім згаданим вимогам. Лавина має розпочинатися носіями з високим коефіцієнтом іонізації, інакше швидкодія лавинного фотодіода знижується, а шуми зростають. Тому для використання у лавинному фотодіоді „з проникненням поля” n - p - π - p -структури (рис. 11.56, а) найбільш підходить матеріал типу кремнію, для якого $k < 1$. Тут $k = a_p/a_n$ – відношення коефіцієнтів іонізації для дірок та електронів. У такій структурі фотоелектрони спричиняють виникання лавини, а потім дірки сприяють подальшому генеруванню носіїв. Розподіл просторового заряду за напруги зміщення, достатній задля проникнення збідненої області через p - та π -області до p -контактного шару, подано на рис. 11.56, б, а розподіл напруженості електричного поля за перерізом структури – на рис. 11.56, в.

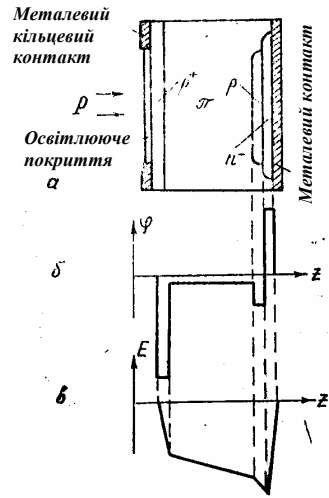


Рис. 11.56. Переріз структури лавинного фотодіода з „проникненням поля” (а), просторового заряду (б) та електричного поля (в) в ньому

Розглянемо шумові характеристики лавинного фотодіода. Дробовий шум у смузі частот F

$$I_{\text{ш}}^2 = 2q(I_{\text{то}}M^2K_{\text{ш}} + I_{\text{тн}})F \approx 2qI_{\text{то}}M^2K_{\text{ш}}F, \quad (11.40)$$

де $I_{\text{то}}$ – частина темнового струму, що протікає через об’єм напівпровідника, підсилювана лавиною водночас з фотострумом (у лавинному фотодіоді є і поверхнева складова темнового струму $I_{\text{тн}}$, яка не бере участі у лавинному процесі); $K_{\text{ш}}$ – коефіцієнт шуму лавинного фотодіода. Для $K_{\text{ш}}$ використовують апроксимацію

$$K_{\text{ш}} \approx M^d, \quad (11.41)$$

де d перебуває в діапазоні 0,2...1,0 залежно від матеріалу і типу носіїв, що спричиняють виникання лавини; $d = 0,5$ для кремнієвих і $d = 1,0$ для германієвих лавинних фотодіодів.

З урахуванням апроксимації (11.41), вираз (11.40) набуває вигляду

$$I_{\text{ш/лФД}}^2 = 2qI_{\text{то}}M^{2+d}F, \text{ А}^2. \quad (11.42)$$

Відношення сигналу до шуму для лавинного фотодіода

$$\Psi = I_{\text{с}}^2 / I_{\text{ш/лФД}}^2 = (PR_iM)^2 / 2qI_{\text{то}}M^{2+d}F,$$

звідки

$$P_0' = P_0 / \sqrt{F} = \sqrt{2qI_{\text{то}}M^{2+d}} / R_i M, \text{ Вт} / \sqrt{\text{Гц}}. \quad (11.43)$$

Порівняльні параметри лавинних фотодіодів, виготовлених з різних матеріалів, наведено в табл. 11.5.

Параметри лавинних фотодіодів

Параметр	Матеріал		
	Si	InGaAs	Ge
Площа вікна, мм ²	0,001...0,5	0,005...0,5	0,008...0,03
Область спектральної чутливості, мкм	0,4...1,1	0,9...1,4	0,5...1,7
Квантова ефективність, %	20...85	70...100	60...80
Максимальний коефіцієнт множення, разів	80...500	8,5...40	10...100
Напруга зміщення, В	90...500	21...80	30...45
Темновий струм, мкА	10...1000	10...100	0,1...2
Ємність, пФ	0,2...4	0,2...0,8	1...1,8
Крутість фронту, нс	0,1...3	0,06...6	0,1...0,22
Крутість зрізу, нс	0,3...3	0,1...6	0,2...0,3
Поріг чутливості Вт/√Гц	(0,36)·10 ⁻¹⁴	-	-
Добуток підсилювання на смугу, ГГц	80...200	-	20

У підсумку можна зробити такі висновки щодо особливостей лавинних фотодіодів:

- у M разів порівняно зі звичайним фотодіодом збільшується струмова чутливість приладу і у стільки ж разів спадає вихідний опір $R_{\text{вих}}$, через що максимальна вольтова чутливість $R_u = R_i R_{\text{вих}}$ не змінюється;

- у M разів зменшується гранична частота, тому площа підсилювання (добуток підсилювання на смугу) є та ж сама, що й у звичайного фотодіода;

- у M разів і більше підсилюються струмові шуми, через що власний поріг чутливості приладу не оптимізується (порівняно зі звичайним фотодіодом);

- погіршується температурна і часова стабільність пристрою;

- звужується оптичний динамічний діапазон, відчутніше позначається вплив фонового засвічування;

- підвищуються вимоги щодо стабільності напруги зміщення (стабільність має бути 0,01...0,02 %), а також виникає потреба в автоматичному регулюванні напруги зміщення задля підтримки заданого значення M за роботи в діапазоні температур $-20...+60$ °С; оскільки має місце відчутна залежність напруги лавинного пробігу від температури – температурний коефіцієнт $(1/U_{\text{пр}})(dU_{\text{пр}}/dT) = (0,05...1,5) \cdot 10^{-3}$ 1/°С.

Незважаючи на згадані недоліки, приймальні пристрої ВОСП для міського, зонового та магістрального зв'язку містять лавинні фотодіоди, тоді як $p-i-n$ -фотодіоди використовують в локальних, бортових та об'єктових системах.

11.9.2 Методи приймання лазерного випромінювання

Одну з можливих схем приймача наведено на рис. 11.57.

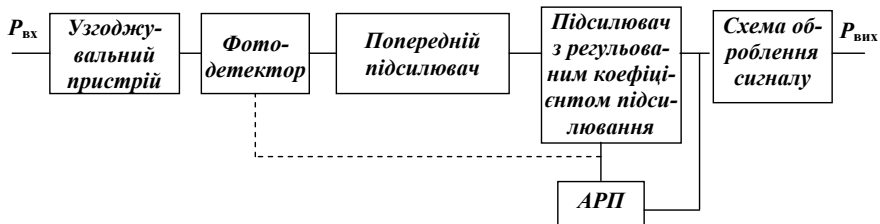


Рис. 11.57. Схема приймача лазерного випромінювання

У волоконно-оптичних лініях зв'язку використовується безпосереднє детектування сигналу без попереднього підсилення. Мінімальне значення середньої вхідної потужності $P_{\text{вхмін}}$ залежить від ефективності перетворювання оптичного сигналу на електричний і значень шумів детектора та попереднього підсилювача. Коло автоматичного регулювання підсилювання (АРП) сприяє збільшенню динамічного діапазону. У разі застосування лавинного фотодіода (ЛФД) додаткове регулювання здійснюється через змінювання режиму детектора (штрихова лінія).

На рис. 11.58 наведено залежності потрібної оптичної потужності від співвідношення сигнал/шум ΔF (ефективне значення смуги пропускання) для ідеального фотодетектора (ІФ), фотодіода (ФД) та двох лавинних фотодіодів (ЛФД1 та ЛФД2) з різними коефіцієнтами множення ($M_1 < M_2$). Ділянки перегину графіків

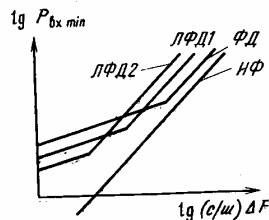


Рис. 11.58. Залежності оптичної потужності від відношення сигнал/шум

відповідають межі областей відносно малих та великих добутків сигнал/шум ΔF . За великого заданого значення сигнал/шум ΔF більш оптимальні результати досягаються при використуванні ФД. Разом з тим за існуючих системних вимог приймач на ЛФД потребує меншої світлової потужності. У коротких лініях з низькою швидкістю передавання вимога щодо зменшення $P_{\text{вхмін}}$ не є найважливішою. Там на перший план виходять інші вимоги, зокрема щодо складності та вартості апаратури, значення напруги живлення. Напруга живлення для схеми з ЛФД становить 200...300 В, до того ж зі зростанням температури її доводиться збільшувати задля здобуття попереднього коефіцієнта множення. Стабільність напруги живлення має бути високою. Тому фотоприймальні пристрої на ФД набули широкого застосування.

