

Дроздовський В.Б.

Бойко Ю.М.

ОПТОЕЛЕКТРОНІКА

Конспект лекцій

Хмельницький

Мета написання конспекту лекцій з дисципліни “Оптоелектроніка” – це необхідність зосередити увагу студентів на загальних принципах побудови оптоелектронних пристроїв та систем для використання їх при підготовці до лабораторних робіт, виконанні контрольних робіт та підготовці до складання екзамену.

У конспекті лекцій подані фізичні основи роботи оптоелектронних приладів, призначених для передачі, обробки, прийому, зберігання і відображення інформації. Наведено головні параметри джерел і приймачів випромінювання, оптронів та оптоелектронних мікросхем, електрооптичних, магнітооптичних та інших методів перетворення інформації, основи інтегральної оптики, волоконно-оптичних мереж передачі інформації та побудова пристроїв зберігання і візуального відображення інформації.

Видання може бути корисним при вивченні дисципліни “Волоконно-оптичні системи передачі інформації” студентами напрямку “Апаратура зв’язку, радіомовлення та телебачення” спеціальності “Радіотехніка”. Воно включає наступні частини сучасної оптоелектроніки: фізичні основи оптоелектроніки (лекції 2–5), оптрони і оптоелектронні мікросхеми (лекції 6, 7), оптична обробка інформації (лекції 8–10), інтегральна і волоконна оптика (лекції 11–13), оптоелектронні пристрої відображення інформації (лекції 14–17).

Автори зазначають, що сучасна оптоелектроніка об’єднує різні специфічні розділи фізики та техніки, тому запропонована робота подає лише головні відомості про фізичні принципи, які використовуються в оптоелектроніці і поняття про типові оптоелектронні прилади. Більш повну уяву про різні розділи оптоелектроніки можна отримати за допомогою літератури, перелік якої наведено наприкінці.

Оптоелектроніка – науково-технічний напрямок, який заснований на використанні одночасно як оптичних, так і електричних методів передачі, обробки, прийому, зберігання та відображення інформації. Сучасна оптоелектроніка – це розділ електроніки, пов’язаний, головним чином, з вивченням ефектів взаємодії між електромагнітними хвилями оптичного діапазону і електронами речовини (переважно твердих тіл) та охоплює проблеми створення оптоелектронних приладів (методами мікроелектронної технології), в яких ці ефекти використовуються для вирішення завдань інформатики.

Виходячи з цього визначення, оптоелектроніку як науково-технічний напрямок характеризують три головні риси:

1. Фізичну основу оптоелектроніки складають явища, засоби, та методи, для яких існує поєднання оптичних та електронних процесів.

2. Технічну основу оптоелектроніки визначають конструктивно-технологічні концепції сучасної мікроелектроніки: головна з них – мініатюризація елементів.

3. Функціональне призначення оптоелектроніки полягає в розв’язанні задач інформатики, а саме: генерації, переробки, зберігання та відображення інформації.

Оптоелектронний пристрій – це пристрій чутливий до електромагнітного випромінювання у видимій (0,76...0,36 мкм), інфрачервоній (3...0,76 мкм) та ультрафіолетовій (0,36...0,2 мкм) областях, або прилад, який випромінює і перетворює некогерентне (когерентне) випромінювання в цих самих спектральних межах.

Для вирішення задач в оптоелектронних пристроях використовують інформаційні сигнали в оптичній і електричній формах, але визначальними є саме оптичні сигнали, завдяки яким досягаються якісно нові переваги, що відрізняють оптоелектроніку поміж інших напрямків сучасної електроніки. Підсумовуючи, можна сказати: оптоелектроніка – це оптика, керована електронікою.

Принципові переваги оптоелектроніки обумовлені специфічними особливостями електромагнітних хвиль оптичного діапазону, особливими властивостями фотонів як носіїв інформації і проявляються в наступному:

- **високочастотності**. Частота оптичних коливань на 3–5 порядків вище ніж у радіотехнічному діапазоні, отже збільшується пропускна здатність оптичного каналу передачі інформації;

- **гострому фокусуванні**. Максимальна щільність запису оптичної інформації може досягати $10^9 \dots 10^{10}$ біт/см²;

- **спрямованості**. Внаслідок малої величини λ при практично досягнутих значеннях апертури випромінювача A вдається знизити кутову розбіжність променя $\alpha \approx \lambda / A$ до рівня десятків і одиниць кутових секунд;

- **розв’язці**. Існує ідеальна електрична розв’язка входу і виходу при використанні безконтактного оптичного зв’язку;

- **візуалізації**. Оптоелектроніка, охоплюючи видимий діапазон електромагнітного спектра, дозволяє перетворювати інформацію з електричної форми в зорову;

- **просторовій модуляції**. На відміну від електричного струму, потік фотонів може бути модульований не тільки в часі, але і в просторі, що безперечно відкриває нові можливості в паралельній обробці інформації – головної умови створення надшвидкісних обчислювальних систем.

Основні оптоелектронні прилади:

– **індикатори** – електрично керовані прилади для систем візуального відображення інформації. Фізичну основу приладів індикаторного типу складають різні види електролюмінесценції та електрооптичні явища. Сучасна промисловість виробляє рідкокристалічні, напівпровідникові (світлодіодні), вакуумні люмінесцентні, газорозрядні (плазмові) індикатори. Ці вироби виготовляють у вигляді цифрових багаторозрядних дисплеїв, універсальних плоских екранів;

– **формувачі сигналів відображення або формувачі відеосигналів**. Ці прилади призначені для перетворення зображень в адекватну їм послідовність електричних сигналів. Головне застосування прилади знайшли в телевізійних передавачах, при зчитуванні інформації на вході електронно-обчислювальних машин (ЕОМ). Типовим представником є фоточутливий прилад із зарядовим зв'язком (ФПЗЗ);

– **волоконно-оптичні мережі передачі інформації (ВОМПІ)** – пристрої і системи, основу яких складає гнучкий волоконно-оптичний хвилевід, який з'єднано з випромінювальним приладом на передавальному кінці і з фотоприймачем на іншому – приймальному кінці. Вони виконують функції мереж зв'язку і складають основу міжмашинних інтегральних мереж передачі даних і розгалужених внутрішньоміських автоматичних телефонних станцій (АТС). Фізичною основою ВОМПІ є процеси розповсюдження оптичних сигналів вздовж волоконного світловоду, а також світлогенераційні і фотоелектричні явища у випромінювачі та приймачі;

– **оптопарі**. Елементи електричної розв'язки є приладами, в яких світлодіодний випромінювач оптично пов'язаний з фотоприймачем і розв'язаний з ним електрично;

– **оптична пам'ять**. Вона базується на запам'ятовуючих пристроях (ЗП), в яких на носій записується інформація, представлена в оптичній формі. Висока щільність запису обумовлює перспективність цих пристроїв в архівних ЗП ЕОМ та інформаційно-пошукових системах, до яких постійно звертається більшість користувачів;

– **оптична обчислювальна техніка**. Комплекс оптоелектронних апаратурних засобів, який дозволяє ефективно здійснювати математичні і логічні дії з інформацією, представлену в оптичній формі;

– **оптоелектронні датчики**. Прилади, які перетворюють зовнішні фізичні впливи (температура, тиск, вологість, прискорення тощо) в електричні сигнали. Перевагою таких датчиків є те, що чутливий елемент (волокно) одночасно є і каналом передачі інформації до місця її обробки.

– **інші оптоелектронні прилади**. До них належать дискретні світлодіоди, фотодіоди, модулятори світла тощо.

Лекція 1. ЕЛЕМЕНТИ ЗОННОЇ ТЕОРІЇ ТВЕРДИХ ТІЛ

- *Зонна модель твердих тіл.*
- *Власна та домішкова провідності напівпровідників та їх температурна залежність.*
- *Фотопровідність напівпровідників.*
- *Люмінесценція твердих тіл.*

1.1. Зонна модель твердих тіл

З курсу фізики відомо, що всі речовини за характером та значенням електропровідності поділяють на три класи: провідники, діелектрики та напівпровідники. Питомий опір провідників складає $10^{-8} \dots 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{м}$, напівпровідників $10^{-6} \dots 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, а діелектриків – $10^8 \dots 10^{16} \text{ Ом} \cdot \text{м}$. Окрім цього, з підвищенням температури опір провідників зростає у напівпровідників та зменшується у діелектриків.

Така різноманітність у величинах електропровідності та характеру її зміни з температурою пояснюється за допомогою зонної теорії твердих тіл.

Розглянемо процес утворення твердого тіла із ізольованих однотипних атомів. Коли атоми ізольовані, тобто знаходяться один від одного на макроскопічних відстанях, то вони мають однакові енергетичні рівні (рис. 1.1).

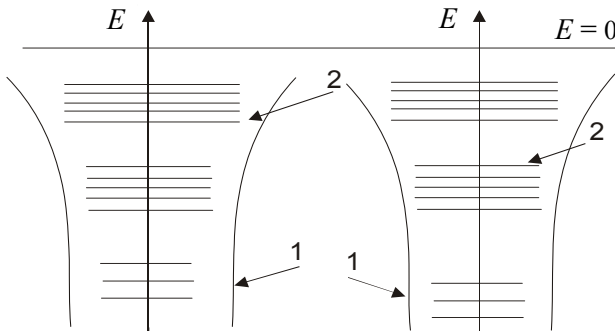


Рис. 1.1 – Енергетичні рівні двох ізольованих однотипних атомів:
1 – потенціальні бар'єри; 2 – енергетичні рівні

Якщо ж відстань між атомами зменшувати (менше ніж 10^{-9} м), то унаслідок взаємодії між атомами зменшується висота потенціальних бар'єрів, які розділяють сусідні атоми (див. рис. 1.1). Це пояснюється тим, що електрони одного атома притягуються ядром не тільки свого атома, а й ядром сусідніх атомів. Оскільки енергія зв'язку електронів з ядром “свого” атома велика, що визначається відстанню електрона до ядра, то дія сусіднього атома буде більша на валентні електрони, ніж на електрони внутрішніх оболонок. Відстань між сусідніми атомами в кристалі різна для різних напрямків, але в будь-якому напрямку атоми розміщені періодично і енергетичну структуру кристала можна зобразити у вигляді періодично розташованих потенціальних ям, розділених потенціальними бар'єрами (рис. 1.2).

