

Міністерство освіти і науки України
Чернівецький національний університет
імені Юрія Федьковича

І.П. Козярський

**ФОТОЕЛЕКТРОНІКА
ТА ОПТОЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ**
Навчальний посібник



Чернівецький національний університет
2019

УДК 621.383(075.8)
К 595

Друкується за ухвалою Вченої ради
Чернівецького національного університету
імені Юрія Федьковича
(протокол № 4 від 25.03.19)

Рецензенти:

Федів В.І. докт. фіз.-мат. наук, проф. (завідувач кафедри біологічної фізики та медичної інформатики Вищого державного навчального закладу України "Буковинський державний медичний університет")

Горбулик В.І. канд. тех. наук, доц. (завідувач кафедри механічної та електричної інженерії Чернівецького факультету національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут»)

К 595 Фотоелектроніка та оптоелектронні прилади: навчальний посібник / І.П. Козярьський. Чернівці: Чернівецький національний університет, 2019. 136 с.

Навчальний посібник містить основи знань про фотоелектроніку та оптоелектронні прилади та інформацію з основних розділів курсу: методів генерації, приймання, модуляції й передачі оптичних сигналів; будови та принципу роботи оптоелектронних приладів.

Для студентів спеціальності «Мікро- та наносистемна техніка» і «Мікро- та наноелектроніка», а також для студентів інших спеціальностей фізико-технічного профілю вищих навчальних закладів.

УДК 621.383(075.8)

© Чернівецький національний університет, 2019

Зміст

Вступ	4
§ 1. Вступ в оптоелектроніку	5
§ 2. Світлові хвилі і фотонні групи	10
§ 3. Оптичне випромінювання	19
§ 4. Випромінювальні процеси у твердих тілах	26
§ 5. Джерела випромінювання в когерентній оптоелектроніці	34
§ 6. Методи приймання оптичного випромінювання	43
§ 7. Принципи фотоелектронного перетворення	52
§ 8. Основні типи твердотільних фотодетекторів	64
§ 9. Транспортування оптичного випромінювання	71
§ 10. Властивості оптичних волокон	79
§ 11. Поширення світла у плоскому оптичному хвилеводі	87
§ 12. Принципи інтегральної оптики	94
§ 13. Взаємодія світла з модулюючим середовищем	101
§ 14. Елементи керування випромінюванням	108
§ 15. Електрооптичні ефекти в рідких кристалах	116
§ 16. Оптична пам'ять і системи візуального відображення інформації	122
§ 17. Оптична обробка інформації	128
Контрольні запитання та завдання	134
Список рекомендованої літератури	135

Вступ

Сучасний рівень і тенденції розвитку інформаційних технологій значною мірою пов'язані з досягненнями в галузі оптоелектроніки. Підготовка фахівців, знайомих із проблематикою даного наукового напрямку, – актуальне завдання вищої школи і, зокрема, природничих факультетів університетів. Відповідний рівень підготовки студентів із фізики та математики у класичному університеті дозволяє розглядати курс "Фотоелектроніка та оптоелектронні прилади" як фундаментальну дисципліну, що синтезує ідеї багатьох природничо-наукових напрямів: фізики твердого тіла, напівпровідникової і квантової електроніки, акустоелектроніки, оптики та ін.

Оптоелектроніка розвивається за двома незалежними напрямками: оптичним та електронно-оптичним. Оптичний напрям базується на ефектах взаємодії твердого тіла з електромагнітним випромінюванням (голографія, фотохімія, електрооптика). Електронно-оптичний використовує принцип фотоелектричного перетворення при внутрішньому фотоефекті – з одного боку та фотолюмінесценції – з іншого (заміна гальванічного та магнітного зв'язку на оптичний, волоконні лінії зв'язку).

На оптоелектронному принципі можуть бути створені безвакуумні аналоги електронних пристроїв і систем:

- дискретні та аналогові перетворювачі електричних сигналів (підсилювачі, генератори, ключові елементи, елементи пам'яті, логічні схеми, лінії затримки та ін.);
- перетворювачі оптичних сигналів (підсилювачі світла та зображення, плоскі екрани, які передають та відтворюють зображення);
- пристрої відтворення інформації (індикаторні екрани, цифрові табло, картинна логіка та ін.).

Основний напрям сучасної оптоелектроніки – керування інформаційними процесами в мікро- і наноструктурах, тобто прагнення до інтеграції джерел, приймачів і елементів керування випромінюванням в єдиному кристалі або гібридній структурі.

§ 1. Вступ в оптоелектроніку

Оптоелектроніка – це наукова дисципліна, що вивчає фізичні принципи керування оптичними й електронними процесами в різних матеріальних середовищах із метою передачі, приймання, обробки, зберігання й відображення інформації.

Для оптоелектроніки характерний синтез ідей багатьох природничо-наукових дисциплін (фізики твердого тіла, напівпровідникової і квантової електроніки, оптики та ін.). Проте вона являє собою цілісну науку, що має власний напрям досліджень і використовує для розв'язання зазначених завдань ряд фундаментальних фізичних явищ.

Основним принципом оптоелектроніки є використання в як матеріального носія інформації (поряд з електроном) електрично нейтрального фотона. Однак, на відміну від звичайної електроніки й оптики, в оптоелектроніці можлива зміна носія інформації в процесі обробки сигналу. Визначимо *оптоелектронне перетворення* як фізичний процес, у результаті якого інформаційний сигнал, що переноситься ансамблем фотонів S_{ph}^i (електронів S_e^i), перетворюється в інформаційний сигнал, що переноситься ансамблем електронів S_e^o (фотонів S_{ph}^o). Якщо первинний сигнал оптичний, то відбувається фотон-електронне перетворення, якщо ж первинний сигнал електричний, то має місце електрон-фотонне перетворення. Операцію оптоелектронного перетворення можна виразити наступною формулою:

$$F_{oe}(S_{ph}^i) = S_e^o. \quad (1.1)$$

Зворотнє перетворення – це фізичний процес, що призводить до зміни носіїв первинного і вторинного сигналів:

$$F_{eo}(S_e^i) = S_{ph}^o. \quad (1.2)$$

Ефективності прямого і зворотного перетворень, як правило, розрізняються. Формально це можна записати у вигляді нерівності:

$$F_{eo} \neq F_{oe} \quad (1.3)$$

Електрон і фотон як матеріальні носії інформації. Як матеріальні об'єкти інформаційних процесів в оптоелектроніці виступають електрони, вільні або у складі атомів, молекул або твердих тіл, а також фотони, які взаємодіють із відповідним середовищем. Взаємодія між фотонами, атомами і електронами відбувається шляхом поглинання одних і випромінювання інших фотонів. Електрон-фотонне перетворення базується на випромінюванні квантів світла атомними системами при переході їх із збуджених станів у стани з більш низькою енергією. В основі фотон-електронного перетворення лежить явище фотоефекту, при якому електрон переходить із зв'язаного стану у вільний (у вакуум при зовнішньому і в зону провідності при внутрішньому фотоефекті).

Детальний розгляд цих процесів вимагає залучення методів квантової механіки і квантової електродинаміки, оскільки і стан світлового поля, і стан середовища квантуються. Однак у багатьох випадках використовується так зване напівкласичне наближення, при якому середовище розглядається як квантова система, у той час як електромагнітне випромінювання представляється класично, тобто в рамках хвильової теорії. Класичний опис світлового поля повністю адекватний у тому випадку, коли в процесі перетворення не відбувається зміни матеріального носія інформації. До таких процесів відносяться операції над світловими пучками, коли вхідний і вихідний сигнали оптичні.

Рух електрона визначається векторами напруженостей діючих на нього зовнішніх електричного і магнітного полів. Фотон же, не володіючи електричним зарядом, рухається у вільному просторі з постійною швидкістю незалежно від наявності таких полів. Фотони не взаємодіють між собою і створюють односпрямовану передачу сигналу. Електрон може перебувати як у вільному, так і в зв'язаному станах (входячи до складу електронної оболонки атома). Стан, аналогічний зв'язаному стану електрона, у фотона не проявляється ні в яких відомих фізичних явищах.

Використання оптичного випромінювання має перевагу перед електронними методами, оскільки дозволяє істотно розширити можливості систем обробки і передачі інформації.

Висока частота оптичних коливань ($\sim 3 \cdot 10^{14}$ Гц при довжині світлової хвилі 1 мкм) забезпечує можливість одночасної передачі інформації по значно більшій кількості каналів, ніж у діапазоні радіохвиль (в $10^3 - 10^4$ разів). Мала довжина хвилі дозволяє досягати більш високої щільності запису інформації, оскільки мінімальна площа елементарної комірки в оптичних системах пам'яті має величину порядку λ^2 .

Фізичним обмеженням, властивим електронним методам, є одновимірність електричних сигналів. Якісно нові можливості дає використання двовимірних некогерентних і тривимірних когерентних оптичних сигналів. Зокрема може бути реалізована подвійна (часова і просторова) модуляція потоку, причому елементарна площадка, яка виділяється для незалежної модуляції, приблизно дорівнює λ^2 . Це забезпечує високу інформаційну ємність оптичних сигналів і можливість паралельної обробки великих масивів інформації без поелементного розкладання в часі.

З цього погляду цікаве порівняння можливостей оптоелектронних і біологічних систем. Людина має майже 10^{12} нервових з'єднань, а ємність пам'яті людського мозку приблизно 10^{13} біт. Передача інформації по нервових волокнах відбувається за рахунок біохімічних реакцій, тому її швидкість не перевищує 10^2 м/с. В електронних схемах сигнал поширюється зі швидкістю майже 10^8 м/с. Водночас людина здатна конкурувати з потужними комп'ютерами, наприклад при грі в шахи. Справа в тому, що порівняно повільне поширення сигналу нервовим волокном компенсується одночасною роботою майже $10^4 - 10^5$ волокон. Отже, оптоелектронна система, що забезпечує паралельну роботу багатьох каналів і розповсюдження сигналів зі швидкістю світла, потенційно може обробляти інформацію зі швидкістю, яка недоступна ні паралельним біологічним, ні послідовним електронним системам.

Використання фотонів, що не мають електричного заряду, забезпечує гальванічну розв'язку і високу перешкодозахищеність оптичних каналів передачі та обробки інформації.

Нарешті, слід зазначити, що оптоелектроніка надає можливість працювати безпосередньо із образами, які сприймаються зором. Використання матричних фотодетекторів

дозволяє вводити інформацію у вигляді оптичного зображення для наступної обробки електронними методами. Оптично керовані транспаранти і голографічні системи дозволяють здійснювати операції безпосередньо над оптичними картинами. Виведення інформації також може відбуватись у вигляді зображення на екрані дисплея або на іншому носії.

Термінологія. До теперішнього часу *оптоелектроніка* є сталою назвою для позначення аналізованої нами дисципліни. Термін *когерентна оптоелектроніка* використовується в тому випадку, коли носієм інформації в оптоелектронній системі є когерентне лазерне випромінювання. Термін *некогерентна оптоелектроніка* відповідає ситуації, коли когерентність світлових хвиль в оптоелектронних перетвореннях не використовується. Слід зазначити, що грань між цими двома поняттями певною мірою умовна і не завжди може бути проведена. Іноді як синонім терміна *оптоелектроніка* використовується термін *фотоніка*, щоб за аналогією з *електронікою* підкреслити той факт, що фотон як матеріальний носій інформації може виконувати ті ж функції, що і електрон.

У літературі можна зустріти такі назви, як *оптична електроніка*, й не так часто – *оптроніка*. Перша з них досить близька до усталеної назви досліджуваного курсу, другу, швидше, можна віднести до одного з його розділів, що розглядає оптрони – певний клас функціональних елементів оптоелектроніки.

Мікросхема, яка складається із однієї або кількох оптопар з додатковими пристроями для узгодження та підсилення сигналу, називається *оптоелектронною інтегральною мікросхемою*. На вході та виході оптрона завжди є електричні сигнали, а зв'язок входу і виходу відбувається завдяки світловому сигналу.

Відповідно до рекомендацій Міжнародної електротехнічної комісії (МЕК), *оптоелектронний прилад* (ОЕП) визначено як прилад, чутливий до електромагнітного випромінювання у видимій, інфрачервоній або ультрафіолетовій ділянках; або прилад, що випромінює і перетворює некогерентне або когерентне випромінювання в цих же спектральних ділянках; або прилад, який використовує таке електромагнітне випромінювання для своєї роботи.

До основних груп оптоелектронних приладів належать наступні: джерела випромінювання (світловипромінюючі діоди й лазери); приймачі випромінювання (фоторезистори і фотоприймачі з p - n -переходом); прилади для керування випромінюванням (модулятори, дефлектори); прилади для відображення інформації (індикатори); прилади для електричної ізоляції – оптрони; оптичні канали зв'язку та оптичні запам'ятовуючі пристрої; волоконно-оптичні лінії зв'язку; оптоелектронні інтегральні схеми.

ОЕП мають наступні переваги: можливість просторової модуляції світлових пучків та їх значного перетинання при відсутності гальванічних зв'язків між каналами; велике функціональне навантаження світлових пучків завдяки можливості зміни багатьох їх параметрів (амплітуди, напрямку, частоти, фази, поляризації).

§ 2. Світлові хвилі і фотонні групи

Хвильове відображення світлового поля. Загальною для оптичних полів, створених різними джерелами випромінювання, є їх електромагнітна природа, яка відображена в рівняннях Максвелла:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}; \quad (2.2)$$

$$\nabla \vec{D} = \rho; \quad (2.3)$$

$$\nabla \vec{B} = 0, \quad (2.4)$$

де $\vec{E}$ і $\vec{H}$ – напруженості електричної і магнітної складової; $\vec{D}$ і $\vec{B}$ – їх індукції; $\vec{j}$ – густина струму; ρ – густина просторового заряду. Для середовища з діелектричною проникністю ε , магнітною проникністю μ і електропровідністю σ вектори $\vec{E}$, $\vec{H}$, $\vec{D}$, $\vec{B}$ і $\vec{j}$ пов'язані так званими матеріальними рівняннями:

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}; \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}; \quad (2.6)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (2.7)$$

де ε_0 та μ_0 – електрична і магнітна сталі.

Забираючи послідовно вектори $\vec{E}$ і $\vec{H}$ з (2.1) і (2.2), у випадку електронейтрального ($\rho = 0$) і непровідного ($\sigma = 0$) середовища отримаємо *хвильові рівняння* світлового поля:

$$\Delta \vec{E} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}; \quad \Delta \vec{H} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}, \quad (2.8)$$

де $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ – швидкість світла у вакуумі.

Введемо векторний $\vec{A}$ та скалярний φ потенціали поля, зв'язані з векторами $\vec{E}$ і $\vec{H}$ наступними співвідношеннями:

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla \varphi; \quad \vec{H} = \frac{1}{\mu \mu_0} \nabla \times \vec{A}. \quad (2.9)$$

Як відомо, потенціали $\vec{A}$ і φ визначені неоднозначно. Їх значення можуть змінюватися так, що фізично спостережувані поля $\vec{E}$ і $\vec{H}$ залишатимуться незмінними. Зокрема, $\vec{A}$ і φ можна вибрати так, щоб задовольнялися наступні умови:

$$\nabla \vec{A} = 0, \quad \varphi = 0. \quad (2.10)$$

У цьому випадку співвідношення (2.9) набудуть вигляду:

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}; \quad \vec{H} = \frac{1}{\mu\mu_0} \nabla \times \vec{A}. \quad (2.11)$$

Позначаючи $c^2/\varepsilon = v^2$, де v – швидкість світла в середовищі, і вважаючи $\mu \approx 1$, підставимо вирази (2.11) в (2.8). У результаті для векторного потенціалу отримаємо уже відоме нам хвильове рівняння:

$$\Delta \vec{A} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2}. \quad (2.12)$$

Рівняння (2.12) задовольняє рішення у вигляді однорідної плоскої монохроматичної хвилі:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{a}_k e^{i\vec{k}\vec{r}} + \vec{a}_k^* e^{-i\vec{k}\vec{r}}; \quad (2.13)$$

$$\vec{a}_k = \vec{a}_{0k} e^{i\omega t}; \quad \vec{a}_{0k} = \vec{A}_{0k} e^{-i\varphi_{0k}}; \quad |\vec{k}| = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2.14)$$

де $\vec{r}$ – радіус-вектор точки; $\vec{A}_{0k}$, ω і φ_{0k} – амплітуда, частота і початкова фаза коливань; λ – довжина хвилі; $\vec{k}$ – хвильовий вектор.

Вирази для напруженостей електричного і магнітного полів плоскої монохроматичної хвилі мають вигляд:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin(\vec{k}\vec{r} - \omega t - \varphi_0); \quad (2.15)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \sin(\vec{k}\vec{r} - \omega t - \varphi_0). \quad (2.16)$$

Миттєве значення об'ємної густини енергії поля

$$u = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2} E^2 + \frac{\mu\mu_0}{2} H^2. \quad (2.17)$$

Густина станів поля. Розглянемо світлове поле в замкненому об'ємі V , заповненому діелектричним середовищем.

Припустимо, що порожнина має форму куба зі стороною L . Сумістимо ребра куба з осями декартової системи координат

(рис. 2.1). Грані куба будемо вважати ідеально провідними. Оскільки тангенціальна складова електричного поля на провідних стінках куба дорівнює нулю, на кожній з них буде виконуватися гранична умова:

$$\vec{E} \times \vec{n}_i = 0, \quad (2.18)$$

де $\vec{n}_i$ ($i = 1, 2, \dots, 6$) – вектор нормалі до відповідної грані куба.

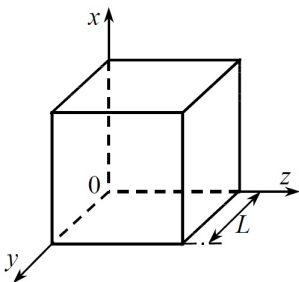


Рис. 2.1. До розрахунку густини станів світлового поля: геометрія замкнутого об'єму

Рішення хвильового рівняння (2.8), що задовольняє граничним умовам (2.18), має вигляд:

$$\vec{E}_k = \vec{E}_{k0}(x, y, z) \cdot \sin(\omega t + \varphi_{k0}), \quad (2.19)$$

де φ_{k0} – початкова фаза коливань. Просторова конфігурація поля в порожнині відповідає стоячим світловим хвилям виду:

$$\begin{aligned} E_{k0x} &= E_{k0x}^a \cdot \cos(k_x x) \cdot \sin(k_y y) \cdot \sin(k_z z); \\ E_{k0y} &= E_{k0y}^a \cdot \sin(k_x x) \cdot \cos(k_y y) \cdot \sin(k_z z); \\ E_{k0z} &= E_{k0z}^a \cdot \sin(k_x x) \cdot \sin(k_y y) \cdot \cos(k_z z), \end{aligned} \quad (2.20)$$

причому складові хвильового вектора задовольняють співвідношення:

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2; \quad (2.21)$$

$$k_x = m_x \frac{\pi}{L}; \quad k_y = m_y \frac{\pi}{L}; \quad k_z = m_z \frac{\pi}{L}, \quad (2.22)$$

де $m_x, m_y, m_z = 0, 1, 2, \dots$ – довільні цілі числа.

З рівняння Максвелла (2.3) і матеріального рівняння (2.5) випливає, що для електронейтрального середовища, що заповнює порожнину,

$$\nabla \cdot \vec{E}_k = 0. \quad (2.23)$$

Згідно із виразом (2.19), це означає, що:

$$\nabla \vec{E}_{k0} = 0. \quad (2.24)$$

Виконуючи диференціювання в (2.24) з урахуванням виразів (2.20), неважко переконатися, що для стоячих світлових хвиль у порожнині

$$\vec{E}_k \vec{k} = 0. \quad (2.25)$$

Ця рівність говорить про ортогональність векторів $\vec{E}$ і $\vec{k}$. Якщо числа m_x , m_y і m_z задані, то вектор $\vec{k}$ визначено і в перпендикулярній йому площині залишаються тільки два ступені вільності для вибору напрямку вектора $\vec{E}$. Іншими словами, при заданому $\vec{k}$ світлова хвиля може мати два незалежних стани поляризації.

Як впливає з виразів (2.20), числа m_x , m_y і m_z визначають кількість вузлів стоячої хвилі в порожнині по відповідних координатних осях. Таким чином, простір хвильових векторів формує тривимірну ґратку, координати вузлів якої задаються формулами (2.22). Об'єм елементарної комірки цієї ґратки:

$$\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z = \frac{8\pi^3}{L^3}. \quad (2.26)$$

Кожній такій комірці відповідають дві стоячі хвилі (моди) із взаємоортогональними поляризаціями.

Розрахуємо число мод, що припадають на частотний інтервал від ω до $\omega + d\omega$. Хвильове число k і частота ω пов'язані співвідношенням $\omega = vk$. Тому в k -просторі даному інтервалу частот відповідає кульова поверхня радіусом $k = \omega/v$, товщиною $dk = d\omega/v$ і об'ємом $4\pi k^2 dk = 4\pi \omega^2 d\omega / v^3$. Позначимо густину станів поля в порожнині через $g(\omega)$. Розділивши об'єм кульової поверхні на об'єм елементарної комірки, на ширину спектрального інтервалу $d\omega$, на об'єм порожнини V і помноживши на 2, щоб врахувати дві можливі поляризації, отримаємо:

$$g(\omega) = \frac{\omega^2}{\pi^2 v^3}. \quad (2.27)$$

Отриманий результат не залежить від форми і розмірів порожнини. Тому при $L \rightarrow \infty$ і $v = c$ вираз (2.27) дає густину мод світлового поля у вільному просторі (вакуумі).

Розкладання поля на осцилятори. Отже, світлове поле можна зобразити у вигляді набору дискретних хвиль (мод) із різними значеннями вектора $\vec{k}$. Запишемо енергію коливань для k -тої моди поля:

$$U_k(t) = \frac{1}{2} \int_V (\varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}_k^2 + \mu \mu_0 \vec{H}_k^2) dV. \quad (2.28)$$

Оскільки електрична і магнітна складові хвилі мають однакову енергію, замість формули (2.28) можна записати:

$$U_k(t) = \int_V \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}_k^2 dV. \quad (2.29)$$

Виразимо напруженість електричного поля через векторний потенціал за допомогою формул (2.11), (2.13) і (2.14):

$$\vec{E}_k = i\omega_k \left[\vec{a}_{0k} e^{-i(\omega_k t - \vec{k}\vec{r})} - \vec{a}_{0k}^* e^{i(\omega_k t - \vec{k}\vec{r})} \right]. \quad (2.30)$$

Оскільки миттєве значення енергії поля недоступне для вимірювання, усереднимо $U_k(t)$ за періодом світлових коливань. Підставивши вираз (2.30) у формулу (2.29) і виконавши усереднення за часом, отримаємо:

$$U_k = 2V\varepsilon\varepsilon_0 \vec{a}_{0k} \vec{a}_{0k}^*. \quad (2.31)$$

Введемо нові змінні $\vec{Q}_k$ і $\vec{P}_k$, визначивши їх співвідношеннями:

$$\vec{Q}_k = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 V} (\vec{a}_{0k} + \vec{a}_{0k}^*); \quad (2.32)$$

$$\vec{P}_k = -i\omega_k \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 V} (\vec{a}_{0k} - \vec{a}_{0k}^*). \quad (2.33)$$

Тоді $\vec{a}_{0k}$ і $\vec{a}_{0k}^*$ виразяться через $\vec{Q}_k$ і $\vec{P}_k$ наступним чином:

$$\vec{a}_{0k} = \frac{1}{2\omega_k \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 V}} (\omega_k \vec{Q}_k + i\vec{P}_k); \quad (2.34)$$

$$\vec{a}_{0k}^* = \frac{1}{2\omega_k \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 V}} (\omega_k \vec{Q}_k - i\vec{P}_k). \quad (2.35)$$

Дивергенція векторного потенціалу, згідно з формулою (2.10), дорівнює нулю. Використовуючи вираз (2.13) для $\vec{A}_k(\vec{r}, t)$, легко переконатися, що:

$$\vec{k} \vec{a}_{0k} = \vec{k} \vec{a}_{0k}^* = 0. \quad (2.36)$$

При цьому з (2.32) і (2.33) відразу ж випливає, що:

$$\vec{k}\vec{Q}_k = 0 \text{ та } \vec{k}\vec{P}_k = 0. \quad (3.37)$$

Таким чином, вектори $\vec{Q}_k$ і $\vec{P}_k$ перпендикулярні напрямку поширення хвилі, а отже, мають по два незалежних напрямки поляризації, які ми будемо позначати індексом σ .

Підставляючи $\vec{a}_{0k}$ і $\vec{a}_{0k}^*$ з виразів (2.34) і (2.35) у формулу (2.31) для середньої енергії, знаходимо:

$$U_{k\sigma} = \frac{1}{2} (P_{k\sigma}^2 + \omega_k^2 Q_{k\sigma}^2). \quad (2.38)$$

Вираз (2.38) являє собою *гамільтоніан класичного гармонічного осцилятора*. Для того, щоб отримати повну енергію поля $U_{k\sigma}$, необхідно просумувати значення $U_{k\sigma}$ за двома поляризаціями σ і за всіма можливими значеннями хвильового вектора $\vec{k}$:

$$U = \sum_k \sum_{\sigma=1}^2 U_{k\sigma} = \sum_k \sum_{\sigma=1}^2 \frac{1}{2} (P_{k\sigma}^2 + \omega_k^2 Q_{k\sigma}^2). \quad (2.39)$$

Вторинне квантування: перехід до фотонного відображення. При дослідженні поведінки квантово-механічних об'єктів у часі використовуються два різні підходи. У першому досліджується зміна стану даного мікрооб'єкта в часі. У другому вивчається зміна кількості мікрооб'єктів у певному квантовому стані. Щодо оптичного випромінювання перший підхід застосувати не можна, оскільки при взаємодії світла з речовиною фотони створюються або зникають і стежити за зміною стану будь-якого окремого фотона неможливо. Тому користуються другим підходом, який називається *методом вторинного квантування*. У цьому методі змінні $P_{k\sigma}$ і $Q_{k\sigma}$ замінюються відповідними квантово-механічними операторами $\hat{P}_{k\sigma}$ і $\hat{Q}_{k\sigma}$, а гамільтоніан світлового поля набуває такого вигляду:

$$\hat{H} = \sum_k \sum_{\sigma=1}^2 \hat{H}_{k\sigma} = \sum_k \sum_{\sigma=1}^2 \frac{1}{2} (\hat{P}_{k\sigma}^2 + \omega_k^2 \hat{Q}_{k\sigma}^2). \quad (2.40)$$

Оператори $\hat{P}_{k\sigma}$ і $\hat{Q}_{k\sigma}$ підкоряються комутаційному співвідношенню:

$$[\hat{Q}_{k\sigma}, \hat{P}_{k\sigma}] = \hat{Q}_{k\sigma} \hat{P}_{k\sigma} - \hat{P}_{k\sigma} \hat{Q}_{k\sigma} = i\hbar, \quad (2.41)$$

де $\hbar$ – постійна Планка. Замінімо $\hat{P}_{k\sigma}$ і $\hat{Q}_{k\sigma}$ на інші оператори:

$$\hat{a}_{k\sigma} = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega_k}} \left(\omega_k \hat{Q}_{k\sigma} + i\hat{P}_{k\sigma} \right); \quad (2.42)$$

$$\hat{a}_{k\sigma}^+ = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega_k}} \left(\omega_k \hat{Q}_{k\sigma} - i\hat{P}_{k\sigma} \right). \quad (2.43)$$

Можна показати, що комутатор введених операторів:

$$[\hat{a}_{k\sigma}, \hat{a}_{k\sigma}^+] = \hat{a}_{k\sigma} \hat{a}_{k\sigma}^+ - \hat{a}_{k\sigma}^+ \hat{a}_{k\sigma} = 1, \quad (2.44)$$

а гамільтоніан світлового поля запишеться наступним чином:

$$\hat{H} = \sum_k \sum_{\sigma=1}^2 \hbar\omega_k \left(\hat{a}_{k\sigma}^+ \hat{a}_{k\sigma} + \frac{1}{2} \right). \quad (2.45)$$

Розглянемо фізичний зміст операторів $\hat{a}_{k\sigma}^+$ і $\hat{a}_{k\sigma}$. Введемо хвильову функцію $\psi_{k\sigma}(n_{k\sigma}, t)$, квадрат модуля якої дає ймовірність того, що в момент часу t в $k\sigma$ -стані (моді з хвильовим вектором $\vec{k}$ і поляризацією σ) будуть виявлені $n_{k\sigma}$ фотонів. Дії операторів $\hat{a}_{k\sigma}^+$ і $\hat{a}_{k\sigma}$ на функцію $\psi_{k\sigma}(n_{k\sigma}, t)$ визначаються такими формулами:

$$\hat{a}_{k\sigma}^+ \psi_{k\sigma}(n_{k\sigma}, t) = \sqrt{n_{k\sigma} + 1} \psi_{k\sigma}(n_{k\sigma} + 1, t); \quad (2.46)$$

$$\hat{a}_{k\sigma} \psi_{k\sigma}(n_{k\sigma}, t) = \sqrt{n_{k\sigma}} \psi_{k\sigma}(n_{k\sigma} - 1, t). \quad (2.47)$$

Одиниця під коренем у формулі (2.46) відповідає за процес спонтанного випромінювання фотона, а $n_{k\sigma}$ – за вимушені переходи з випромінюванням (формула (2.46)) і поглинанням (формула (2.47)) фотона відповідно. Тому величина $\hat{a}_{k\sigma}^+$ називається *оператором народження*, а $\hat{a}_{k\sigma}$ – *оператором знищення* фотона.

Запишемо рівняння для стаціонарних станів поля k -ї моди:

$$\hat{H}_{k\sigma} \psi_{k\sigma} = U_{k\sigma} \psi_{k\sigma}. \quad (2.48)$$

Подіємо введеним оператором $\hat{H}_{k\sigma}$ на хвильову функцію $\psi_{k\sigma}$:

$$\begin{aligned} \hbar\omega_k \left(\hat{a}_{k\sigma}^+ \hat{a}_{k\sigma} + \frac{1}{2} \right) \psi_{k\sigma}(n_{k\sigma}, t) = \\ = \hbar\omega_k \left[\hat{a}_{k\sigma}^+ \sqrt{n_{k\sigma}} \psi_{k\sigma}(n_{k\sigma} - 1, t) + \frac{1}{2} \psi_{k\sigma}(n_{k\sigma}, t) \right] = \hbar\omega_k \left(n_{k\sigma} + \frac{1}{2} \right) \psi_{k\sigma}(n_{k\sigma}, t) \end{aligned} \quad (2.49)$$

Порівнюючи отриманий результат з рівнянням (2.48), помічаємо, що:

$$U_{k\sigma} = \hbar\omega_k \left(n_{k\sigma} + \frac{1}{2} \right). \quad (2.50)$$

Звідси для повної енергії світлового поля отримаємо:

$$U = \sum_k \sum_{\sigma=1}^2 \hbar\omega_k \left(n_{k\sigma} + \frac{1}{2} \right). \quad (2.51)$$

Повна енергія поля є сумою енергій окремих фотонів, що "заселяють" всі моди поля.

Когерентність хвиль і статистика фотонів. Очевидно, що квантова структура поля тим менш помітна, чим більша кількість фотонів знаходиться в одній моді поля. Тому умовою переходу від квантового відображення до хвильового може служити співвідношення

$$n_{k\sigma} \gg 1, \quad (2.52)$$

яке називається *умовою класичності*. Фізично можливість збирання великої кількості фотонів в одному й тому ж квантовому стані зумовлена бозонним характером статистики фотонів. Бозони, на відміну від ферміонів, можуть займати один і той же квантовий стан у необмеженій кількості, причому ймовірність появи нового фотона в тій же моді поля тим вище, чим сильніше ця мода вже заселена.

Когерентність світлових хвиль – це узгодженість протікання коливних процесів, що виражається в закономірному зв'язку між фазами, частотами, поляризаціями й амплітудами цих хвиль.

Якщо всі фотони знаходяться в одному квантовому стані (моді), то ми маємо справу з плоскою монохроматичною світловою хвилею з заданим хвильовим вектором і поляризацією. Близькі за властивостями поля дають одномодові лазери, що працюють при значному перевищенні порогу генерації. Цей випадок відповідає повній когерентності світлових коливань. В іншому граничному випадку рівноважного теплового випромінювання фотони майже рівномірно розподілені по різних модах поля. Випромінювання такого типу некогерентне. Таким чином, когерентність випромінювання принципово пов'язана з його нерівноважністю.

З іншого боку, когерентність випромінювання тим вища, чим сильніше виражені його хвильові і слабкіше – корпускулярні властивості. Тому умову класичності світлового поля (2.52) певною мірою визначає також і умова його когерентності.

§ 3. Оптичне випромінювання

Теплове випромінювання. Тепловим називають електромагнітне випромінювання тіла, що знаходиться в стані термодинамічної рівноваги з навколишнім середовищем. Таке випромінювання мають всі тіла при будь-яких температурах T , відмінних від абсолютного нуля.

Для абсолютно чорного тіла спектральна густина енергії рівноважного випромінювання в одиниці об'єму задається формулою Планка

$$u(\omega) = g(\omega) \cdot f(\omega, T) \cdot \hbar\omega = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}, \quad (3.1)$$

де k – стала Больцмана; $\hbar\omega$ – енергія фотона; $g(\omega)$ – густина станів поля; $f(\omega, T)$ – ймовірність заповнення станів фотонами, що задається функцією розподілу Бозе – Ейнштейна:

$$f(\omega, T) = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}. \quad (3.2)$$

Формула Планка справедлива при будь-яких температурах і для будь-яких частот, тому з неї випливають усі закони теплового випромінювання.

Випромінювання абсолютно чорного тіла використовується в оптоелектроніці для калібрування джерел і приймачів випромінювання.