Підвищення чутливості й вибіркової приймача ВОЛЗ може бути досягнуте внаслідок побудови лінії зв'язку з використанням супергетеродинного приймача (рис. 11.59). Частотно-модульоване випромінювання одномодового лазера разом з випромінюванням лазерного гетеродина уводиться в одномодовий волоконно-оптичний кабель. Частота випромінювання лазерного гетеродина відрізняється від частоти лазерного передавача на кілька сотень мегагерців. Лавинний фотодіод працює подібно до звичайного електричного змішувально-

го діода. Різницевий сигнал двох згаданих лазерів надходить до підсилювача проміжної частоти, а потім – до частотного дискримінатора, виконаного як подвійний балансний змішувач. Вихідний сигнал змішувача містить потрібну частотну модуляцію. Є сподівання стосовно підвищення чутливості приймача такої ВОЛЗ на 10 дБ, проте реалізація таких систем поки що пов'язана з труднощами, зумовленими переважно недостатньою стабільністю частот генерації лазерів.

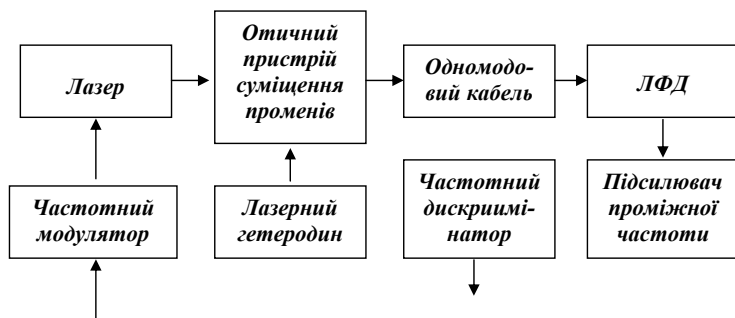


Рис. 11.59. Схема супергетеродинного приймача ВОЛЗ

Однією з переваг лінійного тракту ВОЛЗ є його висока завадостійкість. Для збереження цієї якості у всій системі треба вживати заходів задля захисту приймача ВОЛЗ від електромагнітних та радіозавад. Провідники виводів фотодетектора функціонують в якості приймальних антен, і завади, які виникають в них, надходять до підсилювача приймача. Розв'язання цієї проблеми може спростити створення інтегральних мікросхем оптичних приймачів. Промисловістю вже розпочато випуск мікроелектронних модулів, в яких фотодетектор сполучено з наступним підсилювачем. Рівень вихідного сигналу та вихідний опір модулів погоджено з наявними логічними мікросхемами. Здобуто обнадійливі результати. Так, у Японії розроблено вхідний каскад приймача на кремнієвому польовому транзисторі, сполученому з *p-i-n*-діодом. Цей пристрій, що забезпечує прийом зі швидкістю 6,3 Мбіт/с, має динамічний діапазон 25 дБ і чутливість 46,7 дБм. Найбільш відповідним для першого каскаду підсилювача є польовий транзистор на арсеніді галію, оскільки він має низький рівень шуму, але несумісність технологій поки що не дозволяє його застосовувати.

11.10 Волоконно-оптичні системи передавання

В оптичних системах передавання застосовуються ті ж самі засади утворення багатоканального зв'язку, що й у звичайних системах передавання електричними кабелями, а саме частотного й часового розділення каналів. У першому випадку сигнали розрізняються за частотою і мають аналогову форму передаваного повідомлення, у другому – канали розрізняються за часом, а імпульси мають дискретну форму. Це відповідає цифровій передачі з імпульсно-кодовою модуляцією (ІКМ).

У всіх випадках оптичного передавання електричний сигнал, що утворюється у частотний чи часовий метод, модулює оптичну несівну і потім передається оптичним кабелем. Переважно використовується спосіб модуляції інтенсивності оптичної несівної, за якого від амплітуди електричного сигналу залежить потужність випромінювання, що подається до кабелю. Безпосередньо частотна і фазова модуляції не можуть бути застосовані, оскільки через шумовий характер джерел випромінювання, які працюють в оптичному діапазоні, сигнал не є синусоїдним, а має частотний спектр скінченної ширини. Проте згадані види модуляції може бути зrealізовано шляхом змінювання відповідних параметрів сигналу, що модулює інтенсивність випромінювання оптичного джерела.

Оптичні системи передавання є переважно цифровими. Це зумовлено тим, що передавання аналогових сигналів потребує високого ступеня лінійності проміжних підсилювачів, яку складно забезпечити в оптичних системах. Особливість оптичних цифрових систем полягає в тому, що передавання ведеться тільки однополярними імпульсами електричного сигналу, що модулює оптичну несівну. Останнє пояснюється тим, що модулюється не амплітуда, а потужність оптичного випромінювання. Замість двополярних імпульсів квазітрикового сигналу в електричних системах передавання, в оптичних системах застосовується двійковий сигнал, до якого впроваджується надлишковість задля усування довгих послідовностей нулів (одиниць), які утруднюють тактову синхронізацію.

Електричний сигнал після проходження електронної частини апаратури модулює оптичний сигнал задля забезпечення можливості передавання його оптичним кабелем. Оптичний сигнал утворюється в оптичному передавачі, в якості якого найчастіш використовується світловипромінювальний діод чи напівпровідниковий лазер. Початковий електричний сигнал чи то безпосередньо подається на випромінювач, внаслідок чого здійснюється пряма модуляція потужності випромінювання електричним сигналом, чи керує роботою зовнішнього модулятора, на вхід якого від джерела надходить неперервне чи імпульсне випромінювання з незмінним параметрами. Задля підвищення ефективності впровадження оптичного сигналу до кабелю (зниження втрат на впровадженні) вмикаються елементи узгодження. Оптичний сигнал, що надходить з кабелю, перетворюється в оптичному приймачі на електричний сигнал, який надходить задля подальших перетворень до електронної схеми.

Принципову структурну схему волоконно-оптичної системи передавання з імпульсно-кодовою модуляцією (ІКМ) наведено на рис. 11.60. Основу становить оптичний кабель (ОК), а також оптичний передавач на початку системи та оптичний приймач наприкінці системи. Передавач відіграє також роль перетворювача

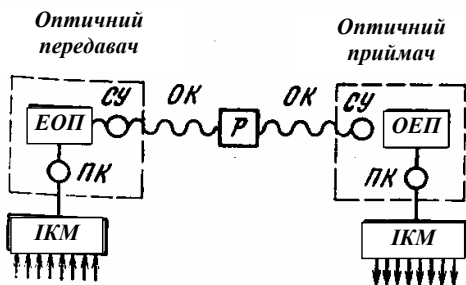


Рис. 11.60. Структурна схема волоконно-оптичної системи передавання з ІКМ

електричного сигналу на оптичний (ЕОП), а приймач забезпечує зворотне перетворення оптичного сигналу на електричний (ОЕП).

Задля перетворення коду та узгоджування елементів схеми застосовуються кодувальні пристрої, а також оптичні погоджувальні пристрої (ПП). Перетворювач коду (ПК) формує необхідну послідовність імпульсів і здійснює узгодження рівнів за потужністю між електричними та оптичними елементами схеми. Передавальні й приймальні ПП формують і погоджують діаграми спрямованості та апертуру між приймальнопередавальними пристроями та кабелем. Передаваний *ІКМ* сигнал через перетворювач коду надходить до *ЕОП*. Тут він модулює оптичну несівну, створювану *ПЛ* чи *СД*, і через передавальний *ПП* надходить до оптичного кабелю. На прийомі оптичний сигнал через приймальний *ПП* надходить до *ОЕП*, де він перетворюється на електричний сигнал і через *ПК* надходить до приймача *ІКМ*. Отже, на передавальному боці від *ІКМ* до *ЕОП* і на приймальному боці від *ОЕП* до *ІКМ* діє електричний сигнал, а від *ЕОП* до *ОЕП* оптичним кабелем передається оптичний сигнал.

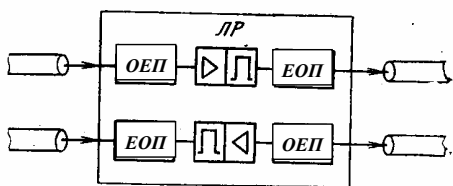


Рис. 11.61. Структурна схема регенератора ВОЛЗ

Через певні відстані 5...50 км, зумовлені дисперсією і загасанням кабелю, уздовж оптичної лінії розташовуються регенератори. В них сигнал відновлюється і підсилюється до потрібного значення. Структурну схему регенератора наведено на рис. 11.61.