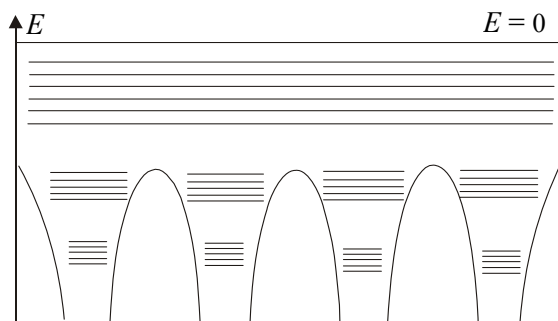


Рис. 1.2 – Енергетичні схеми в атомах кристала у вибраному напрямі

При утворенні кристала різниця між повною енергією електрона в атомі і висотою потенціального бар'єра досить мала, а потенціальний бар'єр стає дуже вузьким і можливий тунельний перехід електронів з одного атома в інший. Причому для валентних електронів ймовірність тунельного ефекту дуже велика (час знаходження електрона в одному атомі складає 10^{-15} с).

Для внутрішніх електронів ймовірність тунельного ефекту тим менша, чим ближче розташований електрон до ядра. Згідно принципу невизначеності можна записати:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h, \quad (1.1)$$

де ΔE – ширина енергетичного рівня; Δt – невизначеність часу; h – постійна Планка ($h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж · с).

В ізольованому атомі електрон у нормальному стані може знаходитися як завгодно довго, тому і ширина енергетичного рівня

ΔE є дуже малою. У збудженому стані $\Delta t \sim 10^{-8}$ с, $\Delta E \sim 10^{-7}$ еВ. У кристалі, де $\Delta t \sim 10^{-15}$ с для валентних електронів, $\Delta E \approx 1$ еВ.

Таким чином, енергетичні рівні ізольованих атомів у кристалі розщеплюються в енергетичні зони, які схематично показані на рис. 1.3. Причому, розщеплюються в зони не тільки енергетичні рівні, заповнені електронами, але і рівні, не заповнені електронами (на рис. 1.3 не заповнені електронами рівні показані сукупністю паралельних горизонтальних ліній).

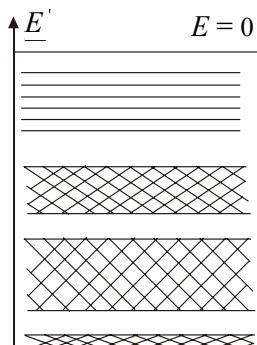


Рис. 1.3 – Схема енергетичних зон у кристалі

З точки зору електропровідності кристалів важливо як заповнена остання зона (так звана зона валентності) і перша незаповнена зона (так звана зона провідності).

Зонна теорія пояснює поділ речовин на провідники, напівпровідники та діелектрики. Якщо валентна зона не повністю заповнена або перекривається із першою незаповненою зоною, то кристал має високу електропровідність, оскільки електрони, отримуючи енергію від електричного поля, можуть змінювати її, тобто переміщуватись на вільні енергетичні рівні, приймаючи, таким чином, участь у створенні електричного струму. У тому випадку, коли валентна зона заповнена повністю і не пере-

кривається з першою вільною зоною, електропровідність кристала визначається шириною енергетичної щілини між валентною зоною та зоною провідності (забороненою зоною).

Якщо ширина забороненої зони ΔE більша 2 еВ, то кристал відносять до класу діелектриків, а якщо менша ніж 2 еВ – до класу напівпровідників. Ясно, що такий поділ досить умовний.

Енергетичні зони не є неперервним рядом значень енергії електронів, а є системою дискретних енергетичних рівнів, число яких визначається добутком числа атомів у кристалі на кратність атомного енергетичного рівня, з якого утворилась зона. Відстань між рівнями складає порядку 10^{-22} еВ, тому електрони під дією зовнішніх факторів (у тому числі і електричного поля) переходять із одного рівня на інший. Для переходів електронів між зонами, наприклад, зоною валентності і провідності, потрібно електронам надати енергію, не меншу ніж ширина забороненої зони. Таку енергію можна надавати за допомогою нагрівання, освітлення необхідної частоти та ін.

1.2. Власна та домішкова провідності напівпровідників і їх температурна залежність

Власний напівпровідник є хімічно чистим напівпровідником. Електрична провідність таких напівпровідників зумовлена вільними електронами, які під дією теплової енергії перейшли із зони валентності в зону провідності та дірками, які утворилися в результаті створення вільних електронів. Для таких напівпровідників закон Ома приймає вигляд:

$$j = en(b_+ + b_-)E, \quad (1.2)$$

де j – густина струму; e – елементарний заряд, n – концентрація вільних електронів або дірок, кількість яких однакова, b_+ і b_- – рухливості дірок та електронів відповідно, E – напруженість електричного поля.

Чим вища температура, тим вища концентрація електронів та дірок і тим вища провідність власного напівпровідника. При температурі 0 К вони є діелектриками, якщо інші зовнішні чинники відсутні.

Переміщення дірок та вільних електронів по кристалу напівпровідника супроводжується двома процесами:

– неперервним переходом електронів із зони валентності в зону провідності (генерація вільних носіїв) та сполученням електронів із дірками (рекомбінацією електронно-діркових пар). При незмінній температурі та інших зовнішніх факторах, ці процеси знаходяться в динамічній рівновазі. Добуток концентрації електронів n та дірок p для даного напівпровідника при фіксованій температурі (T) є величиною постійною (закон діючих мас):

$$n \cdot p = 4 \left(\frac{2\pi kT}{h^2} \right)^3 (m_n m_p)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{\Delta E}{kT}}, \quad (1.3)$$

де k – постійна Больцмана, m_n і m_p – ефективні маси електронів та дірок, відповідно. Значення концентрацій носіїв у власних напівпровідників визначається співвідношенням:

$$n = p = 2 \left(\frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta E}{kT}}. \quad (1.4)$$

Із (1.4) видно, що рівноважна концентрація носіїв струму у власному напівпровіднику визначається шириною забороненої зони і температурою провідника.

Положення рівня Фермі E_f у власних напівпровідниках визначається співвідношенням:

$$E_f = -\frac{\Delta E}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p}{m_n}. \quad (1.5)$$

При абсолютному нулі рівень Фермі знаходиться точно посередині забороненої зони:

$$E_f = -\frac{\Delta E}{2}. \quad (1.6)$$

З підвищенням температури він зміщується до зони провідності, якщо m_p більше m_n , і до вершини зони валентності, якщо m_p менше m_n . Однак це зміщення дуже мале і ним, як правило, нехтують.

Напівпровідники, які мають домішкові атоми, називають **домішковими**. Ці атоми створюють свої енергетичні рівні, які залежно від домішки можуть знаходитись як в дозволених енергетичних зонах, так і в забороненій зоні, на різних відстанях від дна зони провідності та вершини зони валентності. Якщо, наприклад, в кристалі атоми кремнію (кремній є одним із класичних напівпровідників), які є чотиривалентними, замінити атомами п'ятої групи періодичної системи (P, As, Sb), то чотири їх валентних електрони заповнять валентні зв'язки чотирьох сусідніх атомів, а п'ятий залишиться вільним. Потенціал іонізації таких електронів дуже малий і вже при достатньо малих температурах ці електрони термічно збуджуються, тобто переходять із свого енергетичного рівня в зону провідності. Це означає, що такий рівень знаходиться в забороненій зоні і близько розміщений до дна зони провідності (рис. 1.4). Його називають **донорним**, а саму домішку відповідно, **донорною**. Збільшення кількості домішок приводить до розщеплення донорного рівня D , у зону енергетичних рівнів, які при досить високій концентрації домішок можуть перекриватись із зоною провідності. Концентрація вільних електронів у зоні провідності стає досить високою. Такий напівпровідник називають **виродженим**.

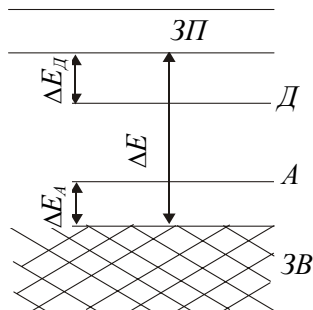


Рис. 1.4 – Розміщення донорного та акцепторного рівнів у забороненій зоні:

ЗП – зона провідності; ЗВ – зона валентності; Д – донорний рівень; А – акцепторний рівень; ΔE – ширина забороненої зони; ΔE_D , ΔE_A – енергетичний зазор відповідно донорного та акцепторного рівнів

Напівпровідники з донорними домішками називаються напівпровідниками *n*-типу. Електропровідність напівпровідників *n*-типу при низьких температурах обумовлюється, в основному, електронами донорних рівнів, які з підвищенням температури все більше звільнюються від електронів і електропровідність зростає. Температура, при якій всі донорні рівні звільнено, називається **температурою виснаження**, а напівпровідник у такому стані – **виснаженим напівпровідником**.

Якщо чотиривалентний електрон кремнію замінити атомами третьої групи періодичної системи (В, Al, Ga, In), то трьох їх валентних електронів не вистачить для заповнення валентних зв'язків із сусідніми атомами, тобто утворюється вакансія в одному із зв'язків – дірка. Перехід електрона із заповненого зв'язку на вакансію з енергетичної точки зору, є переходом електрона із заповненої валентної зони кристала на локальний енергетичний рівень домішки, яка знаходиться близько до вершини зони валентності (див. рис. 1.4). Такий енергетичний рівень називають **акцепторним**, а домішку відповідно – **акцепторною**. Електропровідність таких кристалів при низьких температурах забезпечується в основному дірками і такий напівпровідники називають **напівпровідниками p-типу**.

Домішкові енергетичні рівні створюються не тільки домішковими атомами, але і власними атомами, якщо порушується правильна періодична структура кристала. Так, наприклад, перехід атома Si в простір між вузлами утворює два локальних рівні. Сам атом стає донором, а порожній вузол – акцептором.

Закон Ома для домішкових напівпровідників має вигляд:

$$j = e(n_+ b_+ + n_- b_-) \overset{1}{E} = \sigma \overset{1}{E}, \quad (1.7)$$

де σ – питома електропровідність напівпровідника, температурна залежність якої виражається формулою:

$$\sigma = \sigma_{\text{вл.}} + \sigma_{\text{дом.}} = C_1 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} + C_2 e^{-\frac{\Delta E_{Д(A)}}{2kT}}, \quad (1.8)$$

де $\sigma_{\text{вл.}}$ – власна питома електропровідність, $\sigma_{\text{дом.}}$ – домішкова питома електропровідність; C_1, C_2 – константи; $\Delta E_{Д(A)}$ – положення енергетичного зазора донорного або акцепторного енергетичного рівня.