Люмінесценція. За визначенням Вавілова – Відемана: *Люмінесценція – це випромінювання надлишкове над тепловим випромінюванням тіла при даній температурі і триває після припинення збудження протягом часу, що перевищує період світлових коливань.*

Для збудження люмінесценції енергія повинна підводитися до тіла будь-яким нетепловим способом. За способом збудження виокремлюють кілька видів люмінесценції. *Фотолюмінесценція* – світіння речовини під дією оптичного випромінювання (зазвичай видимого або ультрафіолетового). *Електролюмінесценція* – світіння під дією електричного поля (пов'язана з протіканням через речовину електричного струму). *Катодолюмінесценція* – світіння речовини при бомбардуванні

його пучком швидких електронів. *Радіолюмінесценція* – світіння деяких середовищ під дією продуктів радіоактивного розпаду (α -, β - і γ -променів) і космічного випромінювання. У сучасній оптоелектроніці найчастіше використовується електролюмінесценція твердих тіл.

Спонтанне і вимушене випромінювання. Розглянемо замкнену систему, що складається з атомів одного сорту. В енергетичному спектрі атомів виділимо два рівня з енергіями E_i і E_j (рис. 3.1).

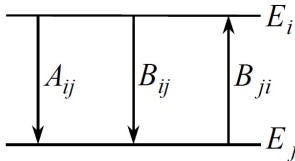


Рис. 3.1. Оптичні переходи у дворівневій системі

Між виділеними рівнями можливі оптичні переходи трьох типів: спонтанні переходи з випромінюванням (A_{ij}), *вимушені переходи з випромінюванням* (B_{ij}) і з *поглинанням* (B_{ji}) світла. Енергія кванта, що випромінюється (поглинається) при цьому, дорівнює $\omega_{ij} = (E_i - E_j)/\hbar$, а імовірності відповідних переходів дорівнюють:

$$p_{ij}^{sp} = A_{ij}; \quad (3.3)$$

$$p_{ij}^{st} = B_{ij}u(\omega_{ij}); \quad (3.4)$$

$$p_{ji}^{st} = B_{ji}u(\omega_{ij}). \quad (3.5)$$

Тут A_{ij} – коефіцієнт Ейнштейна для спонтанних переходів; B_{ij} і B_{ji} – коефіцієнти Ейнштейна для вимушених переходів з випромінюванням (B_{ij}) і поглинанням (B_{ji}) кванта; $u(\omega_{ij})$ – густина енергії випромінювання на частоті ω_{ij} в розрахунку на одиницю об'єму. Коефіцієнти A_{ij} , B_{ij} і B_{ji} зв'язані між собою співвідношеннями

$$A_{ij} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 v^2 v_g} B_{ij}; \quad B_{ij} = \frac{g_j}{g_i} B_{ji}, \quad (3.6)$$

де v і v_g – фазова і групова швидкості світла в речовині; g_i і g_j – кратності виродження або статистичні ваги рівнів i і j .

Позитивна і негативна люмінесценція. Оскільки люмінесценція є перевищенням спонтанного випромінювання

над тепловим випромінюванням системи, для потужності люмінесценції маємо:

$$P_l(\omega_{ij}) = \left[A_{ij} n_i - g_i B_{ij} u(\omega_{ij}) \left(\frac{n_j}{g_j} - \frac{n_i}{g_i} \right) \right] \hbar \omega_{ij}, \quad (3.7)$$

де $u(\omega_{ij})$ – густина теплового випромінювання; n_i і n_j – заселеності верхнього і нижнього рівнів. У стані термодинамічної рівноваги заселеності рівнів розподілені за Больцманом:

$$\frac{n_i}{g_i} = \frac{n_j}{g_j} e^{-\frac{\hbar \omega_{ij}}{kT}}. \quad (3.8)$$

Якщо в результаті порушення рівноваги виявиться, що

$$\frac{n_i}{g_i} > \frac{n_j}{g_j} e^{-\frac{\hbar \omega_{ij}}{kT}}, \quad (3.9)$$

то потужність люмінесценції буде позитивною. При виконанні зворотного співвідношення потужність люмінесценції виявиться негативною. Поняття про *негативну люмінесценцію* вперше було введено Б.І. Степановим у 1955 – 1956 рр.

Оптичне підсилення і суперлюмінесценція. Введемо коефіцієнт поглинання в середовищі на частоті ω_{ij} в розрахунок на одиницю довжини $\alpha(\omega_{ij})$. Тоді вираз (3.7) можна переписати у вигляді

$$P_l(\omega_{ij}) = P_{sp}(\omega_{ij}) - \nu_g \alpha(\omega_{ij}) \hbar \omega_{ij}. \quad (3.10)$$

Порівнюючи формули (3.7) і (3.10), для коефіцієнта $\alpha(\omega_{ij})$ отримуємо:

$$\alpha(\omega_{ij}) = \frac{\hbar \omega_{ij}}{\nu_g} g_i B_{ij} \left(\frac{n_j}{g_j} - \frac{n_i}{g_i} \right). \quad (3.11)$$

Згідно з цим виразом і формулою Больцмана (3.8), коефіцієнт поглинання системи в стані рівноваги дорівнює

$$\alpha(\omega_{ij}) = \frac{\hbar \omega_{ij}}{\nu_g} g_i B_{ij} \frac{n_j}{g_j} \left(1 - e^{-\frac{\hbar \omega_{ij}}{kT}} \right) > 0, \quad (3.12)$$

тобто під час відсутності збудження цей коефіцієнт позитивний. Згідно з формулою (3.11), він стане негативним, якщо виявиться, що

$$\frac{n_i}{g_i} > \frac{n_j}{g_j}. \quad (3.13)$$

Якщо до співвідношення (3.13) застосувати формулу Больцмана, то одночасно слід припустити, що температура системи негативна:

$$T < 0. \quad (3.14)$$

Стан речовини, при якому виконується умова (3.13) або (3.14), називається *станом з інверсною заселеністю рівнів*, або *станом з від'ємною температурою*. Такий стан може виникнути, якщо речовина піддається досить потужному зовнішньому збудженню нетеплової природи. Такого роду зовнішній вплив називається *накачуванням*, а речовина з інверсною заселеністю рівнів – *активною речовиною*.

Від'ємний коефіцієнт поглинання означає, що речовина в інверсному стані здатна підсилювати падаюче на нього випромінювання, тобто може служити *оптичним квантовим підсилювачем*. Крім того, в інверсному середовищі неминуче виникає власна люмінесценція – результат спонтанних переходів, що прагнуть повернути систему в рівноважний стан. Випромінювані при цьому кванти викликать вимушені переходи. Власну люмінесценцію, підсилену за рахунок вимушеного випромінювання, називають *підсиленою люмінесценцією*, або *суперлюмінесценцією*.

Лазерна генерація. Для перетворення оптичного підсилювача в *оптичний квантовий генератор* або *лазер* необхідно забезпечити *позитивний оптичний зворотний зв'язок* достатньої величини.

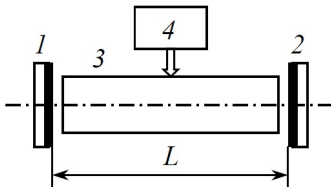


Рис. 3.2. Схема лазера:
1 і 2 – дзеркала резонатора;
3 – активна речовина; 4 – система накачування

Такий позитивний зворотний зв'язок створюється шляхом встановлення активної речовини у *відкритий оптичний резонатор*, утворений двома паралельними дзеркалами і без бічних поверхонь (рис. 3.2). Принаймні одне з цих дзеркал

робиться напівпрозорим для виведення генерованого випромінювання з лазера.

Розглянемо умови самозбудження лазера. Введемо позначення:

$$g = -\alpha(\omega_{ij}). \quad (3.15)$$

Параметр g називається *коефіцієнтом підсилення* активного середовища за інтенсивністю. Крім підсилення, світло (що поширюється в середовищі) зазнає втрат, що зумовлені сторонніми механізмами поглинання, розсіюванням на неоднорідностях і т.п. Ці втрати (*внутрішні*) ми будемо характеризувати коефіцієнтом α_i . Крім того, існують *зовнішні втрати*, зумовлені виходом випромінювання з активної речовини через дзеркала резонатора, дифракцією та іншими причинами. Втрати на вихід випромінювання через дзеркала називають *корисними втратами*, завдяки цьому процесу можна використовувати згенероване лазером випромінювання.

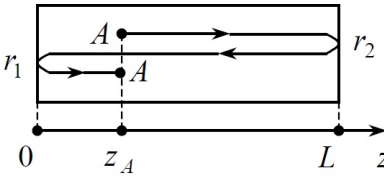


Рис. 3.3. Зображення умов самозбудження лазера

Уявімо напруженість електричного поля світлової хвилі в точці A з координатою z_A (рис. 3.3) у вигляді:

$$E_A = E_0 e^{-i(\omega t - k z_A + \varphi_0)}. \quad (3.16)$$

Після повного (подвійного) обходу резонатора світловою хвилею і повернення її в ту ж точку A напруженість поля дорівнюватиме

$$\begin{aligned} E &= E_0 r_1 e^{-i\delta\varphi_1} r_2 e^{-i\delta\varphi_2} e^{\frac{1}{2}(g-\alpha_i)2L} e^{-i[\omega t - k(z_A + 2L) + \varphi_0]} = \\ &= r_1 r_2 e^{-i(\delta\varphi_1 + \delta\varphi_2 + 2kL) + (g-\alpha_i)L} E_A \end{aligned} \quad (3.17)$$

Тут r_1 і r_2 — модулі коефіцієнтів відбивання дзеркал резонатора за амплітудою; $\delta\varphi_1$ і $\delta\varphi_2$ — фазові зміщення при відбиванні від дзеркал; L — довжина резонатора, повністю заповненого активною речовиною. Коефіцієнти відбивання дзеркал за інтенсивністю R_1 і R_2 виражаються через r_1 і r_2 :

$$R_1 = r_1^2; \quad R_2 = r_2^2. \quad (3.18)$$

Якщо квантова система працює як генератор, то напруженість поля в точці A повинна залишатися незмінною ($E = E_A$). Таким чином, умовою стаціонарної генерації є виконання рівності

$$\sqrt{R_1 R_2} \cdot e^{-i(\delta\varphi_1 + \delta\varphi_2 + 2kL) + (g - \alpha_i)L} = 1. \quad (3.19)$$

Використовуючи формулу Ейлера для комплексних чисел і прирівнюючи окремо дійсні та уявні частини у формулі (3.19), отримуємо:

$$\sin(\delta\varphi_1 + \delta\varphi_2 + 2kL) = 0; \quad (3.20)$$

$$\sqrt{R_1 R_2} \cdot e^{(g - \alpha_i)L} \cdot \cos(\delta\varphi_1 + \delta\varphi_2 + 2kL) = 1. \quad (3.21)$$

Оскільки $k = 2\pi/\lambda$ для виконання умови (3.20) необхідно, щоб довжина хвилі випромінювання задовольняла наступне співвідношення:

$$\delta\varphi_1 + \delta\varphi_2 + \frac{4\pi}{\lambda_q} L = 2\pi q \text{ або } L = q \frac{\lambda_q}{2} \left(1 - \frac{\delta\varphi_1 + \delta\varphi_2}{2\pi q} \right), \quad (3.22)$$

де q – ціле число. Оскільки для всіх лазерів $L \gg \lambda$ значення q дуже велике (порядку 10^3 – для напівпровідникових і 10^6 – для газових лазерів). Тому при $q \gg 1$ замість формул (3.22) можна записати:

$$L = q \frac{\lambda_q}{2}. \quad (2.23)$$

При виконанні умови (3.20) косинус у виразі (3.21) дорівнює одиниці, звідки відразу ж випливає, що:

$$g = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}. \quad (2.24)$$

Співвідношення (3.23) і (3.24) мають назви *фазової (інтерференційної)* і *амплітудної (енергетичної)* умов генерації. Формула (3.23) є умовою утворення стоячих хвиль у резонаторі. Власні типи коливань відкритого резонатора, що відповідають встановленню в ньому стоячих світлових хвиль, називають *модами* резонатора. Згідно з (3.24), підсилення в активній речовині має точно компенсувати внутрішні втрати і втрати на вихід випромінювання через дзеркала резонатора. Мінімальна потужність накачування, при якій виконується ця умова, називається *порогом генерації*.

Властивості лазерного випромінювання. Час когерентності випромінювання τ_c пов'язаний із шириною спектра генерації лазера співвідношенням

$$\tau_c \Delta\nu \geq \frac{1}{4\pi}. \quad (3.25)$$

Параметр

$$l_c = c\tau_c, \quad (3.26)$$

де c – швидкість світла у вакуумі, називається *довжиною когерентності*.

Теплове випромінювання і люмінесценція спричинені спонтанними переходами, і випромінювані при цьому кванти не узгоджені за фазою. Тому люмінесценція і теплове випромінювання некогерентні. Лазерне випромінювання формується за рахунок вимушених переходів, при яких усі випромінювані фотони ідентичні один одному. Тому лазерне випромінювання володіє високою часовою когерентністю. Найменші значення $\Delta\nu$ характерні для газових лазерів. При $\Delta\nu = 1$ кГц довжина когерентності лазерного випромінювання становить понад 30 км. Для порівняння: довжина когерентності випромінювання люмінесцентної лампи на парах натрію має значення приблизно 3 мм. Для теплових джерел ширина спектра ще більша, а часова когерентність випромінювання ще нижча.

З просторовою когерентністю випромінювання пов'язана його спрямованість. Високу спрямованість лазерного пучка якісно можна пояснити тим, що підсилення при багаторазових проходах через активне середовище відчують лише ті хвилі, які несуттєво відхиляються від осі резонатора. Найменша розбіжність характерна для газових лазерів, в яких використовуються відносно довгі резонатори. Напівпровідникові лазери дають випромінювання з великою розбіжністю променя через малу (менше 1 мм) довжину резонатора.

§ 4. Випромінювальні процеси у твердих тілах

Найбільший інтерес для оптоелектроніки являють твердотільні джерела випромінювання, що можуть ефективно інтегрувати з іншими оптоелектронними елементами (оптичними хвилями, фотодетекторами, елементами керування та ін.).

Розрізняють два види електролюмінесценції твердих тіл: інжекційну і допробійну.

Допробійна електролюмінесценція. Це явище спостерігається в *кристалофосфорах* – напівпровідниках із широкою забороненою зоною, в які вводяться домішки (*активатори*), що виконують роль центрів випромінювання. Як основний матеріал зазвичай використовують сульфід (ZnS) і селенід цинку (ZnSe). Як активатор використовують мідь (Cu), марганець (Mn), срібло (Ag), золото (Au), ртуть (Hg), тербій (Tb), ербій (Er), тулій (Tm) та ін. Крім активаторів, у ZnS вводяться *співактиватори*, які самі не викликають світіння, але впливають на дію активатора. Це алюміній (Al), хлор (Cl) та ін. Існують домішки, наявність яких у ZnS небажана, оскільки вони формують центри, через які носії заряду рекомбінують безвипромінювально – це залізо (Fe), кобальт (Co), нікель (Ni) та ін.

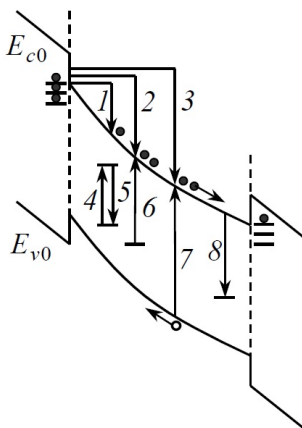


Рис. 4.1. Зонна діаграма і переходи електронів в ізолюваному зерні або плівці люмінофора, що знаходяться між двома діелектричними шарами

Розглянемо процеси, що відбуваються в тонкій плівці люмінофора. На рис. 4.1 показана зонна діаграма структури, що

складається з шару напівпровідника між двома діелектриками, розміщеної у зовнішньому електричному полі. Полярність прикладеної напруги від'ємна на лівій стороні плівки. Електрони з поверхневих рівнів на лівій грані плівки потрапляють у напівпровідник, де прискорюються полем. Накопичивши енергію, електрон віддає її іншому електрону, викликаючи внутрішньоцентровий перехід (процеси 1 і 4), іонізуючи центр світіння (переходи 2 і 6) або атом основної речовини (переходи 3 і 7). Утворені вільні електрони накопичуються біля правої межі плівки, дірки – біля лівої. Після зміни полярності напруги носії повертаються в об'єм плівки, при цьому електрони захоплюються центрами світіння (перехід 8) або рекомбінують із дірками у валентній зоні (зворотний перехід 7), викликаючи світіння плівки. Одночасно біля правої межі плівки відбуваються описані вище процеси іонізації. Коли поле знову змінить полярність, рекомбінація буде відбуватися біля правої межі плівки, а іонізація – біля лівої. Таким чином, за один період напруги формуються два стрибки інтенсивності випромінювання, що називаються *хвилями яскравості*, тобто при частоті збуджуючої напруги f світло буде пульсувати з частотою $2f$.

Спектр випромінювання визначається складом люмінофора, типом активатора і співактиватора. У ZnS вдається отримати випромінювання в діапазоні від 450 нм (синє світіння) до 600 нм (помаранчеве світіння). Зміна вмісту міді дозволяє варіювати колір від синього до зеленого. Введення марганцю дозволяє отримувати жовте і жовто-помаранчеве світіння. При легуванні ZnS тулієм отримують блакитне світіння, тербієм – зелене, ербієм – червоне, празеодимом – біле.

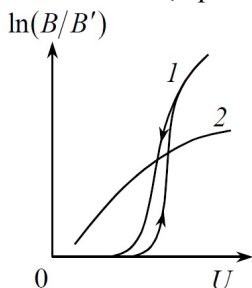


Рис. 4.2. Вольт-яскравісні характеристики пліткових (1) і порошкових (2) електролюмінесцентних випромінювачів

Вольт-яскравісні характеристики плівкових люмінофорів мають велику крутизну і яскраво виражену граничну напругу запалювання (рис. 4.2). У люмінофорах на основі ZnS:Mn спостерігається гістерезис у ділянці максимальної крутизни характеристики. Наявність петлі означає, що подібна структура здатна до запам'ятовування інформації.

В електричному відношенні подібна структура являє собою конденсатор. Тому випромінювачі, що працюють на змінній напрузі, називають *електролюмінесцентними конденсаторами*. Типічні напруги живлення 50 – 300 В, робоча частота 400 – 800 Гц.

Галузі застосування електролюмінесцентних випромінювачів: знакосинтезуючі індикатори, світлові шкали, екрани, табло, багатоколірні мнемосхеми, підсилювачі і перетворювачі зображення тощо.

Інжекційна люмінесценція в напівпровідниках. Інжекційна люмінесценція – це світіння тонкого шару напівпровідника поблизу p - n -переходу, ввімкненого в прямому напрямку. В її основі лежать інжекція неосновних носіїв заряду через p - n -перехід і наступна їх рекомбінація з основними носіями заряду.

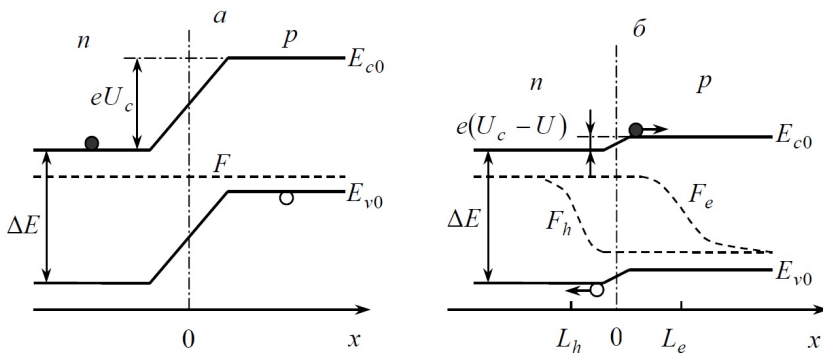


Рис. 4.3. Зонні діаграми p - n -переходу в стані термодинамічної рівноваги (а) і при прямому змщенні (б)

У рівноважних умовах електрони й дірки не можуть рекомбінувати одні з одними, Оскільки вони просторово розділені енергетичним бар'єром висотою eU_c , де e – заряд електрона; U_c – контактна різниця потенціалів. При ввімкненні

p – n -переходу в прямому напрямку полярність напруги протилежна полярності U_c . При цьому висота бар'єра зменшується до величини $e(U_c - U)$ (рис. 4.3). Якщо $e(U_c - U) \leq kT$, то енергії теплового руху виявляється достатньо для проникнення електронів у p -область структури, а дірок – в n -область. Отже, в основі інжекції лежить теплова дифузія електронів і дірок при зниженні потенціального бар'єра на p – n -переході.

Область напівпровідника, де відбувається основна частина актів рекомбінації, називається *активною областю*. Її межі визначаються дифузійними довжинами носіїв заряду L_e і L_h , а ширина зазвичай складає одиниці мікрометрів.

Ефективність випромінювальної рекомбінації залежить від виду дисперсійних кривих $E(\vec{p})$, що характеризують залежність енергії E від квазіімпульсу $\vec{p}$ в зоні провідності і валентній зоні даного напівпровідника. Якщо абсолютний мінімум $E_{c0} = E_c(\vec{p}_{e0})$ зони провідності і абсолютний максимум валентної зони $E_{v0} = E_v(\vec{p}_{h0})$ знаходяться в одній і тій же точці зони Брілюена, тобто $\vec{p}_{e0} = \vec{p}_{h0}$, напівпровідник називається *прямозонним*, в іншому випадку $\vec{p}_{e0} \neq \vec{p}_{h0}$ – *непрямо зонним* (рис. 4.4). До прямозонних належать такі матеріали, як GaAs, AlGaAs, InGaAsP та ін., до непрямозонних – Si, Ge, GaP та ін.

Правила відбору при оптичних переходах виражають закони зберігання енергії та імпульсу частинок у процесі рекомбінації. Квазіімпульс носіїв заряду в напівпровіднику обмежений значенням $\pi\hbar/a$, де a – постійна кристалічної ґратки. Імпульс же фотона дорівнює $2\pi\hbar/\lambda$, де λ – довжина хвилі випромінювання. Для AlGaAs-випромінювачів $a \approx 0,56$ нм, $\lambda \approx 0,85$ мкм. Видно, що порівняно з імпульсами електрона й дірки імпульс фотона малий і ним можна знехтувати. Тому при переході електрона з зони провідності у валентну зону з випусканням фотона імпульс електрона не повинен змінюватися. Такий перехід називається *прямим* (рис. 4.4, а). Оскільки носії заряду накопичуються в абсолютних екстремумах зон, ймовірність рекомбінації виявляється значною тільки в

прямозонних напівпровідниках, де екстремуми зон відповідають одному й тому ж значенню квазіімпульсу.

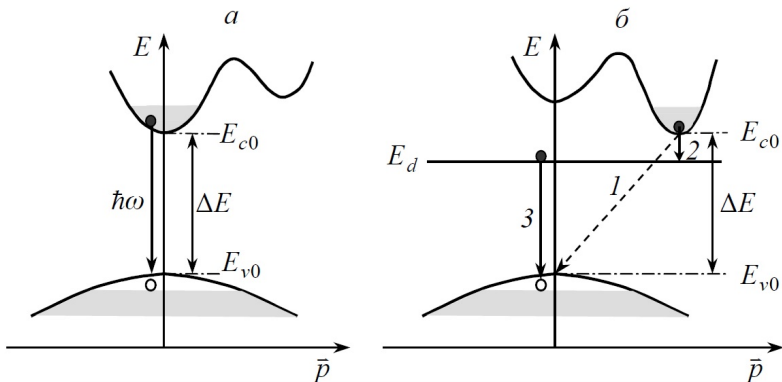


Рис. 4.4. Дисперсійні криві $E(\vec{p})$ і механізми випромінювальних переходів у прямозонних (а) і непрямозонних (б) напівпровідниках

У непрямозонному напівпровіднику перехід електрона з мінімуму зони провідності в максимум валентної зони (рис. 4.4, б, процес 1) заборонений правилом відбору за імпульсом. Тому, крім електрона, дірки й фотона, у процесі рекомбінації повинна брати участь четверта частинка, здатна компенсувати зміну імпульсу при переході. Роль такої частинки може виконати *фотон* – квант теплових коливань кристалічної ґратки напівпровідника. Однак процес, в якому беруть участь чотири або більше частинок, менш вірогідний, ніж рекомбінація електрона й дірки без участі фотона. Тому ефективність міжзонної випромінювальної рекомбінації в непрямозонних напівпровідниках на кілька порядків нижча, ніж у прямозонних.

Імовірність оптичних переходів можна підвищити, вводячи в напівпровідник домішки, які відіграють роль центрів випромінювання. Причина підвищення випромінювання полягає в наступному. При захопленні електрона із зони провідності на рівень домішки невизначеність його просторового положення Δx різко зменшується, оскільки електрон локалізується поблизу домішкового атома. Відповідно до співвідношень невизначеностей Гейзенберга $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$, такою ж мірою зростає невизначеність імпульсу електрона Δp_x . У результаті значення

імпульсу електрона можуть захоплювати точку, де знаходиться вершина валентної зони. Отже, з'являється можливість прямого переходу електрона з рівня домішки E_d у валентну зону, при якому правило відбору за імпульсом легко виконується.

Випромінювання в гетероструктурах. Ми розглянули інжекційну люмінесценцію в структурах із *гомопереходом*, тобто з p - n -переходом в однорідному напівпровіднику. Додаткові можливості відкривають структури, в яких формується контакт між напівпровідниками з різною шириною забороненої зони. Перехід між двома різними напівпровідниками в одному й тому ж кристалі називається *гетеропереходом*, а структура з одним або більше гетеропереходами – *гетероструктурою*. Якщо напівпровідники мають однаковий тип провідності, гетероперехід називається *ізотипним*, якщо різний – *анізотипним*. Тип провідності речовини з більшою шириною забороненої зони позначають великими літерами N або P , з меншою – малими n або p . Гетероперехід називається *різким*, якщо його ширина дорівнює кільком міжатомним відстаням, і *плавним*, якщо його ширина більше дифузійної довжини неосновних носіїв заряду.

Для отримання якісних гетеропереходів необхідні речовини з мінімальною різницею в постійних кристалічної ґратки, оскільки навіть невеликі відмінності в них призводять до утворення дефектів і до погіршення характеристик гетероперехода. На межі 1960 – 1970-х років Ж.І. Алфьоров зі співробітниками отримав близькі до ідеальних гетероструктури в системі GaAs-AlGaAs.

Розглянемо властивості анізотипного N - p -гетероперехода (рис. 4.5). При побудові енергетичної діаграми вихідними є розриви зон ΔE_c і ΔE_v і постійність рівня Фермі по всій структурі. Як видно з діаграми, потенціальні бар'єри для електронів і дірок на N - p -гетеропереході різні, у той час як на звичайному p - n -переході вони однакові (рис. 4.3). Це означає, що в гетероструктурі повинна спостерігатися одностороння інжекція електронів із широкозонного N -шару у вузькозонний p -шар.

Розглянемо ще одне явище, назване Ж.І. Алфьоровим суперінжекцією. При прямому зміщенні дно зони провідності у

вузькозонному шарі може виявитися нижче, ніж у широкозонному. Положення ж квазірівня Фермі для електронів відносно дна зони провідності поблизу переходу у вузькозонному шарі виявиться вище, ніж у широкозонному (рис. 4.5). Це означає, що концентрація електронів тут більша, ніж в емітері. Даний ефект і отримав назву суперінжекції. Суперінжекція сприяє отриманню інверсії заселеності в інжекційних лазерах. Завдяки їй досягається *динамічне виродження* носіїв в активній області лазера при їх інжекції з невинродженого (слаболегованого) емітера.

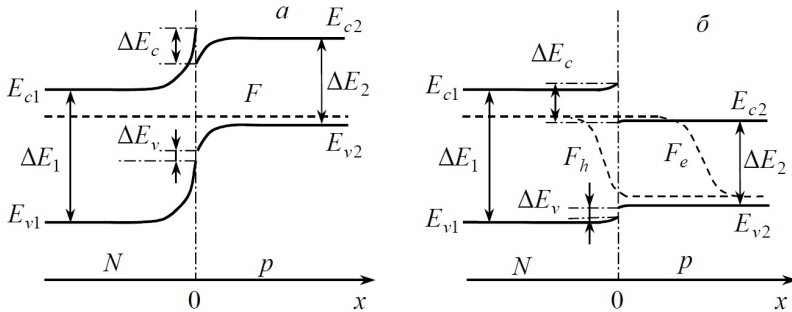


Рис. 4.5. Енергетична діаграма різкого N - p -гетеропереходу в стані термодинамічної рівноваги (а) і при прямому змщенні (б)

Товщину області, де відбувається рекомбінація, можна обмежити, якщо на деякій відстані від інжектуючого переходу розмістити ізотипний гетероперехід і тим самим створити потенціальний бар'єр, що перешкоджає дифузійному розтіканню носіїв. Запобігання витоку носіїв з активної області за допомогою потенціальних бар'єрів називається *електронним обмеженням*. Для утримання носіїв висота бар'єра ΔE_c повинна бути більше kT .

Якщо ізотипний гетероперехід розташований поблизу звичайного p - n -переходу, то ми маємо справу з *односторонньою гетероструктурою* (ОГС). *Двостороння гетероструктура* (ДГС) отримується при заміні p - n -гомопереходу на N - p -гетероперехід (рис. 4.6). У ДГС вузькозонний активний шар з обох сторін замкнений між широкозонними емітерами. Розрив у зоні провідності на p - P -гетеропереході створює потенціальний бар'єр для електронів, а розрив валентної зони на

N - p -гетеропереходи разом із частиною контактної різниці потенціалів створює аналогічний бар'єр для дірок. Таким чином, в ДГС має місце обмеження не тільки неосновних, але й основних носіїв заряду.

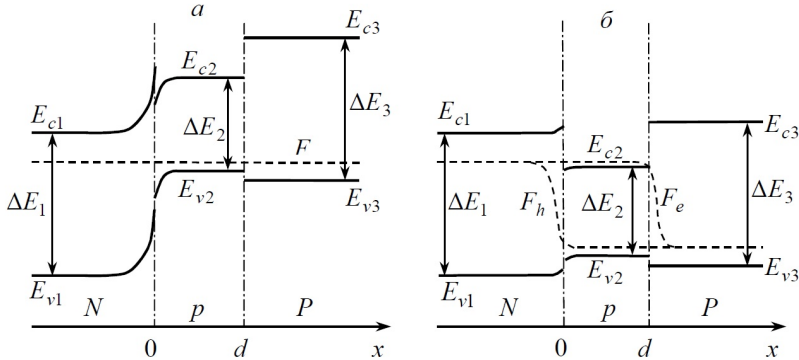


Рис. 4.6. Енергетична діаграма двосторонньої N - p - P -гетероструктури в стані термодинамічної рівноваги (а) і при прямому змщенні (б)

Оскільки показник заломлення вузькозонного матеріалу вище, ніж широкозонного, частина променів всередині активного шару зазнає повного внутрішнього відбивання на гетеромежах. Це явище називають *ефектом оптичного обмеження*. Крім того, обидва емітери ДГС прозорі для випромінювання генерованого в активному шарі.

Перші джерела випромінювання на основі інжекційної люмінесценції (світлодіоди) з'явилися в 1960-х роках. Перевагами світлодіодів є простота модуляції, висока швидкість, малі напруги живлення, надійність, мініатюрність. За призначенням розрізняють світлодіоди для оптичних систем передачі інформації, індикаторні світлодіоди, світлодіоди високої потужності та ін.

Довжина хвилі випромінювання світлодіода визначається шириною забороненої зони напівпровідника і легуючими домішками. Розроблено світлодіоди, що випромінюють у діапазоні від інфрачервоної до фіолетової частини спектра. Ват-амперна характеристика світлодіода близька до лінійної в широкому діапазоні рівнів інжекції, за винятком областей дуже малих і дуже великих струмів.

§ 5. Джерела випромінювання в когерентній оптоелектроніці

Суперлюмінесцентні випромінювачі й оптичні квантові підсилювачі. Якщо середовище знаходиться в стані інверсної заселеності, то речовина підсилює власне спонтанне випромінювання. Цей процес назвали суперлюмінесценцією. Напівпровідникові *суперлюмінесцентні діоди* (СЛД) за своїми властивостями займають проміжне положення між світлодіодами та інжекційними лазерами. На відміну від лазерів, ці джерела працюють у допороговому режимі, коли коефіцієнт підсилення середовища g більше коефіцієнта внутрішніх втрат α_i , але менше коефіцієнта повних втрат $\alpha_i + (1/2L)\ln(1/R_1R_2)$.

Відомо, що інформаційні операції над оптичними потоками зручніше проводити при помірній потужності випромінювання. Якщо необхідно отримати потужний сигнал, вдаються до його підсилення. Для цього використовують *оптичні квантові підсилювачі* (ОКП), дія яких базується на використанні вимушеного випромінювання (рис. 5.1).

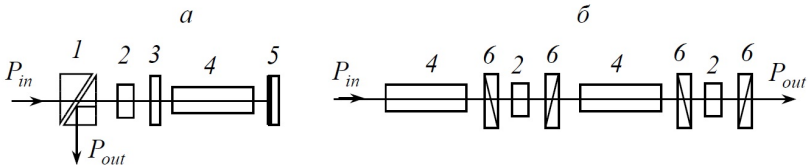


Рис. 5.1. Схеми оптичних квантових підсилювачів:

а – дзеркального; *б* – двокаскадного біжучої хвилі;

1 – призма Глана; 2 – комірка Фарадея; 3 – частково відбиваюче дзеркало; 4 – активна речовина; 5 – дзеркало; 6 – поляризатор

У системах передачі інформації через оптичне волокно використовуються напівпровідникові квантові підсилювачі, схожі за структурою на інжекційні лазери. Виникнення генерації в них запобігається шляхом нанесення просвітлюючих покриттів на торцеві грані кристала. Ширина смуги підсилювача біжучої хвилі практично збігається зі спектральною смугою підсилення його активної речовини.