У регенераторі, що містить два півкомплекти (окремо для прямого і зворотного напрямків передавання), оптичний сигнал перетворюється на електричний, у такому вигляді він регенерується, підсилюється і потім знову перетворюється на оптичний сигнал, який далі передається по *ОК*. Оптичний сигнал, який для цього надходить з волоконного світловода, слідує на фотодіод, проходить коректор-підсилювач та відновляч форми імпульсу і потім подається на світлодіод, де знову набуває оптичного вигляду.

Режим роботи лазерного діода треба стабілізувати, оскільки значне підвищення порогового рівня призводить до зниження терміну служби і зростання лазерного шуму. Окрім того, поріг генерації зростає з часом і зі збільшенням температури переходу. Тому в *ЕОП* передавача з лазерними діодами передбачають коло автоматичного регулювання струму зміщення лазера. Ефективність введення енергії до *ОВ* визначається діаметром осердя і числовою апертурою волокна, а також випромінювальним майданчиком та діаграмою випромінювань джерела світла.

Оптичний кабель підмикається до *ОЕП* приймача за допомогою розніжного з'єднувача. Підсилювання фотоструму здійснюється малOSHумним підсилювачем, вхідний опір якого значною мірою визначає відношення сигнал/шум на виході *ОЕП*.

При виборі лінійного сигналу (коду) враховуються завадостійкість коду та його технічні переваги. Завадостійкість оцінюється мінімальною середньою

потужністю сигналу на вході фотоприймача, яка забезпечує задану якість прийому (приміром, ймовірність помилки) на тлі шумів фотодетектування, лавинного множення та теплового шуму. Технічні переваги коду зумовлено високим вмістом інформації про синхрочастоту (що спрощує будову каналу синхронізації), можливістю виявлення помилок в лінійних та приймальних регенераціях, простотою перетворювачів кодів та мінімальним вмістом низькочастотних компонент.

Джерела і приймачі випромінювання має бути взаємно узгоджено з кабелем. Для цього потрібно, щоби: довжина хвилі випромінювання перебувала в області малого загасання; діаграма випромінювання джерела відповідала апертурному кутові обраного світловода; фотоприймач мав доволі високу чутливість; дотримувалася кореляція між швидкістю передавання і шириною спектра випромінювання джерела.

Слід мати на увазі, що через значною мірою виражені дисперсійні властивості оптичного кабелю імпульси, що приходять на фотодетектор, перекриваються. Оптимальний прийом у цьому разі має вельми складний алгоритм. Задля придушення міжсимвольної інтерференції застосовують спеціальні фільтри (вирівнювачі), які розташовують після фотодетектора та підсилювача. Решту електричної схеми фотоприймача оптимізують задля приймання імпульсів без міжсимвольної інтерференції. Можливе є також вирівнювання за оптичною частотою.

Розширювання імпульсів при передаванні оптичним кабелем є еквівалентне до проходження через чотириполюсник з частотною характеристикою, що спадає в області високих частот. Для її вирівнювання застосовують фільтри, які мають підйом частотної характеристики в області високих частот. Головною умовою ефективного вирівнювання є лінійність тракту. Оскільки фотодетектор має квадратичну характеристику, то імпульси, що перекриваються, після нього складаються переважно нелінійно.

11.11 Солітонні системи зв'язку

Теоретичні розробки та експериментальні перевірки засвідчили, що скомпенсовувати вплив дисперсії у ВОЛЗ можна і шляхом використання нелінійності діелектричної проникності волокна. Якщо частотне зміщення, зумовлене нелінійним змінюванням показника заломлення, врівноважує збудження, зумовлене груповою дисперсією, то оптичний імпульс формуватиме *солітон*. Це нелінійні відокремлені хвилі, які зберігають власну форму та швидкість передавання за власного руху і за зіткнення з собі подібними відокремленими хвилями. У ВОЛЗ досяжна швидкість передавання за допомогою солітонів може перевищувати в 10...100 разів швидкість передавання у найоптимальних реальних лінійних системах. Окрім того, використання солітонів у параметричних підсилювачах, у слабкозв'язаних надпровідниках (джозефсонівський перехід), в побудові потужних генераторів НВЧ вказує на значну перспективу застосування їх в теорії та практиці зв'язку.

Останнім часом інтерес до дослідження нелінійних систем з дисперсією невпинно зростає. Значною мірою цей інтерес пов'язано із розроблянням математичної теорії поширювання дисперсійних хвиль у нелінійних середовищах. Технічний же бік питання розроблено слабо. Нещодавно з'явилися окремі повідомлення як у нашій країні, так і за кордоном про експериментальні дослідження електромагнітних солітонів та про солітонні системи передавання інформації світловодом.

Аналіз здобутих результатів засвідчує, що найбільш перспективними системами передавання інформації оптичними лініями в майбутньому стануть саме солітонні системи зв'язку.

11.12 Вплив радіації на характеристики елементів волоконно-оптичних ліній зв'язку

Головними компонентами ВОЛЗ є джерела світла, світловоди та фотоприймачі. Розглянемо конкретний приклад ВОЛЗ, що складається з напівпровідникового світлодіода, на базі потрійного сполучення GaAlAs, кварцового світловода з вікном прозорості $\lambda = 0,88$ мкм та кремнійового фотодіода. Основою світлодіода та фотодіода є p - n -перехід – контакт напівпровідників p - та n -типу (рис. 11.62).

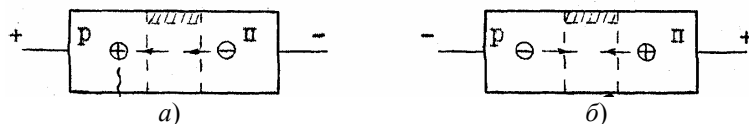


Рис. 11.62. Протікання струму в p - n переході за прямої (а) і зворотної (б) напруги

Вплив радіації (потік нейтронів, електронів, гамма-випромінювання) на вольт-амперну характеристику (ВАХ) будь-якого p - n -переходу полягає у зменшенні прямого струму і зростанні зворотного струму.

Світлодіод вмикається у зворотному напрямку відносно його p -переходу (рис. 11.62, а) в якості якого використовується гетероперехід, в котрому ширина забороненої зони n -напівпровідника є більша, ніж p -напівпровідника. При цьому відбувається одностороння інжекція електронів з n -області до p -напівпровідника, де вони рекомбінують з дірками з випромінюванням кванта світла $\epsilon = h\nu$. Прикладена до світлодіода напруга

$$U = U_{pn} + U_{\epsilon}$$

розподіляється між спаданням напруг на області об'ємного заряду (ООЗ) p - n -переходу U_{pn} й на базових p та n -областях – U_{ϵ} .

Під впливом частинок з високою енергією у напівпровіднику виникають дефекти типу вакансій та міжвузлових атомів, які залишаються й після припинення впливу радіації. Через дефекти в ООЗ утворюються канали, які шунтують p - n -перехід (заштриховані на рис. 11.62), що призводить до спадання U_{pn} і зменшення коефіцієнта інжекції електронів, а отже, і зменшення інтенсивності ви-

проміньованого світла. У базових областях дефекти, як правило, зумовлюють скомпенсовування основної легованої домішки і зменшення концентрації основних носіїв, що спричинює збільшення питомого опору напівпровідника, опору бази r_6 та $U_6 = Ir_6$.

Рекомбінація інжектіваних носіїв на дефектах бази є в більшості випадків безвипромінювальною, що призводить до зменшення внутрішнього квантового виходу, а також і інтенсивності світла, що виходить.

Найбільш руйнівний вплив справляють потоки швидких нейтронів. На рис. 11.63 подано ВАХ світлодіода (із зазначеного вище матеріалу) до опромінювання потоком нейтронів (крива 0) і після опромінювання швидкими нейтронами з енергією 2 МеВ потоком $\Phi = 5 \cdot 10^{12}$ н/см² (крива Р).

Спільний вплив згаданих вище двох причин (зменшення U_{pn} та зростання U_6) призводить до зменшення струму через світлодіод та зменшення інтенсивності випромінюваного світла більш ніж на порядок. За великих доз радіації p - n -перехід може повністю зруйновано, і тоді світлодіод перетвориться на напівпровідниковий резистор з цілковитим припиненням випромінювання світла.

Фотодіод вмикається у зворотному напрямку відносно p - n -переходу (рис. 11.62, б) і за відсутності освітлення через нього протікає малий зворотний темновий струм I_r , зумовлений перенесенням неосновних носіїв електронів з p -області та дірок з n -області. На відміну від прямого струму, зворотний струм p - n -переходу під впливом радіації збільшується з двох причин. По-перше, шунтування p - n переходу утвореними через дефекти каналами. По-друге, дефекти в області p - n переходу є центрами генерування неосновних носіїв заряду, які також збільшують його зворотний струм I_r .