Положення рівня Фермі домішкових напівпровідників визначається формулою:

$$E_f = -\frac{\Delta E_{Д(A)}}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p}{m_n}. \quad (1.9)$$

З (1.9) видно, що при низьких температурах положення рівня Фермі знаходиться посередині між донорним рівнем та зоною провідності для напівпровідників n -типу і між акцепторними рівнями та вершиною зони валентності для напівпровідників p -типу. З підвищенням температури, коли проявляється власна провідність таких напівпровідників, рівень Фермі зміщується до середини забороненої зони.

1.3. Фотопровідність напівпровідників

Додаткова електропровідність, яку набуває напівпровідник під дією світла, називається **фотопровідністю**. Це явище широко застосовується в оптоелектронних приладах, оскільки саме воно дозволяє оптичний сигнал перетворити в електричний. Основна провідність, обумовлена тепловим збудженням носіїв заряду, називається **тепловою провідністю**.

Під дією світла додаткові носії у зоні провідності можуть виникати як із зони валентності (власної фотопровідності), так із домішкових рівнів (домішкової фотопровідності).

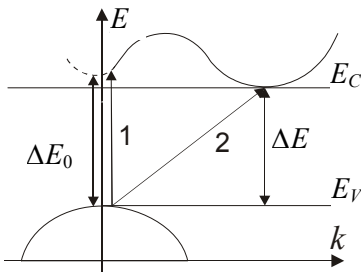


Рис. 1.5 – Енергетична структура напівпровідника залежно від хвильового числа k

Відомо, що домішкова фотопровідність проявляється лише при температурах менших за температуру виснаження. Унаслідок переходу електрона в зону провідності, його імпульс може змінюватися (непрямоzonні переходи) або не змінюватися (прямоzonні переходи). У деяких напівпровідниках, (наприклад Si, Ge) вершина валентної зони не збігається з дном зони провідності при хвильовому числі $k = 0$ (рис. 1.5). Тому енергетично

вигідно електрону здійснювати перехід 2, але при цьому має змінюватись імпульс електрона. У цьому процесі завжди приймає участь третя частинка, яка, як правило, є фононом. Енергетичний перехід, зображений на рис. 1.5 стрілкою 1, є менш енергетично вигідним і для його здійснення необхідна енергія фотона $\hbar\omega \geq \Delta E_0$. Величина ΔE_0 називається *оптичною шириною забороненої зони*. Імовірність протікання процесів з участю трьох частинок значно менша ніж з участю двох частинок. З пониженням температури процеси з поглинанням фотона відбуваються ще рідше і тому коефіцієнт поглинання для непрямих переходів зменшується та фотопровідність забезпечується практично переходами 1 (див. рис. 1.5).

Величини ΔE_0 і ΔE можуть змінюватись під дією тиску, який приводить до зміни параметра ґратки, а отже і енергетичної структури. Така зміна може бути як у більшу, так і в меншу сторону.

Зменшення величин ΔE_0 і ΔE також проходить під дією зовнішнього електричного поля. Це явище отримало назву *ефекту Франца – Келдиша*.

Збільшення фотоелектричного струму при ввімкненні світла необхідної частоти і спад його після вимкнення відбувається за певний проміжок часу, він має велике значення в оптоелектричних приладах. Чим він менший, тим краще використовувати цей матеріал для створення швидкодіючих перемикачів. На рис. 1.6 наведено характерний вигляд кривої збільшення та спаду фотоелектричного струму. Аналітично спад фотопровідності унаслідок процесу рекомбінації визначається за формулою:

$$\sigma_{\phi} = \sigma_{\phi 0} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (1.10)$$

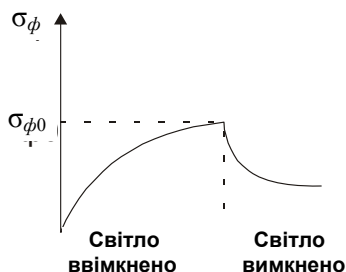


Рис. 1.6 – Залежність фотопровідності від часу t

де $\sigma_{\phi 0}$ — максимальна величина фотоструму; τ — час існування фотоносіїв.

При збудженні фотопровідності електрони із валентної зони переходять у зону провідності. Однак на практиці існує процес, коли під дією світла електрон не залишає свого місця у зв'язці, а лишається поблизу ньо-

го. Тобто утворюється електронно-діркова пара. Така структура подібна водневому атому і називається **екситоном**. При утворенні екситонів немає вільних носіїв зарядів і тому фотопровідність не виникає. Екситони, взаємодіючи із атомами кристала, можуть збуджуватись, рекомбінувати або розпадатися на вільні електрони і дірку. Енергетичний спектр екситонів є лінійним і подібним до енергетичного спектра атомів водню.

1.4. Люмінесценція твердих тіл

Деякі тверді тіла під дією різних зовнішніх дій можуть випромінювати світло, яке є надлишковим над тепловим. Таке випромінювання отримало назву **люмінесценції твердих тіл**. Якщо люмінесценція виникає під дією світла, то вона називається **фотолюмінесценцією**, якщо під дією електричного поля – **електролюмінесценцією**, при перебігу хімічних реакцій – **хемілюмінесценцією** і т. д. При цьому тіла можуть випромінювати видиме світло, хоча температура їх може бути достатньо низькою (кімнатною і нижче). Тіла, які проявляють люмінесценцію, називають **люмінофорами** або **фосфорами**.

Важливою характеристикою люмінесценції є час висвітчування після припинення зовнішньої дії. Час люмінесценції для різних тіл може бути досить різним (від 10^{-10} с до декількох місяців).

Залежно від часу світіння, фотолюмінесценцію прийнято розділяти на фосфоресценцію і флуоресценцію. Флуоресценція проходить за короткий час від 10^{-8} с і менше, а фосфоресценція – це світіння за час більший ніж 10^{-8} с.

Перше кількісне дослідження фотолюмінесценції було проведено Стоксом. Він встановив правило, яке й називається **правилом Стокса**: при фотолюмінесценції виникає світло з більшою довжиною хвилі, ніж довжина хвилі, що збуджує фотолюмінесценцію. Вона отримала назву **стоксової**. Однак у природі існують кристали, в яких це правило порушується, вони випромінюють світло з меншою довжиною хвилі, ніж довжина хвилі, що збуджує люмінесценцію. Така люмінесценція отримала назву **антистоксової**.

Важливою характеристикою люмінесценції є **енергетичний вихід** η , який є відношенням енергії, що випромінюється, до енергії, що поглинається при збудженні люмінесценції.

Можна показати що:

$$\eta = \frac{\nu}{\nu_0} = \frac{\lambda_0}{\lambda}, \quad (1.11)$$

де ν – частота люмінесценції; ν_0 – частота хвилі падаючого світла; λ_0 – довжина хвилі падаючого світла, λ – довжина хвилі люмінесценції.

Звідси видно, що квантовий вихід зростає із зростанням довжини хвилі падаючого світла. Коли світло з довжиною λ_0 не здатне вже збуджувати люмінесценцію, то квантовий вихід зменшується до нуля.

Люмінесценція в кристалах обумовлена наявністю певних дефектів кристалічної структури. В оптоелектронних приладах широко використовують так звані кристалофосфори, до складу яких входять основна речовина (ZnS, CdS, ZnSe та ін.), активатори (домішки Ag, Cu, Bi, Mn та ін.) і плавкі (легкоплавкі) солі. Спектральний склад та енергетичний вихід залежать як від природи основної речовини, так і від активатора. На рис. 1.7 наведена схема енергетичних рівнів люмінофора.

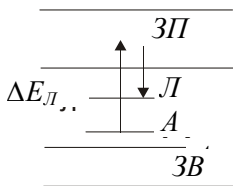


Рис. 1.7 – Схема енергетичних рівнів люмінофора

У забороненій зоні розміщуються енергетичні рівні активаторів (A). При поглинанні атомом активатора фотона електрон з домішкового рівня A може перейти в зону провідності, в якій знаходиться певний час ($\sim 10^{-6} \dots 10^{-8}$ с) і знову переходить на домішковий рівень A , випромінюючи квант світла.

Для збільшення часу висвітлювання в кристал додають домішки, що створюють енергетичні рівні L , які називають *пастками*, і розміщені вони поблизу зони провідності. Електрони активатора із зони провідності можуть захоплюватись на рівні пастки і, таким чином, втрачають можливість рекомбінації з активатором. Для звільнення електрона із рівня пастки потрібно витратити енергію ΔE_L , яку, як правило, електрон отримує з теплової енергії кристала. Час звільнення електрона визначається співвідношенням:

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{\Delta E_L}{kT}}, \quad (1.12)$$

де τ_0 – початкове значення часу.

При достатньо великих ΔE_L цей час може бути досить великим. Таким чином, пастки грають роль центрів, де відбувається запас енергії з наступним процесом люмінесценції.

Лекція 2. КОНТАКТНІ ЯВИЩА

- *Робота виходу.*
- *Контакт металу з напівпровідником.*
- *Контакт двох напівпровідників з різними типами провідності.*
- *Фізичні принципи роботи оптоелектронних приладів, заснованих на р–п-переходах.*

2.1. Робота виходу

Позитивні іони в вузлах кристалічної ґратки металу створюють електричне поле з позитивним потенціалом, який є періодичним у будь-якому напрямку атомних рядів. У достатньо “грубому” наближенні цією зміною можна знехтувати і вважати потенціал всіх точок металу однаковим і рівним U_0 . Вільний електрон, який знаходиться в такому полі, має від’ємну потенціальну енергію $E_n = -eU_0$ (де e – заряд електрона). Щоб електрону вийти із металу в вакуум, йому необхідно мати кінетичну енергію, не меншу ніж енергія E_n .

Робота, яку потрібно виконати, щоб вирвати електрон із металу, називається **роботою виходу** (A_B). Якщо б електрони не мали кінетичної енергії, то робота виходу дорівнювала б величині E_n . Однак, навіть при абсолютному нулю електрони мають кінетичну енергію, яка приймає значення від нуля до значення енергії Фермі. Тому робота виходу електрона із металу менша ніж E_n .

Найменша робота виходу буде для електронів, які знаходяться на рівні Фермі (рис. 2.1). Цю роботу називають **термодинамічною**. Великий вплив на роботу виходу мають мономолекулярні шари на поверхні металу. Якщо цей шар складається з додатних іонів, то робота виходу значно зменшується, а якщо з від’ємних – то робота виходу підвищується.