Інжекційні лазери. Резонатор в інжекційному лазері (ІЛ) формується шляхом сколювання кристала по площинах

спайності перпендикулярно p - n -переходу. Утворені дзеркальні грані характеризуються френелівським коефіцієнтом відбивання:

$$R = \left(\frac{\bar{n} - \bar{n}_0}{\bar{n} + \bar{n}_0} \right)^2, \quad (5.1)$$

де $\bar{n}$ і $\bar{n}_0$ – показники заломлення напівпровідника і навколишнього середовища. При $\bar{n} = 3,5$ і $\bar{n}_0 = 1$ величина $R \approx 31\%$. Довжина резонатора ІЛ дуже мала (~ 300 мкм). Корисні втрати при цьому досить великі. Проте амплітудна умова генерації виконується, оскільки коефіцієнт підсилення в напівпровідниках досягає $10^5 - 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Найважливішими перевагами ІЛ є: можливість прямої ширококутної модуляції випромінювання шляхом модуляції струму накачування; високий ККД; малі розміри, що дозволяють інтегрувати лазери в монолітні інтегральні схеми; низьковольтне живлення та ін.

Вигляд ват-амперної характеристики лазера зображений на рис. 5.2. Мінімальний струм, при якому виконується амплітудна умова генерації, називається *пороговим струмом* I_{th} .

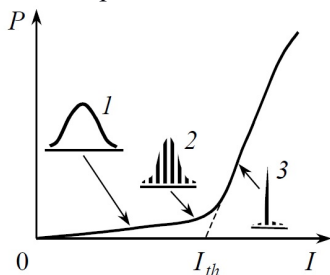


Рис. 5.2. Залежності потужності випромінювання від струму накачування:

1, 2, 3 – характер спектрів у режимах спонтанного випромінювання (1), суперлюмінесценції (2), лазерної генерації (3)

Амплітудно-частотна характеристика лазера має резонансний характер (рис. 5.3). Ефективність модуляції падає на частотах $\omega > \omega_r$, де ω_r – резонансна частота, що залежить від струму накачування. Якщо у квазістаціонарному режимі ($\omega \ll \omega_r$) у спектрі лазера присутня тільки одна поздовжня мода (рис. 5.3, точка А), то при модуляції з високими частотами ($\omega \leq \omega_r$) випромінювання стає багатомодовим (точка В). Розширення спектра при ВЧ-модуляції погіршує умови передачі світлових сигналів по оптичному волокну. Збереження

одномодового спектра в режимі модуляції забезпечують РБВ- (розподілені бреггівські відбивачі) і РЗЗ-лазери (розподілений зворотний зв'язок), які називають *динамічно одномодовими лазерами*.

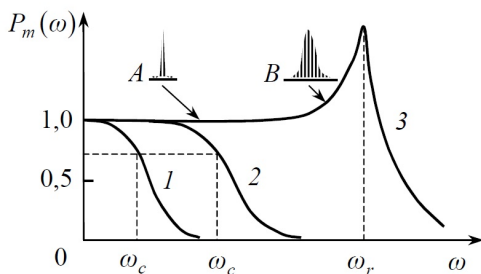


Рис. 5.3. Амплітудно-частотні характеристики світлодіода (1), суперлюмінесцентного випромінювача (2) та інжекційного лазера (3)

РБВ- і РЗЗ-лазери. При інтегруванні ІЛ в пасивний оптичний хвильовід виникають труднощі, пов'язані з погіршенням зворотного зв'язку від грані, що приводиться в оптичний контакт з хвильоводом. Відповідно до формули (5.1), коефіцієнт відбивання грані різко зменшується через близькість показників заломлення лазера і пасивного хвильовода, що призводить до збільшення втрат у резонаторі лазера.

Кардинальне розв'язання проблеми полягає в переході до лазерів із *розподіленими бреггівськими відбивачами* (РБВ) і лазерів із *розподіленим зворотним зв'язком* (РЗЗ).

РБВ-лазер складається з активної області, в яку інjektуються електрони, і двох відрізків пасивного хвильовода, верхні поверхні яких гофровані з періодом Λ (рис. 5.4 і 5.5). Будемо вважати, що відбивання на торцях структури відсутнє. Умови поширення світла в структурі визначаються оптичною товщиною хвильовода $\bar{n}d$, де $\bar{n}$ – показник заломлення, а d – її геометрична товщина. Тому варіація d еквівалентна варіації показника заломлення $\bar{n}$.

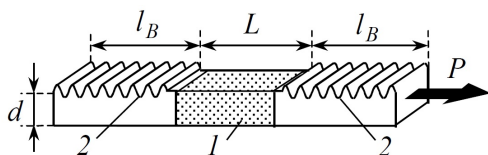


Рис. 5.4. Схема РБВ-лазера:
1 – активна область;
2 – розподілені бреггівські відбивачі

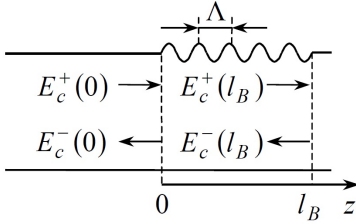


Рис. 5.5. До розрахунку коефіцієнта відбивання бреггівської ґратки

Задамо показник заломлення на гофрованій ділянці у вигляді

$$\bar{n}^2(z) = \bar{n}^2 + \delta\bar{n}^2(z); \quad (5.2)$$

$$\delta\bar{n}(z) = \Delta\bar{n} \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right). \quad (5.3)$$

Світлове поле у хвилеводі зобразимо як суперпозицію двох пов'язаних хвиль, що біжать назустріч одна одній. Диференціальні рівняння для комплексних амплітуд цих хвиль мають такий вигляд:

$$-\frac{dE_c^+}{dz} - \left[\frac{\alpha_0}{2} + i(k - k_B) \right] E_c^+ = i\chi E_c^-; \quad (5.4)$$

$$\frac{dE_c^-}{dz} - \left[\frac{\alpha_0}{2} + i(k - k_B) \right] E_c^- = i\chi E_c^+. \quad (5.5)$$

Тут α_0 – коефіцієнт оптичних втрат у хвилеводі; $k = 2\pi\bar{n}/\lambda$; $k_B = 2\pi/\lambda_B$; $\lambda_B = 2\Lambda/m$ – бреггівська довжина хвилі для відбивання m -го порядку на гофрі; $\chi = \pi\Delta\bar{n}/\lambda$ – коефіцієнт зв'язку між зустрічними хвилями; λ – довжина хвилі випромінювання у вакуумі.

Зв'язок між зустрічними хвилями знаходиться з розв'язання рівнянь (5.4), (5.5) і граничної умови

$$E_c^-(l_B) = 0, \quad (5.6)$$

де l_B – довжина гофрованої ділянки. Визначимо комплексний коефіцієнт відбивання хвилі від гофрованої ділянки як відношення:

$$r = \frac{E_c^-(0)}{E_c^+(0)} = |r|e^{i\Delta\varphi}, \quad (5.7)$$

де φ – зміна фази хвилі при відбиванні. На основі системи (5.4), (5.5), умови (5.6) і формули (5.7) можна показати, що

$$r = \frac{i\chi \cdot th(\gamma l_B)}{\gamma + \xi \cdot th(\gamma l_B)}, \quad (5.8)$$

$$\text{де } \gamma = \sqrt{\chi^2 + \xi^2}, \quad \xi = \frac{\alpha_0}{2} + i(k - k_B). \quad (5.9)$$

Залежності величин $R = |r|^2$ і $\Delta\varphi$ від довжини хвилі зображені на рис. 5.6. Видно, що коефіцієнт відбивання максимальний на бреггівській довжині хвилі, де зсув фази дорівнює $\pi/2$.

Припустимо, що обидва бреггівські відбивачі мають ідентичні параметри. Тоді умова генерації запишеться наступним чином:

$$C^4 R^2 e^{-i(2\Delta\varphi + 2kL) + (\Gamma g - \alpha_i)L} = 1. \quad (5.10)$$

Тут C – коефіцієнт зв'язку полів на межі з активною областю; L – довжина активної області; Γ – коефіцієнт оптичного обмеження; g і α_i – коефіцієнти підсилення і втрат в активній області. Розділяючи дійсну і уявну частини (5.10), отримуємо амплітудну і фазову умови генерації для РБВ-лазера:

$$g = \frac{1}{\Gamma} \left(\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{C^4 R^3} \right), \quad (5.11)$$

$$\Delta\varphi = -kL + q\pi. \quad (5.12)$$

Для зручності скористаємося наступними позначеннями:

$$x = (k - k_B)l_B; \quad a = \frac{L}{l_B}; \quad b = k_B L. \quad (5.13)$$

З урахуванням цих позначень фазова умова (5.12) запишеться так:

$$\Delta\varphi = -ax - b + q\pi. \quad (5.14)$$

Зобразимо залежності $R(x)$ і $\Delta\varphi(x)$ на одному графіку (рис. 5.7, а). За точками перетину кривої $\Delta\varphi(x)$ і сімейства прямих, що задаються правою частиною рівняння (5.14) при різних q , знаходимо довжини хвиль, що відповідають модам резонатора з РБВ:

$$\lambda_q = 2\bar{n} \left(\frac{x_q}{\pi l_B} + \frac{m}{\Lambda} \right)^{-1}. \quad (5.15)$$

Потім знаходимо значення $R(x)$ у точках $x = x_q$ і за амплітудною умовою генерації (5.11) розраховуємо порогові

коефіцієнти підсилення g_q для мод. Лазер буде генерувати на тій моді, для якої величина порогового підсилення g_q виявиться найменшою (рис. 5.7, б)

Таким чином, РБВ-лазер генерує на одній моді поблизу бреггівської довжини хвилі $\lambda_B = 2\Lambda/m$. Генерація може бути налаштована на бреггівську довжину хвилі підбором L або іншими способами, впливаючими на зсув фаз при відбиванні від гофрованої ділянки.

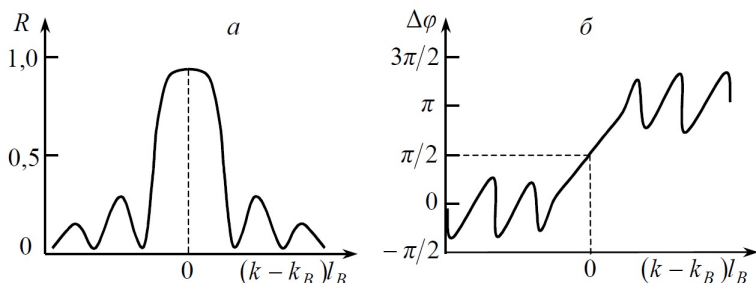


Рис. 5.6. Залежності коефіцієнта відбивання (а) і зсуву фази на бреггівській ґратці (б) від довжини хвилі

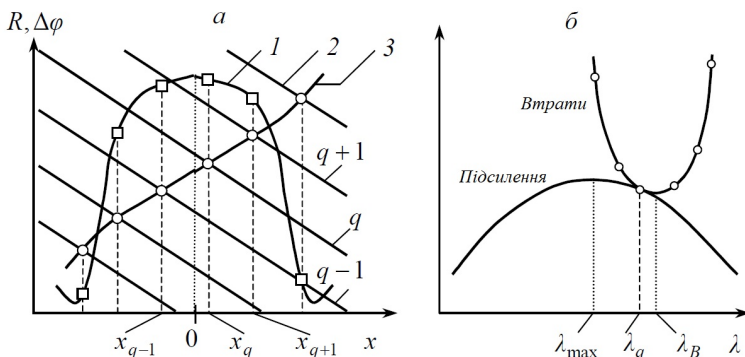


Рис. 5.7. До визначення власних мод резонатора з розподіленими бреггівськими відбивачами (а) і довжини хвилі генерації лазера з РБВ (б): 1 – коефіцієнт відбивання бреггівської ґратки R ; 2 – зсув фази при відбиванні від ґратки $\Delta\varphi$; 3 – функція $(-ax - b + q\pi)$

На відміну від лазера з РБВ, в РЗЗ-лазері ґратка формується в активному хвилеводі. У РЗЗ-лазері моди з одним і

тим же підсиленням розташовані симетрично по обидва боки від λ_B . При цьому генерація на бреггівській довжині хвилі заборонена, але є умови для одночасної генерації двох мод зліва і праворуч від λ_B , що може спричинити нестабільність випромінювання. Для внесення асиметрії в спектр мод застосовуються різні способи, зокрема створення гофри з просторовим зсувом фаз $\pi/2$ в центрі ґратки.

Зазначимо, що лазери з РБВ і РЗЗ забезпечують можливість виведення випромінювання як у площині хвилеводу, так і через його поверхню.

Твердотільні мікролазери. Основним способом збудження твердотільних середовищ є оптичне накачування. Генерацію отримують на внутрішньоцентрових переходах в іонах домішок (активаторів), що вводяться в прозору кристалічну або скляну матрицю. Особливістю цих іонів є наявність частково незаповнених внутрішніх електронних оболонок. На переходах між енергетичними рівнями цих оболонок і отримують лазерну генерацію.

У системах накачування твердотільних лазерів зазвичай використовують лампи надвисокого тиску та йодні лампи розжарювання. Світлодіодні системи накачування дозволяють підвищити ККД лазера за рахунок звуження спектра збуджуючого випромінювання і зменшити розміри активного елемента до декількох міліметрів. Накачування твердотільних лазерів здійснюється також за допомогою напівпровідникових інжекційних лазерів на основі AlGaAs, InGaAsP та ін.

При переході до мікролазерів необхідно суттєво підвищити коефіцієнт підсилення активної речовини. Для цього потрібно збільшити концентрацію активних центрів у матриці. Однак висока концентрація активатора призводить до скорочення часу життя частинок на верхньому лазерному рівні, що ускладнює отримання інверсії. Перспективним виявився перехід від нестехіометричних лазерів, в яких іони вводяться в матрицю у вигляді домішки, до стехіометричних, де активні іони входять до складу елементарних комірок основної речовини. Високий коефіцієнт підсилення дозволяє зменшити довжину активного елемента до сотень мікромметрів, поперечні розміри до десятків мікромметрів, а порогову потужність накачування до 1 мВт і

менше, що дозволяє створювати тонкоплівкові лазери для інтегральної оптоелектроніки.

Перевагою твердотільних мікролазерів є їх висока температурна стабільність і радіаційна стійкість. ККД твердотільних лазерів невисокий (одиниці відсотків) через подвійне перетворення енергії при накачуванні.

Лазери на активованих оптичних волокнах. Появу першого волоконного лазера відносять до 1973 року. Характерними особливостями волоконних лазерів є стабільна модова структура випромінювання, сумісність з іншими волоконно-оптичними елементами, теоретично необмежена довжина активного середовища.

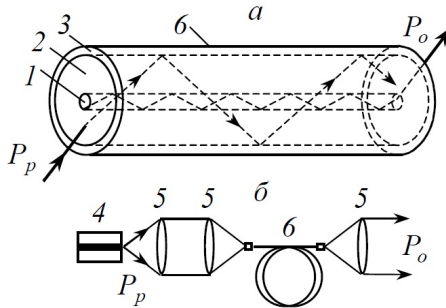


Рис. 5.8. Лазер на оптичному волокні з накачуванням через оболонку: а – схема накачування; б – схема лазера; 1 – серцевина; 2 – внутрішня скляна оболонка; 3 – зовнішня полімерна оболонка; 4 – інжекційний лазер; 5 – лінзи; 6 – оптичне волокно; P_p і P_o – випромінювання накачування і вихідне лазерне випромінювання

У перших лазерах використовувалися кристалічні волокна, проте через труднощі вирощування кристалів вони не набули значного поширення. Основна увага зосереджена на скляних волокнах, що виготовляються стандартними для волоконної оптики методами. Такі волокна накачуються з торця одномодовими інжекційними лазерами. Однак торцеве накачування не дозволяє ефективно збуджувати волокно по всій довжині, що обмежує потужність лазера. Наприкінці 1980-х років розроблені волоконні лазери із накачуванням з оболонки (рис. 5.8). Випромінювання накачування поглинається при

багаторазових перетинах серцевини світлом, відбитим від межі поділу внутрішньої і зовнішньої оболонок, що забезпечує накачування по всій довжині волокна. Дзеркала резонатора формуються шляхом полірування торців волокна. Діаметр серцевини становить майже 8 мкм, діаметр внутрішньої оболонки – майже 300 мкм. У 1997 р. працівники фірми Polaroid Согр. отримали на одномодовому волокні, легovanому ербієм, випромінювання на довжині хвилі 1,1 мкм з потужністю 35 Вт і диференційною ефективністю 65%.

§ 6. Методи приймання оптичного випромінювання

За принципом реєстрації та первинної обробки інформації, що міститься в оптичному сигналі, розрізняють два методи приймання оптичного випромінювання: метод прямого фотодетектування і метод фотозмішування (когерентне приймання випромінювання).

Пряме фотодетектування. Метод *прямого фотодетектування* полягає у вимірюванні фотоструму або в підрахунку кількості імпульсів на виході фотодетектора, що викликаються попаданням на нього реєстрованого потоку фотонів. Відповідно до цього розрізняють два режими прямого фотодетектування: *струмовий режим* і *режим рахунку фотонів*.

Запишемо напруженість електричного поля світлової хвилі на чутливому майданчику фотодетектора:

$$E = E_0 e^{-i(\omega t + \varphi_0)}, \quad (6.1)$$

де E_0 , ω і φ_0 – амплітуда, частота і початкова фаза поля. Тоді середня потужність, яка надходить на фотодетектор, буде дорівнювати:

$$P = \nu A \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2} E E^*. \quad (6.2)$$

Тут ν – швидкість світла в середовищі; ε – діелектрична проникність середовища; ε_0 – діелектрична постійна; A – площа фотодетектора. Величина фотоструму пов'язана з падаючою світловою потужністю

$$I = \frac{\eta e}{\hbar \omega} P. \quad (6.3)$$

Тут e – заряд електрона; η – *квантовий вихід фотодетектора*, визначається як відношення числа вільних носіїв заряду (або пар носіїв), створених світлом у фоточутливому шарі фотодетектора, до числа квантів випромінювання, що надійшли на фотодетектор за той же час. З огляду на (6.1) і (6.2), отримуємо:

$$I = \frac{\nu A \varepsilon \varepsilon_0 \eta e}{2 \hbar \omega} E_0^2. \quad (6.4)$$

Отже, при прямому фотодетектуванні корисний сигнал на виході фотодетектора пропорційний квадрату амплітуди

світлової хвилі і не несе ніякої інформації про її частоту і початкову фазу.

Метод рахунку фотонів. У методі рахунку фотонів реєструються імпульси напруги, що відповідають поглинанню фотодетектором окремих квантів випромінювання.

Нехай як фотодетектор використовується фотоелектронний помножувач (ФЕП). Типовий ФЕП є вакуумною колбою, в якій знаходяться фотокатод, фокусуючий електрод, система помножуючих електродів (динодів) і анод (рис. 6.1, а).

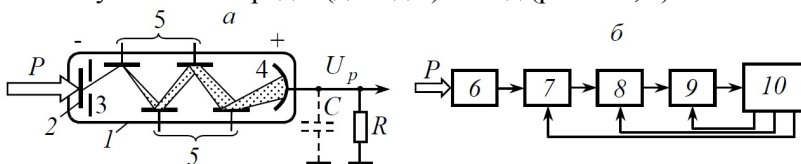


Рис. 6.1. Принцип побудови лічильника фотонів:

а – формування одноелектронних імпульсів в ФЕП; б – схема лічильника фотонів; 1 – вакуумна колба; 2 – фотокатод; 3 – фокусуюча система; 4 – анод; 5 – динодна система; 6 – фотодетектор; 7 – підсилювач; 8 – амплітудний дискримінатор; 9 – лічильник імпульсів; 10 – комп'ютер

Електрон, звільнений світлом із фотокатода, прискорюється електричним полем і вибиває з першого динода один або кілька вторинних електронів. Процес повторюється на наступних динодах і на анод надходить лавина електронів. Кількість електронів у лавині визначається *коефіцієнтом внутрішнього підсилення ФЕП* (типові значення $10^5 - 10^8$). Електрони заряджають розподілену вихідну ємність помножувача C ($\sim 4 - 20$ пФ). Якщо ємність встигає розрядитися через навантаження R до приходу наступної лавини, на навантаженні формуються імпульси напруги, що відповідають поглинанню окремих квантів випромінювання. Такі імпульси називають *одноелектронними*. Оскільки лавинне помноження має випадкову природу, коефіцієнт підсилення і амплітуда імпульсів також зазнають деякого розкиду (рис. 6.2, крива 1).

Імпульси напруги на виході ФЕП виникають також в результаті теплової емісії електронів з фотокатода і динодів ФЕП, автоелектронної емісії, вибивання електронів іонами,

космічними частинками і т. д. Амплітудний розподіл шумових імпульсів відрізняється від розподілу сигнальних імпульсів (рис. 6.2, крива 2). Амплітудний дискримінатор перетворює вихідні імпульси, амплітуда яких перевищує заданий поріг, в сигнали логічного рівня, які потім надходять на лічильник імпульсів (рис. 6.1). Встановлюючи певний поріг спрацювання дискримінатора, можна подавити частину шумових імпульсів, що виникають поза фотокатодом.

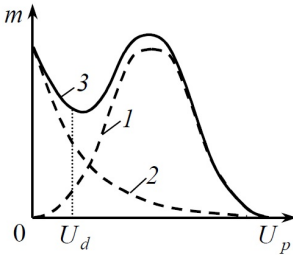


Рис. 6.2. Амплітудний розподіл імпульсів на виході ФЕП у режимі рахунку фотонів: 1 – сигнальні імпульси; 2 – темнові імпульси; 3 – сумарний розподіл; U_d – поріг амплітудного дискримінатора

Якщо частота проходження імпульсів $m > 1/RC$, то можливе їх перекриття в часі. При $m < 1/RC$ перекриття немає і ймовірність реєстрації m імпульсів в одиницю часу підпорядковується закону Пуассона:

$$p(m, \bar{m}) = \frac{\bar{m}^m}{m!} e^{-\bar{m}}, \quad (6.4)$$

де середнє число реєстрованих імпульсів дорівнює

$$\bar{m} = \frac{\eta}{\hbar\omega} P. \quad (6.5)$$

Нехай для надійної реєстрації сигналу в суміші сигнал+шум повинно міститися не менше m_0 сигнальних імпульсів. Тоді

$$p(m \geq m_0, \bar{m}_0) = \sum_{m=m_0}^{\infty} \frac{\bar{m}_0^m}{m!} e^{-\bar{m}_0}. \quad (6.7)$$

Розглядаючи (6.7) як рівняння відносно $\bar{m}_0$, за заданими p та m_0 можна визначити $\bar{m}_0$, що відповідає мінімальному потоку P_0 , який може бути зареєстрований даним методом. Підставляючи це значення $\bar{m}_0$ в (6.6), для порогового потоку P_0 отримуємо:

$$P_0 = \frac{\hbar\omega}{\eta} \overline{m}_0. \quad (6.8)$$

Оскільки ймовірність накладання одного імпульсу на інший збільшується зі збільшенням потужності випромінювання, що приймається, метод рахунку фотонів придатний для прийняття тільки слабких світлових потоків.

Когерентне приймання випромінювання. У цьому методі досліджуване оптичне випромінювання змішується на фотодетекторі з випромінюванням від опорного джерела (лазера) (рис. 6.3). Нехай напруженості електричних полів прийнятої і опорної світлових хвиль дорівнюють:

$$E = E_0 e^{-i(\omega t + \varphi_0)}; \quad E_l = E_{l0} e^{-i(\omega_l t + \varphi_{l0})}. \quad (6.9)$$

Якщо поляризації і хвильові фронти полів збігаються, то

$$I = \frac{\eta e}{\hbar\omega} \cdot \nu A \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2} (E + E_l)(E^* + E_l^*). \quad (6.10)$$

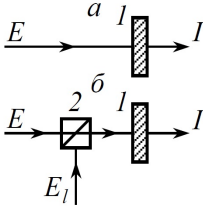


Рис. 6.3. Схеми приймання випромінювання в методах прямого фотодетектування (а) і фотозмішування (б): 1 – фотодетектор; 2 – дільник світла (оптичний змішувач)

Розкриваючи дужки і підставляючи E і E_l в явному вигляді, отримуємо:

$$I = \frac{\nu A \varepsilon\varepsilon_0 \eta e}{2\hbar\omega} \{E_0^2 + E_{l0}^2 + 2E_0 E_{l0} \cos[(\omega - \omega_l)t + \varphi_0 - \varphi_{l0}]\}. \quad (6.11)$$

Використовуючи співвідношення (6.2), можна записати:

$$E_0^2 = \frac{2}{\nu A \varepsilon\varepsilon_0} P; \quad E_{l0}^2 = \frac{2}{\nu A \varepsilon\varepsilon_0} P_l; \quad (6.12)$$

$$I = \frac{\eta e}{\hbar\omega} \{P + P_l + 2\sqrt{PP_l} \cos[(\omega - \omega_l)t + \varphi_0 - \varphi_{l0}]\}. \quad (6.13)$$

Таким чином, вихідний струм фотодетектора містить постійні складові, зумовлені прямим фотодетектуванням досліджуваного і опорного полів, а також складову на різницевій частоті $(\omega - \omega_l)$. Оскільки амплітуда фотоструму на різницевій частоті залежить від потужності опорного випромінювання,

існує можливість "підсилення" слабого корисного сигналу за рахунок потужного опорного випромінювання. Крім того, у фотострумі зберігається інформація про частоту і фазу прийнятої світлової хвилі. Третьою особливістю є перенесення інформації про частоту й фазу прийнятого випромінювання з оптичної області (ω) в область радіочастот ($\omega - \omega_l$). Це дозволяє здійснювати спектральний аналіз полів із недоступною для звичайної оптики роздільною здатністю аж до часток герца на рівні оптичної несучої $\sim 5 \cdot 10^{14}$ Гц.

Режим фотозмішування, при якому $\omega_l \neq \omega$, називається *оптичним гетеродинуванням*, а при $\omega_l = \omega$ — *оптичним гомодинуванням*. Термін *когерентне приймання випромінювання* означає, що інформацію про частоту і фазу можна отримувати тільки при взаємній когерентності досліджуваного і опорного полів. Тому практична реалізація когерентного приймання стала можливою тільки з появою лазерів.

Припустимо тепер, що кут між фронтами взаємодіючих хвиль дорівнює θ (рис. 6.4). Для того, щоб складові фотоструму від елементарних ділянок фотоповерхні dz не загасили один одного, необхідно щоб неузгодженість фаз двох хвиль у точках 0 і $z = a$ (a — розмір площадки по осі z) не перевищувала 2π , тобто

$$\delta l = a \sin \theta \approx a\theta < \lambda. \quad (6.14)$$

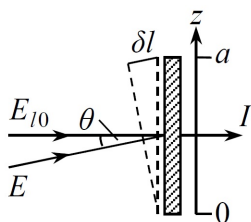


Рис. 6.4. Оцінювання граничнодопустимого кута неузгодженості для плоских хвиль при фотозмішуванні

Звідси випливає, що граничнодопустимий кут неузгодженості між хвильовими фронтами становить:

$$\theta < \frac{\lambda}{a}. \quad (6.15)$$

Якщо вважати $\lambda = 0,63$ мкм (He-Ne-лазер) і $a = 200$ мкм (фотодіод ЛФД-2), то кут неузгодженості повинен бути менше 11 кутових хвилин.

Класифікація приймачів оптичного випромінювання.
За видом енергії, в яку перетворюється оптичне

випромінювання, фотодетектори поділяються на *теплові*, *фотонні* і *фотохімічні*.

У теплових приймачах оптична енергія спочатку перетворюється в теплову, а потім відбувається температурна зміна параметрів приймача. До них належать: *термоелементи*; *болометри*; *піроелектричні*; *оптоакустичні* та інші приймачі.

Дія фотонних приймачів базується на безпосередній зміні їх електричних властивостей під дією світла. Фотонні приймачі поділяються на: *фотоелектронні*, в основі роботи яких лежить явище *зовнішнього фото ефекту*, і *фотоелектричні*, які використовують явище *внутрішнього фото ефекту* в напівпровідниках.

До фотоелектронних приймачів належать *фотоелементи*, *фотоелектронні помножувачі*, *електронно-оптичні перетворювачі*, *передавальні телевізійні трубки* різних типів. Зважаючи на наявність вакуумованого об'єму, великих розмірів і високовольного живлення, вони становлять менший інтерес для оптоелектроніки, ніж монолітні твердотільні фотодетектори.

Внутрішній фото ефект проявляється у двох формах: *ефект фотопровідності* (зміна опору фотодетектора під дією світла) і *фотогальванічний ефект* (виникнення фотоерс у структурах із внутрішніми потенціальними бар'єрами).

У фотохімічних приймачах (*фотопластинка*, *око людини*) енергія випромінювання викликає хімічні процеси, за результатами яких судять про інтенсивність падаючого світлового потоку.

Шуми при фотодетектуванні. До фундаментальних (постійних) видів шумів належать теплові й дробові шуми.

Тепловий шум називається також *джонсонівським шумом* або *шумом Найквіста*, зумовлений хаотичним тепловим рухом носіїв заряду, у результаті чого на кінцях будь-якого омичного опору виникає напруга, середньоквадратичне значення якої визначається *формулою Найквіста*:

$$U_n^T = \sqrt{4kT\Delta f R_i} . \quad (6.16)$$

Тут Δf – ширина смуги реєстрованих частот; R_i – внутрішній опір фотодетектора. Спектр теплового шуму рівномірний (білий) до частот порядку 100 ГГц.

Дробовий шум (або *шум Шотткі*) зумовлений тим, що електричний струм є потоком дискретних заряджених частинок, що створює на навантаженні з опором R шумову напругу, середньоквадратичне значення якої задається формулою:

$$U_n^I = R\sqrt{2eI\Delta f}, \quad (6.17)$$

де I – середнє значення струму. Спектр цього шуму також рівномірний.

Фотонний шум. Оскільки світло можна зобразити у вигляді потоку дискретних частинок (фотонів), неминуче мають місце флуктуації кількості фотонів, що надходять на фотодетектор в одиницю часу. Шум, зумовлений цими флуктуаціями, називається *фотонним*.

Поріг чутливості і квантова межа детектування.

Порогом чутливості фотодетектора називається значення падаючої на детектор оптичної потужності, при якому сигнал дорівнює середньоквадратичному значенню шуму в заданій смузі частот.

Знайдемо поріг чутливості фотодетектора при когерентному прийманні випромінювання і прямому фотодетектуванні.

При оптичному гетеродинуванні відповідно до (6.13) середня потужність корисного сигналу на навантаженні фотодетектора R дорівнює:

$$P_s = \langle I_s^2(t) \rangle R = 2 \left(\frac{\eta e}{\hbar \omega} \right)^2 P P_l R. \quad (6.18)$$

Потужності теплового і дробового шумів на навантаженні дорівнюють:

$$P_n^T = 4kT\Delta f \text{ і } P_n^I = 2eI_c R\Delta f. \quad (6.19)$$

Тут I_c – постійна складова струму, що включає фотоструми прямого детектування сигнального P , опорного P_l і фонового P_0 випромінювання, а також темновий струм фотодетектора I_0 :

$$I_c = \frac{\eta e}{\hbar \omega} (P + P_l + P_0) + I_0. \quad (6.20)$$

Таким чином, для відношення сигнал/шум отримуємо:

$$\frac{P_s}{P_n} = \frac{P_s}{P_n^I + P_n^T} = \frac{2\left(\frac{\eta e}{\hbar \omega}\right)^2 PP_l R}{2e\left[\frac{\eta e}{\hbar \omega}(P + P_l + P_0) + I_0\right]R\Delta f + 4kT\Delta f}. \quad (6.21)$$

Потужність опорного випромінювання, як правило, обирається достатньо великою, щоб виконувалися співвідношення:

$$P_l \gg P, P_0; \quad \frac{\eta e}{\hbar \omega} P_l \gg I_0; \quad 2\frac{\eta e}{\hbar \omega} P_l R \gg 4kT. \quad (6.22)$$

За цих умов переважає дробовий шум, зумовлений прямим фотодетектуванням опорного випромінювання, і замість (6.21) будемо мати:

$$\frac{P_s}{P_n} = \frac{\eta P}{\hbar \omega \Delta f}. \quad (6.23)$$

Вважаючи, що $P_s = P_n$, для порогу чутливості отримуємо:

$$P_{th} = \frac{\hbar \omega}{\eta} \Delta f. \quad (6.24)$$

Припустимо тепер, що частоти опорного й прийнятого випромінювань, а також їх початкові фази, збігаються (оптичне гомодинування). Тоді середня потужність сигналу на навантаженні буде такою:

$$P_s = 4\left(\frac{\eta e}{\hbar \omega}\right)^2 PP_l R. \quad (6.25)$$

Якщо виконуються умови (6.22), то поріг чутливості:

$$P_{th} = \frac{\hbar \omega}{2\eta} \Delta f. \quad (6.26)$$

Видно, що в режимі обмеження дробовим шумом гомодинний приймач має вдвічі менший поріг, ніж гетеродинний.

Порівняємо отримані результати з порогом чутливості при прямому фотодетектуванні. Для цього візьмемо $P_l = 0$, а чисельник формули (6.21) замінімо на праву частину виразу

(6.27), що визначає корисний сигнал при прямому фотодетектуванні:

$$P_s = \left(\frac{\eta e}{\hbar \omega} \right)^2 P^2 R. \quad (6.27)$$

Якщо знехтувати фоновим випромінюванням, темновим струмом і тепловими шумами, то для порогу чутливості отримаємо:

$$P_{th} = \frac{2\hbar\omega}{\eta} \Delta f. \quad (6.28)$$

Формули (6.24) і (6.26) виражають собою *квантову межу детектування*. Таким чином, квантова межа для прямого фотодетектування всього лише у два рази гірша, ніж для оптичного гетеродинування, і в чотири рази гірша, ніж для оптичного гомодинування. Однак слід врахувати, що для досягнення квантової межі при прямому фотодетектуванні необхідно забезпечити ретельне екранування фонового випромінювання, мати фотодетектор із прямуючим до нуля значенням темнового струму і працювати в умовах глибокого охолодження приймача. На противагу цьому досягнення квантової межі при фотозмішуванні порівняно просто забезпечується шляхом збільшення потужності опорного лазерного випромінювання.