На рис. 11.64 подано зворотну ВАХ кремнієвого фотодіода до і після (крива Р) опромінювання його квантами гамма дозою $5 \cdot 10^7$ рентген, внаслідок чого зворотний струм зростає більш ніж удвічі.

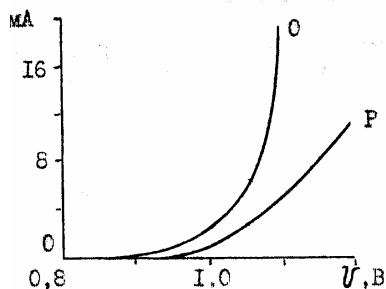


Рис. 11.63. Вплив радіації на ВАХ світлодіода

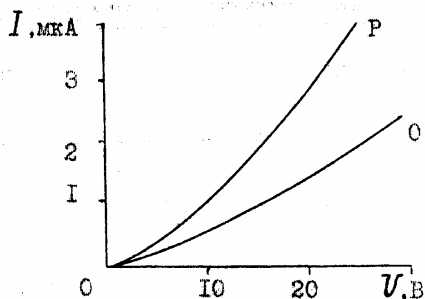


Рис. 11.64. Вплив радіації на зворотний струм фотодіода

При освітлюванні фотодіода його струм збільшується на величину фотоструму

$$I = I_r + I_{\Phi}$$

утвореними генерованими квантами світла носіями заряду. Величина I_{Φ} , є пропорційна до часу життя цих носіїв, який зменшується за радіації через рекомбі-

націю носіїв на дефектах. Відповідно, фоточутливість, визначувана як відношення змінювання струму фотодіода до змінюваного потоку квантів світла, зі зростанням радіації зменшується. Ефективність впливу гамма-випромінювання дозою 10^8 рентген є еквівалентна до впливу електронів з енергією 2 МеВ потоком 10^{13} н/см².

Світловод у ВОЛЗ є кварцовою ниткою складу SiO₂, серцевина якої є слабо легована двоокисом германію. За радіаційного опромінювання будь-якого прозорого скла відбувається їхнє потемніння, яке виникає внаслідок утворення нейтральних атомів легованих речовин. Зменшення прозорості призводить до збільшення загасання оптичного сигналу при проходженні його світловодом. Проте ці зміни відбуваються за рівнів радіації більших за рівні, за яких істотно змінюються параметри напівпровідникових елементів.

Отже, вплив радіації на елементи ВОЛЗ виявляється переважно у зменшенні інтенсивності світла, що випромінюється світлодіодом, і у зменшенні чутливості фотодіода, який приймає світловий сигнал. За потоків швидких нейтронів до 10^{12} н/см² напівпровідникові елементи зберігають свою працездатність, а за потоків $5 \cdot 10^{14}$ н/см² вони повністю виходять з ладу.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. З яких основних елементів складається лазер?
2. Які робочі речовини використовуються у лазерах?
3. Що являє собою резонатор Фабрі–Перо?
4. Намалюйте схему лазера та поясніть як він працює.
5. Як забезпечується режим одномодової генерації?
6. Назвіть умови самозбудження лазера.
7. Які види коливань можуть існувати в резонаторі Фабрі–Перо?
8. Чим визначається спектр випромінювання лазера?
9. Намалюйте схему гелій–неонового лазера та поясніть як він працює.
10. Від чого залежить вихідна потужність газового лазера?
11. Намалюйте схему напівпровідникового лазера та поясніть як він працює.
12. Чим відрізняються напівпровідникові лазери від лазерів інших типів?
13. Як залежить вихідна потужність напівпровідникового лазера від струму накачування?
14. Назвіть параметри та характеристики лазерних діодів.
15. Назвіть методи модулювання лазерного випромінювання.
16. Як працює електрооптичний модулятор?
17. Як працює магнітооптичний модулятор?
18. Яким вимогам повинен відповідати приймач лазерного випромінювання?
19. Поясніть принцип дії фотодіода.
20. Назвіть параметри та характеристики фотодіодів.
21. Від чого залежить швидкодія фотодіода?
22. В яких режимах може працювати *p-n*-фотодіод?
23. Які переваги перед *p-n*-фотодіодом має *p-i-n*-фотодіод?
24. Які методи використовуються для приймання лазерного випромінювання?
25. Як впливає радіація на випромінювання світло діода та чутливість фотодіода?

КВАНТОВІ СТАНДАРТИ ЧАСТОТИ

12.1 Активні стандарти частоти

Одне зі значних досягнень квантової електроніки є створення квантових стандартів частоти і часу.

Аміачний генератор, структурну схему якого наведено на рис. 12.1, належить до активних стандартів частоти і є історично першим квантовим приладом. Він складається з трьох основних вузлів: джерела аміаку 1, сортувального пристрою 2 та об'ємного резонатора 3, налаштованого на частоту переходу. В якості робочої речовини використовуються молекули аміаку NH_3 . Активне середовище утворюється методом сортування за допомогою сортувальної системи 2. Об'ємний резонатор 3 слугує для створення додатного зворотного зв'язку.

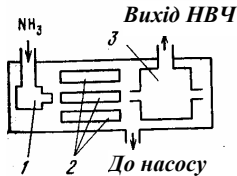


Рис. 12.1. Структурна схема аміачного генератора

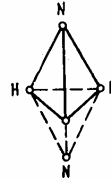


Рис. 12.2. Модель молекули аміаку

У аміачному генераторі використовуються коливальні рівні молекул аміаку, зумовлені „проскакуванням” атомів азоту крізь площину, зайняту атомами водню (рис. 12.2).

Частота переходу становить 23870,14 МГц. На цій частоті і працює аміачний генератор. В якості сортувального пристрою використовується квадрупольний конденсатор.

Молекули верхнього енергетичного рівня з виходу квадрупольного конденсатора прямують до об'ємного резонатора, налаштованого на частоту переходу. У порожнині резонатора завжди є коливання, зумовлені флуктуаціями, приміром рухом вільних електронів його стінок. Молекули, що влетіли до резонатора, первинного моменту випромінюють всю енергію чи то під впливом електричного поля резонатора, зумовленого флуктуаціями, чи то спонтанно. І в тому і в тому разі густина енергії ρ у резонаторі зростає. Отже, збільшується імовірність ρB_{21} стимульованого випромінювання енергії наступними молекулами. Таким чином, при проходженні молекул верхнього рівня через об'ємний резонатор, налаштований на частоту переходу, в резонаторі збуджуються коливання, потужність яких наростає аж до сталого стаціонарного режиму.

За допомогою вихідного хвильоводу потужність з резонатора відводиться до навантаження.

Звернімо увагу на специфіку зворотного зв'язку, без якого жоден генератор не може працювати. Оскільки через резонатор пролітають молекули неперервним потоком, то наступні молекули випромінюють енергію під впливом електромагнітного поля, зумовленого випромінюванням попередніх молекул. Так здійснюється зворотний зв'язок – зв'язок попередніх молекул пучка з наступними – через поле випромінювання.

„Відпрацьовані” молекули, що вилетіли з резонатора спільно з відсорттованими квадрупольним конденсатором, відводяться з генератора вакуумним насосом.

Водневий генератор працює на довжині хвилі 21 см. Відносна змінюваність його частоти не перевищує 10^{-11} , тобто нестабільність є на два порядки менша порівняно з аміачним генератором.

Водневий генератор має багато спільного з аміачним, але існують і відмінності. Тут використовується енергетичний перехід, зумовлений надтонким розщепленням основного рівня атома водню, яке спричинюється взаємодією спіну ядра та спіну електрона. Енергетична відстань між двома використовуваними рівнями водневого генератора дорівнює $5 \cdot 10^{-6}$ еВ, тобто майже на два порядки є менша, аніж у аміачного. У зв'язку з цим вихідна потужність є також менша і не перевищує $10^{-11} \dots 10^{-12}$ Вт.

Водневий генератор, пристрій якого наведено на рис. 12.3, складається з тих самих основних елементів, що й аміачний генератор: джерела газу, сортувального пристрою та резонатора. У конструкціях же самих елементів є суттєві відмінності.

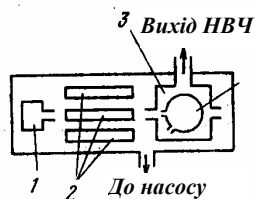


Рис. 12.3. Схема водневого генератора

Атоми водню мають магнітний дипольний момент і задля їхнього сортування використовують неоднорідне магнітне поле. Його створює магнітна система, що є шести- чи восьмиполюсним магнітом.