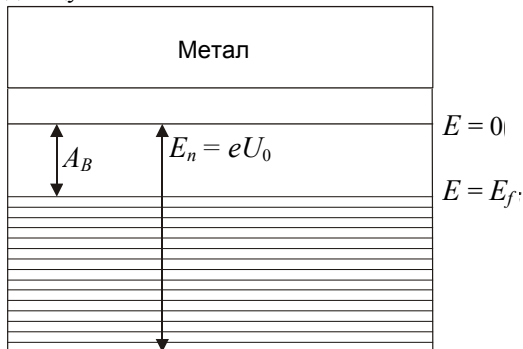


Рис. 2.1 – Енергетична схема для пояснення поняття роботи виходу з металу

Інша енергетична картина буде спостерігатись при виході електрона із напівпровідника. Нехай напівпровідник є n -типу. Тоді електрон за межі напівпровідника може вийти або із зони провідності з витратою роботи $A_{зп}$, з домішкового (донорного) рівня A_D , з валентної зони A_B . На рис. 2.2 стрілками показані ці виходи.

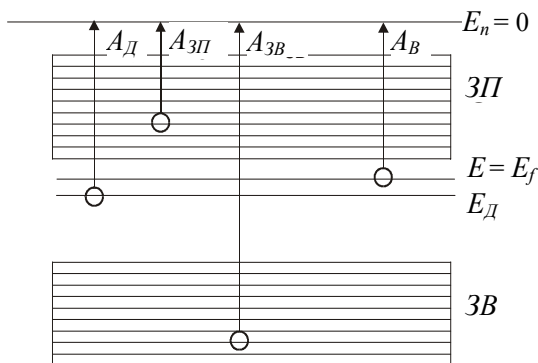


Рис. 2.2 – Енергетична схема для пояснення поняття роботи виходу з напівпровідника

Найменша робота виходу необхідна для вибивання електрона із зони провідності, але вихід тільки таких електронів призведе до втрати рівноваги, яка відновиться за рахунок електронів домішкового рівня та валентної зони.

Енергія, яка необхідна цим електронам для відновлення рівноваги, буде, в основному, отримуватися із внутрішньої енергії кристала, тому він повинен би охолоджуватися. І, навпаки, якщо б електрони виривались тільки із валентної зони, то рівновага би відновлювалась за рахунок електронів зони провідності та домішкового рівня, що приводило б до нагрівання кристала. Тільки одночасний вихід електронів із зони провідності, валентності та домішкового рівня не призводить до зміни температури.

Тому для напівпровідника за роботу виходу приймають енергію, яка є різницею нульового рівня та рівня Фермі (див. рис. 2.2).

2.2. Контакт металу з напівпровідником

Нехай для однозначності є напівпровідник n -типу і він має роботу виходу A_H , меншу ніж металу A_M ($A_H < A_M$).

У цьому разі електрони будуть переходити з напівпровідника в метал доти, поки їх рівні Фермі не зрівняються. Виникає контактна

різниця потенціалів, яка складає ~ 1 В. За рахунок контактної різниці потенціалів виникає граничний шар, з однієї сторони якого знаходяться додатні, а з другої сторони – від’ємні заряди. У цьому шарі створюється електричне поле з напруженістю E , яке подібне на електричне поле в плоскому конденсаторі. Завдяки цьому можна оцінити товщину граничного шару. Нехай заряд такого “конденсатора” дорівнює q , площа обкладок 1 м^2 і відносна діелектрична проникність $\epsilon = 1$. Тоді електрична ємність такого конденсатора буде (у фарадах):

$$C = \frac{q}{\Delta\phi} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} = \frac{\epsilon_0}{d}, \quad (2.1)$$

де q – заряд конденсатора; $\Delta\phi$ – зміна потенціалу; ϵ_0 – діелектрична стала; ϵ – відносна діелектрична проникність; S – площа обкладок; d – найменша відстань між атомами, тобто параметр кристалічної ґратки.

Звідки,

$$q = \frac{\epsilon_0 \Delta\phi}{d} = \frac{8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 1}{3 \cdot 10^{-10}} \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ Кл.} \quad (2.2)$$

Кількість електронів на обкладках буде

$$N = \frac{q}{C} = \frac{3 \cdot 10^{-2} \cdot 1}{1,6 \cdot 10^{-19}} \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2}. \quad (2.3)$$

Щоб створити такий заряд електронів на обкладці металу, необхідно зібрати електрони з тисяч атомних площин напівпровідника при концентрації вільних електронів $n = 10^{23} \dots 10^{25} \text{ м}^{-3}$. Тобто товщина приконтактного шару в напівпровіднику складає $0,5 \text{ мкм}$.

Іонізовані атоми домішок у цьому шарі утворюють об’ємний позитивний заряд. Оскільки шар не має вільних електричних зарядів, він створює великий електричний опір і тому його називають **запірним шаром**.

Контактна різниця потенціалів формується по всій товщині шару. Напруженість електричного поля складає:

$$E = \frac{\Delta\phi}{d} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ В/м.} \quad (2.4)$$

Ця величина майже на три порядки менша ніж напруженість внутрішнього електричного поля, яке визначає енергетичний спектр матеріалу напівпровідника. Тому контактне поле не може змінити

структуру цього спектра (ширину забороненої зони, енергію активації домішок та ін.), а лише викривлює енергетичні рівні в області контакту.

Коли контактного поля немає, енергетичні рівні у металі та напівпровіднику зображуються прямими горизонтальними лініями, це означає, що енергія електрона, який знаходиться на цьому рівні, у всіх точках кристала однакова, тобто не залежить від координат електрона.

При наявності контактної різниці потенціалів у шарі, де утворюється контактне електричне поле, на електрон діє сила, яка виштовхує його за межі шару. Ця сила виконує роботу, яка переходить у потенціальну енергію електрона.

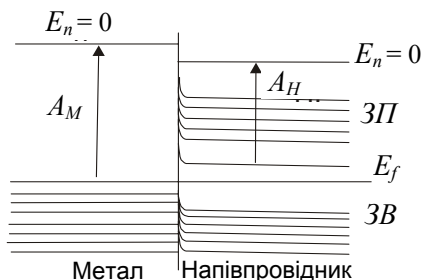


Рис. 2.3 – Енергетичні рівні металу та напівпровідника

Найбільша потенціальна енергія електрона буде на самому контакті, вона буде зменшуватись до нуля на границі подвійного електричного шару з напівпровідником, тобто енергетичний рівень викривляється в товщині шару тим більше, чим ближче до границі з металом.

На рисунку 2.3 наведені енергетичні рівні металу та напівпровідника n -типу в тому випадку, коли робота виходу металу A_M більша ніж робота виходу напівпровідника A_H .

Максимальне викривлення:

$$\Delta E_{\max} = e \cdot \Delta \varphi. \quad (2.5)$$

Величину ΔE_{\max} називають рівноважним потенціальним бар'єром для електронів, які переходять із напівпровідника в метал.

Якщо робота виходу A_H напівпровідника n -типу більша за роботу виходу металу A_M , то електрони перетікають із металу в напівпровідник; рівні Фермі в металі та на контакті знижуються в напівпровіднику, тому енергетичні зони викривляються в протилежному напрямку (вниз). Концентрація електронів у напівпровіднику (на контакті) збільшується, його електричний опір понижується і контакт не створює запірного шару.

Важливою характеристикою запірного шару є однобічна електропровідність, контакт має малий опір в одному напрямку і дуже великий – у протилежному. Він легко проводить струм у так званому прямому напрямку і значно гірше – у запірному (або в зворотному напрямку). Якщо до контакту прикладена зовнішня різниця потенціалів U , яка збігається з контактною, тобто на напівпровіднику n -типу знак “плюс”, а на металі – “мінус”, то енергетичні рівні в напівпровіднику зміщуються вниз на величину eU (у тому числі і рівень Фермі). Таким чином, висота потенціального бар’єра збільшується на величину eU , а сила струму зменшується в $e^{\frac{eU}{kT}}$ разів відносно до рівноважної сили струму I_1 в одному із напрямків без накладення потенціалу U , тобто:

$$I_1 = I_S e^{-\frac{eU}{kT}}, \quad (2.6)$$

де I_S – струм, який протікає із металу в напівпровідник або з напівпровідника в метал при $U = 0$. При збільшенні зворотної напруги U величина $e^{\frac{eU}{kT}}$ прямує до нуля, а I – до I_S .

Струм I_S називають **струмом насичення**.

Якщо напруга прикладена в прямому напрямку, тобто на металі “плюс”, а на напівпровіднику – “мінус”, енергетичні рівні (у тому числі і рівень Фермі) у напівпровіднику підвищуються на величину eU , а отже, потенціальний бар’єр знижується на величину eU . Величина струму, яка визначається електронами, що переходять із напівпровідника в метал, збільшується в $e^{\frac{eU}{kT}}$ разів, тобто:

$$I_2 = I_S e^{\frac{eU}{kT}}, \quad (2.7)$$

Таким чином, величина струму в зворотному напрямку буде:

$$I_{об.} = I_1 - I_S = I_S e^{-\frac{eU}{kT}} - I_S = I_S (e^{-\frac{eU}{kT}} - 1), \quad (2.8)$$

а в прямому –

$$I_{пр.} = I_2 - I_S = I_S e^{\frac{eU}{kT}} - I_S = I_S (e^{\frac{eU}{kT}} - 1). \quad (2.9)$$

Рівняння (2.7) та (2.9) є рівняннями **вольт-амперної характеристики контакту “метал – напівпровідник” n -типу**, в яких A_M більше A_H (рис. 2.4).

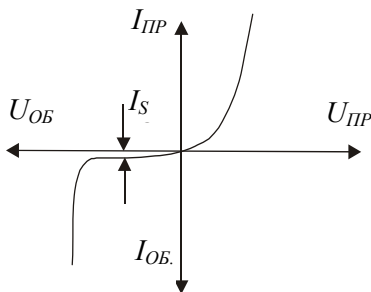


Рис. 2.4 – Вольт-амперна характеристика контакту “метал – напівпровідник”

Відношення сили струму в прямому напрямку до сили струму в зворотному при однаковій різниці потенціалів називають **коефіцієнтом випрямлення**, який для типових контактів $\sim 10^4 \dots 10^5$.

Потенціальний бар'єр, який виникає на контакті напівпровідника n -типу з металом, де A_M більше A_H , називають **бар'єром Шотткі**. На основі такого контакту виготовляють так звані діоди Шотткі, які мають дуже велику швидкодію, тобто малий час встановлення струму при зміні полярності напруги. Цей час складає $\sim 10^{-11}$ с.

2.3. Контакт двох напівпровідників з різними типами провідності

Окрім контакту з бар'єром Шотткі в оптоелектронних приладах широко застосовується контакт двох домішкових напівпровідників з різними типами провідності – n - та p -типами. Такий контакт називають **електронно-дірковим переходом або p - n -переходом**.