§ 7. Принципи фотоелектронного перетворення

Явище фотопровідності: фоторезистори. *Внутрішній фотоефект* – це зміна електричного опору напівпровідника за рахунок генерації додаткових вільних носіїв заряду під дією падаючого на нього випромінювання. Фотодетектори, дія яких базується на цьому явищі, називають *фоторезисторами* (ФР).

Структура фоторезистора дуже проста: це може бути монокристалічна пластинка або плівка напівпровідника 2 на діелектрику 1, оснащена металевими контактами 3 (рис. 7.1, а). Фоторезистор під'єднується до джерела живлення послідовно з опором навантаження, падіння напруги на якому і реєструється як корисний сигнал (рис. 7.1, б).

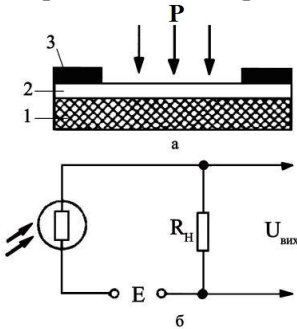


Рис. 7.1. Будова (а) та схема ввімкнення (б) фоторезистора: 1 – діелектрик; 2 – монокристалічна плівка напівпровідника; 3 – металеві контакти

Розглянемо процеси в однорідній пластинці напівпровідника довжиною l , на контакти якої подається напруга U . Потужність падаючого на пластинку випромінювання позначимо P . Будемо вважати, що світлом створюються вільні носії одного знака, наприклад електрони. Число електронів G , створюваних світлом в одиницю часу, дорівнює:

$$G = \frac{\eta}{\hbar\omega} P. \quad (7.1)$$

За той же час при рекомбінації зникне наступна кількість носіїв:

$$R = \frac{\Delta N}{\tau}, \quad (7.2)$$

де ΔN – кількість надлишкових електронів; τ – їх час життя. У стаціонарному режимі $G = \Delta N$. У загальному випадку рівняння балансу для електронів запишеться наступним чином:

$$\frac{d\Delta N}{dt} = \frac{\eta}{\hbar\omega} P(t) - \frac{\Delta N}{\tau}. \quad (7.3)$$

Припустимо, що світло промодульовано з частотою ω і глибиною m :

$$P(t) = P[1 + m \cos(\omega t)]. \quad (7.4)$$

У цьому випадку розв'язок диференціального рівняння (7.3) має вигляд:

$$\Delta N = \frac{\eta \tau P}{\hbar\omega} \cdot \left[1 + \frac{m \cos(\omega t + \varphi_0)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \right]. \quad (7.5)$$

Позначимо t_p час прольоту електронів через пластинку від одного контакту до іншого. Тоді величина фотоструму визначиться виразом

$$I = \frac{\Delta N e}{t_p} = \frac{\eta e}{\hbar\omega} P \cdot \frac{\tau}{t_p} \cdot \left[1 + m \frac{\cos(\omega t + \varphi_0)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \right]. \quad (7.6)$$

Відношення часу життя електронів τ до часу прольоту t_p

$$M = \frac{\tau}{t_p} \quad (7.7)$$

називається *коефіцієнтом підсилення фоторезистора*. Величина M дорівнює відношенню кількості вільних електронів, які пройшли через поперечний переріз пластинки, до кількості електронів, створених світлом за той же час. Дійсно, у стаціонарному режимі (тобто при $m = 0$) кількість електронів, що пройшли через пластинку, дорівнює $I/e = \Delta N/t_p$, а збуджених світлом $G = R = \Delta N/\tau$, звідки $(I/e)/G = \tau/t_p$.

Час прольоту $t_p = l/v$, де v – швидкість дрейфу електронів в електричному полі. Якщо напруженість поля E не дуже велика, то

$$v = \mu_e E, \quad (7.8)$$

де μ_e – рухливість електронів; $E = U/l$. Тоді для M матимемо

$$M = \frac{\tau}{t_p} = \frac{\mu_e \tau U}{l^2}. \quad (7.9)$$

При високих напруженостях поля швидкість дрейфу досягає максимального значення $v = v_{\max}$ і перестає залежати від E . У цьому випадку

$$M = M_{\max} = \frac{v_{\max} \tau}{l}. \quad (7.10)$$

Коефіцієнт підсилення у фоторезисторах досягає приблизно 10^5 .

Як впливає з формули (7.6), ширина смуги частот, в якій фоторезистор здатний приймати модульоване випромінювання, визначається співвідношеннями $0 \leq \omega \leq \omega_c$, де $\omega_c = 1/\tau$ – *гранична частота* фоторезистора. Отже, фоторезистори з великим часом життя носіїв володіють високим коефіцієнтом підсилення, але водночас мають гірші частотні властивості (малу граничну частоту). Неважко помітити, що $M\omega_c = 1/t_p$, тобто залежить від часу прольоту носіїв через пластинку t_p і не залежить від τ .

До основних параметрів фоторезисторів належать:

1. Темновий струм – струм, який проходить через фоторезистор при робочій напрузі через 30 с після зняття освітленості 200 лк.

2. Світловий струм – струм, який проходить через фоторезистор при робочій напрузі та освітленості 200 лк від джерела світла з кольоровою температурою 2850 К.

3. Температурний коефіцієнт фотоструму – зміна фотоструму при зміні температури фоторезистора на 1 °С.

4. Робоча напруга – напруга, яку можна прикласти до фоторезистора при тривалій експлуатації без зміни його параметрів більше за встановлені.

5. Темновий опір – опір фоторезистора при температурі 20 °С через 30 с після зняття освітленості 200 лк.

6. Питома чутливість – відношення фотоструму до добутку величин світлового потоку, який падає на нього, та прикладеної напруги: $K_0 = I_\phi / (\Phi U_\phi)$, де Φ – світловий потік, лм.

7. Постійна часу – час, упродовж якого фотострум змінюється в e разів при його освітленні.

8. Потужність розсіювання – максимально допустима потужність, яку фоторезистор може розсіювати при безперервному електричному навантажуванні та температурі навколишнього середовища, не змінюючи параметрів більше норми, яка встановлена технічними умовами.

9. Опір ізоляції.

10. Довгохвильова межа.

Основними характеристиками фоторезисторів є:

- вольт-амперна ($I = f(U)$) – залежність світлового, темного або фотоструму (при $\Phi = const$) від прикладеної напруги;

- світлова або люкс-амперна ($I = f(E)$) – залежність фотоструму від світлового потоку, який падає, або освітленості (при $U = const$);

- спектральна ($I = f(\lambda)$) – залежність фотоструму від довжини хвилі світлового потоку (при $U = const$);

- частотна ($I_{ph} = f(\omega_{ph})$) – залежність фотоструму від частоти модуляції світлового потоку (при $U = const$).

До основних недоліків фоторезисторів слід віднести велику інерційність, значну залежність параметрів від температури і вузький діапазон лінійності світлової характеристики.

Фотогальванічний ефект: фотодетектування в структурі з p – n -переходом. Фотогальванічний (вентильний або фотогенераторний) ефект полягає у виникненні фотоерс при генерації нерівноважних носіїв заряду світлом в області p – n -переходу або випрямляючого контакту метал–напівпровідник. Фотодетектор на основі структури з одним p – n -переходом називається *фотодіодом*.

Розглянемо фізичні процеси, що відбуваються у фотодіоді при опроміненні його світлом (рис. 7.2).

У стані рівноваги рівень Фермі має одне і те ж значення (положення) по всій структурі. В області просторового заряду p – n -переходу є внутрішнє електричне поле.

При освітленні структури світлом з енергією кванта $\hbar\omega \geq \Delta E$ в області внутрішнього поля і поза нею виникають пари

вільних носіїв заряду. Пари, що виникають в області d , відразу ж розділяються полем, а носії, що з'явилися на відстанях порядку дифузійної довжини по обидва боки від p - n -переходу, розділяються після їх дифузійного переміщення в область поля. При цьому неосновні носії проходять через p - n -перехід, а основні залишаються в тій же області структури, де вони були створені світлом. Таким чином, освітлення структури призводить до накопичення електронів в n -області, а дірок – в p -області. Утворена різниця потенціалів U_{ph} (фотоерс) зміщує p - n -перехід у прямому напрямку і знижує висоту потенціального бар'єра для електронів і дірок (рис. 7.2, б). У результаті балансу двох зазначених процесів у напівпровіднику встановлюється стаціонарний стан, а величина фотоерс U_{ph} відповідає потужності падаючого світлового потоку.

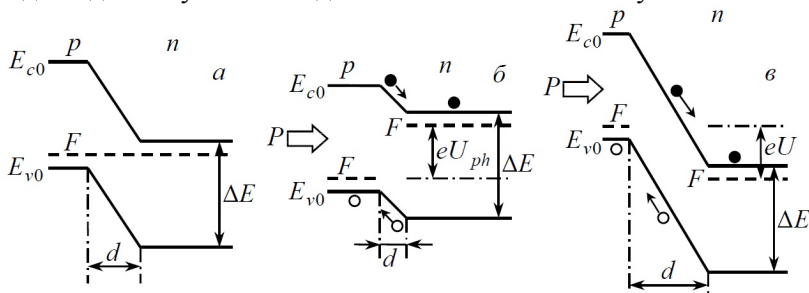


Рис. 7.2. Зонні діаграми фотодіода в стані рівноваги (а), фотогальванічному (б) і фотодіодному (в) режимах

Запишемо рівняння вольт-амперної характеристики фотодіода (рис. 7.3):

$$I = I_0 \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) - I_{ph} \quad (7.11)$$

Тут I_0 – зворотний струм p - n -переходу, а I_{ph} – фотострум, що дорівнює:

$$I_{ph} = \frac{\eta e}{\hbar \omega} P. \quad (7.12)$$

Якщо зовнішнє коло має нульовий опір ($U = 0$), то величина струму в колі буде дорівнювати величині фотоструму,

що задається формулою (7.12). Цей режим називають режимом *короткого замикання*.

Якщо коло фотодіода розімкнене ($I = 0$), то ми маємо справу з режимом *холостого ходу*. У цьому випадку реєструється фотоерс, для якої з рівняння (7.11) отримуємо:

$$U_{ph} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{\eta e}{\hbar \omega I_0} P + 1 \right). \quad (7.13)$$

Таким чином, величина фотоструму залежить від потужності P лінійно, а величина фотоерс нелінійно (логарифмічно) (рис. 7.4).

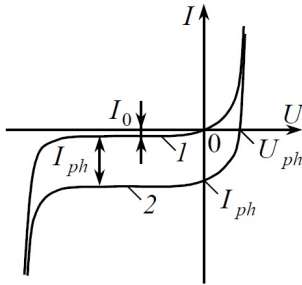


Рис. 7.3. Вольт-амперна характеристика фотодіода: 1 – за відсутності освітлення; 2 – при опроміненні структури світловим потоком потужністю P

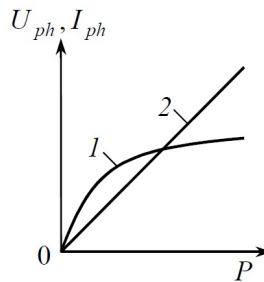


Рис. 7.4. Залежності фотоерс у режимі холостого ходу (1) і фотоструму в режимі короткого замикання (2) від потужності випромінювання P

Режим фотодетектування без подання на структуру зовнішньої напруги називається *фотогальванічним*.

Розглянемо випадок, коли на p - n -перехід подано напругу у зворотному (запираючому) напрямку (рис. 7.2, в). Цей режим фотодетектування називається *фотодіодним* (*фотоперетворювальним*). Рівняння вольт-амперної характеристики в цьому випадку буде виглядати наступним чином:

$$I = I_0 \left(e^{-\frac{eU}{kT}} - 1 \right) - I_{ph}. \quad (7.14)$$

Зазвичай $U \gg kT/e$, при цьому з формули (7.14) отримуємо:

$$I = -(I_0 + I_{ph}), \quad (7.15)$$

де I_0 має зміст темнового струму. У разі $I_0 \ll I_{ph}$ маємо $I \approx -I_{ph}$, причому фотострум I_{ph} виражається тією ж формулою (7.12).

Якщо розподіл домішок у структурі однорідний, то носії з p - і n -областей потрапляють в область переходу тільки за рахунок дифузії. Якщо ж концентрація домішок залежить від координати, то виникає протяжне електричне поле, пропорційне градієнту концентрації домішки:

$$E = \frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{N_a(x)} \cdot \frac{dN_a(x)}{dx}. \quad (7.16)$$

В останньому випадку на процес дифузії накладається дрейф носіїв в електричному полі, що прискорює рух носіїв до p – n -переходу. Фотодетектори з протяжним внутрішнім електричним полем називаються *дрейфовими*.

Інерційність фотодіода залежить від часу дифузії носіїв від місця народження до p – n -переходу, часу поділу їх у переході і від RC -постійної структури. При швидкості дрейфу носіїв у полі $v = 10^4$ м/с і товщині шару просторового заряду 1 мкм час прольоту носіїв через p – n -перехід дорівнює $t_p = 0,1$ нс, у той час як характерний час дифузії t_d складає майже 100 нс. Послідовний опір R фотодіода складається з опору об'єму напівпровідника і омичних контактів. Значення C визначається бар'єрною ємністю переходу. При цьому постійна часу еквівалентного RC -кола зазвичай не перевищує 1 нс. Таким чином, основним чинником, що обмежує швидкодію фотодіода, є час дифузії. У дрейфових структурах швидкодія може бути підвищена приблизно на порядок за рахунок збільшення швидкості руху носіїв у протяжному полі. Швидкодія фотодіода залежить і від способу його ввімкнення. Якщо у фотогальванічному режимі гранична частота становить 1 – 2 МГц, то у фотодіодному вона зростає до 200 МГц.

Фототранзистори. Фототранзистори – це напівпровідникові прилади з двома p – n -переходами,

призначеними для перетворення світлового потоку в електричний струм.

Від звичайного біполярного транзистора фототранзистор конструктивно відрізняється тим, що в його корпусі передбачене прозоре вікно, через яке світло може попадати на область бази. Напруга живлення подається на емітер і колектор, його колекторний перехід виявляється закритим, а емітерний – відкритим. База залишається вільною (рис. 7.5).

При освітленні фототранзистора в його базі генеруються електрони й дірки. У колекторному переході відбувається розподіл електронно-діркових пар, що досягли, внаслідок дифузії, межі переходу. Дірки перекидаються полем переходу в колектор, збільшуючи його власний струм, а електрони залишаються в базі, знижуючи її потенціал. Зниження потенціалу бази приводить до утворення додаткової прямої напруги на емітерному переході і підсилення інжекції дірок із емітера в базу. Інжектвані в базу дірки, досягаючи колекторного переходу, викликають додаткове збільшення струму колектора. Навіть невелика зміна прямої напруги емітера викликає велику зміну струму колектора, тобто фототранзистор працює як підсилювач.

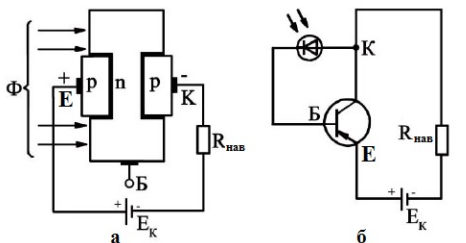


Рис. 7.5. Структурна схема біполярного фототранзистора з вільною базою (а) і схема ввімкнення фототранзистора (б)

Струм колектора освітленого фототранзистора виявляється досить великим; відношення світлового струму до темнового сягає декількох сотень. Застосовують два варіанти ввімкнення фототранзисторів: діодне – з використанням тільки двох виводів (емітера і колектора) і транзисторне – з використанням трьох виводів, коли на вхід подають не тільки світловий, а й електричний сигнал.

В оптоелектроніці, автоматичі та телемеханіці фототранзистори використовують для тих же цілей, що і

фотодіоди. Чутливість фототранзисторів зростає з інтенсивністю їх освітлення.

Фототиристри. *Фототиристор* – це напівпровідниковий прилад із чотиришаровою $p-n-p-n$ -структурою, який сполучає у собі властивості тиристора та фотоприймача і перетворює світлову енергію в електричну.

При відсутності світлового сигналу і керуючого струму фототиристор закритий і через нього проходить тільки темновий струм. Відкривається фототиристор світловим потоком, що надходить на бази p_2 і n_1 через «вікно» в його корпусі (рис. 7.6), і створює електронно-діркові пари. Це приводить до виникнення первинних фотострумів і утворення загального фотоструму.

З цього випливає, що при надходженні світлового потоку на бази p_2 і n_1 зростає емітерний струм і коефіцієнт передачі струму α_I від емітера до колектора є функцією освітленості, яка змінює струм $p-n$ -переходів. Опір фототиристорів змінюється в межах від 0,1 Ом (у відкритому стані) до 10^8 Ом (у закритому); час перемикання складає величину $10^{-5} - 10^{-6}$ с. Зі світлової характеристики $I_{np} = f(\Phi)$ при $U_{np} = const$ (рис. 7.7, а) видно, що після ввімкнення фототиристора струм через нього зростає до $I_{np} = E_{np}/R_n$ і більше не змінюється, тобто має два стабільних стани та може бути використаний як елемент пам'яті. Із вольт-амперної характеристики $I_{np} = f(U_{np})$ при $\Phi = const$ ($\Phi_2 > \Phi_1 > \Phi_0$) (рис. 7.7, б) видно, що зі збільшенням світлового потоку напруга і час увімкнення зменшуються (рис. 7.7, в).

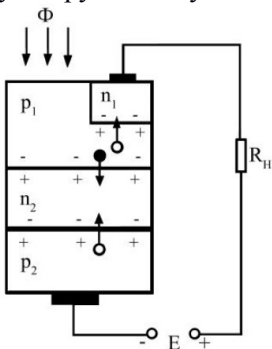


Рис. 7.6. Структура фототиристора

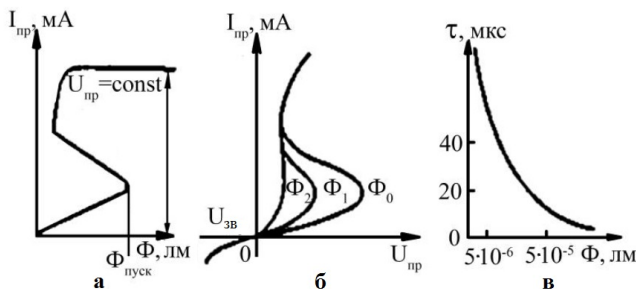


Рис. 7.7. Характеристики фототиристора: а – світлова; б – ВАХ; в – залежність часу ввімкнення від світлового потоку

Перевагами фототиристорів є: висока навантажувальна здатність при малій потужності керуючого сигналу; можливість одержувати необхідний вихідний сигнал без додаткових каскадів підсилення; наявність пам'яті, тобто підтримка відкритого стану після зняття керуючого сигналу; велика чутливість; висока швидкість.

Вищевказані властивості фототиристорів дозволяють спростити схеми, забравши з них підсилювачі й релейні елементи, що є дуже важливим у промисловій електроніці, наприклад у високовольтних перетворювачах. Найчастіше фототиристори використовують для комутації світловим сигналом потужних електричних сигналів.

Оптоелектронна пара. Оптоелектронний елемент, що містить джерело і приймач випромінювання, оптично і конструктивно пов'язані один з одним, називається *оптоелектронною парою* або *оптроном*.

У більшості оптронів як джерело випромінювання використовується світлодіод. Зазвичай це світлодіоди на основі GaAs, AlGaAs, GaP або GaAsP. *Світловипромінювальний діод (світлодіод)* – це напівпровідниковий пристрій, який випромінює некогерентне світло при пропусканні через нього електричного струму (ефект, відомий як електролюмінесценція). Випромінюване світло традиційних світлодіодів лежить у вузькій ділянці спектра, а його колір (табл. 7.1) залежить від хімічного складу використаного у світлодіоді напівпровідника.

Світлодіоди – малоінерційні напівпровідникові джерела випромінювання, які працюють при прямій напрузі.

Таблиця 7.1.

Залежність кольору світіння світлодіодів від частоти

Колір	Діапазон довжин хвиль, нм	Діапазон частот, ТГц	Діапазон енергії фотонів, еВ
Червоний	625 - 740	480 - 405	1,68 – 1,98
Помаранчевий	590 - 625	510 - 480	1,98 – 2,10
Жовтий	565 - 590	530 - 510	2,10 - 2,19
Зелений	500 - 565	600 - 530	2,19 - 2,48
Блакитний	485 - 500	620 - 600	2,48 - 2,56
Синій	440 - 485	680 - 620	2,56 - 2,82
Фіолетовий	380 - 440	790 - 680	2,82 - 3,26

Іноді як випромінювачі в оптронах використовуються інжекційні лазери на основі AlGaAs або InGaAsP. Назва оптрона відповідає типу використовуваного фотодетектора (*резисторний, діодний, транзисторний, тиристорний*). У діодних, транзисторних і тиристорних оптронах основним матеріалом для приймача випромінювання використовують кремній (Si). У резисторних оптронах широко використовуються приймачі на основі CdS і CdSe, що добре узгоджуються за спектром із випромінювачами на основі GaAsP і GaP. Оптичним передаючим середовищем оптрона служить повітря, скло та інші речовини.

Структурна схема оптрона подана на рис. 7.8. Вхідний електричний сигнал I_1 перетворюється джерелом випромінювання 1 у світловий потік P_1 , який передається по оптичному каналу 2 на фотодетектор 3. Тут відбувається зворотне перетворення світлового потоку в електричний сигнал I_2 . Середовище оптичного каналу може бути керованим (володіти, наприклад, електрооптичними властивостями). Тому в загальному випадку світловий потік P_1 може бути перетворений у світловий потік P_2 за допомогою спеціального елемента керування 4.

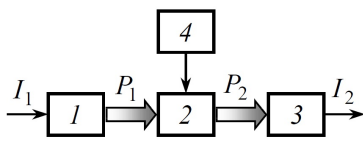


Рис. 7.8. Схема оптрона:

- 1 – джерело випромінювання;
- 2 – оптичний канал;
- 3 – приймач випромінювання;
- 4 – керуючий елемент

Елементарний оптрон є чотирипільсником, тому його властивості визначаються трьома основними характеристиками – *вхідною*, *передавальною* і *вихідною*. Вхідною є вольт-амперна характеристика випромінювача, а вихідною – вольт-амперна характеристика фотоприймача при заданому струмі на вході оптрона. Передавальною характеристикою називається залежність струму на виході оптрона від струму на його вході $I_2 = f(I_1)$. Швидкодія оптрона визначається часом перемикавання, а також граничною частотою, яка для різних оптронів варіюється від одиниць кілогерц до десятків мегагерц. Опір ізоляції між входом і виходом оптрона досягає 10^{12} Ом. На змінному струмі певну роль відіграє прохідна ємність оптрона, типові значення якої дорівнює 1 пФ.

Оскільки в оптроні випромінювач і фотодетектор електрично не з'єднані один з одним, оптрон може бути елементом гальванічної розв'язки в електричних колах. Оптичний канал оптрона нечутливий до зовнішніх електромагнітних полів, що забезпечує високу перешкодостійкість сигналу, що передається. Сукупність кількох оптопар, що узгоджують і керують електронними схемами, об'єднаних в єдину твердотільну систему, утворює *оптоелектронну мікросхему*. Такі мікросхеми здатні виконувати різні цифрові й аналогові перетворення сигналів.

§ 8. Основні типи твердотільних фотодетекторів

P-i-n-фотодіод. Більш високою швидкістю, ніж звичайні фотодіоди, володіють фотодетектори на основі *p-i-n*-структур. У них між шарами з високою концентрацією акцепторів (p^+) і донорів (n^+) формується шар з власним типом провідності (*i*-шар). При прикладанні до структури зворотної напруги практично все внутрішнє поле *p-n*-переходу виявляється зосередженим в *i*-шарі.

Припустимо, що *p-i-n*-структура освітлюється з боку *p*-області (рис. 8.1). Якщо товщина *p*-шару $d_p \ll 1/\alpha$, де α – коефіцієнт поглинання світла в напівпровіднику, то випромінювання пройде цей шар практично без втрат. Товщина ж *i*-шару вибирається з умови $d_i \gg 1/\alpha$. У цьому випадку майже всі генеровані світлом носії заряду будуть створюватися в *i*-шарі структури, де зосереджено внутрішнє поле переходу (до *n*-шару випромінювання просто не дійде).

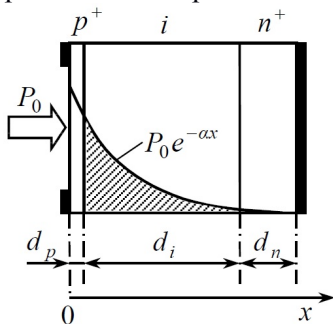


Рис. 8.1. Схема *p-i-n*-фотодіода

Оскільки дифузія з p^+ - і n^+ -областей практично відсутня, швидкість визначається часом прольоту носіїв через *i*-шар, де є внутрішнє електричне поле. Якщо швидкість дрейфу в полі $v_{\max} \approx 5 \cdot 10^4$ м/с, а $d_i \approx 50$ мкм, то час прольоту носіїв через *i*-шар складе майже 1 нс, що значно менше часу дифузії (майже 100 нс), що визначає швидкість звичайного фотодіода. Велика товщина з'єднаного шару в *p-i-n*-структури зменшує бар'єрну ємність, що також сприяє підвищенню швидкості. *P-i-n*-структури здатні детектувати оптичне випромінювання, модульоване до частот порядку 1 – 10 ГГц і вище.

P-i-n-фотодіоди виготовляються з кремнію (Si), германію (Ge), арсеніду галію (GaAs), а також із потрійних (InGaAs) і четвертих (InGaAsP) сполук.

Гетерофотодіоди. При високому коефіцієнті поглинання носії заряду генеруються поблизу вхідної поверхні фотодіода, де є велика густина поверхневих станів. У цьому випадку частина збуджених носіїв рекомбінує через поверхневі рівні, що призводить до зниження квантового виходу фотодетектора. Подібне явище усувається в *гетерофотодіодах*.

Зонна діаграма гетерофотодіодов зображена на рис. 8.2. Напівпровідник із забороненою зоною ΔE_1 прозорий для випромінювання з енергією кванта $\hbar\omega < \Delta E_1$. Цей шар утворює так зване вікно, через яке випромінювання проникає вглиб структури, де поглинається більш вузькозонним напівпровідником, для якого $\hbar\omega > \Delta E_2$. Таким чином, генерація носіїв відбувається в об'ємі структури і вплив поверхні усувається. Товщина поглинаючого *n*-шару вибирається з умови $d_n > 1/\alpha$, де α – коефіцієнт поглинання світла. Підбір речовин з близькими значеннями ΔE_1 і ΔE_2 дозволяє створювати приймачі випромінювання з високою спектральною селективністю.

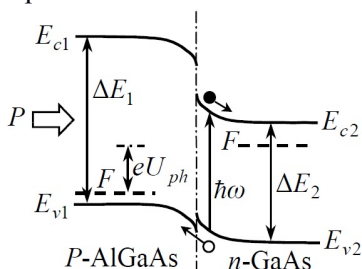


Рис. 8.2. Зонна діаграма гетерофотодіода з широкозонним *P*-AlGaAs вікном і вузькозонною *n*-GaAs-базою

Створено різні гетерофотодіоди, наприклад, на AlGaAs-GaAs, InGaAsP-InP, AlGaAsSb-GaSb, GaAs-PbS та інших напівпровідниках.

Структура з бар'єром Шотткі. Бар'єр Шотткі, що утворюється на контакті металу з напівпровідником, може бути отриманий і на тих напівпровідниках, де не вдається створити якісні *p-n*-переходи.

Якщо на електронний напівпровідник нанести шар металу з більшою, ніж у напівпровідника, роботою виходу, то частина

електронів із напівпровідника перейде в метал. Іонізована донорна домішка утворює в напівпровіднику шар позитивного просторового заряду. У металі поблизу тієї ж поверхні формується негативний об'ємний заряд надлишкових електронів. Оскільки в металі міститься велика кількість вільних електронів, товщина шару негативного об'ємного заряду буде невеликою. У напівпровіднику ж кількість електронів у зоні провідності набагато менша, тому область позитивного об'ємного заряду буде значно ширшою. Це означає, що внутрішнє електричне поле переходу буде практично повністю зосереджено в напівпровіднику (рис. 8.3). Контактна різниця потенціалів U_c на бар'єрі Шотткі визначається різницею робіт виходу електрона з металу A_m і з напівпровідника A_s :

$$U_c = \frac{A_m - A_s}{e}. \quad (8.1)$$

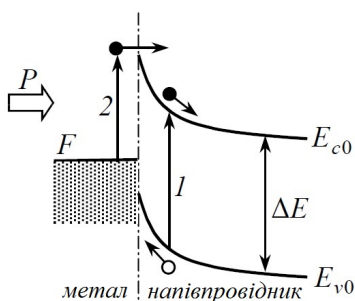


Рис. 8.3. Зонна діаграма структури з бар'єром Шотткі

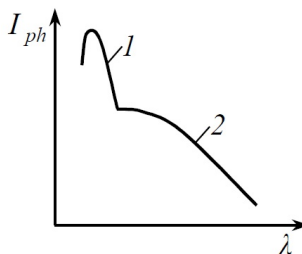


Рис. 8.4. Спектральна залежність фотовідгуку структури з бар'єром Шотткі:

1 – поглинання в напівпровіднику;
2 – поглинання в металі

Особливістю структур із бар'єром Шотткі є розширена в довгохвильову сторону область спектральної чутливості. На спектральній характеристиці фотодіода з бар'єром Шотткі виділяються дві області (рис. 8.4). Перша – область фотовідгуку, зумовленого генерацією вільних носіїв заряду при міжзонних переходах у напівпровіднику (перехід 1). Друга – область фотовідгуку, пов'язана з міграцією гарячих електронів із металу в напівпровідник. Висота потенціального бар'єра на межі металу

з напівпровідником менша за ширину забороненої зони напівпровідника ΔE , тому цей бар'єр можуть подолати носії, збуджені в металі світлом з енергією кванта $\hbar\omega < \Delta E$ (перехід 2).

Таким чином, довгохвильовий край фотоефекту в структурі з бар'єром Шотткі визначається висотою бар'єра з боку металу, а короткохвильовий – власним поглинанням у напівпровіднику.

Гранична частота фотодіодів Шотткі досягає 10 ГГц і більше.

Як напівпровідники для створення фотодіодів із бар'єром Шотткі використовуються кремній (Si), германій (Ge), арсенід галію (GaAs), потрійні сполуки (AlGaAs, InGaAs, GaAsP) та ін. Для отримання невідправляючих контактів використовуються золото (Au), срібло (Ag), платина (Pt), алюміній (Al), мідь (Cu) та інші метали.

Лавинний фотодіод. Якщо до фотодіодної структури прикласти досить високу зворотню напругу, то прискорені у внутрішньому полі потенціального бар'єра електрони й дірки будуть іонізувати атоми ґратки напівпровідника. Вторинні електрони й дірки також прискорюються полем, викликають нові акти іонізації – і процес збільшення кількості носіїв набуває лавиноподібного характеру. Процес ударної іонізації характеризується *коефіцієнтом лавинного помноження*, який визначається як відношення

$$M = \frac{I}{I_0}, \quad (8.2)$$

де I – струм через p – n -перехід у режимі лавинного помноження, а I_0 – струм при малих зворотних напругах, коли помноження носіїв ще немає. Фотодіод, що працює в цьому режимі, називається *лавинним фотодіодом* (ЛФД). Величина M задається емпіричною формулою Міллера:

$$M = \left[1 - \left(\frac{U}{U_b} \right)^a \right]^{-1}, \quad (8.3)$$

де U – напруга на p – n -переході; U_b – напруга лавинного пробоя. Типові значення показника степені a у формулі (8.3) для різних речовин зазвичай лежать у межах від 2 до 6. Максимальна

величина коефіцієнта помноження M у германієвих ЛФД досягає $10^2 - 10^3$, у кремнієвих – $10^4 - 10^6$.

При середньому коефіцієнті лавинного помноження M кожен носій може створити вторинні носії заряду в кількості як більшій, так і меншій M . Випадковий характер процесу призводить до виникнення додаткового шуму, названого *шумом лавинного помноження*. Якщо величина корисного сигналу при помноженні збільшується в M разів, то середньоквадратичне значення напруги шуму збільшується в $M \cdot \sqrt{F(M)}$ разів, де $F(M)$ – коефіцієнт шуму лавинного помноження. Величина $F(M)$ визначається формулою Макінтайра:

$$F(M) = M \left[1 - (1 - k) \left(\frac{M - 1}{M} \right)^2 \right], \quad (8.4)$$

де k – відношення коефіцієнтів іонізації електронів і дірок. Отже, коефіцієнт шуму тим менший, чим менше k . Зі збільшенням M величина $F(M)$ також зростає. Іноді для коефіцієнта шуму $F(M)$ використовують апроксимацію виду

$$F(M) = M^x, \quad (8.5)$$

де x – показник надлишкового шуму (значення x складає $\sim 0,2 - 0,4$ для Si-ЛФД і $\sim 0,8 - 1,0$ для Ge-ЛФД).

Швидкодія ЛФД характеризується граничною частотою порядку одиниць гігагерц.