Як засвідчують розрахунки та експеримент, задля випромінювання енергії атомами верхнього рівня час їхньої взаємодії з НВЧ полем має дорівнювати 1 с. Тому виникає потреба збільшити час перебування атома в об'ємі резонатора. Задля збільшення цього часу застосовується накопичувальна колба (камера), забезпечена вузьким вихідним отвором. Потрапивши до колби, атоми тривалого часу не можуть з неї вийти, натрапляючи на стінки, і лише через значний час потрапляють до вихідного отвору. Щоби внутрішня енергія атомів не змінювалася при зіткненнях зі стінками, останні покрито захисною плівкою з фторопласту чи тefлону.

Тривалий час взаємодії ($\tau = 1$ с) атомів водню з електромагнітним полем резонатора зумовлює вельми малу нестабільність частоти. У решті водневий генератор не відрізняється від аміачного.

12.2 Пасивні стандарти частоти

Активні стандарти частоти, класичними представниками яких є аміачний та водневий генератори, мають низку недоліків: мала вихідна потужність, громіздкість, велика маса, низький к.к.д., складність експлуатації й висока вартість. Наприклад, водневий генератор за вихідної потужності 10^{-12} Вт і маси 320 кг займає об'єм $1,5 \text{ м}^3$, споживаючи 200 Вт.

Від згаданих недоліків вільні так звані пасивні стандарти частоти. Їхнє функціонування ґрунтується на автоматичному підстроюванні частоти електронного НВЧ генератора. Частотним дискримінатором при цьому є квантова система, яка разом з іншими пристроями, які забезпечують клерувальну напругу, називається *репером частоти*.

Структурна схема пасивного стандарту частоти з оптичним накачуванням (рис. 12.4) базується на електронному НВЧ генераторі 4 з репером частоти, що містить джерело накачування 1, робочу речовину 2 і амплітудний детектор 3. Робота ґрунтується на методі подвійного резонансу, суть якого полягає в одночасному використуванні двох квантових переходів з вельми відрізнюваними частотами. Частота одного з переходів перебуває в оптичній області, а іншого – в радіодіапазоні.

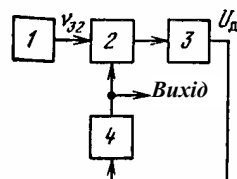


Рис. 12.4. Схема пасивного стандарту частоти з оптичним накачуванням

За методу подвійного резонансу використовуються три рівні енергії та два переходи, пов'язані між собою в такий спосіб, що вплив зовнішнього електромагнітного випромінювання на один з них змінює різницю населеностей між рівнями іншого.

Засада функціонування пасивного стандарту частоти пояснюється енергетичними діаграмами на рис. 12.5. У початковому стані (рис. 12.5, а) населеності підпорядковуються закону Больцмана, з якого слідує, що $N_1 > N_2 > N_3$.

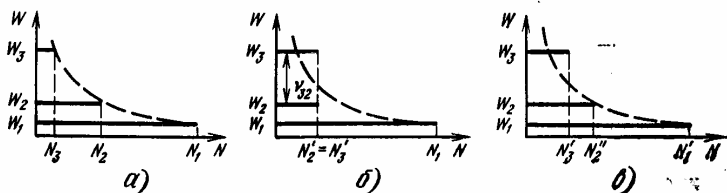


Рис. 12.5. До з'ясування засади функціонування пасивного стандарту частоти

Джерело накачування 1 (див. рис. 12.4) опромінює робочу речовину 2 і насичує перехід 2-3 (рис. 12.5, б). При цьому населеності N_2' і N_3' вирівнюються, енергія джерела накачування не поглинається, тобто активне середовище є оптично прозорим, і на фотодетектор 3 потрапляє випромінювання на частоті ν_{32} . Вихідна напруга детектора використовується задля автопідстроювання частоти генератора 4. Якщо його частота є близька до ν_{21} , то, залежно від їхнього

співвідношення, змінюється населеність першого та другого рівнів (рис. 12.5, в). При цьому $N'_3 \neq N'_2$, тобто змінилася прозорість робочої речовини. Фотодетектор 3 зареєструє зміну інтенсивності і своєю вихідною напругою підстроїть генератор 4 у бік компенсації відходу частоти.



Рис. 12.6. До вибору робочої точки f_0 фотодетектора пасивного стандарту частоти є достатня.

Задля забезпечення двобічного підстроювання робоча точка має обиратися на одному зі схилів характеристики, наведеної на рис. 12.6, де U_d – вихідна напруга детекторів; f_0 – номінальна частота НВЧ генератора.

Оскільки схил характеристики тягнеться у певному діапазоні частот, стабільність пасивних стандартів буде на один-два порядки гірша, ніж активних, але задля низки практичних завдань вона

Порівняльні характеристики стандартів частоти наведено у табл. 12.1.

Таблиця 12.1

Параметр	Стандарт		
	водневий генератор	рубідієвий	цезієвий атомно-променевий
Номінальна частота, Гц	1 420 405 751	6 834 682 608	9 192 631 770
Відносна стабільність за добу	$2 \cdot 10^{-14}$	$5 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-13}$
Об'єм, м ³	1,5	0,6	0,15
Маса, кг	320	16	27
Споживана потужність, Вт	200	40	60

1967 року Міжнародна конференція вагів та мір прийняла за одиницю часу атомну секунду, визначивши її як 9 192 631 770,0 періодів електромагнітних коливань, відповідних до квантового переходу атома цезію Gs^{133} ($\langle 0 \rangle$ після коми означає, що прийняте означення подальшому уточненню не підлягає). Зазначені коливання продукуються атомно-променевим пасивним стандартом з цезієвим репером частоти (рис. 12.7).

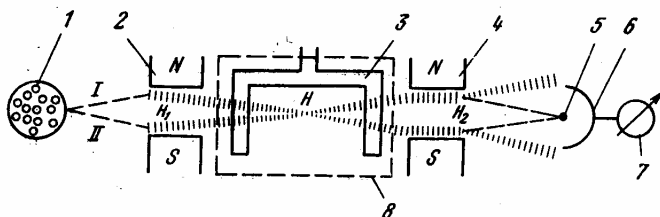


Рис. 12.7. Схема атомно-променевого пасивного стандарту з цезієвим репером частоти

Пучок атомів цезію, вилетівши з джерела 1, прямує до приймача 5. По дорозі атоми Gs^{133} пролітають між полюсами відхилю вального магніту 2. Внаслідок ефекту Зеемана в магнітному полі H_1 відбувається розщеплення енергетичних рівнів. Конфігурація полюсних наконечників магніту 2 обирається такою, щоб магнітне поле H_1 було неоднорідним. Тоді атоми нижнього рівня втягуватимуться сильним полем, атоми верхнього – слабким (як у квадрупольному конденсаторі). Якщо поле N наконечника є потужніше, то у промені I залишаться атоми верхнього рівня, а у промені II – нижнього.

До резонатора 3 надходять коливання від керованого НВЧ генератора. За частоти коливань, збіжної з частотою переходу, енергетичні стани атомів верхнього та нижнього рівнів змінюються на протилежні. Тоді магнітом 4 утворюються промені I та II, оскільки північний полюс відштовхує атоми верхнього рівня, а південний – нижнього. Сфокусовані атоми цезію потрапляють до приймача 5 й утворюють на його виході сигнал.

Якщо ж частота коливань НВЧ генератора зміниться, то зменшиться й кількість атомів, які вступили до енергообміну з полем резонатора. Тому більша кількість атомів притягнеться полюсами магніту 4 і до приймача потрапить менша кількість атомів цезію. Вихідний сигнал при цьому зменшиться.

Отже, вихідна напруга залежить від частоти НВЧ генератора і може використовуватися для автопідстроювання.

Параметри цезієвого стандарту наведено у табл. 12.1.

12.3 Лазерні стандарти частоти

На сьогодні створено лазери з витривалою стабільністю частоти, не менш оптимальною, ніж у мазерів. Що ж до короткочасної стабільності частоти лазерів, то вона значно перевершує характеристики найоптимізованих мазерів. Створені високостабільні лазери надають змогу виконувати нові оптичні стандарти частоти і часу.

Зasadничу схему сучасного оптичного стандарту частоти (ОСЧ) наведено на рис. 12.8: Л1 – стабільний за частотою лазер з вузькою лінією випромінювання; Л2 – перенастроюваний лазер; СВР – система набуття надвужького резонансу; ФАПЧ – фазове автопідстроювання частоти; РГ – радіогенератор; АПЧ – система автопідстроювання частоти; Д – фотодетектор; ЗГ – звуковий генератор. Така система ОСЧ на-

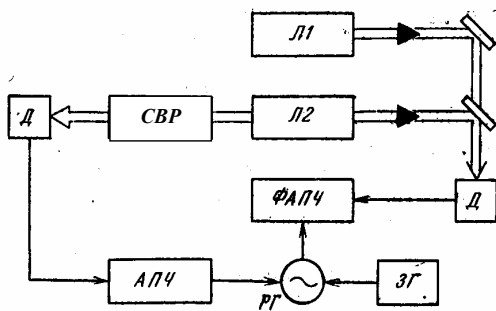


Рис. 12.8. Схема оптичного стандарту частоти

дає можливість набувати високого значення короткочасної й довготривалої стабільності частоти та відтворюваності частот.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Для чого потрібні стандарти частоти?
2. Які стандарти частоти бувають?
3. Намалуйте схему аміачного генератора та поясніть як він працює.
4. Які недоліки мають активні стандарти частоти?
5. Намалуйте схему пасивного стандарту частоти з оптичним накачуванням та поясніть як він працює.
6. Намалуйте схему лазерного стандарту частоти та поясніть як він працює.