У напівпровіднику n -типу основними носіями є електрони, в напівпровіднику p -типу – дірки. Окрім основних носіїв ці напівпровідники вміщують і неосновні: напівпровідник n -типу – дірки, а напівпровідник p -типу – електрони. Однак концентрація основних та неосновних носіїв різко відрізняється. Концентрація дірок у p -напівпровіднику на п'ять–шість порядків вища ніж електронів, а концентрація електронів у n -напівпровіднику на п'ять–шість порядків вища ніж дірок. Тому на p - n -переході встановлюється дифузійний потік дірок з напівпровідника p -типу та електронів з напівпровідника n -типу. При цьому гранична область n -напівпровідника заряджається позитивно, а область p -напівпровідника – негативно.

Товщина шару об'ємного заряду $d = d_n + d_p$ визначається висотою потенціального бар'єра та концентрацією основних носіїв у напівпровідниках і також складає один мікрон.

Енергетичні рівні в напівпровіднику n -типу понижуються, а p -типу – підвищуються доти, поки рівні Фермі не вирівнюються, на рис. 2.5, а, б, показані структури енергетичних рівнів у напівпровідниках до та після контакту:

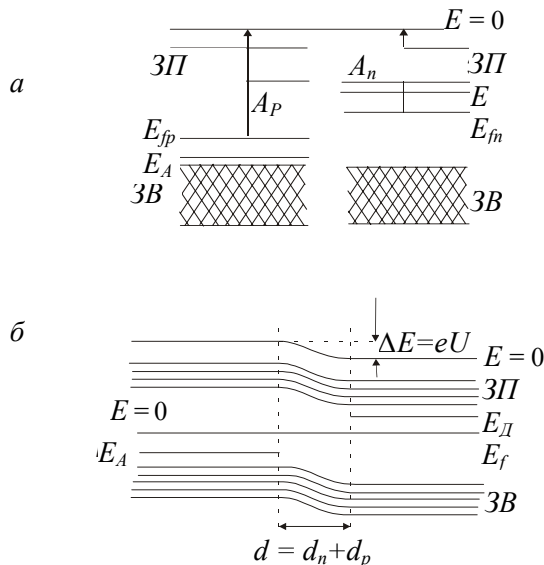


Рис. 2.5 – Структура енергетичних рівнів у напівпровіднику:
а – до контакту; б – після контакту

У тому випадку, коли рівень Фермі вирівнюється, між напівпровідниками n - та p -типів встановлюється рівновага, при якій потік електронів та дірок в обох напрямках однаковий. На контакті встановлюється потенціальний бар'єр, висота якого дорівнює різниці рівнів Фермі:

$$\Delta E = E_{fn} - E_{fp}, \quad (2.9)$$

де E_{fn} – положення рівня Фермі для напівпровідника донорного типу; E_{fp} – положення рівня Фермі для напівпровідника акцепторного типу.

Якщо прикласти до p - n -переходу зовнішню різницю потенціалів у прямому напрямку (“плюс” – на p -напівпровіднику, а

“мінус” – на n -напівпровіднику), то вона викликає зниження потенціального бар’єра для основних носіїв на величину eU , тобто:

$$\Delta E_p = \Delta E - eU. \quad (2.10)$$

Тому потік електронів із n - у p -область і потік дірок із p - у n -область збільшується у $e^{\frac{eU}{kT}}$ разів, що приведе до збільшення струму над рівноважним в стільки же разів.

Струм неосновних носіїв не залежить від потенціального бар’єра p - n -переходу і залишається незмінним. Тоді прямий струм буде

$$I_p = I_{ns} e^{\frac{eU}{kT}} + I_{ps} e^{\frac{eU}{kT}} - (I_{ns} + I_{ps}) = (I_{ns} + I_{ps}) (e^{\frac{eU}{kT}} - 1), \quad (2.11)$$

де I_{ns} – струм неосновних носіїв із p - у n -область;

I_{ps} – струм неосновних носіїв із n - у p -область.

Якщо прикласти до p - n -переходу зовнішню різницю потенціалів U в зворотному напрямку (“мінус” – на p -області і “плюс” – на n -області), то потенціальний бар’єр збільшиться на eU , тобто,

$$\Delta E = \Delta E + eU. \quad (2.12)$$

Це приведе до того, що потік основних носіїв (а, відповідно, і сила струму) зменшиться у $e^{\frac{eU}{kT}}$ разів порівняно з рівноважним. Тобто

$$I = (I_{ns} + I_{ps}) (e^{-\frac{eU}{kT}} - 1). \quad (2.13)$$

Формули (2.17) та (2.19) описують вольт-амперну характеристику p - n -переходу, де $I_{ns} + I_{ps} = I_s$ – струм через контакт, зумовлений неосновними носіями. Ці співвідношення збігаються з (2.7) та (2.8). Унікальною властивістю p - n -переходу є його випрямляюча дія. Співвідношення прямого струму до зворотного (при $U_{зоб} = \pm 0,5$ В) при кімнатній температурі складає $\sim 10^9$, це співвідношення називають **коефіцієнтом випрямлення**. Таке велике значення коефіцієнта випрямлення свідчить про те, що p - n -перехід має практично одnobічну провідність.

При збільшенні зворотної напруги нарешті досягається таке його значення U_{np} , при якому опір запірного шару різко зменшується

ся, внаслідок чого зворотний струм різко зростає (див. рис. 2.4). Це явище називається **пробоєм p – n -переходу**. У залежності від природи фізичних процесів, що мають місце при цьому, відрізняють тепловий, тунельний та лавинний пробої.

2.4. Фізичні принципи роботи напівпровідникових приладів, оснований на p – n -переходах

1. Діоди. Нелінійний вид вольт-амперної характеристики (рис. 2.6) p – n -переходу дозволяє використовувати їх для випрямлення електричного струму. Прилад, який випрямляє змінний електричний струм, називається **кристалічним діодом**. Діоди випускають для випрямлення електричних струмів від мікроампер до сотень ампер.

У передпробійній області діода невелика зміна зворотної напруги може викликати великі зміни зворотного струму. Цей ефект використовують для стабілізації напруги, а діоди, які працюють в такому режимі, називають **стабілітронами**.

Широкою областю застосування напівпровідникових діодів є імпульсні схеми радіо- та обчислювальної техніки, автоматики, надвисокочастотної техніки (НВЧ-техніки) та ін. У цих схемах діод повинен опрацьовувати якомога більш короткі імпульси, які ідуть один за другим. Тому однією з основних вимог до діода є їх швидкодія, тобто здатність швидко перемикатись з одного напрямку на інший. Різні засоби, які були застосовані для збільшення швидкодії p – n -переходів, привели до створення швидкодіючих діодів з часом перемикавання $\sim 10^{-9}$ с, тобто до робочих частот $\sim 10^9$ Гц.

Дуже цікавими та практично важливими напівпровідниковими приладами є, так звані, тунельні діоди, робота яких заснована на квантовому ефекті тунельного проходження електронів через тонкий потенціальний бар'єр. Діоди виготовляють із високолегованих вироджених напівпровідників, в яких рівень Фермі, як і в металах, знаходиться не в забороненій зоні, а в зонах провідності для напівпровідників n -типу та валентності – для напівпровідників p -типу. У тунельному діоді валентна зона p -області частково перекривається з зоною провідності n -області, унаслідок чого стає можливим тунельне проходження електронів із n - в p -область та дірок з p - в n -область.

Важливою особливістю тунельних діодів є ділянка від'ємної диференціальної провідності на вольт-амперній характеристиці. Це дозволяє їх використовувати для генерації НВЧ коливань в імпульсних схемах цифрових обчислювальних машин і різних пристроях автоматики.

2. Транзистори. Транзистор складається із трьох областей n - p - n -напівпровідників або p - n - p -напівпровідників. Ці області відокремлені p - n -переходами. Перша область називається **емітером**, друга – **базою**, третя – **колектором**. При подачі на перший p - n -перехід напруги в прямому напрямку концентрація неосновних носіїв – електронів в p -області та дірок в n -області – різко зростає в порівнянні з рівноважною, тобто проходить інжекція неосновних носіїв під дією напруги прямого напрямку. Інжектвані носії дифундують у базу до колектора. Якщо база достатньо тонка, то майже всі носії, інжектвані в базу, досягають колектора. На колекторному p - n -переході подано напругу в зворотному напрямку, тобто пряму для неосновних носіїв. Інжектвані неосновні носії, які досягли колектора, втягуються електричним полем колекторного p - n -переходу в колектор. Оскільки емітерний p - n -перехід ввімкнений у прямому напрямку, то його опір малий, а колекторний p - n -перехід, ввімкнений у зворотному напрямку, має великий опір. Струми, створені інжектваними носіями, на обох p - n -переходах майже однакові. Тому спад напруги на емітерному переході значно менший ніж спад напруги на колекторному p - n -переході. Таким чином досягається підсилення напруги та потужності.

У схемах, де використовується ввімкнення транзистора зі спільним емітером, досягається підсилення за струмом.

3. Фотоелектричні прилади. При освітленні p - n -переходу в ньому виникає електрорушійна сила (ЕРС). Це явище використовується в фотоелементах із запірним шаром (рис. 2.6). На поверхні p -напівпровідника методом дифузії виготовляють тонкий шар, який має n -провідність. Між цим шаром та напівпровідником p -типу утворюється p - n -перехід.

При відсутності світла перехід знаходиться в рівноважному стані і в ньому, встановлюється рівноважний потенціальний бар'єр. У результаті опромінення в p - n -переході, як n - та p -області, генеруються електрони та дірки. Електрони, які виникли внаслідок освітлення в p -області та в p - n -переході за допомогою електричного поля, на контакт переходять у n -область. Дірки, які виникли в p -області, там залишаються, оскільки контактне поле їх виштовхує із p - n -переходу. На ньому з'являється додаткова різниця потенціалів, прикладена в прямому напрямку. Її називають **фотоелектрорушійною силою** (фотоЕРС) фотоелементів.

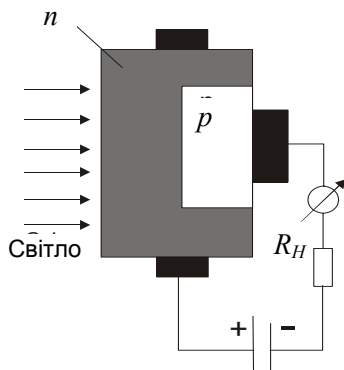


Рис. 2.6 – Освітлення p - n -переходу

Окрім фотоелементів, на основі p - n -переходу можна створити так званий фотодіод. Він, як і фотоелемент із запірним шаром, працює за рахунок p - n -переходу. Напруга на фотодіод (на p - n -перехід) подається в зворотному напрямку. При відсутності світла через фотодіод тече незначний струм (так званий темновий струм), який створюється на p - n -переході неосновними носіями заряду. При освітленні p - n -переходу внаслідок генерації надлишкових носіїв зворотний струм збільшується пропорційно світловому потоку. Збільшення струму приводить до збільшення спаду напруги на опорі навантаження R_H . Цю зміну можна використати в різних схемах оптоелектроніки.