Слід зазначити, що в режимі лавинного помноження можуть працювати не тільки структури з p - n -переходом, але і p - i - n -фотодіоди, а також фотодіоди з бар'єром Шотткі. До теперішнього часу розроблені лавинні фотодіоди на кремнії (Si), германії (Ge), арсеніді галію (GaAs), потрійних (InGaAs, AlGaSb, HgCdTe) і четверних (In-GaAsP, AlGaAsSb) сполуках.

Твердотільні детектори зображень. При розв'язанні багатьох завдань оптоелектроніки потрібно не тільки зареєструвати оптичне випромінювання або виміряти його потужність, але і зробити аналіз оптичного зображення.

Багатоелементні приймачі випромінювання можна поділити на *приймачі з повною електричною розв'язкою* чутливих елементів і *приймачі з внутрішніми електричними*

зв'язками. Приймачі першого типу (до їх числа належить, наприклад, *фотодіодна матриця*) дозволяють зчитувати інформацію з будь-якого чутливого елемента в довільному порядку. Це є суттєвою перевагою перед приймачами другого типу, до яких відносяться, наприклад, фотодетектори на основі *приладів із зарядовим зв'язком* (ПЗЗ). Зчитування інформації в приймачах другого типу може бути здійснено тільки шляхом послідовного опитування чутливих елементів матриці.

ПЗЗ-приймач. Розглянемо структуру типу метал–діелектрик–напівпровідник (МДН) (рис. 8.5, а).

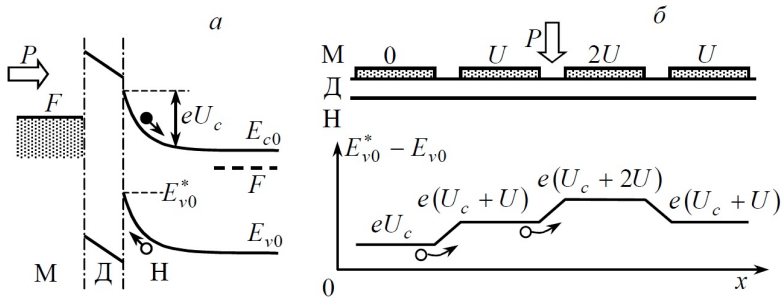


Рис. 8.5. Зонна діаграма МДН-структури (а) і фрагмент рядка матричного ПЗЗ-приймача (б)

Припустимо, що напівпровідник має електронний тип провідності, а робота виходу з нього менше, ніж із металу. У цьому випадку частина електронів перейде з напівпровідника в метал і між ними встановиться контактна різниця потенціалів U_c . Якщо до такої структури прикласти зворотну напругу U , то глибина потенціальної ями для дірок, при нульовому зміщенні дорівнюватиме $E_{v0}^* - E_{v0} = eU_c$, збільшиться і стане такою: $E_{v0}^* - E_{v0} = e(U_c + U)$. При освітленні структури в напівпровіднику виникають надлишкові електрони й дірки, причому електрони відводяться полем вглиб напівпровідника, а дірки скупчуються в зазначеній потенціальній ямі на межі з діелектриком.

На рис. 8.5, б зображено фрагмент рядка багатоелементного приймача на основі МДН-структури. Заряд дірок, накопичений при освітленні під кожним напівпрозорим

металевим електродом, може бути пересунутий уздовж рядка при поданні на сусідній електрод більш високої напруги (при цьому дірки дифундують у глибшу потенціальну яму). У такий спосіб електричний сигнал може бути проведений по рядку і виведений у зовнішнє коло. Аналогічно отримують сигнали і від інших елементів і рядків. Отже, окремі фоточутливі елементи взаємодіють, передаючи один одному заряди через товщу напівпровідника. Саме тому такі структури отримали назву *приладів із зарядовим зв'язком* (ПЗЗ).

Величина накопиченого заряду залежить від потужності падаючого випромінювання і часу його дії. Цей заряд зберігається досить довго (приблизно десяті частки секунди). Зазначимо, що висока чутливість ПЗЗ-приймача зумовлена саме тим, що він працює в умовах накопичення світлового впливу. Тактова частота вибірки сигналу зазвичай становить від 0,1 МГц до сотень мегагерц, хоча відомі прилади й зі значно більш високою частотою вибірки. Фоточутливі елементи приймача мають розміри майже 8 – 25 мкм і розташовуються на відстанях близько 3 мкм одна від одної. Кількість елементів у ПЗЗ-лінійках досягає 2048, у матрицях – 500×400.

Матеріалами для ПЗЗ-приймачів служать кремній (Si), германій (Ge), сульфід кадмію (CdS), сульфід цинку (ZnS), селенід кадмію (CdSe), антимонід індію (InSb) та інші напівпровідники.

§ 9. Транспортування оптичного випромінювання

Між джерелом випромінювання і фотоприймачем завжди є середовище, через яке проходить світловий потік. В оптичних системах передачі інформації використовуються спеціальні напрямляючі системи, функцією яких є зменшення втрат при поширенні випромінювання від джерела до приймача. Відомо кілька типів оптичних напрямляючих систем (лінзові, дзеркальні, діафрагмові, порожнисті хвилеводні та ін.). Однак до теперішнього часу вони практично втратили своє значення у зв'язку з появою оптичних волокон, що дозволяють передавати світлові сигнали на великі відстані з мінімальними втратами і спотвореннями.

Поширення світла в оптичному волокні. Передача випромінювання через оптичне волокно базується на ефекті *повного внутрішнього відбивання*. У найпростішому варіанті оптичне волокно являє собою тонку циліндричну нитку з прозорого діелектрика з показником заломлення $\bar{n}_1$ більшим, ніж показник заломлення навколишнього середовища. На практиці процес передачі світла по тонкій нитці зазнавав би сильного впливу з навколишнього середовища і зовнішніх дій, що порушують повне внутрішнє відбивання на відкритій поверхні нитки. З цієї причини, а також у зв'язку з низькою міцністю нитки, її оточують *оболонкою* з меншим показником заломлення $\bar{n}_2$ (рис. 9.1 і 9.2). У цьому випадку центральну світлопровідну нитку називають *серцевиною* волокна. Оболонка межує з вільним простором або вкривається зовні непрозорим захисним шаром.

При повному внутрішньому відбиванні частина енергії світлової хвилі все ж проникає в оболонку, тому для запобігання втрат енергії її виготовляють з оптично прозорого матеріалу.

Двошарове волокно з різким стрибком показника заломлення на межі серцевини й оболонки називається *ступінчастим волокном* (рис. 9.1). Волокно з плавним розподілом показника заломлення по перетину називається *градієнтним волокном* (рис. 9.2). Зазначимо, що короткий відрізок градієнтного волокна діє як збиральна лінза. Тому

градієнтні волокна називають також *селфоками* (від англійського self-focusing – самофокусуючий).

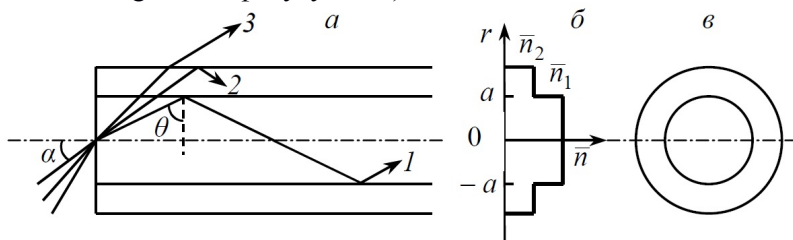


Рис. 9.1. Траєкторії променів (а), розподіл показника заломлення (б) і переріз ступінчастого оптичного волокна (в): 1 – хвиля серцевини; 2 – хвиля оболонки; 3 – просторова хвиля

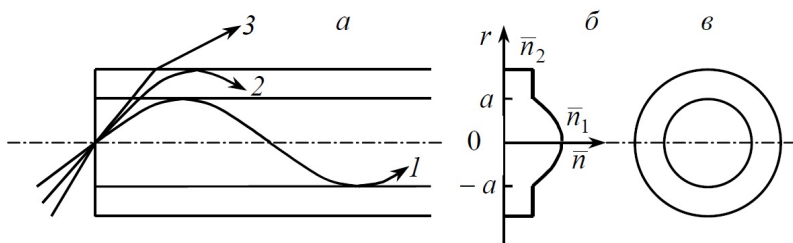


Рис. 9.2. Траєкторії променів (а), розподіл показника заломлення (б) і переріз градієнтного оптичного волокна (в): 1 – профільна хвиля; 2 – хвиля оболонки; 3 – просторова хвиля

Розглянемо поширення світла у волокні зі ступінчастим розподілом показника заломлення (рис. 9.1). Для детального аналізу цього процесу необхідно використовувати рівняння Максвелла. Розв'язання системи рівнянь Максвелла для даного випадку достатньо складне. Тому будемо розглядати світло як пучок променів, що поширюються відповідно до законів геометричної оптики. Область застосування отриманих результатів буде обмежена умовою величини довжини хвилі випромінювання, яке поширюється, порівняно з радіусом серцевини волокна.

Випромінювання, що входить у серцевину з торця, буде поширюватися без втрат при відбиваннях від межі з оболонкою, якщо кут падіння на межу поділу буде перевищувати критичний кут повного внутрішнього відбивання. Знайдемо максимальний

кут α , при якому ще буде виконуватися дана умова. Якщо світло падає на торець волокна з повітря, на основі закону заломлення можна записати:

$$\sin \alpha = \bar{n}_1 \cos \theta. \quad (9.1)$$

Умова повного внутрішнього відбивання на межі серцевини з оболонкою має наступний вигляд:

$$\bar{n}_1 \sin \theta_c = \bar{n}_2. \quad (9.2)$$

Виразивши звідси кут θ_c і підставляючи його у формулу (9.1), отримуємо:

$$\sin \alpha_{\max} = \sqrt{\bar{n}_1^2 - \bar{n}_2^2}. \quad (9.3)$$

Введемо наступні позначення:

$$\bar{n} = \frac{\bar{n}_1 + \bar{n}_2}{2}; \quad \Delta \bar{n} = \bar{n}_1 - \bar{n}_2. \quad (9.4)$$

Тоді вираз (9.3) може бути переписано у вигляді

$$\sin \alpha_{\max} = A = \sqrt{2\bar{n}\Delta\bar{n}}. \quad (9.5)$$

Параметр A називається *числовою апертурою волокна*. Чим більше A , тим більша частина світла, випромінюваного точковим ізотропним джерелом, розмішеним на осі волокна поблизу його торця, може бути введена у волокно. Якщо випромінювання вводиться у волокно не з повітря, а з середовища з показником заломлення $\bar{n}_0$, то максимальний кут введення випромінювання у волокно буде задаватися такою формулою:

$$\sin \alpha_{\max} = \frac{1}{\bar{n}_0} \sqrt{2\bar{n}\Delta\bar{n}}. \quad (9.6)$$

Введена величина A являє собою *номінальну числову апертуру*, оскільки вона визначена для *меридіальних променів*, тобто променів, що лежать у площині, яка проходить через оптичну вісь волокна. Якщо врахувати промені, що не перетинають оптичну вісь (так звані *косі*, або *немеридіальні промені*), то числова апертура виявиться більше номінальної.

Світлові хвилі, що поширюються в серцевині волокна і зазнають повного внутрішнього відбивання на межі з оболонкою, називаються *хвилями серцевини*. Траєкторії відповідних променів мають вигляд ламаних зигзагоподібних

кривих (рис. 9.1). Промені, які падають на торець волокна під кутами $\alpha > \alpha_{\text{max}}$, називаються *внеапертурними променями*. При падінні на межу серцевини і оболонки вони не тільки відбиваються, але й заломлюються, при цьому частина енергії світлової хвилі виходить з серцевини в оболонку. При багаторазових відбиваннях такі промені повністю втрачаються. Внеапертурні промені поділяються на дві групи. Першу складають промені, які зазнають повного внутрішнього відбивання на зовнішній поверхні прозорої оболонки. Відповідні їм хвилі називають *хвилями оболонки*. Друга група – промені, які не зазнають повного внутрішнього відбивання на зовнішній поверхні оболонки і зовсім не спрямовуються волокном. Їм відповідають так звані *просторові хвилі*.

Поширення світла в градієнтному волокні має свої особливості. Хвилі, промені яких повертаються назад до осі волокна завдяки тільки градієнту (профілю) показника заломлення, тобто не досягають межі серцевини з оболонкою, називаються *профільними хвилями* (рис. 9.2). Вони відповідають хвилям серцевини ступінчастого волокна. Хвилі з більшими початковими кутами θ , що досягають зовнішньої поверхні оболонки, утворюють *хвилі оболонки*. При ще більших початкових кутах отримуються *просторові хвилі*, енергія яких не спрямовується волокном, а випромінюється в навколишнє середовище або поглинається непрозорою захисною оболонкою. Як і у випадку ступінчастого волокна, хвилі оболонки і просторові хвилі є паразитними. Для передачі оптичних сигналів по градієнтному волокну використовуються тільки профільні хвилі.

Одним із найважливіших наслідків хвильової теорії є висновок про існування для всіх мод волокна, крім основної, так званих *частот відсічки*. Випромінювання з більш низькими частотами в цих модах поширюватися не може. Оптичне волокно, здатне передавати тільки одну моду, називають *одномодовим*, в іншому випадку його називають *багатомодовим*. Довжина хвилі відсічки для ступінчастого волокна:

$$\lambda_c = \frac{2\pi a}{2,405} \sqrt{\bar{n}_1^2 - \bar{n}_2^2}. \quad (9.7)$$

У спектральній області $\lambda > \lambda_c$ волокно працює тільки в одномодовому режимі. При $\lambda < \lambda_c$ волокно здатне передавати більше однієї моди.

Одномодовість волокна є корисною властивістю для високошвидкісних систем передачі інформації та інших пристроїв волоконної оптики, де необхідно забезпечувати мінімальні спотворення оптичного сигналу при його передачі на великі відстані. Домогтися одномодовості можна шляхом збільшення довжини хвилі випромінювання λ , зменшення радіуса сердцевини волокна a і зменшення стрибка показника заломлення $\Delta\bar{n}$ на межі з оболонкою. Довжина хвилі випромінювання зазвичай вибирається з інших міркувань. Надмірне зменшення стрибка показника заломлення робить волокно дуже чутливим до вигинів, що призводить до збільшення втрат при відбиванні світла на межі з оболонкою. Тому основним параметром, через який можна забезпечити одномодовість волокна, є радіус сердцевини. При $\lambda = 0,85$ мкм; $\bar{n} = 1,46$ і $\Delta\bar{n} = 0,002$ радіус сердцевини не повинен перевищувати наступної величини:

$$a < \frac{2,405\lambda}{2\pi\sqrt{2\bar{n}\Delta\bar{n}}} = 4,3(\text{мкм}). \quad (9.8)$$

Незважаючи на те, що в одномодових волокнах діаметр сердцевини зазвичай становить 3 – 15 мкм, діаметр оболонки залишається, як правило, таким же, як у багатомодових волокнах (60 – 130 мкм). Це необхідно для збереження механічної міцності волокна і зменшення чутливості до втрат на згинах. Крім того, поле моди все ж проникає в оболонку (при повному внутрішньому відбиванні в оболонці поширюється майже 20% від потужності, що переноситься хвильоводними модами), тому оболонка повинна бути прозорою і не дуже тонкою.

Слід зазначити, що ефективне введення випромінювання в одномодове волокно може бути здійснене тільки від одномодових джерел випромінювання (лазерів). Для збудження

багатомодових волокон можуть використовуватися джерела з широкою діаграмою спрямованості випромінювання, наприклад світлодіоди.

Теорема Ліувілля. Поставимо перед собою задачу визначити кількість мод, яку здатне передавати оптичне волокно. Це може бути зроблено на основі обчислення всіх можливих рішень хвильового рівняння при заданій структурі волокна. Однак така процедура досить громіздка й незручна. Більш витончене розв'язання цієї задачі може бути отримано на основі *теорема Ліувілля*, відомої зі статистичної механіки, і *принципу оптико-механічної аналогії*.

У статистичній механіці теорема Ліувілля формулюється наступним чином. Якщо в який-небудь момент часу t_0 фазові точки, що зображують різні початкові стани системи, неперервно заповнюють елемент об'єму $d\Gamma_0$ фазового простору, то в будь-який момент часу t вони безперервно заповнюють елемент $d\Gamma$, причому $d\Gamma = d\Gamma_0$. Нагадаємо, що для механічної системи елемент фазового простору визначається похідною $dx dy dz dp_x dp_y dp_z$, де x, y, z – декартові координати, а p_x, p_y, p_z – проекції імпульсу на координатні осі. Скористаємося відомим принципом оптико-механічної аналогії, згідно з яким кожній задачі про рух матеріальної точки в стаціонарному потенціальному полі відповідає певна задача геометричної оптики і навпаки.

У геометричній оптиці промінь, що відповідає хвильовому вектору окремої плоскої хвилі (моди), в будь-якому перетині оптичної системи описується координатами точки перетину із заданою площиною і напрямком щодо оптичної осі. Тому кожен промінь зображують у фазовому просторі окремою точкою, а поширення світла вздовж променя – рухом зображуваної точки в цьому просторі. Збереженню фазового об'єму в променевій оптиці відповідає збереження кількості мод на мові хвильової оптики. Тому, якщо промені в оптичній системі не втрачаються (така система є аналогом консервативної механічної системи), то теорему Ліувілля стосовно нашого завдання можна сформулювати наступним чином: кількість мод, що поширюються в оптичному волокні, дорівнює кількості мод

вільного простору, укладених у межах тілесного кута, що відповідає числовій апертурі волокна.

Тілесний кут, що відповідає числовій апертурі ступінчастого волокна, визначається наступним інтегралом (рис. 9.3):

$$\int_0^{\alpha_{\max}} \frac{2\pi(r \cdot \sin \alpha) \cdot r d\alpha}{r^2} = 2\pi(1 - \cos \alpha_{\max}) = 2\pi(1 - \sqrt{1 - 2\bar{n}\Delta\bar{n}})$$

Якщо стрибок показника заломлення на межі серцевина–оболонка невеликий, то для шуканого тілесного кута наближено отримуємо:

$$\Omega \approx 2\pi\bar{n}\Delta\bar{n}. \quad (9.9)$$

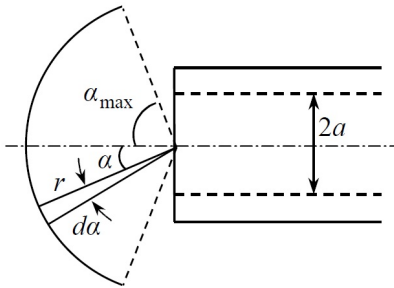


Рис. 9.3. До розрахунку числа мод, що передаються ступінчастим оптичним волокном

Елементарний тілесний кут Ω_1 , який займає одна просторова мода, визначається кутом, в який дифрагує плоска хвиля на отворі з радіусом, що дорівнює радіусу серцевини волокна. Якщо розподіл інтенсивності по хвильовому фронту моди гауссівський, то:

$$\Omega_1 = \frac{\lambda^2}{\pi a^2}. \quad (9.10)$$

З урахуванням двох можливих станів поляризації хвилі для числа мод, що містяться в тілесному куті Ω , на основі (9.9) і (9.10) отримуємо:

$$N = 2 \frac{\Omega}{\Omega_1} = 4\pi^2 \bar{n} \Delta \bar{n} \frac{a^2}{\lambda^2}. \quad (9.11)$$

Відповідно до теореми Ліувілля, таке ж число мод може бути передано через оптичне волокно із заданим радіусом сердцевини a і показниками заломлення $\bar{n}_1$ і $\bar{n}_2$. Такий самий результат отримується для ступінчастого оптичного волокна і в рамках хвильового наближення. Зокрема, при $\bar{n} = 1,455$; $\Delta\bar{n} = 0,01$; $a = 25$ мкм і $\lambda = 0,85$ мкм волокно здатне передавати майже 497 мод ($N \approx 497$).

Градiєнтне волокно з тими ж параметрами, що і ступінчасте, при освітленні джерелом, що однаково збуджує всі моди, буде передавати приблизно половину тієї потужності, яку здатне передавати ступінчасте волокно.

§ 10. Властивості оптичних волокон

Оптичні втрати. Матеріалами для оптичних волокон служать різні речовини. У даний час найчастіше використовується висоякісне кварцове скло (SiO_2), леговане оксидами бору (B), титану (Ti), германію (Ge), фосфору (P).

Оптичні втрати у волокні складаються із *зовнішніх* (апертурні та френелівські втрати) і *внутрішніх* (втрати на межі сердцевини та оболонки, втрати на поглинання і розсіювання у волокні).

Апертурні втрати пов'язані з розбіжністю ширини діаграми спрямованості джерела випромінювання й апертурного кута волокна.

Френелівські втрати зумовлені відбиванням випромінювання від входного торця волокна. Для зменшення цих втрат використовуються фокусуючі елементи (мікролінзи і т. ін.), а також *імерсування*.

Втрати на межі сердцевини з оболонкою спричиняються проникненням частини енергії хвильоводних мод в оболонку, де випромінювання поглинається. Мікродфекти поверхні, а також вигин волокна призводять до порушення повного внутрішнього відбивання і перетворення частини мод сердцевини в моди оболонки або в просторові моди.

Поглинання в сердцевині волокна пов'язане з присутністю у кварці неконтрольованих домішок заліза (Fe), міді (Cu), хрому (Cr), нікелю (Ni), кобальту (Co), ванадію (V), магнію (Mg), а також слідів води у вигляді гідроксидних груп OH^- . У результаті поліпшення процесу очищення кварцу втрати, пов'язані з наявністю металів і води, зведені до мінімуму. Постійною причиною втрат залишається поглинання в самому кварці, яке різко зростає зі збільшенням довжини хвилі випромінювання. При $\lambda \geq 2$ мкм кварцове волокно практично непрозоре.

За природою скло є аморфною структурою. Тому в ньому є сторонні домішки, мікропорожнини та інші неоднорідності розмірами порядку λ . Ці неоднорідності призводять до локальних змін показника заломлення, на яких світло зазнає розсіювання, що називається *розсіюванням Мі*. Однак і в тих волокнах, де ці неоднорідності усунені, залишається

розсіювання, зумовлене замороженими флуктуаціями густини, а отже, і показника заломлення самого кварцового скла. Ці постійно наявні флуктуації зумовлюють *власне*, або *релеєвське розсіювання*. Релеєвське розсіювання різко (пропорційно $1/\lambda^4$) зростає зі зменшенням λ , тому воно є основною причиною втрат у кварцових волокнах на довжинах хвиль коротше 1,5 – 1,6 мкм. Мінімум втрат припадає на область 1,2 – 1,7 мкм. До теперішнього часу отримані волокна з коефіцієнтом згасання 0,16 дБ/км на довжині хвилі 1,57 мкм.

Дисперсійні властивості волокна. Якщо на вхід волокна подати короткий світловий імпульс, то на його виході замість одного імпульсу буде спостерігатися ціла серія імпульсів або один імпульс, але розширений щодо вхідного. Ці явища зумовлені дисперсійними властивостями волокна. Існують чотири основні види дисперсії: міжмодова, матеріальна, хвилеводна і поляризаційна.

Міжмодова дисперсія. Як відомо, різні моди поширюються під різними кутами до осі волокна. Тому мовою променевої оптики розширення імпульсу можна пояснити неоднаковістю шляхів проходження різними модами, при заданій довжині волокна l .

Для часу поширення по волокну осевого променя маємо:

$$t_1 = \frac{\bar{n}_1 l}{c}. \quad (10.1)$$

З рис. 9.1 і формули (9.2) випливає, що для найбільш нахиленого променя час поширення дорівнює:

$$t_2 = \frac{\bar{n}_1 l}{c \cdot \sin \theta_c} = \frac{\bar{n}_1^2 l}{\bar{n}_2 c}. \quad (10.2)$$

Таким чином, для різниці часів проходження двох променів отримуємо:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_2} \cdot \frac{\Delta \bar{n} l}{c} \approx \frac{\Delta \bar{n} l}{c}, \text{ або } \frac{\Delta t}{l} \approx \frac{\Delta \bar{n}}{c}, \quad (10.3)$$

де $\bar{n}_1/\bar{n}_2 \approx 1$; $\Delta \bar{n} = \bar{n}_1 - \bar{n}_2$. При $\Delta \bar{n} = 0,01$ і $l = 1$ км зменшення імпульсу Δt складе приблизно 33 нс.

При тих же $\bar{n}_1$ і $\bar{n}_2$ міжмодова дисперсія в градієнтному волокні менша, ніж у ступінчастому. Це пояснюється тим, що швидкість розповсюдження неосьових променів у градієнтному волокні вища, ніж у ступінчастому через менші значення показника заломлення в периферійних шарах сердцевини, де проходять траєкторії неосьових променів (рис. 9.2).

Матеріальна дисперсія. Оскільки передаване по волокну випромінювання має кінцеву ширину спектра $\Delta\lambda$, проявляється так звана матеріальна дисперсія, зумовлена залежністю показника заломлення волокна від довжини хвилі випромінювання.

Час поширення осьового променя в сердцевині

$$t = \frac{l}{v_g} = \frac{\bar{n}_{g1} l}{c}, \quad (10.4)$$

де $\bar{n}_{g1}$ – груповий показник заломлення, який визначається формулою

$$\bar{n}_{g1} = \frac{c}{v_g} = \frac{c}{d\omega/d\beta} = c \frac{d\beta}{d\omega} = c \frac{d(\omega\bar{n}_1/c)}{d\omega} = \bar{n}_1 + \omega \frac{d\bar{n}_1}{d\omega}. \quad (10.5)$$

Тут β – постійна поширення хвилі; ω – частота; $\bar{n}_1$ – фазовий показник заломлення сердцевини. Перейдемо в (10.5) від похідної за частотою до похідної за довжиною хвилі:

$$\frac{d\bar{n}_1}{d\omega} = \frac{d\bar{n}_1}{d\lambda} \cdot \frac{d\lambda}{d\omega}. \quad (10.6)$$

Враховуючи зв'язок між ω і λ , можна записати:

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}; \quad \frac{d\omega}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}. \quad (10.7)$$

Виконуючи відповідні підстановки з (10.6) і (10.7) у формулу (10.5), для групового показника заломлення отримуємо:

$$\bar{n}_{g1} = \bar{n}_1 - \lambda \frac{d\bar{n}_1}{d\lambda}. \quad (10.8)$$

Підставляючи $\bar{n}_{g1}$ із (10.8) в (10.4), для часу розповсюдження світла по волокну будемо мати:

$$t = \left(\bar{n}_1 - \lambda \frac{d\bar{n}_1}{d\lambda} \right) \frac{1}{c}. \quad (10.9)$$

Тепер легко визначити розширення імпульсу $|\Delta t|$:

$$|\Delta t| = \left| \frac{dt}{d\lambda} \right| \cdot \Delta\lambda = \frac{1}{c} \cdot \left| \frac{d}{d\lambda} \left(\bar{n}_1 - \lambda \frac{d\bar{n}_1}{d\lambda} \right) \right| \cdot \Delta\lambda = \frac{1}{c} \cdot \lambda \cdot \left| \frac{d^2 \bar{n}_1}{d\lambda^2} \right| \cdot \Delta\lambda. \quad (10.10)$$

Для кварцу точка нульової дисперсії відповідає $\lambda = 1,27$ мкм. Введенням легуючих домішок цю точку можна зміщувати в межах 1,2 – 1,4 мкм. Зокрема, при введенні у кварцове скло домішки GeO_2 ця точка зсувається до довжини хвилі 1,3 мкм.

Хвилеводна дисперсія. Цей вид дисперсії зумовлений тим, що частина енергії хвилеводної моди поширюється в оболонці. Частина випромінювання, що проникає в оболонку, залежить від λ . Це приводить до залежності постійної поширення і швидкості поширення світла в даній моді від λ . Оскільки світловий імпульс завжди має кінцеву ширину спектра, він зазнає розширення навіть у тому випадку, коли переноситься однією модою. Цей механізм розширення і називають хвилеводною дисперсією. Величина розширення

$$\Delta t = \frac{dt}{d\omega} \cdot \Delta\omega = l \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \cdot \Delta\omega. \quad (10.11)$$

Хвилеводну й матеріальну дисперсії разом називають *хроматичною дисперсією*. Хвилеводна дисперсія набагато менша за матеріальну, яка, у свою чергу, значно менша за міжмодову.

Поляризаційна дисперсія. Під дією механічних напружень у волокні виникає ефект подвійного променезаломлення, через що світлові хвилі, поляризовані в різних площинах, поширюються з різними швидкостями. Цей ефект отримав назву поляризаційної дисперсії. Інша причина поляризаційної дисперсії – відхилення форми серцевини від циліндричної. Типова величина поляризаційної дисперсії 10 пс/км.

Насамкінець зазначимо, що в багатомодовому волокні мають місце всі чотири види дисперсії, причому найбільш

істотна міжмодова дисперсія. В одномодовому волокні цей вид дисперсії відсутній.

Сенсорні властивості оптичного волокна. На основі оптичних волокон створені датчики для вимірювання найрізноманітніших фізичних величин: тиску, температури, відстані, швидкості, прискорення, показника заломлення, електричного й магнітного полів, концентрації газів, дози радіаційного опромінення і т. ін.

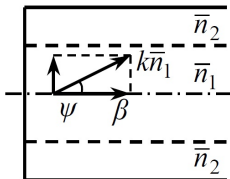


Рис. 10.1. До обґрунтування сенсорних властивостей оптичного волокна

З'ясуємо, на чому ґрунтуються сенсорні властивості волокна. Постійна поширення світлової хвилі у волокні

$$\beta = k\bar{n}_1 \cos\psi = \frac{2\pi}{\lambda} \bar{n}_1 \cos\psi, \quad (10.12)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ – постійна поширення у вакуумі. Стационарні стани світлового поля відповідають утворенню стоячої хвилі в поперечному перерізі волокна. Для цього необхідно, щоб сумарний пробіг фази при повному обході серцевини по діаметру був кратний 2π . При заданих λ і $\bar{n}_1$ ця умова виконується тільки при визначених кутах ψ , які відповідають власним модам волокна. Зміна фази при проходженні хвилею відрізка довжиною l

$$\Delta\varphi = \beta l = \frac{2\pi}{\lambda} \bar{n}_1 l \cos\psi, \quad (10.13)$$

У неявному вигляді $\Delta\varphi$ залежить також від показника заломлення оболонки $\bar{n}_2$, який впливає на дозволені значення кута ψ . Таким чином, дія фізичної величини (тиску, температури і т. д.) на параметри ψ , $\bar{n}_1$, $\bar{n}_2$ або l може бути виміряна за зміною фазового кута $\Delta\varphi$ на виході волокна. Можливі й інші способи вимірювання, що базуються на впливі вимірюваної фізичної величини на амплітуду, частоту і поляризацію вихідного випромінювання.

Ефект Саньяка: волоконно-оптичний гіроскоп. Як відомо, дія механічного гіроскопа базується на утриманні осі обертання тіла в певному напрямку. Такий гіроскоп містить масивні частини, що обертаються. Принцип дії волоконно-оптичного гіроскопа ґрунтується на ефекті Саньяка і дозволяє вимірювати кутову швидкість об'єктів за допомогою системи статичного типу.

Виникнення ефекту Саньяка пояснюється на рис. 10.2. Випромінювання від джерела 1 за допомогою розщеплювача променя 2 спрямовується по круговому шляху у двох протилежних напрямках. Якщо об'єкт, на якому розташована ця система, перебуває в спокої, то шляхи, які проходять обидві хвилі до складання в розщеплювачі, будуть однаковими. У цьому випадку фазовий зсув між зустрічними хвилями дорівнює нулю. Якщо ж об'єкт обертається відносно осі O в інерційному просторі, то між світловими хвилями, що рухаються назустріч одна одній, виникає фазовий зсув. Це явище і називається ефектом Саньяка.

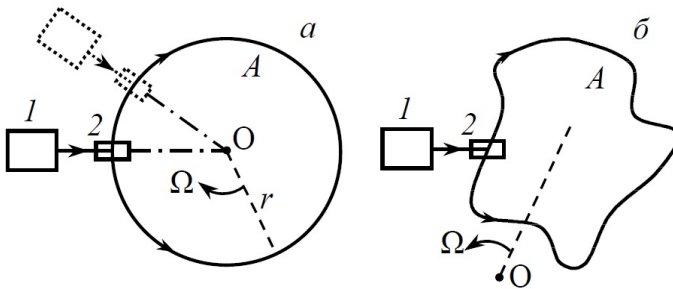


Рис. 10.2. Виникнення ефекту Саньяка в оптичному волокні з круговим контуром (а) і контуром довільної форми (б)

Припустимо, що показник заломлення на шляху світлових променів дорівнює одиниці. Тоді при радіусі траєкторії r час руху хвилі, що розповсюджується за годинниковою стрілкою, до чергового попадання в оптичний розщеплювач можна виразити так:

$$t_1 = \frac{1}{c}(2\pi r + \Omega r t_1), \quad (10.14)$$

де Ω – кутова швидкість обертання об'єкта; c – швидкість світла у вакуумі. Час, необхідний для досягнення розщеплювача хвилею, яка рухається в протилежному напрямку, виявиться таким:

$$t_2 = \frac{1}{c}(2\pi r - \Omega r t_2), \quad (10.15)$$

Оскільки лінійна швидкість точок об'єкта, що обертається, значно менша за швидкість світла ($v = \Omega r \ll c$), для різниці часів приходу двох хвиль у розщеплювач на основі (10.14) і (10.15) будемо мати:

$$t_1 - t_2 = \frac{4\pi r^2}{c^2} \Omega = \frac{4A}{c^2} \Omega, \quad (10.16)$$

де A – площа, охоплена оптичним шляхом. Тоді різниця фаз між світловими хвилями при попаданні їх у розщеплювач буде такою:

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{c(t_1 - t_2)}{\lambda} = \frac{8\pi A}{\lambda c} \Omega. \quad (10.17)$$

Отже, зсув фаз пропорційний площі витка A і кутовій швидкості обертання об'єкта Ω .