ВИСНОВКИ

У посібнику розглянуто засади функціонування, характеристики й параметри трьох основних типів пристроїв випромінювання та підсилювання НВЧ та оптичного діапазону, які набули широкого застосування, це: електровакуумні генератори та підсилювачі; твердотільні напівпровідникові пристрої; квантові підсилювачі та генератори. Останніми роками употужнено розвиваються пристрої всіх трьох типів, використання яких дозволяє значно підвищувати розв'язувальну здатність, зменшувати розміри та масу апаратури, збільшувати обсяг передаваної інформації.

З електровакуумних пристроїв НВЧ найбільш поширені на сьогодні є клістроны, ЛРХ та ЛЗХ.

Клістроны є вузькосмуговими пристроями і представлені відбивними клістроны для генерації НВЧ коливань, а також багаторезонаторними клістроны, що містять не менше двох резонаторів задля підсилювання НВЧ коливань. Дворезонаторні клістроны можуть використовуватися в якості помножувачів з великою кратністю множення. До широкосмугових пристроїв належать підсилювачі на ЛРХ, ЛЗХ, призначені задля генерування НВЧ коливань, з великим діапазоном електронного пере настроювання частоти. З напівпровідникових пристроїв найбільш потужного поширювання набули ЛПД.

Всі згадані пристрої охоплюють діапазон від сантиметрових до міліметрових хвиль. У субміліметровому діапазоні можуть використовуватися методи квантової електроніки.

Слід зауважити, що напівпровідникові пристрої в діапазоні НВЧ переважно не можуть конкурувати з електровакуумними пристроями через надто обмежені потужності. Приміром, якщо пролітні клістроны забезпечують вихідні потужності близько 10^3 Вт, то вихідна потужність генераторів на ЛПД не перевищує 15 Вт. Перспективою підвищення їхньої потужності є поки що лише складання потужностей кількох ЛПД. Окрім того, застосування ЛПД обмежено їхнім використанням лише в генераторах через високий коефіцієнт шуму (20...30 дБ). Водночас, за інших рівних умов, ЛБХ, використовувана у вхідних каскадах приймачів, породжує коефіцієнт шуму, який не перевищує 2...3 дБ. Підсилювач на ЛРХ є мал шумним електронним пристроєм і за шумовими властивостями поступається лише квантовому підсилювачу, коефіцієнт шуму якого знижено до 1,04 дБ.

Низький коефіцієнт шуму квантового підсилювача робить його незамінним задля приймання сигналів низького рівня. Водночас широке застосування квантового підсилювача є обмежене через надто малу вихідну потужність, складність та високу вартість.

Порівняння вихідної потужності електронних пристроїв у частотному діапазоні наведено на рис. В.1, з якого видно, що напівпровідникові пристрої до сьогодні витіснили лиш відбивні клістроны. На рис. В.1 позначено: 1 – гіротрон; 2 – пролітні клістроны; 3 – ЛРХ; 4 – ЛЗХ; 5 – ЛПД; 6 – відбивні клістроны; 7 – діоди Ганна.

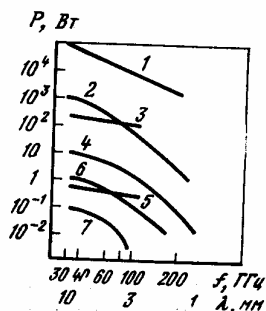


Рис. В.1. Залежності потужностей електронних приладів НВЧ від частоти

Що ж до великих потужностей, то тут в осяжному майбутньому перевага збережеться за електровакуумними пристроями. У зв'язку з цим особливої актуальності набуває проблема усунення найвразливішого місця електровакуумних пристроїв – їхньої низької експлуатаційної надійності.

Розроблено низку рекомендацій зі збільшення терміну служби та підвищення надійності ЛРХ, клістронів та інших електровакуумних пристроїв. Найбільш загальними заходами для всіх типів пристроїв є стабілізація температури катода на мінімально можливому рівні, кондиціонування електродів шляхом високовольтного тренування, підвищення швидкодії захисту електровакуумних пристроїв за міжелектродних пробоїв, а також використання

пристроїв плавного підйому та зниження напруги напруження.

З-посеред пристроїв оптичного діапазону „монополія” належить оптичним квантовим генераторам-лазерам.

Завдання для перевірки знань і умінь з модуля 2

Розділи 9...11

1 Визначте довжину хвилі випромінювання, що виникає під час переходу електрона із зони провідності до валентної зони для германію, кремнію, сплавів миш'яку з галієм та фосфором (GaAs, GaP), індію з сурмою (InSb) і для енергетичного переходу $\Delta W = 0,1kT$ за $T = 300$ К, а також приналежність випромінювань до відповідного спектра коливань.

Розв'язання. Частоту переходу визначаємо за (9.13): $\nu_{21} = \Delta W/h$, де $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка.

Обчислимо ширину забороненої зони, що задається зазвичай у електрон-вольтах, на джоулі. Для прикладу візьмемо кремній з $\Delta W_{Si} = 1,12$ еВ ($1 \text{ кВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж); $\Delta W_{Si} = 1,12 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 1,792 \cdot 10^{-19}$ Дж.

Тоді $\nu_{Si} = 1,792 \cdot 10^{-19} / 6,63 \cdot 10^{-34} = 2,7 \cdot 10^{14}$ Гц, що відповідає довжині хвилі $\lambda_{Si} = c/\nu_{Si} = 3 \cdot 10^8 / 2,7 \cdot 10^{14} = 1,11 \cdot 10^{-6}$ м. Отже, це коливання відповідає інфрачервоному діапазону.

Найпотужну заборонену зону мають сплави миш'яку з галієм та фосфором. Ширина забороненої зони чистого арсеніду галію приблизно дорівнює 1,4 еВ. Додавка фосфору збільшує ширину забороненої зони, яка за співвідношення 55 % миш'яку і 45 % фосфору сягає 1,977 еВ ≈ 2 еВ. Виходячи з цього, виконуємо розрахунок за таблицею.

Матеріал	ΔW		ν , Гц	λ , мкм	Спектр
	еВ	Дж			
GaAs _{0,55} P _{0,45}	2	$3,2 \cdot 10^{-19}$	$4,83 \cdot 10^{14}$	1,11	Видимий спектр
GaAs	1,4	$2,24 \cdot 10^{-19}$	$3,38 \cdot 10^{14}$	0,62	Інфрачервоне випромінювання
Si	1,12	$1,8 \cdot 10^{-19}$	$2,7 \cdot 10^{14}$	0,89	Інфрачервоне випромінювання
Ge	0,72	$1,15 \cdot 10^{-19}$	$1,74 \cdot 10^{14}$	1,73	Інфрачервоне випромінювання
InSb	0,18	$2,88 \cdot 10^{-20}$	$0,43 \cdot 10^{14}$	6,9	Інфрачервоне випромінювання
Перехід $0,1kT$	0,026	$4,14 \cdot 10^{-22}$	$6,24 \cdot 10^{11}$	480	Субміліметрові хвилі

2 Квантовий підсилювач на базі трирівневої системи з довжиною активного середовища $z = 2$ м характеризується коефіцієнтом підсилювання за потужністю $K_p = 200$. Визначте: показник квантового підсилювання β_c (його середнє значення; змінювання коефіцієнта підсилювання за потужністю за збільшення потужності накачування та потужності вхідного сигналу удвічі). При цьому через збільшення об'ємної густини енергії ρ підсилюваного сигналу зменшується різниця населеностей рівнів ($N_2^* - N_1^*$) утричі.

Розв'язання. Згідно з (10.4) знаходимо значення подальшого збільшення потужності накачування. Отже, якщо $N_2^* - N_1^*$ не змінюється, то, за (10.7), показник підсилювання $\beta_c \sim (N_2^* - N_1^*)$ також не змінюється.