Проходження струму через p - n -перехід у прямому напрямку інjektує неосновні носії – електрони в p -область, а дірки в n -область. Інjektовані неосновні носії рекомбінують з основними носіями напівпровідника та їх концентрація швидко падає. У деяких напівпровідників така рекомбінація не супроводжується випромінюванням світла, яке виділяється в результаті рекомбінації, переходить у теплову енергію коливального руху атомів у вузлах кристалічної ґратки. У деяких напівпровідниках (наприклад, SiC, GaAs, InAs, GaP, InSb та ін.), рекомбінація супроводжується випромінюванням світла. Тому в них проходження струму через p - n -перехід у прямому напрямку супроводжується випромінюванням світла в області p - n -переходу.

Це явище використовується для створення люмінесцентних діодів, які називають **світлодіодами**. Вони широко застосовуються в світлових табло, при виведенні чи введенні інформації в обчислювальних машинах, індикаторах чи інших пристроях. Світлодіоди є од-

ними із основних елементів в оптоелектроніці; їх робота, можливості в перспективі, сучасна технологія виробництва та маркування будуть розглянуті в наступній лекції.

4. Напіспровідникові лазери. Кванти світла з енергією $E = h\nu = \Delta E$, рівні ширині забороненої зони, поглинаються системою дуже слабо. Справа в тому, що за рахунок термічного збудження електрони із верхніх рівнів зони валентності переходять на нижні рівні зони провідності так, що верхні зони валентності порожні, а нижні рівні зони провідності зайняті. Тому фотон з енергією $E = h\nu = \Delta E$ зміг би перевести електрон із верхнього рівня зони валентності, але в даний момент часу його там немає. Якщо ж електрон на цьому рівні і є, то необхідно, щоб і нижній рівень у зоні провідності був порожнім, що також не часто буває. Тому в системі виникають випадки, коли фотон з енергією $E = h\nu = \Delta E$ не переводить електрон із валентної зони в зону провідності, а навпаки – індукує перехід з нижнього рівня зони провідності на верхній рівень зони валентності з випромінюванням такого самого фотона (вимушене випромінювання). Індукований фотон має не тільки таку саму енергію, але і напрямок руху, поляризацію тощо. Оскільки такі кванти слабо поглинаються системою, то рухаючись по кристалу, вони приймають участь у створенні вимушеного випромінювання, породжуючи два нових кванти-близнюки і т. д. У результаті цього процесу в кристалі виникає лавинний процес нарощування фотонів з енергією $E = h\nu = \Delta E$. Для того, щоб примусити один і той самий фотон приймати участь у збудженні вимушеного випромінювання багато разів, на протилежних стінках кристала розміщують строго паралельні дзеркала (у багатьох випадках ними є самі грані кристала), які відбивають падаючі на них фотони і повертають їх у робочий об'єм лазера. Всі інші фотони вибувають із робочого об'єму майже миттєво. У результаті цього виникає гостронаправлене випромінювання поляризованого, монохроматичного світла. Інверсний стан у цьому випадку досягається тим, що нижні рівні зони провідності заповнюються за рахунок термічного збудження електронів зони валентності.

Існують різні способи створення інверсного стану. Найбільш перспективним є метод інжекції неосновних носіїв через p – n -перехід у вироджених напівпровідниках, тобто проходження прямого струму через p – n -перехід. Надлишкова концентрація електронів, наприклад, у напівпровіднику p -типу приводить до більшої ймовірності запов-

нення при заданій температурі нижніх рівнів зони провідності, при незмінній ймовірності створення порожніх верхніх енергетичних рівнів – зони валентності. Напівпровідникові лазери мають ряд особливих властивостей. Перш за все, вони мають високий коефіцієнт корисної дії близько 100 %. По-друге, в напівпровідникових лазерах є можливість прямої модуляції когерентного випромінювання за рахунок зміни струму через p – n -перехід, що широко використовується в різних областях оптоелектроніки.

Лекція 3. ДЖЕРЕЛА СВІТЛА

- *Види джерел випромінювання. Головні характеристики.*
- *Інжекційні світлодіоди з р–п-переходами і світлодіоди з антистоксовими люмінофорами.*
- *Джерела світла з порошковими і плівковими електролюмінофорами.*
- *Оптичні квантові генератори (ОКГ) (лазери).*

3.1. Види джерел випромінювання. Головні характеристики

Всі джерела світла можна розділити на дві основні групи – теплові та люмінесцентні. Теплове випромінювання створюється нагрітими тілами, а його інтенсивність та спектральний розподіл для абсолютно чорних тіл визначається формулою Планка, з якої випливає, що повна енергія, яка випромінюється за одну секунду, на всіх довжинах хвиль зростає пропорційно четвертому степеню абсолютної температури (закон Стефана – Больцмана), а максимум спектральної випромінювальної здатності з підвищенням температури зсувається в сторону коротких хвиль (закон Віна). На інтервалі від $0,5\lambda_{\max}$ до $3\lambda_{\max}$ припадає до 90 % всього випромінювання. При температурі 2 898 К $\lambda_{\max} = 1$ мкм основна частина випромінювання знаходиться в інфрачервоній області [2].

Лампи розжарювання можуть виготовлятися достатньо мініатюрними, але вони мають низький коефіцієнт корисної дії та велику інерційність. Крім цього, лампи виготовляються в вакуумних балонах, що погано узгоджується з технологією напівпровідникових схем.

У сучасній оптоелектроніці використовують, в основному, люмінесценцію твердих тіл. Енергія, яка необхідна для випромінювання, може підводитися до твердого тіла різними, але не тепловими, способами. Відповідно, розрізняють фотолюмінесценцію, катодолюмінесценцію, електролюмінесценцію, хемілюмінесценцію та ін. Як правило, люмінесценцію використовують при кімнатній та більш низьких температурах, тому теплове випромінювання дуже слабке і все видиме або інфрачервоне випромінювання є люмінесцентним.

На рис. 3.1 наведена схема електронних переходів, які можуть бути в напівпровіднику. Практично всі переходи, при яких енергія електронів понижується, можуть супроводжуватися випромінюванням у тій чи іншій спектральній області. Використовуючи напівпровідники з різною шириною забороненої зони та різні домішки, можна отримати випромінювання всієї видимої та ближньої інфра-

червоної області. Міжзонні переходи 1 (див. рис. 3.1) найбільш імовірні в матеріалах з прямими зонами. Випромінюванню у видимій області спектра ($\lambda = 0,38...0,78$ нм) відповідає ширина забороненої зони в межах 1,6...3,0 еВ. Переходи 2, 3, 4, які супроводжуються випромінюванням можуть бути в матеріалах з прямими та непрямыми зонами. Перехід 2 відповідає рекомбінації електрона в зоні провідності та дірки в зоні валентності через проміжний акцепторний рівень, перехід 3 – через донорний (Д) та акцепторний (А) рівні. Вони утворені близькорозміщеними в кристалі домішковими атомами донора та акцептора. Люмінесценцію, яка виникає внаслідок таких переходів, називають *рекомбінаційною*.

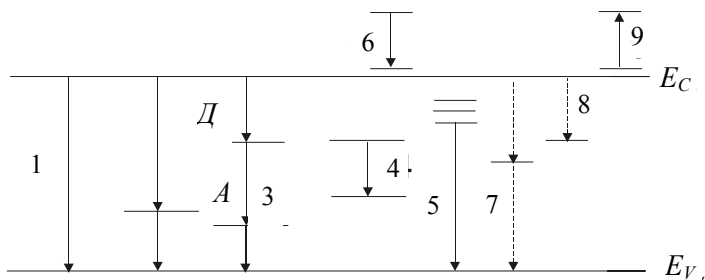


Рис. 3.1 – Схема можливих електронних переходів у напівпровіднику

Перехід електрона 4 зі збудженого на основний рівень, проходить у межах одного домішкового центра, а відповідну люмінесценцію називають *внутрішньоцентровою*. Ці два види люмінесценції твердих тіл мають різні характеристики.

При низьких температурах та високих ступенях збудження проявляється люмінесценція, яка пов'язана з рекомбінацією через екситонні рівні (перехід 5). Окрім домішок, які створюють центри люмінесценції (їх називають *активаторами*), є домішки, які утворюють центри гасіння люмінесценції, тобто рекомбінація через такі центри не супроводжується випромінюванням. На рисунку 3.1 такий процес показано пунктирною лінією (перехід 7). Перехід 8 проходить разом з переходом 9, тобто електрон, понижуючи свою енергію, віддає її другому електрону в зоні провідності, такий процес називається *оже-процесом*. За певних умов перехід електрона в зоні провідності на більш низькі рівні супроводжується слабким випромінюванням (перехід 6).

Співвідношення між числом переходів без випромінювання описується значенням внутрішнього квантового виходу люмінесцен-

ції η_k . У випадку електролюмінесценції η_k дорівнює числу створених фотонів на кожний електрон, який проходить через кристал. Для деяких видів електролюмінофорів η_k близький до одиниці. Оскільки не всі фотони виходять із кристала при люмінесценції, то його характеризують **зовнішнім квантовим виходом**:

$$\eta_{ke} = \eta_k K_0, \quad (3.1)$$

де K_0 – коефіцієнт, який враховує втрати, пов'язані з відбиванням та поглинанням світла.

Зовнішній енергетичний вихід електролюмінесценції (тобто ККД) дорівнює

$$\eta_e = \eta_{ke} \frac{h\nu}{eU}, \quad (3.2)$$

де $h\nu$ – енергія фотона; eU – енергія електрона в полі, яке накладено на кристал.

Випромінювання різних центрів люмінесценції може проходити спонтанно, тобто незалежно один від одного. У цьому випадку частота, поляризація та напрямок поширення світла можуть бути різними. Це так зване **некогерентне випромінювання**. У деяких випадках може проходити вимушене випромінювання одного центра. У цьому випадку частота, поляризація та напрямок поширення світла однакові. Це так зване **когерентне випромінювання**. Прилади, які випромінюють когерентне випромінювання, називають **напівпровідниковими лазерами**.

В оптоелектроніці використовують як джерела некогерентного випромінювання (світлодіоди, джерела на основі порошкових та плівкових люмінофорів), так і джерела когерентного випромінювання (лазери).