Аналіз ефекту на основі більш детального підходу в рамках загальної теорії відносності приводить до висновку, що величина зсуву фаз між двома хвилями в інтерферометрі Саньяка не залежить від форми шляху і положення центру обертання тіла (рис. 10.4, б), а також від показника заломлення середовища, в якому поширюється випромінювання. Тому формула (10.17) має досить загальний характер.

Отже, вимірюючи зсув фаз між двома зустрічними хвилями в інтерферометрі Саньяка, можна визначити кутову швидкість обертання об'єкта, на якому розташований інтерферометр. Якщо одержувати значення Ω проінтегрувати за часом, то отримаємо кут повороту об'єкта протягом заданого проміжку часу.

Як видно з (10.17), для підвищення чутливості волоконно-оптичного гіроскопа необхідно збільшувати площу, охоплену оптичним шляхом. Тому як контур використовують катушку з

довгого одномодового волокна. Якщо число витків у котушці дорівнює N , то замість формули (10.17) слід записати:

$$\Delta\varphi = \frac{8\pi N A}{\lambda c} \Omega, \quad (10.18)$$

де A – площа, охоплена одним витком. При використанні достатньо довгого оптичного волокна вдається досягти чутливості вимірювання кутової швидкості менше сотих часток градуса за годину.

§ 11. Поширення світла у плоскому оптичному хвилеводі

До кінця 1960-х років сформувався новий науковий напрям, названий *інтегральною оптикою*. Основна ідея нового напрямку полягала в тому, щоб створити оптичний аналог інтегральної електроніки, тобто забезпечити виконання всіх інформаційних операцій в оптичних інтегральних схемах.

Плоский діелектричний хвилевід. Базовою структурою інтегральної оптики є *плоский діелектричний (оптичний) хвилевід* (ПДХ). Він являє собою тонкий прозорий діелектричний шар із показником заломлення $\bar{n}_f$ на підкладці з показником $\bar{n}_s$. Поверх цього шару, що називається *хвилеводним*, наноситься *покривний шар* із показником $\bar{n}_c$. Зазвичай зазначені показники заломлення задовольняють наступні співвідношення: $\bar{n}_f > \bar{n}_s \geq \bar{n}_c$.

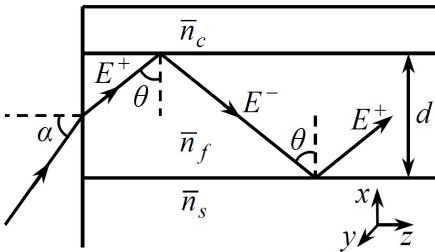


Рис. 11.1. Структура плоского діелектричного (оптичного) хвилевода і поширення світла в моделі зигзагоподібних хвиль

Для аналізу поширення світла в тонких плівках необхідне застосування рівнянь Максвелла. Однак деякі базові уявлення можуть бути сформульовані в рамках променевої оптики.

Нехай на торцеву поверхню хвилеводного шару падає промінь під кутом α до нормалі (рис. 11.1). Частина випромінювання відіб'ється від поверхні під тим же кутом α , а заломлений промінь увійде всередину хвилеводної плівки. Кут падіння світла на межі хвилеводного шару з підкладкою і покривним шаром всередині структури буде при цьому дорівнювати:

$$\theta = \arccos\left(\frac{1}{\bar{n}_f} \sin \alpha\right). \quad (11.1)$$

Позначимо критичні кути повного внутрішнього відбивання на границях хвелеводного шару з покривним шаром і підкладкою через θ_{cc} і θ_{sc} :

$$\theta_{cc} = \arcsin \frac{\bar{n}_c}{\bar{n}_f}, \quad \theta_{sc} = \arcsin \frac{\bar{n}_s}{\bar{n}_f} \quad (11.2)$$

Оскільки різниця $\bar{n}_f - \bar{n}_c$ більша, ніж різниця $\bar{n}_f - \bar{n}_s$, то і $\theta_{cc} < \theta_{sc}$.

Якщо $\theta < \theta_{cc}$, θ_{sc} , світло не буде зазнавати повного відбивання на жодній із граней і буде виходити з хвелеводного шару в підкладку і в покривний шар. Моді, відповідні цьому випадку, називають *просторовими* або *повітряними*. При $\theta_{cc} < \theta < \theta_{sc}$ світло буде виходити в підкладку, але не буде виходити в покривний шар. Відповідні моди називаються *модами підкладки*. Повітряні моди і моди підкладки разом називають *витікаючими* або *випромінювальними модами*. При $\theta > \theta_{cc}$, θ_{sc} випромінювання буде утримуватися у хвелеводному шарі. Моди такого типу називають *спрямованими* або *хвелеводними*. Саме хвелеводні моди використовуються для передачі світлової енергії в ПДХ.

Оскільки $\theta_{cc} < \theta_{sc}$, максимальний кут α , при якому ще збуджуються хвелеводні моди, визначиться з рівності:

$$\theta_{sc} = \arccos\left(\frac{1}{\bar{n}_f} \sin \alpha_{\max}\right). \quad (11.3)$$

Підставляючи сюди θ_{sc} з формули (11.2), отримуємо:

$$\sin \alpha_{\max} = A = \sqrt{\bar{n}_f^2 - \bar{n}_s^2}. \quad (11.4)$$

Величину A називають числовою апертурою хвелеводу.

Плоский хвелевід не забезпечує обмеження світла у площині плівки. Таке обмеження забезпечується у *смугових хвелеводах*, ширина яких порівнянна з товщиною плівки. Смугові хвелеводи дозволяють формувати вузькі світлові пучки, що поширюються по прямолінійній або криволінійній

траєкторії, а також проводити перетворення пучків. Тому, поряд із ПДХ, смуговий хвилевід є базовою структурою інтегральної оптики.

Дисперсійне рівняння. Нехай площина $x = 0$ відповідає межі хвилеводного шару з підкладкою, а $x = d$ – межі з покривним шаром. Вважаємо, що світлова хвиля стартує від площини з координатою x до верхньої межі шару під кутом θ до нормалі (рис. 11.1). Для того, щоб розподіл поля по осі x був стаціонарним, необхідно, щоб сумарне набігання фази x -компоненти хвилі після повернення в ту ж площину після відбивання від обох меж був кратний 2π :

$$2k\bar{n}_f d \cos\theta - 2\varphi_c - 2\varphi_s = 2m\pi. \quad (11.5)$$

Тут $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$; λ – довжина хвилі у вакуумі; c – швидкість світла; $2\varphi_c$ і $2\varphi_s$ – фазові зсуви при відбиванні від верхньої і нижньої межі плівки; $m = 0, 1, 2 \dots$ – модові числа. Вираз (11.5) називають *характеристичним рівнянням* або *умовою поперечного резонансу*.

Картина поширення світла у плівці може бути зображена наступним чином. Дві плоскі хвилі E^+ і E^- , що взаємопретворюються одна в одну при відбиваннях від верхньої й нижньої межі плівки, складаються, утворюючи звивисту криву (рис. 11.1):

$$E^+ = E_0 e^{ik\bar{n}_f(x \cos\theta + z \sin\theta)} e^{-i\omega t}; \quad (11.6)$$

$$E^- = E_0 e^{ik\bar{n}_f(-x \cos\theta + z \sin\theta)} e^{-i\omega t}. \quad (11.7)$$

Складова хвильового вектора по осі z являє собою постійну поширення світла вздовж хвилеводного шару

$$\beta = k\bar{n}_f \sin\theta. \quad (11.8)$$

Значення кута θ для хвиль плівки укладені в таких межах:

$$\theta_{sc} < \theta < \frac{\pi}{2}. \quad (11.9)$$

З формул (11.2), (11.8) і (11.9) випливає, що постійна поширення для хвиль плівки, повинна задовольняти співвідношення:

$$k\bar{n}_s < \beta < k\bar{n}_f. \quad (11.10)$$

Величину

$$\bar{n}_e = \bar{n}_f \sin \theta \quad (11.11)$$

називають *ефективним показником заломлення хвильоводу*. Відповідно до (11.8), (11.10) і (11.11), значення ефективного показника заломлення розміщені в інтервалі

$$\bar{n}_s < \bar{n}_e < \bar{n}_f. \quad (11.12)$$

Відповідно до формул Френеля, фазові зсуви φ_c і φ_s залежать від кута θ , показників заломлення шарів і поляризації випромінювання. Хвилі, вектор напруженості електричного поля яких паралельний площинам структури, називають ТЕ-хвилями. Хвилі, в яких площинам структури паралельний вектор напруженості магнітного поля, називають ТМ-хвилями. Таким чином, умова (11.5) має бути записана для хвилі кожної поляризації окремо:

$$\frac{\omega}{c} \bar{n}_f d \cdot \cos \theta - \varphi_c^p(\theta, \bar{n}_f, \bar{n}_c) - \varphi_s^p(\theta, \bar{n}_f, \bar{n}_s) = m\pi; \quad (11.13)$$

$$p = \text{TE, TM.}$$

Трансцендентне рівняння (11.13) містить одну невідому величину (кут θ) і являє собою *дисперсійне рівняння*, що дає змогу за знайденим θ визначати постійну поширення β . Залежність $\beta(\omega)$ називають ω - β -*діаграмою*.

Модова структура випромінювання. Рівняння (11.13) має дискретний набір розв'язків, що відповідає власним модам ПДХ (рис. 11.2). Прямі $k\bar{n}_f$ і $k\bar{n}_s$ визначають межі можливих значень β для хвильоводних мод, що задаються співвідношеннями (11.10). До дискретного набору хвильоводних мод знизу прилягає континуум випромінювальних мод, для яких $\beta < k\bar{n}_s$. Зверху є область заборонених значень $\beta > k\bar{n}_f$, які не реалізуються з математичних міркувань (формула (11.8)). Криві всередині плоского кута відповідають трьом першим хвильоводним модам ($m = 0, 1, 2$).

Приведеною товщиною хвильоводу називають величину

$$D = kd\sqrt{\bar{n}_f^2 - \bar{n}_s^2}. \quad (11.14)$$

Параметром діелектричної асиметрії називають відношення

$$\eta = \frac{\bar{n}_f^2 - \bar{n}_c^2}{\bar{n}_f^2 - \bar{n}_s^2}. \quad (11.15)$$

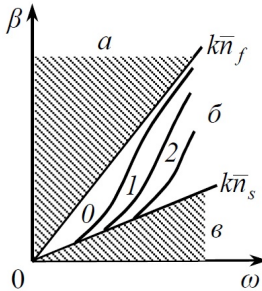


Рис. 11.2. Якісний вигляд ω - β -діаграми для плоского діелектричного хвильоводу: а – заборонена область; б – хвильоводні моди; в – випромінювальні моди

Важливою особливістю асиметричних ПДХ є існування так званої *критичної товщини хвильоводу*:

$$D_c = \arctg \sqrt{\eta - 1} \quad (\text{ТЕ-моди}); \quad (11.16)$$

$$D_c = \frac{\bar{n}_f^2}{\bar{n}_c^2} \arctg \sqrt{\eta - 1} \quad (\text{ТМ-моди}). \quad (11.17)$$

Напрявлені моди існують тільки в тому випадку, коли $D > D_c$. При $D < D_c$ можуть існувати тільки витікаючі моди. Для симетричної структури ($\bar{n}_c \approx \bar{n}_s$) критична товщина дорівнює нулю, тобто основна мода з $m = 0$ може існувати при будь-якій товщині хвильоводу. Зі збільшенням D кількість мод, які здатний передавати хвильовід, зростає відповідно до наближеної формули:

$$N \approx \frac{2}{\pi} (D - D_c). \quad (11.18)$$

Мінімальна частота, при якій ще може існувати хвильоводна мода з модовим числом m , називається *частотою відсічки*.

Зсув Гуса – Хенхена. У 1947 р. Гус і Хенхен експериментально виявили, що промінь, який зазнає повного внутрішнього відбивання на межі двох діелектриків, просторово зміщується вздовж лінії перетину цієї межі з площиною падіння світла. Детальна теорія явища будується на основі рівнянь

Максвелла, проте виникнення зсуву може бути пояснено і з позицій променевої оптики.

Плоскій хвилі відповідає нульовий тілесний кут і вона не може переносити будь-яку енергію. Тому під світловим променем будемо розуміти напрямок осі хвильового пакета, що утворює світловий пучок. Нехай є пакет із двох плоских хвиль, що падають на межу поділу середовищ під кутом, більшим за критичний (рис. 11.3).

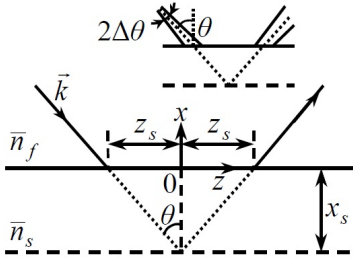


Рис. 11.3. До розрахунку зсуву Гуса – Хенхена при повному внутрішньому відбиванні світлового променя від межі двох діелектриків

Комплексна амплітуда поля на межі поділу ($x = 0$) запишеться наступним чином:

$$E_c = E_0 e^{-i(\beta + \Delta\beta)z} + E_0 e^{-i(\beta - \Delta\beta)z} = 2E_0 \cos(\Delta\beta z) e^{-i\beta z}. \quad (11.19)$$

Тут β і $\Delta\beta$ – постійні поширення, що дорівнюють:

$$\beta = k\bar{n}_f \sin \theta; \quad \Delta\beta = k\bar{n}_f \cos \theta \cdot \Delta\theta. \quad (11.20)$$

При кутах $\theta > \theta_{sc}$ коефіцієнт відбивання має такий вигляд:

$$r = e^{i2\varphi_s}, \quad (11.21)$$

де φ_s – фазовий зсув, що залежить від параметрів θ , $\bar{n}_f$, $\bar{n}_s$, а, відповідно, і від постійної β . Для хвиль, що утворюють пакет:

$$\varphi_s(\beta \pm \Delta\beta) = \varphi_s(\beta) \pm \frac{\partial \varphi_s}{\partial \beta} \cdot \Delta\beta = \varphi_s(\beta) \pm \Delta\varphi_s \quad (11.22)$$

Введемо таке позначення: $z_s = \frac{\partial \varphi_s}{\partial \beta}$.

Тоді комплексна амплітуда поля після відбивання

$$\begin{aligned} E_{cr} &= rE_c = E_0 e^{i2(\varphi_s + \Delta\varphi_s)} e^{-i(\beta + \Delta\beta)z} + E_0 e^{i2(\varphi_s - \Delta\varphi_s)} e^{-i(\beta - \Delta\beta)z} = \\ &= E_0 e^{-i\Delta\beta(z - 2z_s)} e^{-i(\beta z - 2\varphi_s)} + E_0 e^{i\Delta\beta(z - 2z_s)} e^{-i(\beta z - 2\varphi_s)} = \\ &= 2E_0 \cos[\Delta\beta(z - 2z_s)] e^{-i(\beta z - 2\varphi_s)} \end{aligned} \quad (11.23)$$

Порівняємо отриманий вираз із виразом для падаючого пучка (11.19). Як видно, дійсні амплітуди будуть однаковими, якщо z в аргументі косинуса для відбитого пучка замінити на $(z + 2z_s)$. При повному внутрішньому відбиванні така рівність має дотримуватися. Це означає, що відбитий пучок зсунутий щодо падаючого на $2z_s$. Величина z_s отримала назву *зсуву Гуса-Хенхена*.

Оптичне тунелювання. У рамках променевої моделі просторовий зсув променя може трактуватися як результат відбивання світла від деякої віртуальної площини, що лежить у середовищі з меншим показником заломлення (рис. 11.3). Явище проникнення світла через межу поділу в оптично менш щільне середовище при повному внутрішньому відбиванні називається *оптичним тунелюванням*. Глибина проникнення пов'язана з величиною зсуву Гуса-Хенхена:

$$x_s \cdot \operatorname{tg} \theta = z_s. \quad (11.24)$$

Таким чином, при поширенні світла у плоскому оптичному хвилеводі частина енергії хвилеводних мод переноситься поза центральним шаром. Тому з енергетичного погляду, хвилевід характеризується ефективною товщиною d_e , що дорівнює

$$d_e = d + x_s + x_c. \quad (11.25)$$

Відношення частини енергії хвилеводної моди, що утримується у хвилеводному шарі, до повної енергії моди називають *коефіцієнтом оптичного обмеження*.

Зазначимо, що саме ефект оптичного тунелювання викликає необхідність використання оптично прозорих середовищ при виготовленні нехвилеводних шарів, таких як оболонка оптичного волокна, підкладка і покривний шар плоского хвилеводу. Це необхідно для того, щоб виключити незворотні втрати тієї частини енергії хвилеводних мод, яка поширюється за межами хвилеводного шару. З іншого боку, явище оптичного тунелювання широко використовується в інтегральній оптоелектроніці, зокрема для введення і виведення випромінювання, а також для зв'язку між хвилеводами.

§ 12. Принципи інтегральної оптики

Збудження (введення) і виведення випромінювання з хвилеводів. Труднощі введення випромінювання в оптичні хвилеводи зумовлені відмінністю кутових і лінійних апертур джерел випромінювання і хвилеводів, хвилеводів і фотодетекторів, хвилеводних елементів, що виконують різні функції. Проблема ускладнюється ефектами відбивання, дискретністю збуджуваних мод і т. ін. До теперішнього часу запропоновано безліч схем введення-виведення випромінювання в інтегрально-оптичних структурах. Відповідні пристрої називають *елементами зв'язку*.

Основними параметрами будь-якого елемента зв'язку є його *ефективність* і *модова вибірковість*. Загальне визначення ефективності зв'язку виглядає наступним чином:

$$\eta_{cm} = \frac{P_m}{P}, \quad (12.1)$$

де P – потужність оптичного пучка до сполучення (з'єднання); P_m – потужність, введена (або виведена) в m -ту моду. Поряд із параметром η_{cm} використовують логарифмічну величину виду

$$B_{cm} = 10 \cdot \lg \frac{P}{P_m}, \quad (12.2)$$

що називається *втратами зв'язку*. Відповідно до цих визначень, ефективність і втрати зв'язку можуть бути визначені для кожної моди окремо. Для багатомодових систем можна говорити про *інтегральну ефективність* η_c та *інтегральні втрати* B_c .

Торцеве збудження. Введення випромінювання шляхом фокусування світлового пучка на торець хвилеводного шару простий за своїм принципом, однак вимагає субмікронної точності юстування. Якщо джерелом випромінювання є інжекційний лазер, то може використовуватися безлінзове торцеве стикування з хвилеводом. Виникаючі при цьому труднощі пов'язані з суттєвим впливом випромінювання, відбитого від торця хвилеводу, на режим генерації лазера. Якщо ж лазер приводиться в оптичний контакт із хвилеводом, то коефіцієнт відбивання лазерної межі (поверхні) різко

знижується. Це призводить до підвищення порогу і зриву генерації в лазері. Більш придатними для торцевого збудження хвелеводів є лазери з розподіленим зворотним зв'язком (РЗЗ) і лазери з розподіленими бреггівськими відбивачами (РБВ). Наявність дзеркал у таких лазерах необов'язкова і вони можуть виконувати роль активного хвелеводу, інтегрованого в інтегрально-оптичну схему.

Збудження через поверхню: призмовий і дифракційний елементи зв'язку. Як випливає з принципу зворотності ходу оптичних променів, збудити хвелеводні моди шляхом опромінення хвелеводу через одну з його плоских поверхонь неможливо. Для збудження хвелеводів через поверхню потрібні спеціальні прийоми.

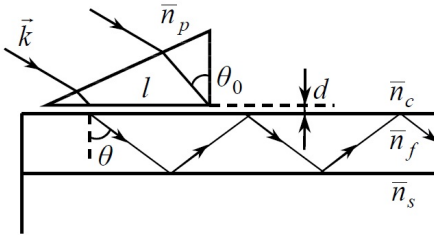


Рис. 12.1. Тунельне введення випромінювання у плоский хвелевід за допомогою призмового елемента зв'язку

Ідея методу, що використовує ефект оптичного тунелювання, полягає в наступному. Мініатюрна призма з високим показником заломлення $\bar{n}_p > \bar{n}_f$ щільно притискається до поверхні хвелеводу. При цьому між основою призми і поверхнею хвелеводу все ж залишається вузька щілина шириною d в десятки частки λ (рис. 12.1). Випромінювання спрямовується на призму таким чином, щоб на її нижній межі відбувалося повне внутрішнє відбивання. Внаслідок оптичного тунелювання частина енергії випромінювання через щілину d проникає у хвелеводний шар. У цих умовах для збудження хвелеводної моди необхідне виконання наступної умови:

$$k\bar{n}_p \sin \theta_0 = k\bar{n}_f \sin \theta. \quad (12.3)$$

Оскільки $\bar{n}_p > \bar{n}_f$, дана умова може бути виконана шляхом підбору такого кута падіння θ_0 збуджуючого пучка, при якому кут променя θ всередині хвелеводного шару буде дорівнює куту

поширення однієї з хвелеводних мод. Індекс моди можна змінювати, задаючи новий кут падіння випромінювання на призму таким, щоб він відповідав куту поширення тієї моди, яку необхідно збудити.

Із накопиченням енергії в моді при її поширенні під призмою збільшується зворотний вихід випромінювання в призму. Тому існує деяка оптимальна довжина основи l , при якій відбувається передача максимальної частини енергії падаючої хвилі у хвилевід. Правий край пучка повинен потрапляти строго в кут призми (рис. 12.1). Якщо він буде зміщений правіше, то частина енергії падаючого пучка не потрапить у хвилевід, якщо лівіше – то частина енергії хвелеводної моди внаслідок оптичного тунелювання повернеться в призму. З цих же міркувань випливає, що призмовий елемент зв'язку може бути використаний і для виведення випромінювання з хвелеводу.

Незважаючи на високу ефективність розглянутого методу, його практична реалізація суперечить основній ідеї інтегральної оптики, згідно з якою всі оптичні елементи повинні бути не об'ємними, а тонкоплівковими. Концепцію планарності задовольняє дифракційний спосіб введення-виведення випромінювання у плоский хвилевід.

Дифракційний елемент зв'язку являє собою систему близько розташованих штрихів (гофрів) на поверхні хвелеводу, утворюючих *фазову дифракційну ґратку* (рис. 12.2). Світлова хвиля, що падає на ґратку під кутом θ_0 , за рахунок дифракції дає початок декільком хвилям у шарі з постійними поширення:

$$\beta = k \left(\bar{n}_c \sin \theta_0 + m \frac{\lambda}{\Lambda} \right); \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (12.4)$$

Змінюючи θ_0 , можна домогтися рівності кута дифракції хвилі першого порядку ($m = \pm 1$) куту поширення однієї з хвелеводних мод:

$$k \left(\bar{n}_c \sin \theta_0 \pm \frac{\lambda}{\Lambda} \right) = k \bar{n}_f \sin \theta. \quad (12.5)$$

Знак плюс у цій формулі відповідає збудженню хвилі в напрямку тангенціальної складової вектора $\vec{k}$, а знак мінус – хвилі, що поширюється в протилежному напрямку.

Довжина гофрованої ділянки повинна бути приблизно такою ж, як ширина падаючого пучка, причому праві краї пучка і ґратки повинні збігатися.

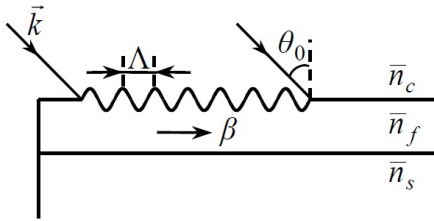


Рис. 12.2. Збудження плоского хвильовода за допомогою дифракційного елемента зв'язку

Такий же елемент зв'язку можна використовувати і для виведення випромінювання з хвильоводу. Як і метод тунельного збудження, дифракційний метод може забезпечити майже стовідсоткову ефективність введення випромінювання у плоскі хвильоводи (експериментально досягнута ефективність тунельного збудження становить майже 90%).

Зв'язок між хвильоводами. Не менш важливе значення, ніж способи збудження хвильоводів, має проблема передачі випромінювання з одного хвильоводу в інший. Розглянемо один із найбільш широко вживаних методів, що базується на ефекті оптичного тунелювання.

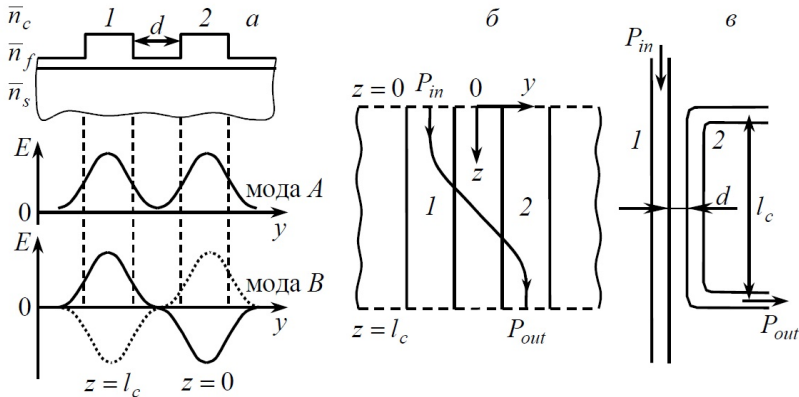


Рис. 12.3. Модова структура поля (а), схема передачі енергії (б) і конфігурація спрямованого відгалужувача на основі двох пов'язаних смугових хвильоводів (в)

Припустимо, що на одній підкладці сформовані два однакові смугові хвилеводи, відокремлені один від одного відстанню d , меншою ніж довжина хвилі випромінювання (рис. 12.3). У цьому випадку поле одного хвилеводу буде проникати в інший за рахунок тунелювання. Якщо обидва хвилеводи одномодові, то кількість мод у структурі з двох пов'язаних хвилеводів буде дорівнювати кількості хвилеводів у системі, у даному випадку – двом. Як і в будь-якій пов'язаній системі, постійні поширення цих двох мод (позначимо їх β_A і β_B) відрізняються від постійної поширення β у відокремленому хвилеводі. При цьому постійна поширення для симетричної моди A більша, ніж для асиметричної моди B ($\beta_A > \beta_B$) (рис. 12.3, а).

Якщо у площині $z = 0$ поля мод розподілені суцільними кривими (рис. 12.3, а), то ці поля у хвилеводі 1 будуть додаватися, а у хвилеводі 2 – відніматися. Тому при $z = 0$ все випромінювання буде сконцентровано у хвилеводі 1. У міру поширення світла вздовж осі z між модами A і B виникає фазовий зсув

$$\Delta\varphi = (\beta_A - \beta_B)l, \quad (12.6)$$

де l – відстань, яку пройшло світло у хвилеводі. Коли зсув фаз дорівнюватиме π , у хвилеводі 1 поля двох мод виявляться в протифазі, а у хвилеводі 2 – в фазі (суцільна крива – для моди A і пунктирна – для моди B). Позначаючи відповідну відстань l_c , з (12.6) отримуємо:

$$l_c = \frac{\pi}{\beta_A - \beta_B}. \quad (12.7)$$

Отже, при $z = l_c$ поля мод будуть відніматися у хвилеводі 1 і додаватися – у хвилеводі 2. Це означає, що на відстані l_c випромінювання повністю перейде з хвилеводу 1 у хвилевід 2 (рис. 12.3, б). Для того, щоб не відбулася зворотна передача енергії з хвилеводу 2 у хвилевід 1, смужки зближуються на близьку відстань ($d < \lambda$) на ділянці l_c , а потім знову віддаляються (рис. 12.3, в). Інтегрально-оптичний елемент такого типу називається *напрямленим відгалужувачем*.

Перетворення світлових пучків в інтегральній оптиці.

Функції керування оптичними потоками в інтегральній оптиці виконуються тонкоплівковими хвелеводними елементами.

Напрямок поширення світлового пучка у хвелеводі можна змінити на протилежний, створивши на деякій ділянці хвелеводу гофровану поверхню з періодом $\Lambda = \lambda/2$, де λ – довжина хвилі випромінювання (рис. 12.4). У цьому випадку кут між дифрагованим і падаючим променями дорівнює 180° , тобто світло змінює напрямок свого поширення на протилежний.

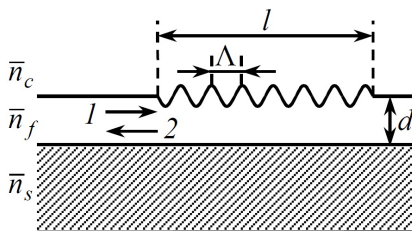


Рис. 12.4. Частотно-селективне дзеркало на основі плоского хвелеводу з гофрованою поверхнею

Отже, ділянка хвелеводу з гофрованою поверхнею виконує функції *частотно-селективного дзеркала* для випромінювання з $\lambda = 2\Lambda$, а також з довжинами хвиль у 2, 3, ... рази меншими, що відповідає вищим порядкам дифракції. З іншого погляду, гофровану ділянку хвелеводу можна розглядати як *загороджувальний оптичний фільтр* для випромінювання з тими ж довжинами хвиль.

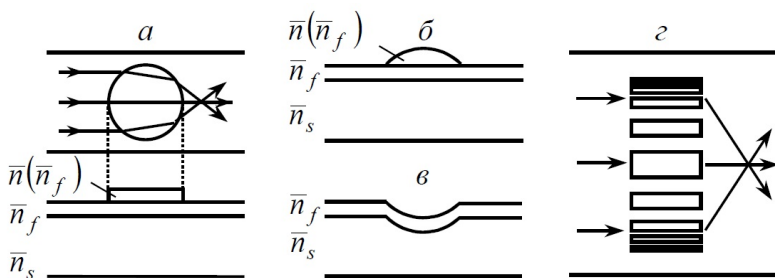


Рис. 12.5. Фокуруючі інтегрально-оптичні елементи: плоска лінза зі сферичним контуром (а); лінза Люнеберга (б); геодезична лінза (в); планарна лінза Френеля (г)

Подібно до збиральної лінзи поводить себе ділянка хвилевода з нанесеною на його поверхню сферичною плівкою (рис. 12.5, а). Дія лінзи базується на залежності ефективного показника заломлення плоского хвилевода від його товщини і показників заломлення шарів.

Плоскій лінзі зі сферичним контуром властиві оптичні аберації. Аберації зменшуються, якщо товщина плівки не постійна та зменшується від центру до країв (*лінза Люнеберга*, рис. 12.5, б). Збиральну лінзу можна отримати, створюючи в хвилеводному шарі сферичне заглиблення (рис. 12.5, в). Такий елемент називається *геодезичною лінзою*. Подібно до фокуруючої лінзи діє ділянка хвилевода з нанесеною на його поверхню дифракційною ґраткою з кроком, що зменшується від осової лінії до країв (рис. 12.5, г). Фокууючий елемент такого типу називається *планарною лінзою Френеля*.

Операції, що виконуються інтегрально-оптичними лінзами, не обмежуються формуванням пучків, що сходяться або розходяться. З їх допомогою можуть бути реалізовані також функції колімування (зменшення поперечного перерізу пучка), просторового перетворення Фур'є та інші операції.

§ 13. Взаємодія світла з модулюючим середовищем

Класифікація операцій керування. Як відомо, неперервна світлова хвиля не несе в собі ніякої інформації. Для введення інформації у світловий промінь необхідно провести зміни параметрів хвилі відповідно до сигналу, що передається. Таким сигналом можна впливати на п'ять параметрів хвилі: *амплітуду, фазу, частоту, поляризацію і напрямок поширення*.

Операція, за допомогою якої інформація вводиться у світлову хвилю, називається *модуляцією*. Залежно від характеру модулюючого сигналу розрізняють *аналогову* і *цифрову модуляції*. Розрізняють також зовнішню і внутрішню модуляції випромінювання. *Зовнішньою модуляцією* називають зміну параметрів хвилі, яка вже вийшла із джерела випромінювання; *внутрішньою модуляцією* – зміну параметрів хвилі безпосередньо в процесі її створення в джерелі випромінювання.

Зворотний процес виділення інформації, що міститься у світловій хвилі, називають *демодуляцією*.

Операцію зміни просторового положення світлової хвилі називають *перемиканням*, а відповідний елемент – *перемикачем* або *дефлектором*. *Сканування* є узагальненням поняття перемикання. При скануванні промінь переміщується в декілька просторових положень відповідно до керуючого сигналу.

Особливу групу модуляторів складають *оптичні транспаранти*, що являють собою плоский елемент, параметри якого (прозорість, показник заломлення, поляризаційні властивості і т. ін.) змінюються незалежно на кожній ділянці поверхні. Просторова модуляція може доповнюватися часовою модуляцією пучка. Оптичний транспарант, що допускає і ту і іншу можливість, називається *просторово-часовим модулятором світла* (ПЧМС).

Для модуляції випромінювання використовуються різні фізичні явища: ефекти Штарка, Зеємана, електропоглинання, фотопружності, електро-, магніто- і акустооптичні ефекти тощо.