З іншого боку, через збільшення потужності вхідного сигналу зростає об'ємна густина енергії ρ (енергія стимулювального випромінювання), виснажується населеність верхнього рівня. Отже, зменшується різниця населеностей. Тоді, згідно з (9.37), $\beta_c = B\rho(N_2^* - N_1^*)/v_{\text{тр}}$ і через збільшення ρ удвічі та зменшення $(N_2^* - N_1^*)$ (втричі показник квантового підсилення зменшується у 1,5 раза, тобто $\beta_c = 2,6/1,5 = 1,73 \text{ м}^{-1}$). Отже, коефіцієнт підсилювання за потужністю (10.4) буде $K_p = \exp(\beta_c z) - \exp(1,73 \cdot 2) = 32$. Коефіцієнт підсилювання зменшиться, що є притаманно для таких приладів, як квантові підсилювачі (див. рис. 10.15), ЛРХ та ін.

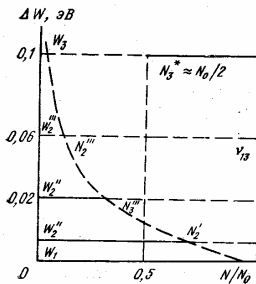


Рис. 5

3 У трирівневій системі (рис. 5) інтервал між першим та третім рівнями $\Delta W = W_3 - W_1 = 0,1 \text{ еВ}$. Нехай задля зручності розрахунків рівень $W_1 = 0$. Накачування здійснюється на частоті ν_{13} . На рис. 6 по горизонтальній осі відкладено населеності рівнів у відносних одиницях N/N_0 , де N_0 – концентрація частинок даної енергії (населеність) на рівні W_1 за термодинамічної рівноваги. Визначте, на яких частотах буде можливе випромінювання, якщо рівневі W_2 відповідають значення населенностей $N_2/N_0 = 0,7; 0,3; 0,1$. Релаксаційними процесами

знехтувати.

Розв'язання. Припущення стосовно лінійної апроксимації залежності населеності $N(\Delta W)$ є справедливим, лише за умови $\Delta W < kT$. Якщо ж ця умова не виконується, то слід користуватися законом Больцмана (9.45). Окрім того, не слід сприймати термін "інверсія населеності" в буквальному розумінні як обмін населеностями між двома енергетичними рівнями. За термодинамічної рівноваги населеність певного рівня, наприклад W_2 , завжди є менша за населеність нижчого рівня W_1 , що виходить з (9.45): $N_2 = N_1 \exp[-(W_2 - W_1)/kT]$.

Якщо через будь-які зовнішні впливи населеність якого завгодно рівня стане вищою за населеність нижчого рівня, – йдеться про інверсію населеності. Оскільки $W_1 = 0$, то $N/N_0 = \exp(-W/kT)$ і $W = -kT \ln(N/N_0)$.

Підставивши задані значення відносних концентрацій і вважаючи $T = 300 \text{ К}$, матимемо:

$$W_2 = -4,14 \cdot 10^{-21} \ln 0,7 = 1,48 \cdot 10^{-21} \text{ Дж} = 9,23 \cdot 10^{-3} \text{ еВ};$$

$$W_2' = -4,14 \cdot 10^{-21} \ln 0,3 = 4,98 \cdot 10^{-21} \text{ Дж} = 0,031 \text{ еВ};$$

$$W_2'' = -1,38 \cdot 10^{-23} 300 \ln 0,1 = 9,53 \cdot 10^{-21} \text{ Дж} = 0,06 \text{ еВ}.$$

$$\text{Частота накачування } \nu_{31} = \Delta W_{31}/h = 1,6 \cdot 10^{-20}/6,63 \cdot 10^{-34} = 2,4 \cdot 10^{13} \text{ Гц}.$$

Після накачування перехід 1-3 насичується і населеності вирівнюються $N_1^* = N_3^*$. Згідно з (9.53), $N_3^* = (N_1 + N_3)/2$.

Населеність N_3 (до накачування) $N_3/N_0 = \exp(-0,1/0,026) = 0,02$. Оскільки ця величина є набагато менша за $N_1/N_0 = 1$, то відносне значення населеностей буде $N_1^*/N_0 = N_3^*/N_0 = 0,5$.

Із завдання та графіка на рис. 5 видно, що співвідношення населенностей буде таким.

Перший варіант: $N_3^* < N_2'$ підсилення неможливе, але $N_2' > N_1^* = 0,5N_0$ – підсилення здійснюватиметься на частоті переходу 2-1 і

$$\nu_{21}' = W_2'/h = 1,48 \cdot 10^{-21} / 6,63 \cdot 10^{-34} = 0,223 \cdot 10^{13} \text{ Гц.}$$

Другий варіант: $N_3^* > N_2'$ – підсилювання можливе на частоті

$$\nu_{32}'' = (W_3 - W_2'')/h = (1,6 - 0,498) \cdot 10^{-20} / 6,63 \cdot 10^{-34} = 1,66 \cdot 10^{13} \text{ Гц.}$$

Працює перехід 3-2, незважаючи на те, що W_2' лежить нижче за енергетичний інтервал $W_3 - W_1$, оскільки $\Delta W_{31} > kT$.

Третій варіант є аналогічний до другого, і

$$\nu_{21}' = (1,6 - 0,953) \cdot 10^{-20} / 6,63 \cdot 10^{-34} = 0,976 \cdot 10^{13} \text{ Гц.}$$

4 Визначте значення частот (див. завдання 38), на яких робота практично є неможливою, тобто $N_2 = 0,5N_0$.

Відповідь: $\nu_{32} = 1,98 \cdot 10^{13} \text{ Гц}$; $\nu_{21} = 0,434 \cdot 10^{13} \text{ Гц}$.

5 Квантовий парамагнітний підсилювач, в якому використовується ефект Зеємана, має характеристики, наведені на рис. 6. Визначте частоти підсилюваного сигналу і накачування, якщо напруженість магнітного поля $H = 0,4T$.

Розв'язання. З характеристик на рис. 6 можна дійти висновку, що взаємна орієнтація вектора магнітного поля та осі кристала (кут $54^\circ 44'$) призводить до симетричного розщеплювання енергетичних рівнів. У даній чотирирівневій системі раціонально в якості робочого переходу використовувати рівні 2-3, а накачування проводити на частоті, яка відповідає різницям переходів 1-3 і 2-4, які дорівнюють один одному. Робоча частота

$$\nu_{32} = (W_3 - W_2)/h =$$

$$= (23,7 - 16,3) \cdot 10^{-24} / 6,63 \cdot 10^{-34} = 11,2 \text{ ГГц. Частота накачування}$$

$$\nu_{42} = \nu_{31} = (30 - 16,2) \cdot 10^{-24} / 6,63 \cdot 10^{-34} = (23,8 - 9,5) \cdot 10^{-24} / 6,63 \cdot 10^{-34} = 21,57 \text{ ГГц.}$$

У чотирирівневій системі зв'язок між енергетичними рівнями і населеністю рівнів є практично лінійний, оскільки $\Delta W_{\text{макс}} < kT$. Насправді, $\Delta W_{\text{макс}} = (34 - 6) \cdot 10^{-24} = 28 \cdot 10^{-24} \text{ Дж}$, а $kT = 4,14 \cdot 10^{-21} \text{ Дж}$, тобто справедливі є вирази (9.47) та (9.48). Механізм роботи підсилювача є такий. За рахунок накачування відбувається насичення рівнів 4-2 та 3-1. При цьому обіднюється рівень 2 і збагачується рівень 3. Отже, здійснюється інверсія: $N_3^* > N_2^*$.

6 Визначте для системи (див. завдання 40) механізм роботи підсилювача і потрібні частоту накачування та напруженість магнітного поля, якщо частота підсилюваного сигналу $\nu = 5,4 \text{ ГГц}$.

Розв'язання. Потрібен енергетичний інтервал

$$\Delta W = \nu h = 5,4 \cdot 10^9 \cdot 6,63 \cdot 10^{-34} = 3,3 \cdot 10^{-24} \text{ Дж.}$$

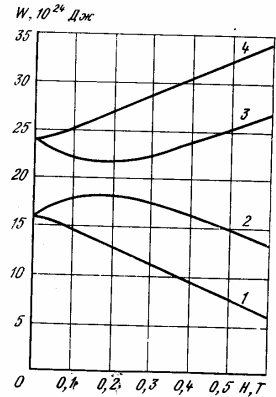


Рис. 6

Такий інтервал є між рівнями 4-3 та 2-1 за напруженості магнітного поля 0,1Т. Вочевидь, що для підсилювання може бути використано рівні 4-3. Для накачування не можна використовувати перехід 2-4, оскільки водночас відбуватиметься насичення переходу 1-3, що призведе до збагачення рівня 3 і зниження різниці населеності $N_4^* - N_3^*$. Якщо ж накачування здійснювати на частоті ν_{41} , то збагачуватися буде тільки рівень 4. Отже, в даному разі використовується трирівнева система з частотою накачування $\nu_{41} = \Delta W_{41}/h = (25,3 - 14,7) \cdot 10^{-24} / 6,63 \cdot 10^{-34} = 16$ ГГц.