3.2. Інжекційні світлодіоди з p – n -переходами і світлодіоди з антистоксовими люмінофорами

Напівпровідниковий діод, який випромінює світло (світлодіод), є одним з основних джерел випромінювання в оптоелектроніці. Він є ввімкненим у прямому напрямку p – n -перехідом (рис. 3.2), в якому відбувається рекомбінація електронів та дірок як в області об'ємного заряду шириною d , так і по обидва боки від електронів у

p -області (l_1) та дірок у n -області (l_2). Зовнішня напруга понижує потенціальний бар'єр на p - n -переході, чим створює умови для інжекції електронів у p -область та дірок у n -область.

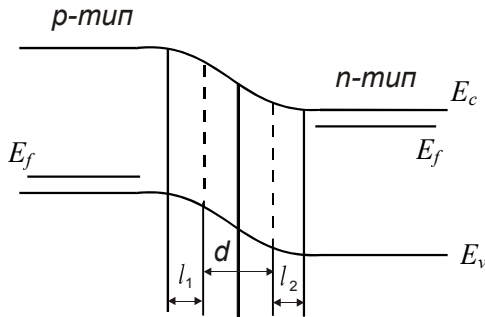


Рис. 3.2 – Енергетична діаграма ввімкненого в прямому напрямку p - n -переходу

Із збільшенням зовнішньої напруги U струм через перехід експоненціально зростає за формулою:

$$I = I_H e^{\frac{eU}{kT}}, \quad (3.3)$$

де I_H – темновий струм.

Загальне число рекомбінацій за секунду визначається силою струмів, частина цих рекомбінацій проходить з випромінюванням, а потік Φ , виражений у кількості фотонів, випромінених за одну секунду, складає:

$$\Phi = \eta_k \frac{I_H}{e} e^{\frac{eU}{kT}}. \quad (3.4)$$

Як правило, випромінювальною є одна із сторін p - n -переходу (наприклад, p -область), тому бажано, щоб частка електронів, які попадають в цю область, була максимальною.

Зовнішній вихід світлодіода $\eta_{ke} = \eta_k K_0$ завжди менше внутрішнього, що обумовлено, перш за все, втратами світла при виході із світлодіода. Внаслідок повного внутрішнього відбивання із світлодіода вийде світло в межах кута θ_0 (рис. 3.3):

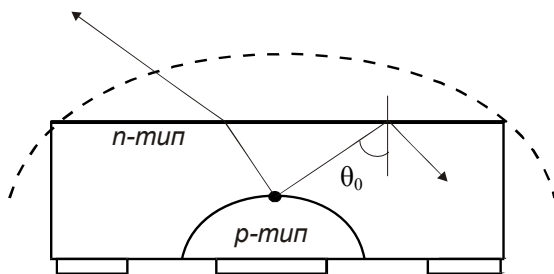


Рис. 3.3 – Вихід світла із світлодіода

При більших кутах падіння, ніж θ_0 , світло не виходить із світлодіода. Цей кут визначається з умови:

$$\theta_0 = \arcsin \frac{1}{n_0}, \quad (3.5)$$

де n_0 – показник заломлення матеріала.

Наприклад, для світлодіодів на основі галію з домішкою фосфору (Ga:P) $\theta_0 = 17,7^\circ$. При такому критичному куті через границю “напівпровідник – повітря” зможе пройти лише $\approx 2\%$ світла, яке випромінює p – n -перехід рівномірно у всі напрямки.

Покращити умови виходу світла із напівпровідника можна за допомогою створення сферичної поверхні виходу. На рисунку 3.3 поверхня виходу показана пунктирною лінією. Якщо втрати при переході світла в лінзу зведені до мінімуму, то величина K_0 досягає значення 0,5.

Найбільший квантовий вихід спостерігається в діодах із арсеніду галію (GaAs), які випромінюють інфрачервоне світло. У залежності від конструкцій діодів зовнішній вихід при кімнатній температурі складає 8...20 %, а при низькій температурі – 40 %. Зовнішній квантовий вихід промислових діодів GaAs з домішкою атомів Si ($\lambda = 0,94$ мкм) при кімнатній температурі складає $\approx 8\%$, якщо активна область виконана з сферичною поверхнею, то вихід підвищується до 20...30 %. Інерційність світлодіодів визначається, в основному, часом дифузії неосновних носіїв у напівпровіднику і складає $\sim 10^{-7} \dots 10^{-6}$ с. Їх маса не перевищує 0,5 г. Потужність випромінювання при струмі 100 мА становить $\sim 0,5$ мВт, робоча напруга $\sim 1,7$ В.

Особливими властивостями характеризуються p – n -переходи в матеріалах з різною шириною забороненої зони (гетеропереходи). Вибір таких матеріалів обмежується необхідністю точного узгодження постійних кристалічних ґраток контактуючих матеріалів. Якщо ця умова не виконується, то на границі (на контакті) утворюється велика кількість дефектів і відповідних їм локальних енергетичних рівнів у забороненій зоні. Велика їх кількість значно погіршує оптоелектричні властивості p – n -переходу. Прикладом матеріалів з добре узгодженими параметрами кристалічної ґратки є GaAs та AlAs, які утворюють неперервний ряд твердих розчинів $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. Змінюючи кількість атомів речовини в матеріалі (X), можна змінювати ширину забороненої зони цієї потрійної сполуки, наприклад, при $X=0,3$, $E=1,8$ eV (у GaAs – $E=1,4$ eV).

Гетероперехід у таких сполуках (та інших) при ввімкненні його в прямому напрямку пропускає лише електрони із n - у p -область. Для дірок потенціальний бар'єр виявляється дуже високим, тому інжекція дірок із p - у n -область практично відсутня.

Таким чином, можна отримати односторонню інжекцію електронів з широкозонного напівпровідника у вузькозонний, де рекомбінація є випромінювальною. Унаслідок цього підвищується квантовий вихід світлодіода. Ще однією перевагою гетеропереходу є вихід випромінювання без втрат поглинання через широкозонний матеріал.

Оскільки квантовий вихід діодів GaAs:Si (з домішками кремнію) в інфрачервоній області значно вищий ніж у діодів, які випромінюють у видимій області, є можливість використання інфрачервоних діодів для отримання видимого випромінювання за допомогою так званих **антистоксових люмінофорів**.

За правилом Стокса, частота фотолюмінесценції, як правило, менша частоти збуджуючого світла. У деяких випадках спостерігається зворотна ситуація, частота фотолюмінесценції більше частоти збуджуючого світла. Така люмінесценція називається **антистоксовою**, а речовини, відповідно, **антистоксовими люмінофорами**.

Наприклад, діоди на основі GaAs:Si мають люмінесценцію в області $h\nu \sim 1,3$ eV. Якщо на поверхню такого кристала розмістити люмінофор, який під дією цього випромінювання буде випромінювати у видимій області за рахунок поглинання двох квантів, то можливий варіант, коли коефіцієнт корисної дії таких люмінофорів вищий ніж “прямих” діодів у видимій області.

Антистоксовими люмінофорами використовують фторіди, аксисульфід лантану та інші сполуки, активовані ітербієм та ербієм,

наприклад, люмінофор $\text{La}_2\text{O}_3\text{S}:\text{Yb}, \text{Et}$, за допомогою якого можна отримати зелене світло з яскравістю до 400 кд/м^2 , при густині струму через діод – 5 А/см^2 .

Загальний квантовий вихід такого подвійного перетворення електричної енергії у світлову (електромагнітну) не перевищує 1 %, але такий самий квантовий вихід мають світлодіоди на основі GaP у цьому спектральному діапазоні.

Таким чином, застосування діодів з антистоксовим перетворенням енергії є корисним, особливо в тих випадках, коли необхідно отримати великі області випромінювання (зеленого світла великої світлосили). Швидкодія діодів з антистоксовими люмінофорами не є дуже високою, і, як правило, нижче ніж звичайних світлодіодів.

3.3. Джерела світла з порошковими і плівковими електролюмінофорами

Світлодіоди є майже точковими джерелами світла (площа поверхні, яка випромінює $\sim 1 \text{ мм}^2$). Електролюмінесцентні джерела

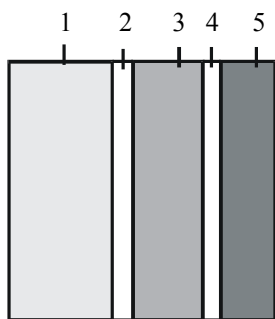


Рис. 3.4 – Схема електролюмінесцентного джерела світла

світла (рис. 3.4) з великою площею випромінювання можна отримати за допомогою шарів із порошкових люмінофорів, товщина яких складає $\sim 50 \text{ мкм}$, або плівок товщиною $\sim 1 \text{ мкм}$. Як люмінофор використовується сульфід цинку (ширина забороненої зони 3,7 eV), в якому проходить люмінесценція у видимій області при наявності деяких домішок, наприклад міді (зелене світло), срібла (синє світло), марганцю (жовто-оранжеве світло). У деяких випадках застосовується змішана основа ZnS-ZnSe . У таких матеріалах не вдається отримати *p-n*-пе-

реходи з інжекційною люмінесценцією, тому збудження випромінювання проводять за допомогою сильного електричного поля в поверхневих бар'єрах Шотткі, ввімкнених у зворотному напрямку.

Для того, щоб дірки, які утворились при ударній іонізації атомів кристалічної ґратки, не виходили в металевий електрод, зерна порошку (розміром $\sim 10 \text{ мкм}$) розпорошують у шарі твердого діелектрика, а плівку люмінофора ізолюють від обох електродів його тонкими шарами (див. рис. 3.4), на якому номером 1 позначено діе-

лектрик (як правило, це скло), 2 – прозорий провідний шар (SnO_2), 3 – шар порошкового люмінофора в діелектрику (смола або легкоплавке скло), 4 – відбиваючий шар, 5 – металевий електрод (шар Al). У плівкових електролюмінофорах замість порошкового люмінофора (наприклад, ZnS:Mn) основна речовина відокремлена від інших елементів плівками із діелектрика (наприклад, Y_2O_3).

Подібні структури є електричними конденсаторами та їх збудження проводиться змінним синусоїдальним або імпульсним зовнішнім полем.