Ефект Франца – Келдиша. Розглянемо напівпровідник, в якому поширюється випромінювання з енергією кванта $\hbar\omega$. У випадку, коли ця енергія менше ширини забороненої зони ($\hbar\omega < \hbar\omega_{\min} = \Delta E$), речовина прозора для падаючого

випромінювання. Якщо в напівпровіднику створено електричне поле E_m , енергетичні зони з горизонтальних стають похилими (рис. 13.1). Тепер електрон отримує можливість тунелювати з валентної зони в зону провідності через трикутний потенціальний бар'єр. Висота бар'єра дорівнює ΔE , а його ширину можна оцінити з наступних міркувань. Різниця потенціальних енергій електрона в точках A і B дорівнює $eE_md_0 = \Delta E$, звідки

$$d_0 = \frac{\Delta E}{eE_m}. \quad (13.1)$$

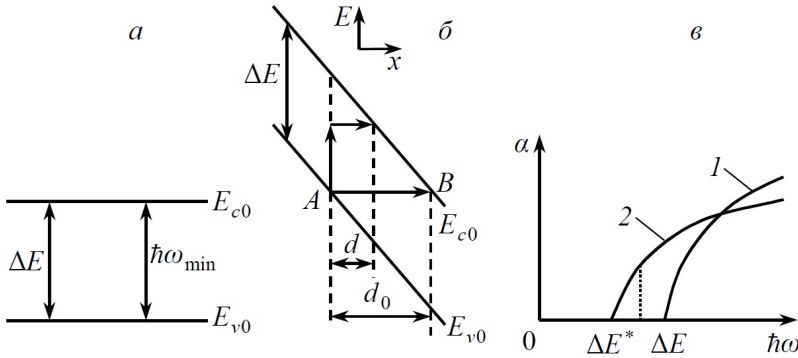


Рис. 13.1. Ефект Франца – Келдиша в напівпровіднику:
 a і b – зонні діаграми напівпровідника при відсутності і при наявності зовнішнього електричного поля; c – залежність коефіцієнта поглинання світла від енергії фотона при відсутності (1) і при наявності (2) поля

Як видно з рис. 13.1, b , участь фотона в тунелюванні еквівалентна зменшенню ширини потенціального бар'єра до величини

$$d = \frac{\Delta E - \hbar\omega}{eE_m}. \quad (13.2)$$

Таким чином, участь фотона підвищує ймовірність переходу, причому енергія кванта, який при цьому поглинається, може бути менше за ширину забороненої зони напівпровідника. З іншого боку, це означає, що напівпровідник поглинає випромінювання з енергією кванта $\hbar\omega < \Delta E$ (рис. 13.1, c). Явище тунелювання електрона з валентної зони в зону провідності в

присутності сильного електричного поля, що супроводжується поглинанням фотона, називається *ефектом Франца – Келдиша* або *ефектом електропоглинання*.

Ефект Франца – Келдиша може бути використаний для модуляції світла за інтенсивністю. Однак в об'ємних кристалах цей спосіб неефективний через необхідність застосування занадто високих напруг. В інтегрально-оптичному варіанті модуляція світла може бути здійснена у внутрішньому електричному полі *p-n*-переходу.

Електро- та магнітооптичні ефекти. Модулятори світла, дія яких базується на зміні коефіцієнта поглинання, володіють великими початковими втратами. Більш широке застосування отримали методи, що базуються на керуванні показником заломлення.

Ефект Погкельса (електрооптичний ефект). *Лінійним електрооптичним ефектом, або ефектом Погкельса,* називається зміна показника заломлення речовини, пропорційна першому степеню напруженості прикладеного електричного поля.

Відома велика кількість кристалів, що володіють електрооптичними властивостями. До них відносяться ніобат літію LiNbO_3 , титанат барію BaTiO_3 , дигідрофосфат калію KH_2PO_4 (KDP) та ін. Електрооптичними властивостями володіють GaAs, кварц та інші речовини.

У спрощеній формі залежність різниці показників заломлення звичайної та незвичайної хвиль від напруженості електричного поля E в ефекті Погкельса має наступний вигляд:

$$\bar{n}_e - \bar{n}_o = a_p E, \quad (13.3)$$

де a_p – деяка константа. Різниця фаз звичайної та незвичайної хвиль на виході з кристала довжиною l виявляється такою:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(\bar{n}_e - \bar{n}_o)l = \frac{2\pi}{\lambda}a_p l E, \quad (13.4)$$

Ефекту Погкельса властива мала інерційність, його постійна часу $\sim 10^{-13}$ с. На практиці швидкодія електрооптичного модулятора виявляється на кілька порядків нижче через вплив електричної ємності комірки Погкельса.

Ефект Керра. *Ефект Керра*, або *квадратичний електрооптичний ефект*, полягає у виникненні оптичної анізотропії під впливом електричного поля в ізотропній речовині.

В електричному полі середовище набуває властивостей двопророзенезаломлюючого кристала з оптичною віссю, паралельною напрямку поля. Якщо світлова хвиля, яка входить у комірку Керра, поляризована під кутом до наведеної оптичної осі, то її можна розкласти на звичайну (поляризована під прямим кутом до поля) і незвичайну (поляризована вздовж поля) хвилі, які поширюються з різними швидкостями. Різниця показників заломлення для цих хвиль пропорційна квадрату напруженості поля:

$$\bar{n}_e - \bar{n}_o = a_K E^2. \quad (13.5)$$

Після проходження комірки Керра різниця фаз між звичайною і незвичайною хвилями стає такою:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(\bar{n}_e - \bar{n}_o)l = \frac{2\pi}{\lambda}a_K l E^2 = 2\pi b_K l E^2, \quad (13.6)$$

a_K – коефіцієнт, що не залежить від E ; $b_K = a_K/\lambda$ – постійна Керра.

Ефект Керра спостерігається в кристалічних, аморфних, рідких та газоподібних тілах. Однак як робоче середовище найчастіше використовуються кристали, наприклад BaTiO_3 , KTaO_3 , а також рідини (нітробензол, сірковуглець та ін.).

Ефект Фарадея. *Магнітооптичний ефект Фарадея* полягає в обертанні площини поляризації випромінювання, яке поширюється в середовищі, що розміщене в зовнішньому магнітному полі. Кут повороту площини поляризації світла в пара- і діаманітних речовинах

$$\Delta\theta = V H l \cos\gamma, \quad (13.7)$$

де V – постійна Верде; H – напруженість магнітного поля; γ – кут між напрямком поля і напрямком поширення світла. Ефект Фарадея має велике значення у феритах, які є складними оксидами заліза та інших елементів. До таких речовин належать залізоітрієвий $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ і алюмоітрієвий гранати $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ та інші матеріали. Ефект Фарадея можна спостерігати також у кварці, склі, бензині та інших речовинах.

Ефект Коттона – Мутона. Аналогом квадратичного електрооптичного ефекту є *магнітооптичний ефект Коттона – Мутона* або *ефект Фойгта*. Він полягає в наведенні магнітним полем штучної анізотропії в ізотропній речовині, молекули якої володіють магнітним моментом. Зовнішнє поле орієнтує магнітні моменти уздовж силових ліній, внаслідок чого речовина набуває властивість подвійного променезаломлення. При попаданні в таке середовище світлова хвиля розділяється на дві – звичайну й незвичайну. Різниця показників заломлення для цих хвиль пропорційна квадрату напруженості зовнішнього магнітного поля H :

$$\bar{n}_e - \bar{n}_o = a_{KM} H^2, \quad (13.8)$$

де a_{KM} – постійна, характерна для даної речовини. Зсув фаз між двома хвилями на виході з середовища буде дорівнювати

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (\bar{n}_e - \bar{n}_o) l = \frac{2\pi}{\lambda} a_{KM} l H^2. \quad (13.9)$$

Ефект Коттона – Мутона спостерігається в нітробензолі та інших речовинах. Його теорія аналогічна теорії ефекту Керра (іноді ефект Коттона – Мутона навіть називають магнітним ефектом Керра).

Явище фотопружності. Встановлено, що під дією механічної напруги в речовині відбувається зміна показника заломлення, що призводить до наведеної оптичної анізотропії. Деформоване тіло поводить себе подібно до одноосового кристала, оптична вісь якого збігається з напрямком прикладеної сили. Це явище, назване *ефектом фотопружності*, пов'язане з деформацією електронних оболонок атомів або орієнтацією анізотропних молекул під дією зовнішньої сили. Фотопружні явища спостерігаються у всіх станах речовини (твердому, рідкому і газоподібному).

Різниця показників заломлення для звичайного й незвичайного променів прямо пропорційна механічній нарузі σ :

$$\bar{n}_e - \bar{n}_o = a_s \sigma, \quad (13.10)$$

де a_s – коефіцієнт фотопружності. Якщо геометрична довжина шляху в середовищі дорівнює l , то різниця фаз між звичайною й незвичайною хвилями на виході з середовища запишеться так:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(\bar{n}_e - \bar{n}_o)l = \frac{2\pi}{\lambda}a_s l \sigma. \quad (13.11)$$

Для спостереження ефекту як фотопружне середовище зазвичай використовується плавнений кварц.

Акустооптичний ефект: режими дифракції Брегга і Рамана – Ната. Однією з форм прояву фотопружності є *акустооптичний ефект*. Під дією механічних напруг, викликаних звуковою хвилею, в речовині виникають смуги з різними показниками заломлення, які рухаються зі швидкістю звуку. У результаті речовина набуває властивостей оптичної фазової ґратки, період якої визначається довжиною звукової хвилі, а глибина модуляції показника заломлення – підведеною акустичною потужністю. Якщо період ґратки Λ тотожний із довжиною світлової хвилі λ , світло буде відчувати дифракцію на звуковій хвилі. Це явище і названо акустооптичним ефектом.

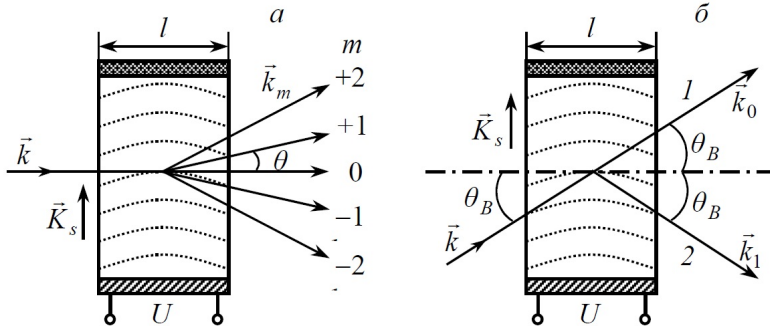


Рис. 13.2. Дифракція світла на ультразвукових хвилях у режимах Рамана – Ната (а) і Брегга (б)

Звукову хвилю збуджують за допомогою п'єзоелемента (наприклад пластинки LiNbO_3), прикріпленого до однієї зі сторін акустооптичної комірки, подаючи на неї високочастотну електричну напругу. На протилежній грані кристала розташовується поглинач звукових хвиль (наприклад сплав вісмуту з індієм) (рис. 13.2). У цих умовах у комірці встановлюється режим біжучої хвилі.

Залежно від кута між хвильовими векторами і відношення $\lambda l / \bar{n} \Lambda^2$, де l – довжина взаємодії світлової та звукової хвиль, $\bar{n}$ – показник заломлення, можливі два режими дифракції. Якщо

$$l \ll \frac{\bar{n}\Lambda^2}{\lambda}, \quad (13.12)$$

то при нормальному падінні світла на комірку має місце *дифракція Рамана – Ната*. У цьому випадку на виході кристала спостерігається серія світлових пучків, які симетрично розходяться під кутами θ_m відносно напрямку падаючого пучка (рис. 13.2, а), причому

$$\sin \theta_m = m \frac{\lambda}{\bar{n}\Lambda}, \quad (13.13)$$

де $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ – порядок дифракції.

При виконанні зворотної умови

$$l \gg \frac{\bar{n}\Lambda^2}{\lambda} \quad (13.14)$$

дифракційну картину на виході з комірки дає тільки те випромінювання, яке падає на неї під кутом θ_B , що задовольняє умову:

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2\bar{n}\Lambda}. \quad (13.15)$$

Цей випадок відповідає *дифракції Брегга*, а кут θ_B називається *кутом Брегга* (13.2, б). На відміну від дифракції Рамана – Ната, у бреггівському режимі світло до виходу з області взаємодії відчуває багаторазову дифракцію, у результаті чого всі дифракційні максимуми, за винятком нульового і першого, взаємно гасяться. При цьому потужність випромінювання в дифрагованому пучку

$$P_1 = P \sin^2 \left(\frac{\pi \bar{n} l}{\lambda} \Delta \bar{n} \right), \quad (13.16)$$

де $\Delta \bar{n}$ – амплітуда зміни показника заломлення в полі звукової хвилі. Як видно з формули (13.16), при $\bar{n} l \Delta \bar{n} / \lambda = 1/2$ може бути досягнута стовідсоткова ефективність дифракції.

Як робоче середовище в акустооптичних комірках використовуються плавлений кварц (SiO_2), важке оптичне скло (флінтглас) та інші речовини, що володіють великим значенням фотопружного ефекту.

§ 14. Елементи керування випромінюванням

Модулятори інтенсивності світла. Розглянемо принцип модуляції світла на основі поперечного ефекту Поккельса (рис. 14.1).

Одноосовий кристал вирізається таким чином, щоб його оптична вісь була перпендикулярна до напрямку поширення світла. У напрямку, осі Oz прикладається модулююче електричне поле. Поляризатор P орієнтується так, щоб кут між його віссю і оптичною віссю кристала становив $\theta = \pi/4$. За кристалом встановлюється аналізатор A , вісь якого ортогональна осі поляризатора.

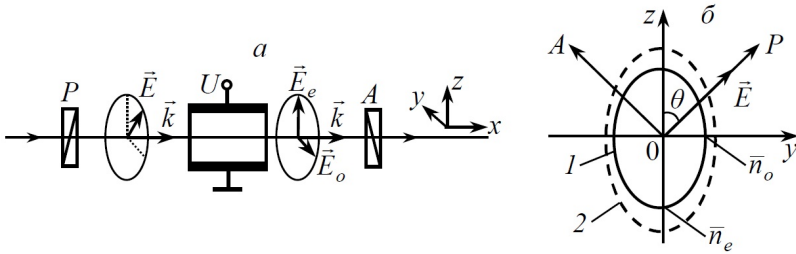


Рис. 14.1. Схема модулятора інтенсивності на основі ефекту Поккельса (а) і векторна діаграма для одноосового кристала (б)

Поляризоване світло, що падає на кристал, дає початок звичайній (E_y) і незвичайній (E_z) хвилям. Оскільки $\theta = \pi/4$, то

$$E_y = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t - k\bar{n}_y x), \quad (14.1)$$

$$E_z = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t - k\bar{n}_z z), \quad (14.2)$$

де E_0 – амплітуда; $\bar{n}_y$ і $\bar{n}_z$ – показники заломлення, причому:

$$\bar{n}_y = \bar{n}_o - \Delta\bar{n}_o; \quad \Delta\bar{n}_o = \frac{1}{2} r_{13} \bar{n}_o^3 \frac{U}{d}. \quad (14.3)$$

$$\bar{n}_z = \bar{n}_e - \Delta\bar{n}_e; \quad \Delta\bar{n}_e = \frac{1}{2} r_{33} \bar{n}_e^3 \frac{U}{d}. \quad (14.4)$$

Тут r_{13} і r_{33} – електрооптичні постійні кристала; d – його товщина. Різниця фаз між звичайною і незвичайною хвилями після проходження в кристалі відстані l буде дорівнювати

$$\Delta\varphi = \varphi_e - \varphi_o = k(\bar{n}_e - \bar{n}_o)l + \frac{k}{2}(r_{13}\bar{n}_o^3 - r_{33}\bar{n}_e^3)U \cdot \frac{U}{d}. \quad (14.5)$$

При складанні ортогональних коливань із різницею фаз $\Delta\varphi$ на виході з кристала випромінювання набуває еліптичної поляризації:

$$\frac{E_P^2}{E_0^2 \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)} + \frac{E_A^2}{E_0^2 \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)} = 1. \quad (14.6)$$

Тут E_P і E_A – проекції вектора електричного поля вихідної хвилі на осі поляризатора і аналізатора. При $\Delta\varphi = \pi/2$ еліпс вироджується в коло. При подальшому збільшенні напруги поляризація знову стає еліптичною, а при $\Delta\varphi = \pi$ еліпс вироджується у відрізок прямої, тобто поляризація стає лінійною, але ортогональною до поляризації вхідного випромінювання (рис. 14.2).

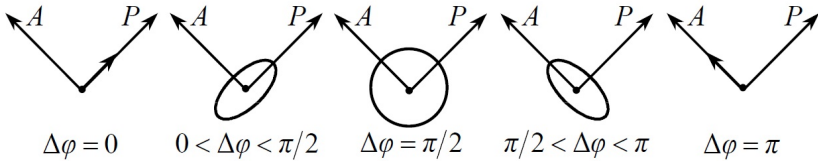


Рис. 14.2. Зміна поляризації світлового потоку при зміні електричної напруги на комірці Поккельса

Через аналізатор пройде лише частина випромінювання, пропорційна квадрату проекції напруженості поля на вісь аналізатора:

$$P = P_0 \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = \frac{P_0}{2}[1 - \cos(\Delta\varphi)], \quad (14.7)$$

де P_0 – потужність випромінювання на вході. Позначимо U_π величину напруги, при якій різниця фаз $\Delta\varphi$ змінюється від значення

$$\Delta\varphi = \varphi_0 = k(\bar{n}_e - \bar{n}_o)l, \quad (U = 0) \quad (14.8)$$

до нового значення, що відрізняється від колишнього на π

$$\Delta\varphi = \varphi_0 + \pi, \quad (U = U_\pi). \quad (14.9)$$

Тоді з формули (14.5) для U_π отримаємо

$$U_\pi = \frac{\lambda d}{(r_{13}\bar{n}_o^3 - r_{33}\bar{n}_e^3)l}. \quad (14.10)$$

Параметр U_π називається *напівхвильовою напругою*. Через цей параметр вираз (14.5) може бути переписаний в наступному вигляді:

$$\Delta\varphi = \varphi_0 + \pi \frac{U}{U_\pi}. \quad (14.11)$$

Нехай керуюча напруга складається з напруги постійного зміщення U_0 і модулюючої напруги $U_m \sin(\omega_m t)$:

$$U = U_0 + U_m \sin(\omega_m t). \quad (14.12)$$

Постійне зміщення U_0 (робочу точку модулятора) можна вибрати таким, щоб виконувалася умова

$$\varphi_0 + \pi \frac{U_0}{U_\pi} = \frac{\pi}{2}. \quad (14.13)$$

Виразивши звідси φ_0 і підставляючи його у формулу для $\Delta\varphi$, отримаємо:

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2} - \pi \frac{U_0}{U_\pi} + \frac{\pi}{U_\pi} [U_0 + U_m \sin(\omega_m t)] = \frac{\pi}{2} + \pi \frac{U_m}{U_\pi} \sin(\omega_m t). \quad (14.14)$$

Підставляючи цей вираз у формулу (14.7), для потужності випромінювання на виході електрооптичного модулятора Поக்கельса матимемо:

$$P = P_0 \left\{ 1 + \sin \left[\pi \frac{U_m}{U_\pi} \sin(\omega_m t) \right] \right\}. \quad (14.15)$$

При малих модулюючих напругах ($U_m/U_\pi \ll 1$) ця потужність змінюється прямо пропорційно модулюючій напрузі:

$$P \approx P_0 \left[1 + \pi \frac{U_m}{U_\pi} \sin(\omega_m t) \right]. \quad (14.16)$$

Електрооптичний ефект використовується для керування випромінюванням і в інтегрально-оптичних структурах. Відомий нам спрямований відгалужувач може бути виготовлений із матеріалу, що володіє електрооптичними властивостями і обладнаний електродами (рис. 14.3). Прикладаючи напругу так, щоб зміни показників заломлення двох хвильоводів мали протилежні знаки, можна домогтися заданої зміни постійних β_A і β_B для симетричної й асиметричної мод. Оскільки при цьому буде змінюватися довжина взаємодії l_c , частина потужності, що передається з одного хвильоводу в інший, також зміниться. Керуючу напругу можна підібрати таким чином, щоб при її прикладанні випромінювання залишалося в першому хвильоводі, а при її відсутності випромінювання передавалося в другий хвильовід. Інтегрально-оптичний елемент такого роду отримав назву COBRA (від французького *Commutateur Optique Binaire Rapide* – швидкодіючий бінарний оптичний перемикач). Величина керуючої напруги для елемента типу COBRA, виготовленого на основі $\text{LiNb}_{1-x}\text{Ta}_x\text{O}_3$, становить усього 1 – 2 В.

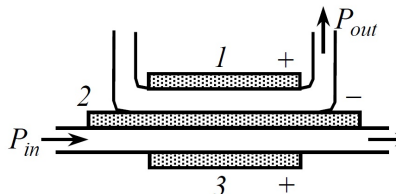


Рис. 14.3. Схема
смугового інтегрально-
оптичного перемикача
типу COBRA

Акустооптичний ефект також дозволяє модулювати світло за інтенсивністю. Якщо приймати дифракційний пучок будь-якого одного порядку і модулювати звукову хвилю за амплітудою, то потужність випромінювання, яке дифрагує в заданий порядок, буде промодульована з частотою модуляції амплітуди звукової хвилі. При цьому можуть використовуватися обидва режими дифракції – Брегга і Рамана – Ната.

Пристрої зсуву частоти. В акустооптичній комірці світло дифрагує на ґратці, що рухається зі швидкістю звуку. Тому частотний зсув виникає за рахунок ефекту Доплера. У режимі дифракції Рамана – Ната частота випромінювання в дифрагованих пучках дорівнює

$$\omega_d = \omega + m\Omega, \quad (14.17)$$

де ω – частота вхідного випромінювання; $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – номер максимуму. У модуляторі Брегга дифрагований пучок має частоту

$$\omega_d = \omega + \Omega, \quad (14.18)$$

якщо світло дифрагує в напрямку поширення звуку, і частоту

$$\omega_d = \omega - \Omega \quad (14.19)$$

при дифракції в протилежному напрямку. Таким чином, змінюючи частоту акустичних коливань $\Omega(t)$, ми отримуємо модульоване за частотою оптичне випромінювання $\omega(t)$.

Оптичні дефлектори. Зміна частоти звукової хвилі дозволяє здійснювати просторове сканування світлового пучка.

Напрямок пучка, який відповідає m -му дифракційному максимуму, визначається виразом:

$$\sin \theta_m = m \frac{\lambda}{n \Lambda} = m \frac{\lambda f}{n v}, \quad (14.20)$$

де v – швидкість звуку; f – частота акустичних коливань. При зміні частоти f вихідні світлові пучки будуть сканувати по куту. Якщо використовується перший порядок дифракції, то кут θ_1 невеликий, і

$$\theta_1 \approx \frac{\lambda f}{n v}. \quad (14.21)$$

При зміні частоти в діапазоні Δf пучок зміститься на кут, що дорівнює

$$\Delta \theta_1 = \frac{\lambda}{n v} \Delta f. \quad (14.22)$$

Кутова роздільна здатність дефлектора є відношення кута сканування θ_1 до кутової ширини світлового пучка $\delta \theta$ на виході з комірки:

$$N = \frac{\Delta \theta_1}{\delta \theta}. \quad (14.23)$$

Якщо діаметр пучка дорівнює a , то його дифракційна розбіжність:

$$\delta \theta \approx \frac{\lambda}{n a}, \text{ звідки} \quad (14.24)$$

$$N \approx \frac{a}{v} \Delta f. \quad (14.25)$$

Відношення лінійної апертури світлового пучка a до швидкості розповсюдження звуку v є часом, який необхідний для встановлення нових параметрів звукового коливання по всій апертурі світлового пучка. Тому співвідношення $a/v = \tau$ визначає *швидкодію* акустооптичного дефлектора. Таким чином, для параметра N маємо

$$N \approx \tau \Delta f. \quad (14.26)$$

Отже, при заданій швидкодії τ роздільна здатність акустооптичного дефлектора може бути збільшена тільки за рахунок збільшення Δf .

Для просторового сканування світла частіше використовується режим дифракції Брегга. Оскільки кут відхилення пучка в цьому режимі дорівнює подвоєному куту падіння, зі зміною частоти звукової хвилі f необхідно змінювати і кут падіння світла на комірку θ_B з тим, щоб умова дифракції Брегга й далі виконувалася. У реальності ця умова виконується автоматично. Справа в тому, що поперечний розмір комірки l володіє граничними розмірами і тому звукова хвиля має не плоский, а опуклий хвильовий фронт. Таку хвилю можна зобразити у вигляді суперпозиції плоских хвиль, що поширюються в межах деякого кута. За цих умов при зміні частоти f дифракція світла буде відбуватися на тій плоскій складовій, для якої при даному миттєвому значенні частоти буде виконуватися умова Брегга.

З допомогою однієї комірки можна здійснювати не тільки однокоординатне, але й двокоординатне сканування світла. Роздільна здатність акустооптичних дефлекторів досягає $10^3 - 10^4$.

Оптичні ізолятори. Пристрої, які називаються *оптичними ізоляторами*, призначені для придушення випромінювання, зворотно відбитого від різних оптичних елементів.

Ізолятор містить магнітооптичну речовину, розміщену в соленоїді (елемент Фарадея), і поляризатор P (рис. 14.4). Параметри елемента і струм через соленоїд підбираються такими, щоб після проходження через елемент вектор

поляризації випромінювання повернувся на кут $\pi/4$. Після відбивання від об'єкта O і повторного проходження через елемент вектор поляризації повернеться в ту ж сторону ще на $\pi/4$. Результируючий кут повороту складе $\pi/2$ і відбита хвиля не пройде через поляризатор в напрямку джерела випромінювання.

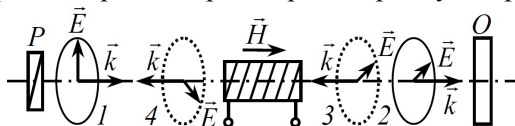


Рис. 14.4. Оптичний ізолятор на основі ефекту Фарадея

Оптичні транспаранти. За способом модуляції світлового пучка розрізняють *електрично* і *оптично керовані транспаранти*.

Електрично керовані транспаранти. У них використовується так звана *x-y-адресація* (інакше – *матрична* або *мультиплексна*).

На тонкий шар модулюючого середовища з обох боків наносять прозорі провідні смуги так, щоб на протилежних сторонах вони були орієнтовані взаємно перпендикулярно (рис. 14.5). Подаючи електричний сигнал на певні шини, проводять модуляцію світлового потоку, який проходить через дану елементарну ділянку транспаранта. Адресація може бути поелементною або порядковою, але в будь-якому випадку паралельна обробка інформації неможлива.

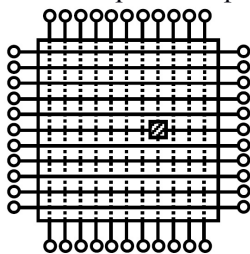


Рис. 14.5. Схема електрично керованого транспаранта

Матеріалами для електрично керованих транспарантів можуть служити сегнетоелектрична кераміка, рідкі кристали, ферити, електрооптичні кристали та інші речовини.

Оптично керовані транспаранти. Оптично керований транспарант є пластинкою електрооптичного матеріалу 1 з

нанесеним на неї шаром фотопровідника 2 і двох прозорих електродів 3 (рис. 14.6), до яких прикладається напруга U . Елемент поміщують між поляризатором P і аналізатором A . На елемент спрямовується *зчитуючий пучок* світла P_{in} , для якого фотопровідний шар прозорий. За допомогою напівпрозорого дзеркала 4 на фоточутливий шар одночасно подається *керуючий світловий пучок* P_c , за допомогою чого на шарі 2 утворюється оптичне зображення, з яким виконуються необхідні операції. При цьому керуюче випромінювання повинно мати іншу довжину хвилі і добре поглинатися фотопровідником.

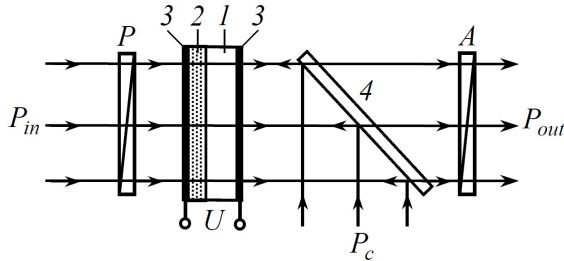


Рис. 14.6. Схема оптично керованого транспаранта:
1 – шар електрооптичного матеріалу; 2 – фотопровідник;
3 – прозорі електроди; 4 – напівпрозоре дзеркало

При відсутності керуючого потоку опір фотопровідника 2 великий, тому вся напруга падає на шарі 2. Під дією потоку P_c опір фотопровідника зменшується і напруга перерозподіляється між шаром 2 і електрооптичним шаром 1. Внаслідок ефекту Поккельса в шарі 1 виникає подвійне променезаломлення, утворюється зсув фаз між звичайним і незвичайним променями і відбувається локальний поворот площини поляризації зчитуючого пучка. Кут повороту залежить від освітленості, створеної керуючим пучком у даній точці транспаранта, тобто визначається оптичним зображенням, що міститься в керуючому пучку. Якщо поляризатор і аналізатор схрещені, то за відсутності пучка P_c пучок P_{in} на вихід не пройде. У місцях же, освітлених пучком P_c , потік P_{in} змінює свою поляризацію і частина потужності проходить на вихід транспаранта, формуючи вихідне зображення в пучку P_{out} .

§ 15. Електрооптичні ефекти в рідких кристалах

Структура і властивості рідких кристалів.

Рідкокристалічним станом речовини називається термодинамічно стійкий стан, при якому речовина зберігає анізотропію фізичних властивостей, притаманну твердим кристалом, і текучість, характерну для рідин. У такому стані можуть перебувати деякі похідні бензолу, стероїдів та інших органічних сполук.

Рідкокристалічний стан речовини існує тільки в певному температурному інтервалі. Нижня межа цього інтервалу визначається температурою кристалізації T_c . Зверху цей інтервал обмежений температурою T_i , вище якої речовина перетворюється в однорідну рідину. Діапазон існування рідкокристалічної фази для різних речовин становить приблизно від $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+55\text{ }^{\circ}\text{C}$. Рідкі кристали (РК) є діелектриками, їх питомий опір становить $10^6 - 10^{11}\text{ Ом}\cdot\text{см}$.

Характерною особливістю рідкокристалічних речовин є ниткоподібна форма молекул. Довжина молекул зазвичай становить одиниці нанометрів, ширина – частки нанометра. Подібна форма сприяє взаємному паралельному розташуванню молекул у кристалі. У свою чергу, це призводить до анізотропії фізичних властивостей кристала, зокрема його діелектричної проникності.

Напрямок, в якому орієнтуються молекули рідкого кристала при прикладенні електричного поля, залежить від знака різниці:

$$\varepsilon_a = \varepsilon_p - \varepsilon_n, \quad (15.1)$$

де ε_p і ε_n – діелектричні проникності в напрямках, паралельному й перпендикулярному до переважаючої орієнтації молекул. Параметр ε_a називається *діелектричною анізотропією речовини*. При $\varepsilon_a > 0$ осі молекул орієнтуються уздовж прикладеного до кристала електричного поля, а при $\varepsilon_a < 0$ – перпендикулярно полю.

Розрізняють три основні види рідких кристалів: смектичні, нематичні й холестеричні.

У *сметичних* РК молекули розташовуються паралельно своїм великим осям, а їх центри мас лежать в одній площині. Кристал утворюється шарами однакової товщини (рис. 15.1, а).

У *нематичних* РК осі молекул також орієнтовані паралельно одна одній, проте центри мас молекул розподілені в просторі хаотично і не утворюють чітко виражених шарів (рис. 15.1, б).

У *холестеричних* РК молекули розташовуються шарами, як і у сметичних, проте напрямок орієнтації їх осей монотонно змінюється від шару до шару, повертаючись на деякий кут (рис. 15.1, в).

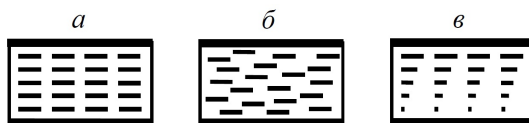


Рис. 15.1. Структура рідких кристалів сметичного (а), нематичного (б) і холестеричного (в) типів

Для рідких кристалів характерна велика різноманітність електрооптичних та інших фізичних явищ, які можуть бути використані для керування світловими потоками.

Ефект динамічного розсіювання. Ефект динамічного розсіювання світла проявляється в помутнінні прозорого шару рідкого кристала при його розміщенні в зовнішньому електричному полі.

Для спостереження *ефекту динамічного розсіювання* в нематичний рідкий кристал із негативною анізотропією вводиться домішка, що надає кристалу іонну провідність. При прикладенні зовнішнього електричного поля молекули РК з $\varepsilon_a < 0$ орієнтуються поперек поля. У цьому стані речовина прозора для падаючого випромінювання. При прикладенні поля іони домішки починають рухатися в напрямку силових ліній і, вдаряючись з молекулами кристала, порушують їх впорядковану орієнтацію. Зі збільшенням напруги цей процес протікає все більш інтенсивно. При певній напрузі, що називається *напругою електрогідродинамічної нестійкості*, рух молекул у кристалі набуває турбулентного характеру. Впорядкованість структури РК при цьому руйнується, кристал мутніє і починає сильно

розсіювати падаюче на нього випромінювання. У результаті цього пропускання комірки різко зменшується.

Твіст-ефект. Твіст-ефект (від англійського twist – закручувати) спостерігається в нематичних рідких кристалах з позитивною діелектричною анізотропією (рис. 15.2).

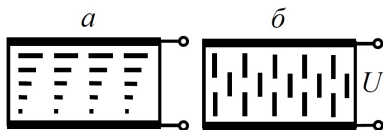


Рис. 15.2. Твіст-ефект у рідкому кристалі:

а – розташування молекул за відсутності електричного поля; б – при його наявності

Схема спостереження ефекту зображена на рис. 15.3. Рідкий кристал розміщують між двома прозорими пластинами, кожна з яких попередньо піддається шліфуванню при поступальному русі. Внаслідок такої обробки пластини набувають властивість орієнтувати прилеглі молекули РК в напрямку руху, що мав місце при шліфуванні. Пластины орієнтуються одна відносно іншої таким чином, щоб напрямки шліфування були взаємно перпендикулярними. Молекули рідкого кристала, розміщеного між пластинами, змінюють свою орієнтацію від шару до шару по спіралі з повним кутом повороту біля протилежної пластини на $\pi/2$. На кожену пластину наноситься плівковий поляроїд і прозорі електроди.