7 Визначте, яку систему (три- чи чотирирівневу) слід використовувати, і необхідні значення H та ν_H , якщо треба добитись підсилювання на частотах 3 та 13 ГГц.

Деякі основні сталі

Швидкість світла у вакуумі $c = 2,997925 \cdot 10^8 \approx 3 \cdot 10^9$ м/с

Стала Авогадро $N_d = 6,022 \cdot 10^{23}$ м³/моль

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

Електрична стала $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м

Магнітна стала $\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-6}$ Гн/м

Елементарний електричний заряд $q = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл

Стала Планка $h = 6,26 \cdot 10^{-34}$ Дж·с; ($\hbar = h/2\pi = 1,055 \cdot 10^{-34}$ Дж·с)

Маса спокою електрона $m_i = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг

Маса спокою протона $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг

ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК

- Активне середовище 14
Анізотропія 70
- Випромінювання
вимушене 8
спонтанне 8
- Генератор
аміачний 102
водневий 103
- Діод
лазерний 62
лавинний 89
p-n-фото 80
p-i-n- 86
суперлюмінісцентний 67
- Дифракційні ґратки 61
- Дифракція
Бреггера 77
Рімана–Ната 76
- Діаграма спрямованості 64
- Допплерівське розширення 11
- Електронний парамагнітний резонанс 25
- Енергетичний спектр 6
- Ефект
акустооптичний 70
електрооптичний 71
Зеємана 24
Керра 71
магнітооптичний 71
Поккельса 71
фотопружний 70
Штарка 11, 17
- Закон
Бугера 14
Больцмана 18
- Засади Паулі 7
- Інверсія населеності 14
- Квадрупольний конденсатор 17
- Квантове число 7
- Квантові стандарти частоти 102
- Коефіцієнт
дифракції 78
Ейнштейна 12
корисної дії 56
підсилювання 22
- Кут
Брюстера 47
- Лазер 35
на барвниках 37
газовий 36
з керованим підсилюванням 59
з керованим коефіцієнтом заломлювання 60
напівпровідниковий 39
на парах металів 37
з смужковою геометрією 58
з розподіленням бреггівським відбиттям 61
з розподіленням зворотним зв'язком 61
твердотільний 38
- Лоренцева крива 11
- Мода 43
- Модулятор
електрооптичний 73
магнітооптичний 75
оптичної несівної 75
- Модуляція
внутрішня 68
зовнішня 68
за рахунок плазмового ефекту 78
інтенсивності 77
частотна 77
- Момент кількості руху
орбітальний 7
повний 7
спіновий 7

- Населенність рівня 9
- Насичення переходу 14
- Парамагнітні іони 24
- Підсилювач
 - квантовий 22
 - оптичний 41
 - парамагнітний 24
- Постулат Бора 6
- Перехід
 - безвипромінювальний 8
 - випромінювальний 8
 - вимушений 8
 - гетероперехід 55
 - гомоперехід 152
 - квантовий 8
 - $p - n$ 53
 - спонтанний 8
- Резонатор
 - оптичний 40
 - Фабрі–Перо 40
- Релаксація
 - спін-спінова 9, 26
 - спін-граткова 9, 26
- Репер частоти 103
- Рівні енергії частинок 6
 - електронні 7
 - Ейнштейна 19
 - коливальні 7
 - обертальні 7
 - основний 6
 - збуджений 6
- Середовище
 - інверсне 14
 - активне 14
- Спектр випромінювання лазера 45
- Стала
 - Больцмана 12
- Планка 13
- Стандарти частоти
 - активні 102
 - пасивні 104
 - лазерні 106
- Струм
 - пороговий 57
- Спектральна лінія 10
- Система
 - дворівнева 9
 - квантова 6
 - трирівнева 9
 - чотирирівнева 11
- Уповільнювальна система 30
- Фанон 27
- Характеристика
 - вольт-амперна 62
 - спектральна 63
 - модуляційна 65
- Час
 - життя 9
 - релаксації 9
- Шум
 - підсилювачів 32
 - квантовий 66

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. **Андрушко Л. М.** Электронные и квантовые приборы СВЧ / Л. М. Андрушко, Н. Д. Федоров. – М. : Радио и связь, 1981. – 204 с.
2. **Андрушко Л. М.** Волоконно-оптические линии связи / Андрушко Л. М., Гроднев И. И., Панфилов И. П. – М. : Радио и связь, 1984. – 137 с.
3. **Байбородин Ю. В.** Основы лазерной техники / Байбородин Ю. В. – К. : Вища школа, 1988. – 382 с.
4. **Грибковский В. П.** Полупроводниковые лазеры / Грибковский В. П. – Минск : Изд. БГУ, 1988. – 303 с.
5. **Киселев Г. Л.** Приборы квантовой электроники / Киселев Г. Л. – М. : Высшая школа, 1980. – 237 с.
6. **Макмиллан Р. У.** Источники излучения ближнего миллиметрового диапазона / Макмиллан Р. У. // ТИИЭР. – 1985. – Т. 73. – № 1. – С. 96-119.
7. **Панфилов И. П.** Приборы СВЧ и оптического диапазонов / Панфилов И. П. – М. : Радио и связь, 1993. – 200 с.
8. **Рябов С. Г.** Приборы квантовой электроники / Рябов С. Г., Торопкин Г. И., Усольцев И. Ф. ; под ред. М. Ф. Стельмаха. – М. : Радио и связь, 1985. – 280 с.
9. **Федоров Б. Ф.** Лазеры: Основы устройства и применение / Федоров Б. Ф. – М. : Изд. ДОСААФ СССР, 1988. – 189 с.
10. **Федоров Н. Д.** Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы. – М.: Атомиздат, 1979. – 285 с.
11. **Корнейчук В. И.** Оптические системы передачи: учебник [для студ. вузов] / Корнейчук В. И., Макаров Т. В., Панфилов И. П. – К. : Техника, 1994. – 388 с.
12. **Викулин И. М.** Действие радиации на характеристики элементов волоконно-оптических линий связи / Викулин И. М., Никифоров С. Н., Панфилов И. П. // Праці УНДІРТ. – 2005. – № 4. – С. 35-36.

ЗМІСТ

Розділ 9 Фізичні основи квантових приладів	5
9.1 Рівні енергій частинок	5
9.2 Квантові переходи	7
9.3 Ширина спектральної лінії	8
9.4 Взаємодія квантових систем з електромагнітним випромінюванням	11
9.5 Можливість підсилювання і генерування в квантових приладах	12
9.6 Випромінювання енергії молекулами в резонаторі	15
9.7 Способи створення інверсії населеностей	16
Контрольні питання	19
Розділ 10 Квантові підсилювачі	21
10.1 Коефіцієнт підсилювання квантового підсилювача	21
10.2 Енергетичні рівні парамагнітних іонів у кристалах. Ефект Зеемана	23
10.3 Електронний парамагнітний резонанс	24
10.4 Квантові однорезонаторні парамагнітні підсилювачі	25
10.5 Широкосмугові КПП	28
10.6 Шуми квантових підсилювачів	31
Контрольні питання	33
Розділ 11 Квантові генератори оптичного діапазону	34
11.1 Структурна схема лазера	34
11.2 Відкриті оптичні резонатори	41
11.3 Умови самозбудження лазера	43
11.4 Спектр випромінювання лазера	44
11.5 Газові лазери	46
11.6 Твердотільні лазери	50
11.7 Напівпровідникові лазери	51
11.8 Методи модуляції лазерного випромінювання	67
11.9 Методи приймання лазерного випромінювання	79
11.10 Волоконно-оптичні системи передавання	94
11.11 Солитонні систем зв'язку	97
11.12 Вплив радіації на характеристики елементів волоконно-оптичних ліній зв'язку	98
Контрольні питання	100
Розділ 12 Квантові стандарти частоти	101
12.1 Активні стандарти частоти	101
12.2 Пасивні стандарти частоти	103
12.3 Лазерні стандарти частоти	105
Контрольні питання	106
Висновки	107
Завдання для перевірки знань і умінь модуля 2	109
Предметний покажчик	113
Список літератури	115

Навчальне видання

Панфілов Іван Павлович
Флейта Юрій Вікторович

ЕЛЕКТРОННІ ТА КВАНТОВІ ПРИЛАДИ НВЧ

Навчальний посібник

Модуль 2

Редактор *І.В. Расцупкіна*
Комп'ютерне макетування *Ж.А. Гардиман*