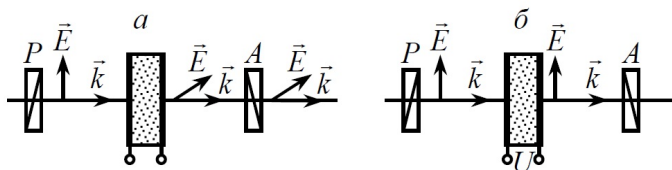


Рис. 15.3. Схема спостереження твіст-ефекту:

а – просвітлений стан рідкокристалічної комірки ($U = 0$);
б – затемнений стан ($U \neq 0$)

Шар скрученого нематика обертає площину поляризації падаючого світла на кут $\pi/2$. Оскільки $\epsilon_a > 0$, при прикладенні поля молекули рідкого кристала орієнтуються уздовж його силових ліній, закручений стан РК зникає і комірка перестає повертати площину поляризації світла, яке проходить. Якщо осі поляроїдів схрещені, то за відсутності поля світло буде проходити через комірку, а при його прикладенні – ні. На

відміну від ефекту динамічного розсіювання, для виникнення твіст-ефекту не потрібно протікання струму через кристал. Керуюча напруга для твіст-ефекту складає одиниці або частки вольтів. Тривалість перехідного процесу між прозорим і затемненим станами комірки становить 30 – 200 мс.

Ефект "гість-господар". Для спостереження ефекту в рідкий кристал (*господар*) вводяться молекули барвника (*гість*), які так само, як молекули РК, мають витягнуту форму. Тому обидва види молекул розташовуються паралельно поверхням пластин (рис. 15.4, а).

Світло певної довжини хвилі поглинається молекулою барвника тільки в тому випадку, коли її вісь паралельна електричному вектору світлової хвилі (у цьому випадку енергія світлових коливань витрачається на рух електронів від одного кінця молекули до іншого). Якщо діелектрична анізотропія кристала позитивна ($\epsilon_a > 0$), то, при прикладанні до комірки напруги, поле поверне молекули рідкого кристала, а слідом за ними і молекули барвника, уздовж ліній поля. У цьому стані рідкокристалічна комірка перестає поглинати падаюче на неї випромінювання, тобто стає прозорою (рис. 15.4, б, в).

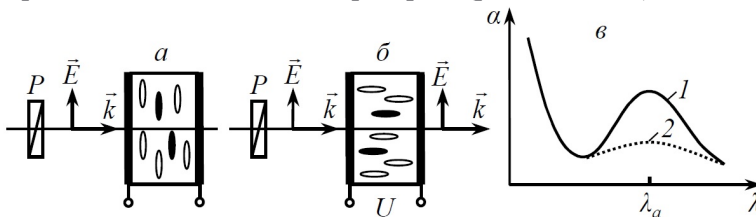


Рис. 15.4. Ефект "гість–господар" у рідкому кристалі:

а – розташування молекул за відсутності електричної напруги на комірці; б – те ж при прикладанні напруги до комірки; в – спектральна залежність коефіцієнта поглинання світла в рідкокристалічній комірці під час відсутності (1) і при наявності (2) напруги

Барвник, спектр поглинання якого залежить від орієнтації молекул відносно до вектора напруженості падаючої світлової хвилі, називається *плеохроїчним* (цю властивість називають також *дихроїзмом* барвника). Якщо до рідкого кристала підмішати плеохроїчний барвник, то шляхом зміни напруги можна задавати орієнтацію молекул барвника і змінювати

спектральний склад випромінювання, яке пройшло через комірку. Іншими словами, можна керувати не тільки інтенсивністю випромінювання, але і його кольором.

Керуюча напруга на комірці становить 2 – 10 В, тривалість перехідних процесів – майже 30 – 500 мс.

Інші електрооптичні явища в рідких кристалах. Крім розглянутих вище, існують і інші фізичні явища, котрі можуть бути використані для побудови систем відображення інформації та керування світловими потоками в рідких кристалах.

Ефект деформації вертикально орієнтованої фази. Відомо, що на орієнтацію молекул РК впливає стан поверхонь пластин рідкокристалічної комірки. Якщо ці поверхні обробити певною поверхнево-активною речовиною, то можна отримати *гомогенну* (паралельну пластинам) або *гомеотропну* (перпендикулярну пластинам) орієнтацію молекул (рис. 15.5).



Рис. 15.5. Розташування молекул у рідкому кристалі:
а – гомогенне; б – гомеотропне

На основі молекул із негативною діелектричною анізотропією створюють комірку з гомеотропним розташуванням молекул. Комірку розміщують між схрещеними поляризатором і аналізатором. Пройшовши через поляризатор, світло виявляється лінійно поляризованим. Оскільки рідкий кристал має властивість подвійного променезаломлення, після проходження РК-комірки світло стає еліптично поляризованим. При прикладанні до комірки напруги відбувається переорієнтація молекул у напрямку, паралельному пластинам, і характер подвійного променезаломлення змінюється. Відповідно до цього буде змінюватися і частинка світла, що проходить через аналізатор. Оскільки інтенсивність світла, що проходить через пристрій, залежить від довжини хвилі випромінювання, то шляхом зміни напруги на комірці можна керувати не тільки інтенсивністю, а й кольором випромінювання, що пройшло. Це може бути використано для створення кольорових дисплеїв на основі рідких кристалів.

Ефект вибіркового відбивання світла. У холестеричному рідкому кристалі в результаті відбивань світла від площин з однаковою орієнтацією молекул виникає інтерференція, при якій підсилюється світло з довжиною хвилі, яка дорівнює кроку просторової спіралі РК. З цієї причини рідкий кристал виглядає зафарбованим. Керуючи кроком спіралі за допомогою поля, можна змінювати колір забарвлення індикатора.

Перевагою рідкокристалічних індикаторів, призначених для систем візуального відображення інформації, є низьке споживання енергії і сумісність з електронними інтегральними схемами. До недоліків РК-індикаторів слід віднести необхідність зовнішнього підсвічування при роботі в темряві, вузький температурний діапазон існування рідкокристалічної фази, велику інерційність і помітне погіршення параметрів із плином часу.

На основі розглянутих нами явищ створюються цифрові, буквено-цифрові, мнемонічні, а також матричні рідкокристалічні індикатори, у тому числі екрани дисплеїв. Темпи розвитку рідкокристалічних систем настільки великі, що вони стали (поряд із електролюмінесцентними системами) основними конкурентами електронно-променевим трубкам.

§ 16. Оптична пам'ять і системи візуального відображення інформації

Оптична пам'ять. Ідеальне запам'ятовуюче середовище для оптичної пам'яті повинно володіти такими основними властивостями:

1. можливістю запису, зчитування і стирання інформації;
2. високою просторовою роздільністю;
3. високою чутливістю до запису;
4. відсутністю спотворень інформації при зчитуванні;
5. великим часом зберігання;
6. великим відношенням сигнал/шум;
7. лінійною характеристикою запису.

Жодне з відомих до теперішнього часу середовищ не забезпечує повною мірою виконання всіх перерахованих умов. Будь-яке з них лише так чи інакше наближається до ідеального середовища за деякими із своїх характеристик.

За характером процесів, що протікають під час запису інформації, можна виділити середовища для *постійної* (архівної) *пам'яті* і середовища для *оперативної пам'яті*. В останньому випадку запам'ятовуюче середовище повинно володіти *реверсивністю*, тобто забезпечувати можливість повторного запису інформації після стираючого впливу.

Цифровий запис інформації можна здійснювати шляхом пропалювання або проплавлення за допомогою сфокусованого лазерного променя отворів у тонких (~ 50 нм) плівках із платини (Pt), вісмуту (Bi), родія (Rh) та інших речовин, нанесених на прозору основу. Інший варіант – створення мікрозаглиблень у полівінілхлоридній пластині, поверхня якої вкрита шаром телуру (Te) товщиною 20 – 40 мкм (телур легкоплавкий і добре поглинає ІЧ-випромінювання). У металевому шарі можна формувати не заглиблення, а мікробугорки. Як основа в цьому випадку використовується діелектрик, що добре випаровується, який вкривається тугоплавким металом – титаном (Ti) або платиною (Pt). У результаті випаровування підшару діелектрика під дією лазерного променя у відповідному місці утворюється опуклість, оскільки сама плівка не проплавляється.

Плівка із записаною на неї інформацією вкривається досить товстим прозорим захисним шаром, тоді забруднення й мікродфекти його поверхні виявляються не у фокусі лазерного променя і при зчитуванні інформації не спотворюють корисний сигнал. За цим принципом побудовані широко застосовувані в даний час *оптичні компакт-диски* (CD-ROM та ін.) для комп'ютерів.

Принцип голографічного запису інформації. Щільність запису інформації в оптичних запам'ятовуючих пристроях обмежується межею, згідно з якою діаметр сфокусованого пучка не може бути меншим, ніж довжина хвилі випромінювання. При записі двійкової інформації кожен біт займає на матеріальному носії майданчик величиною порядку λ^2 . При $\lambda \approx 1$ мкм гранично досяжна щільність запису становить приблизно 10^8 біт/см². При записі інформації голографічним способом кожна елементарна ділянка носія містить "відбиток" усього інформаційного масиву. Тому щільність запису значно вища і досягає $10^{11} - 10^{12}$ біт/см².

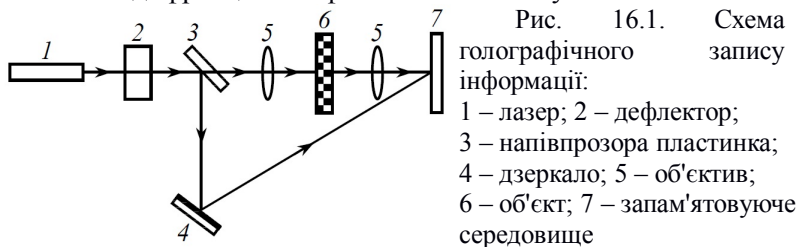
Голографічна пам'ять ґрунтується на реєстрації інтерференційної картини, що утворюється в результаті взаємодії світлової хвилі, відбитої від об'єкта або такої, що пройшла через нього (*об'єктної хвилі*), і хвилі, що приходить безпосередньо від джерела світла (*опорної хвилі*). Взаємодіючі хвилі повинні бути когерентними. Якщо зафіксовану на матеріальному носії інтерференційну картину (*голограму*) освітити тим же опорним джерелом, що і під час запису, то в результаті взаємодії опорної хвилі з голограмою утвориться хвиля, яка відновлює зображення об'єкта в тій частині простору, де під час запису знаходився об'єкт.

На відміну від звичайного фотознімка, у голограмі міститься інформація не тільки про розподіл амплітуди, але і про розподіл фази об'єктної хвилі. Фазові співвідношення між опорною і об'єктною хвилями визначають рисунок інтерференційної картини, а амплітуда хвиль визначає її контраст. Тому за допомогою голограмі відновлюється повна копія об'єктної хвилі, а сама голограма має надзвичайно високу інформаційну ємність.

При записі голограмі світло від кожної точки об'єкта падає на всю поверхню голограмі. Тому кожна її ділянка містить

інформацію про весь об'єкт і може бути використана для відновлення повного зображення об'єкта. Чим більша ця ділянка, тим із кращим співвідношенням сигнал/шум буде відновлюватися зображення об'єкта. Тому для голографічного запису характерна висока надійність і перешкодозахищеність – на її якість суттєво не впливають різні дефекти голограми (подряпини, забруднення і т. ін.). Відношення потужності світлової хвилі у відновленому зображенні до потужності відновлювальної хвилі називається *дифракційною ефективністю*.

Схема установки для голографічного запису інформації виглядає наступним чином (рис. 16.1). За допомогою напівпрозорої пластинки 3 випромінювання розділяється на дві когерентні хвилі, одна з яких спрямовується на об'єкт, а інша використовується як опорна. За допомогою відхиляючих систем (дефлекторів або дзеркал) і об'єктна, і опорна хвилі можуть бути спрямовані під різними кутами в різні ділянки реєструючого середовища. Якщо під час запису щоразу змінювати кут падіння опорної хвилі, то одна і та ж ділянка середовища буде містити кілька незалежних голограм. При відновленні зображення напрямком відновлювальної хвилі має відповідати напрямку опорної в режимі запису голограми. Зазначимо, що збільшення кількості накладених голограм в одному носії приводить до зменшення дифракційної ефективності запису.



Голограма може бути як *двовимірною* (коли товщина реєструючого середовища набагато менша за період інтерференційної картини), так і *тривимірною (об'ємною)*. При відновленні зображення тривимірна голограма поводить себе як об'ємна дифракційна ґратка. У цьому випадку на

інтерференційних шарах відбувається бреггівська дифракція відновлювальної хвилі, і інтенсивність випромінювання, що виходить із середовища, буде відмінною від нуля при виконанні умови Бреґга:

$$2d \sin \theta_B = \lambda, \quad (16.1)$$

де d – відстань між сусідніми шарами в голограмі; θ_B – кут між падаючим світлом і площиною шарів. З формули (16.1) видно, що тривимірна голограма володіє спектральною селективністю. Це дуже важлива властивість, оскільки вона дозволяє використовувати для відновлення голограми випромінювання із суцільним спектром, наприклад сонячне. Вибирає довжину хвилі в цьому випадку сама голограма відповідно до рівності (16.1). Крім того, ця властивість дозволяє записувати в одному й тому ж середовищі безліч голограм за допомогою опорних випромінювань з різною довжиною хвилі. Виділення потрібної інформації здійснюється шляхом опромінення голограми світлом певної довжини хвилі.

Якщо голограма записується в шарі фотоемульсії, то відновлювальна хвиля змінюється голограмою як за інтенсивністю, так і за фазою (під час запису змінюється прозорість, товщина і показник заломлення емульсії). Якщо ж голограма записується в прозорому матеріалі (який володіє, наприклад, фотохромними або магнітооптичними властивостями), то змінюється тільки фаза відновлювальної хвилі. У зв'язку з цим розрізняють *фазові* й *амплітудні* голограми. Голографічний запис може використовуватися як у пристроях постійної, так і реверсивної пам'яті.

Психофізичні характеристики зору. Вважається, що більше 70% усієї інформації людина сприймає за допомогою зору. В оптоелектронних системах відображення інформації ґрунтується на перетворенні електричних сигналів в яскраве поле, параметри якого повинні відповідати властивостям людського зору. У зв'язку з цим розглянемо основні параметри і характеристики зору.

Очне яблуко людини має діаметр приблизно 24 мм. За допомогою кришталіка на сітківці ока формується зображення предметів. У сітківці розташовані світлочутливі елементи, які

перетворюють світло в нервові імпульси за допомогою фотохімічних реакцій.

Кутова роздільна здатність нормального ока дорівнює приблизно одній кутовій хвилині. Зона максимальної роздільної здатності ока становить $16 - 20^\circ$ – по горизонталі і $12 - 15^\circ$ – по вертикалі. Повний кут зору по горизонталі становить майже 120° , по вертикалі – 90° . З урахуванням цих властивостей формат екранів для відображення інформації повинен вибиратися таким, щоб відношення його ширини і висоти складало приблизно від 4/3 до 5/3.

Швидкодія ока характеризується великою постійною часу, оскільки обробка сигналу нервовою системою здійснюється на основі хімічних процесів. Якщо частота мерехтінь світла перевищує деяку критичну величину, світло сприймається як неперервне (закон Тальбота). Залежно від розмірів і яскравості об'єкта критична частота становить приблизно від 50 до 60 Гц.

Оком сприймається досить вузька частина спектра електромагнітних хвиль, причому чутливість ока різна до випромінювання різних довжин хвиль. Ця властивість зору описується *функцією видимості людського ока* V_λ , або *функцією відносної спектральної чутливості*. Величина V_λ визначається як відношення потужностей монохроматичних потоків випромінювання з довжинами хвиль λ і $\lambda_{\max}$, які викликають зорові відчуття однакової сили. Око людини містить два види рецепторів – колбочки і палички. При денному кольорочутливому зорі працюють тільки колбочки. На рис. 16.2 наведені графіки функції V_λ для денного і нічного зору. Для денного зору максимум чутливості відповідає довжині хвилі $\lambda_{\max} = 555$ нм, для нічного – довжині хвилі $\lambda_{\max} = 508$ нм.

Здатність ока сприймати колір зумовлена тим, що сітківка ока має три різновиди рецепторів, що відрізняються складом світлочутливої речовини. Багатобарвне сприйняття визначається комбінацією відгуків цих трьох рецепторів на випромінювання трьох основних кольорів: $\lambda_R = 700$ нм (червоний); $\lambda_G = 564,1$ нм (зелений) і $\lambda_B = 435,8$ нм (синій). Довільний відтінок кольору отримується в результаті змішування цих кольорів у певній енергетичній пропорції.

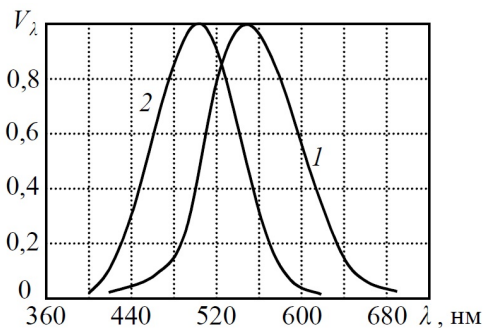


Рис. 16.2. Графіки функції видимості людського ока для денного (1) і нічного (2) зору

Для надійного зчитування інформації необхідно, щоб яскравість джерела, що містить інформацію, перевищувала яскравість фону на деяку величину ΔB . Мінімальне значення відношення $\Delta B/B$

$$k_{th} = \frac{\Delta B_{\min}}{B}, \quad (16.2)$$

при якому джерело ще помітне оком на цьому фоні, називається *пороговим контрастом*. Для зручності роботи необхідно, щоб контраст зображення перевершував k_{th} не менше ніж у 10 разів.

Усі види індикаторів можна віднести до однієї з двох груп: робота одних базується на перетворенні електричної енергії у світлову (*активні індикатори*), для функціонування інших необхідна зовнішнє підсвічування (*пасивні індикатори*).

Фізичні механізми, що лежать в основі роботи індикаторів різних типів, дуже різноманітні, так само як перелік робочих речовин для індикаторів. У даний час в оптоелектронних системах для відображення інформації використовуються вакуумні та газорозрядні індикатори, індикатори на основі рідких кристалів, індикатори на основі інжекційної й допробійної люмінесценції та ін.

§ 17. Оптична обробка інформації

Процесор на основі оптично керованого транспаранта.

Застосування оптичних методів дозволяє радикально підвищити швидкість обробки інформації. В основі такого якісного стрибка лежить перехід до електромагнітних коливань дуже малої довжини хвилі, що дозволяє модулювати сигнал не тільки в часі, але і в просторі, а також різко розширити смугу частот модуляції. Оптичні методи дозволяють оперувати інформацією як у цифровій, так і в аналоговій формі.

Вже розглянутий нами оптично керований транспарант дає змогу здійснювати цілий набір інформаційних операцій по паралельній обробці оптичних зображень. Одна з можливих схем оптичного процесора подана на рис. 17.1.

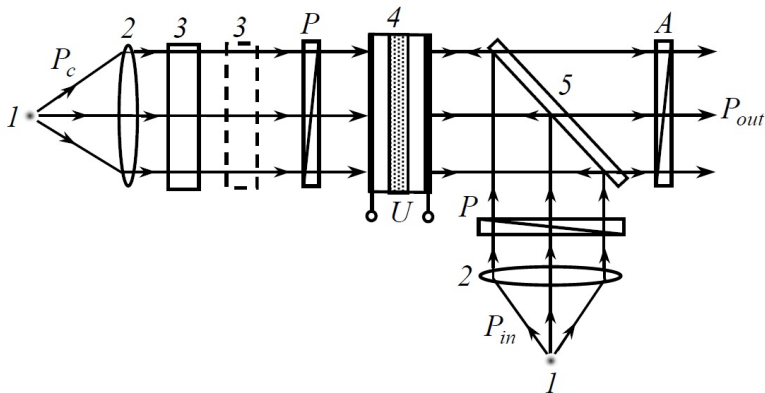


Рис. 17.1. Схема оптичного процесора на основі оптично керованого транспаранта: 1 – джерела випромінювання; 2 – лінзи; 3 – транспарант; 4 – оптично керований транспарант; 5 – напівпрозора пластинка; P – поляризатор; A – аналізатор

Основу процесора становить оптично керований транспарант 4, що працює на відбивання і володіє ефектом пам'яті. До схеми зчитування процесора входять схрещені поляризатор і аналізатор, так що при відсутності оптичного керуючого сигналу P_c інтенсивність світла на виході процесора також дорівнює нулю. За рахунок зміни напруги U транспарант

4 повинен дозволяти перетворювати позитивне зображення в негативне.

Розглянемо операції, які дозволяють здійснювати такого роду оптичний процесор. На транспарант 4 можна записати один за іншим два зображення, що задаються послідовно транспарантом 3. При наявності пам'яті у транспаранта 4 картина на ньому являтиме собою суму двох вихідних зображень. Сама операція такого роду називається операцією додавання картин.

Операцію множення картин можна здійснити, якщо замість одного транспаранта 3 помістити одночасно два транспаранти. Результуюче зображення буде являти собою результат двох вихідних оптичних картин.

Якщо одне зображення на транспаранті 3 записати на транспарант 4 при напрузі U , а наступне – при напрузі, яка відповідає перетворенню картини в негативну, то реалізується віднімання двох картин.

Просторове диференціювання зображень можна здійснювати наступним чином. На керований транспарант 4 записується вихідне зображення, що задається на транспаранті 3. Потім із нього віднімається дещо зміщене (або розфокусоване) зображення того ж транспаранта. При цьому виявляться місця, що відповідають найбільшому градієнту інтенсивності в оригінальному зображенні.

Операції над зображеннями можна проводити і за допомогою розглянутого нами раніше оптично керованого транспаранта, працюючого на просвічення (рис. 14.8).

З його допомогою можлива, наприклад, зміна спектрального складу світла, що містить вихідну картину: картина в кольорі P_c стане картиною в кольорі P_{in} .

Некогерентний керуючий потік P_c може бути перетворений у когерентний потік на виході транспаранта, якщо як джерело випромінювання, що створює потік P_{in} , використовується лазер.

Досить просто здійснюється підсилення зображення, оскільки потужність пучка P_{in} , а відповідно і пучка P_{out} , може значно перевищувати потужність керуючого пучка P_c .

Зображення, створюване пучком P_c , може бути перетворене у негативне, якщо вісь аналізатора повернути на кут $\pi/2$.

Розглянуті вище операції над картинами можуть бути основою для більш складних операцій над зображеннями, що зводяться до комбінації певних операцій в заданій послідовності.

Елементи теорії перетворення оптичних сигналів.

Відомо, що при розміщенні транспаранта із записом будь-якої функції $f(x, y)$ у передній фокальній площині лінзи і освітленні його когерентним випромінюванням, у задній фокальній площині лінзи отримується *просторовий спектр* цієї функції (її перетворення Фур'є) (рис. 17.2, а). На відміну від одновимірних часових образів радіосигналів, просторовий фур'є-образ оптичного зображення є двовимірним.

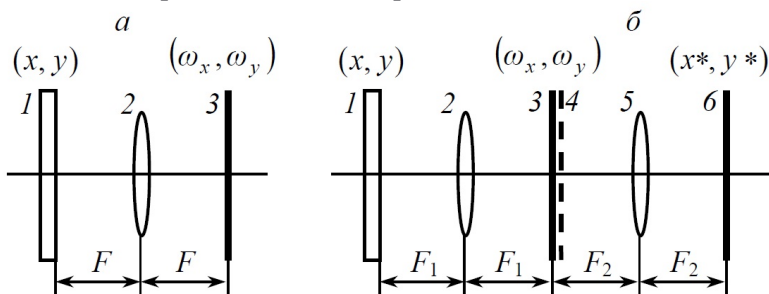


Рис. 17.2. Схема просторового перетворення Фур'є (а) і просторової фільтрації сигналу (б) в когерентній оптичній системі:
 1 – транспарант; 2 – лінза; 3 – задня фокальна площина лінзи 2;
 4 – просторовий (частотний) фільтр; 5 – лінза; 6 – задня фокальна площина лінзи 5

Пряме перетворення Фур'є функції двох змінних $f(x, y)$ (двовимірне перетворення Фур'є) має вигляд

$$G(\omega_x, \omega_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-i\omega_x x - i\omega_y y} dx dy, \quad (17.1)$$

де $G(\omega_x, \omega_y)$ – спектральна густина, що залежить від двох просторових частот ω_x і ω_y . Знаючи спектральну густину $G(\omega_x, \omega_y)$, можна знайти вихідну функцію $f(x, y)$, застосовуючи зворотнє перетворення Фур'є:

$$f(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} G(\omega_x, \omega_y) e^{i\omega_x x + i\omega_y y} d\omega_x d\omega_y. \quad (17.2)$$

Припустимо, що в задній фокальній площині лінзи 2 встановлено оптичний просторовий фільтр з частотною характеристикою $A(\omega_x, \omega_y)$. Тоді спектр оптичного сигналу на виході цього фільтра $S(\omega_x, \omega_y)$ матиме такий вигляд:

$$S(\omega_x, \omega_y) = G(\omega_x, \omega_y) A(\omega_x, \omega_y). \quad (17.3)$$

Припустимо тепер, що задня фокальна площина лінзи 2 суміщена з передньою фокальною площиною додаткової лінзи 5 (рис. 17.2, б). Тоді лінза 5 виконуватиме зворотнє перетворення Фур'є функції $S(\omega_x, \omega_y)$. Іншими словами, у задній фокальній площині лінзи 5 оптичний сигнал із частотного відображення знову перетвориться в просторове відображення. У цьому випадку на підставі формули (17.2) для просторового розподілу амплітуди світлового потоку на виході оптичної системи матимемо

$$f * (x^*, y^*) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} G(\omega_x, \omega_y) A(\omega_x, \omega_y) e^{i\omega_x x + i\omega_y y} d\omega_x d\omega_y. \quad (17.4)$$

Таким чином, впливаючи на просторові частоти за допомогою діафрагм або інших елементів, розміщених у фокальній площині лінзи 5, можна послабити або повністю усунути ті чи інші гармоніки цього просторово-частотного спектра, тобто цілеспрямовано перетворити спектр просторових частот оптичного сигналу. У цьому полягає сутність методу *оптичної просторової фільтрації* – одного з основних методів обробки оптичних сигнів. Особливо широкі можливості відкриваються при використанні оптичних голограм як просторових фільтрів.

Когерентний оптичний процесор: принцип розпізнавання образів. Проілюструємо можливості оптичної обробки інформації з використанням когерентних світлових пучків на прикладі процесора з просторовою фільтрацією сигналу (рис. 17.3).

На вхідну площину 3 спрямовується паралельний пучок когерентного випромінювання, колімованого від точкового

джерела 1. Дві збірні сферичні лінзи розташовуються на відстанях F і $3F$ (F – фокусна відстань лінзи) від вхідної площини. Якщо у вхідну площину помістити оптичний транспарант, що містить будь-яку картину P_{in} , то у вихідній площині 5 сформується її перевернене зображення. Площина 4 називається *частотною площиною*, в ній формується оптичне поле, розподіл амплітуди і фази якого відповідає просторово-частотному спектру картини, яка знаходиться у вхідній площині 3. Інакше кажучи, першою з двох лінз буде виконано перетворення Фур'є функції P_{in} . Тому будь-який транспарант, розміщений у площині 4, буде виконувати роль фільтра просторових частот. Наприклад, екран із прямокутним отвором є двовимірним фільтром нижніх частот, непрозорий прямокутник – просторовим фільтром верхніх частот. Застосовуючи в даній схемі керований транспарант, можна здійснювати просторову фільтрацію, що змінюється в часі.

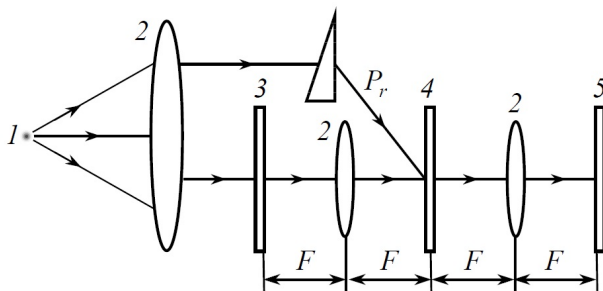


Рис. 17.3. Схема когерентної оптичної системи розпізнавання образів: 1 – джерело випромінювання; 2 – лінзи; 3 – вхідна площина; 4 – частотна площина; 5 – вихідна площина

Введення в частотну площину голограми серед інших завдань дозволяє розв'язати задачу розпізнавання образів.

Припустимо, що на деякій сторінці тексту необхідно розпізнати і визначити просторові координати будь-якого знака. Для отримання погодженого з цим знаком фільтра у вхідній площині 3 розміщується оптичний транспарант із зображенням знака. У частотній площині 4 формується світлова хвиля, що відповідає його просторовому спектру. Якщо за допомогою дільників світла (наприклад напівпрозорих пластинок) і дзеркал

на площину 4 спрямувати опорну хвилю P_r , що когерентна з хвилею, яка освітлює вхідну площину 3, то в частотній площині 4 сформується інтерференційна картина, що являє собою голограму фур'є-образу даного знака. Описана схема отримання просторового фільтра відома як *схема Ван дер Люгта*. Ця голограма, зафіксована на деякому матеріальному носії, являє собою узгоджений фільтр для просторових частот даного знака.

Далі, фільтр-голограму залишають у площині 4, забирають опорну хвилю, а у вхідній площині 3 розміщують сторінку з текстом і освітлюють її тим же джерелом світла. При освітленні голограми відновлюваним зображенням тепер буде зображення точкового джерела світла, оскільки роль опорного пучка в цьому випадку виконує випромінювання, що пройшло через вхідну площину 3. Тому у вихідній площині 5 у місцях, де було зображення заданого знака, з'явиться зображення точкового джерела світла.

Описаним методом можна впізнати картини різної складності, а використовуючи реверсивне середовище для запису голограм, можна здійснювати обробку цілого масиву даних у реальному масштабі часу.

Контрольні запитання та завдання

1. Що вивчають оптоелектроніка та фотоелектроніка? Які частинки є носіями інформації в оптоелектроніці?
2. Що відображають рівняння Максвелла? Що таке когерентність світлових хвиль?
3. Які існують типи оптичного випромінювання?
4. Які є види електролюмінесценції у твердих тілах?
5. Які є джерела випромінювання в когерентній оптоелектроніці і які принципи їх роботи?
6. Які є методи приймання оптичного випромінювання? Поділ фотодетекторів за видом перетвореної енергії. Які шуми спостерігаються при фотодетектуванні?
7. Що таке фотоелектронне перетворення? Які прилади працюють на явищах внутрішнього фотоефекту? Яка конструкція і принцип роботи оптопарі?
8. Які основні типи твердотільних фотодетекторів?
9. Яким чином здійснюють транспортування оптичного випромінювання? Як визначається кількість мод, яку здатне передавати оптичне волокно?
10. Якими властивостями володіють оптичні волокна?
11. Як відбувається поширення світла у плоскому оптичному хвилеводі? Що таке оптичне тунелювання?
12. Яким чином відбувається введення і виведення випромінювання з хвилеводів? Як здійснюються функції керування оптичними потоками?
13. Як модулюючі середовища впливають на світлову хвилю?
14. Яка будова і принцип роботи елементів керування випромінюванням?
15. Яка структура і властивості рідких кристалів? Які електрооптичні ефекти спостерігаються в рідких кристалах?
16. Якими властивостями повинно володіти ідеальне запам'ятовуюче середовище для оптичної пам'яті? Який принцип голографічного запису інформації?
17. Яка будова і принцип роботи процесора на основі оптично керованого транспаранта? Як здійснюється розпізнавання образів?

Список рекомендованої літератури

1. Сенько В. І., Панасенко М. В., Сенько Є. В. Електроніка і мікросхемотехніка. Т.1. Елементна база електронних пристроїв. Київ : Обереги, 2000. 300 с.
2. Карих Е. Д. Оптоэлектроника. Мн. : БГУ, 2000. 263 с.
3. Мартынов В. Н., Кольцов Г. И. Полупроводниковая оптоэлектроника. М. : МИСиС, 1999. 400 с.
4. Хоружний В. А., Письмецький В. О. Функціональна мікроелектроніка, опто- та акустоелектроніка. Харків, 1995. 186 с.
5. Верещагин И. К., Косяченко Л. А., Кокин С. М. Введение в оптоэлектронику. М. : Высш. шк., 1991. 191 с.
6. Волноводная оптоэлектроника: пер. с англ. / под ред. Т. Тамира. М. : Мир, 1991. 575 с.
7. Жеребцов И. П. Основы электроники. Ленинград : Энергоатомиздат, 1989. 242 с.
8. Носов Ю. Р. Оптоэлектроника. М. : Радио и связь, 1989. 360 с.
9. Герчановская В. П., Ипатов Э. Ф., Малова А. П. Новые профессии света. Киев : Техника, 1989. 120 с.
10. Прохорский А. А. Основы автоматики и телемеханики. М. : Высшая школа, 1988. 290 с.
11. Основы оптоэлектроники: пер. с япон./ Я. Суэмацу, С. Катаока, К. Кисино и др. М. : Мир, 1988. 288 с.
12. Акаев А. А., Майоров С. А. Оптические методы обработки информации. М. : Высш. шк., 1988. 237 с.
13. Хансперджер Р. Интегральная оптика. М. : Мир, 1985. 384 с.
14. Андрушенко Л. М., Гроднев И. И., Панфилов И. П. Волоконно-оптические линии связи. М. : Радио и связь, 1984. 260 с.
15. Харченко В. М. Основы электроники. М. : Высшая школа, 1982. 352 с.
16. Александров Л. Н., Иванцев А. С. Многослойные пленочные структуры для источников света. Новосибирск : Наука, 1981. 130 с.

Навчально-методичне видання
ФОТОЕЛЕКТРОНІКА
ТА ОПТОЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ
Навчальний посібник

Козярський Іван Петрович

Відповідальний за випуск *Стребежев В.М.*
Літературний редактор *Макарова О.П.*