Фізичні процеси, які відбуваються у люмінофорній речовині, можна описати за допомогою рисунка 3.5, на якому наведена структура з двох діелектриків та люмінофорної речовини на основі напівпровідника за наявності напруги U . Електрони, які звільняються з поверхневих рівнів на лівій границі плівки, прискорюються полем і здійснюють іонізації центрів світіння (перехід 1), атомів основної речовини (перехід 2) або викликають внутрішньоцентрові переходи 3 та 4. Створені полем дірки відво-

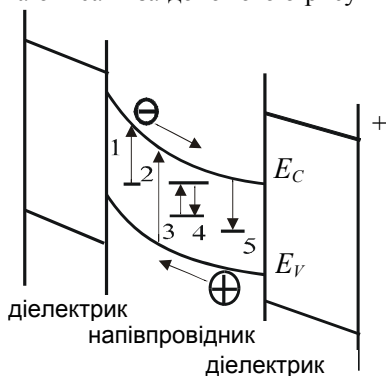


Рис. 3.5 – Пояснення фізичних процесів у люмінофорній речовині

дяться на лівий бік люмінофора, а електрони – до правої границі. Після зміни напрямку поля дірки повертаються в люмінофор і захоплюються центрами люмінесценції, а електрони, які повертаються, рекомбінують на цих центрах з випромінюванням. У другий напівперіод проходить іонізація на правому боці люмінофора. Коли поле приймає напрямок, такий, як на рис. 3.5, іонізація проходить на лівому, а електрони рекомбінують на правому боці зерна (перехід 5).

Таким чином, схема зон “коливається” з частотою f змінної напруги, іонізація поперемінно проходить на лівому і правому боках зерна та плівки, виникає потік світла, який пульсує з частотою $2f$.

Якщо в люмінофорі проходять лише внутрішньоцентрові переходи (3, 4), то під дією поля відбувається збудження домішкових атомів та одночасно виникають зворотні переходи (4) з випромінюванням.

Яскравість порошкових джерел світла (їх часто називають *електролюмінесцентними панелями*) складає $\sim 50 \text{ кд/м}^2$ при $U = 150 \text{ В}$, $f = 1 \text{ кГц}$ та кімнатній температурі. Вихід $\eta_{\text{ке}} \sim 10 \%$, а строк експлуатації (час, протягом якого яскравість зменшується наполовину) $t_{0,5} \sim 2 \cdot 10^3 \text{ год}$.

Яскравість таких люмінофорів зростає з підвищенням частоти та амплітуди напруги і приблизно може бути виражена співвідношенням:

$$L = L_1(f)U^n. \quad (3.6)$$

Значення n у порошкових люмінофорах $\sim 3 \dots 4$, а у плівкових $10 \dots 15$, $L_1(f)$, як правило, зростає із збільшенням f майже лінійно, а при частотах у декілька кілогерц виходить на насичення.

При підвищенні температури зменшується швидкість генерації нерівноважних носіїв. Температурний інтервал роботи люмінофорів $\sim -50 \dots +50 \text{ }^\circ\text{C}$.

3.4. Оптичні квантові генератори (ОКГ)

Деякі світлодіоди випромінюють когерентне світло. Для цього необхідно створити в активному шарі структури інверсну залежність енергетичних рівнів, тобто створити переважне заповнення електронами збуджених станів. У цьому випадку випромінювання, яке виникає при перших рекомбінаціях електронів та дірок, викликає вимушені переходи інших електронів на нижні енергетичні рівні, при цьому випромінювання має строго таку ж частоту та поляризацію, що і падаюче світло. Якщо воно має можливість неодноразово пройти область інверсної залежності, то виникає інтенсивне вимушене випромінювання. Для цього використовуються дзеркальні поверхні на протилежних гранях кристала, між якими створюються стоячі світлові хвилі.

Для виготовлення напівпровідникових лазерів використовують напівпровідники з прямими зонами, наприклад GaAs або GaAlAs, в яких міжзонні переходи електронів проходять без участі фотонів. Створення інверсної залежності рівнів проходить при інтенсивній інжекції неосновних носіїв, що найчастіше досягається в p - n -гетеропереходах з високою концентрацією домішок. Підсилення світла проходить тільки вздовж напрямку, перпендикулярного до дзеркальних поверхонь кристала. На рисунку 3.6 приведена енергетична схема лазера за наявності зовнішнього електричного поля U .

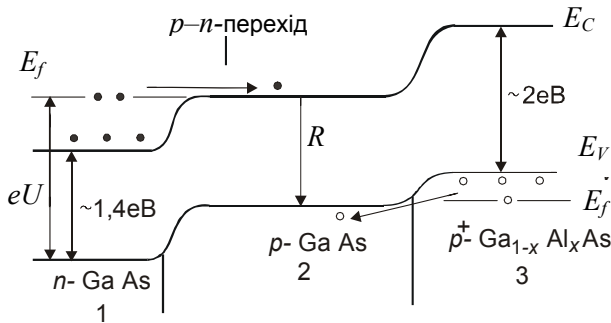


Рис. 3.6 – Енергетична схема напівпровідникового лазера

Електрони із n -області n -GaAs інжуються в активну зону p -GaAs, товщина якої складає ~ 1 мкм. У активній зоні проходить випромінювання фотонів з енергією $h\nu \sim 1,4$ eV. Перехід $p - p^+$ створює бар'єр для електронів, які потрапили в p -область і таким чином у зоні p -GaAs створюється інверсна залежність рівнів. Лазерний ефект досягається при певних порогових значеннях струму через перехід (~ 1 кА/см² при кімнатній температурі).

Починаючи з цих значень струму, спектральна смуга випромінювання суттєво звужується. Для зменшення робочих струмів та зменшення інтенсивності нагріву, активний шар виготовляють шириною $\sim 5...20$ мкм.

Матеріалом, інжуючим електрони, може використовуватись більш широкозонний $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. У цьому випадку активний шар GaAs p -типу розміщується між двома широкозонними напівпровідниками з меншим коефіцієнтом заломлення. Це приводить до підсилення світла від бокових шарів широкозонних напівпровідників і, таким чином, до зменшення втрат в інтенсивності світла. Потужність випромінювання таких лазерів $\sim 0,1$ Вт. Якщо лазер працює в імпульсному режимі, то його потужність значно зростає завдяки послабленню нагріву напівпровідника. Коефіцієнт корисної дії інжекційних лазерів досягає 50 %, їх інерційність складає $\sim 10^{-9}$ с, напруга живлення 3 В, а геометричні розміри $\sim 2...3$ мм. Модуляція світлового потоку може здійснюватись за рахунок зміни напруги.

На відміну від напівпровідникових лазерів у деяких кристалічних або аморфних діелектриках для отримання вимушеного випромінювання використовують внутрішньоцентрову люмінесценцію, а збудження (нагрівання) проходить, як правило, не електричним, а оп-

тичним шляхом. Типовим представником таких лазерів є лазер на рубіні (кристал Al_2O_3 з домішкою хрому Gg). Енергетичні рівні хрому розміщуються у межах широкої (~ 6 eV) забороненої зони. Процеси поглинання та випромінювання проходять усередині центрів люмінесценції (рис. 3.7). Під дією світла від ксенонової лампи електрони атомів хрому переходять на 3 або 4 збуджені енергетичні рівні, звідки вони без випромінювання переходять на другий (збуджений) енергетичний рівень, існування яких на ньому в 10^5 разів більший ніж на рівнях 3 та 4. Це приводить до інверсного стану на енергетичному рівні E_2 . Світло з частотою $h\nu = E_2 - E_1$ викликає вимушене випромінювання з довжиною хвилі 0,69 мкм (червоне світло).

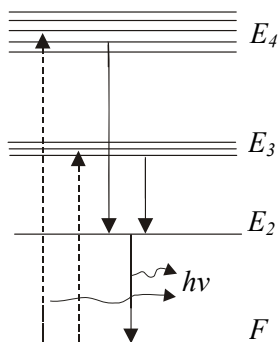


Рис. 3.7 – Схема рівнів рубінового лазера

Для мініатюрних оптоелектронних пристроїв кращим є лазер на кристалах $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Nd}^{+3}$. Неодим заміщує у ґратці гранату $\sim 1\%$ атомів ітрію, і як атоми хрому в кристалах Al_2O_3 є центрами люмінесценції. Внутрішньоцентрові переходи дають можливість створити лазер на довжині хвилі $\lambda = 1,06$ мкм. Для нагнітання можуть використовуватись світлодіоди типу GaAlAs в області $\lambda = 0,81$ мкм (смуга поглинання неодиму).

Такі твердотільні лазери гірші інжекційних напівпровідникових лазерів. Вони мають великі розміри, використовують великі напруги ($U \sim 10^3$ В), вимагають додаткових пристроїв для зміни інтенсивності світлового пучка.

Лекція 4. ПРИЙМАЧІ ВИПРОМІНЮВАННЯ

- **Фотопровідність напівпровідників.**
- **Види фотоприймачів та їх основні характеристики.**
- **Фоторезистори.**
- **Фотодіоди з р–п-переходами.**
- **Фотодіоди з бар'єра Шотткі.**
- **Лавинні фотодіоди.**
- **Фототранзистор та фототиристор.**
- **Багатоелементні фотоприймачі.**

4.1. Фотопровідність напівпровідників

Проникаючи всередину напівпровідника, світло поступово поглинається і його інтенсивність зменшується. Виділимо на глибині x від поверхні напівпровідника безмежно тонкий шар товщиною dx . Кількість світлової енергії $d\Phi(x)$, яка поглинається шаром dx , пропорційна падаючому на нього потоку світла та його товщині, тобто

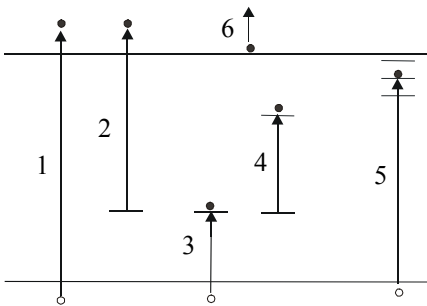
$$-d\Phi(x) = \alpha\Phi(x)dx. \quad (4.1)$$

Знак “–” вказує на зменшення енергії, коефіцієнт α називається *коефіцієнтом поглинання*. Інтегруючи (4.1), маємо

$$\Phi = \Phi_0 e^{-kx}, \quad (4.2)$$

де Φ_0 – падаючий на речовину світловий потік; k – коефіцієнт.

Частина енергії випромінювання, яка поглинається, йде на збільшення енергії електронів або теплового руху атомів. На рис. 4.1 показано можливі переходи електронів у кристалах під дією світла, E_C – енергія, яка відповідає нижньому краю зони провідності, E_V – енергія, яка відповідає верхньому краю зони валентності.



Перехід 1 призводить до появи електрона в зоні провідності та дірки в зоні валентності.

Перехід 1 призводить до появи електрона в зоні провідності та дірки в зоні валентності.

Рис. 4.1 – Головні електронні переходи при поглинанні світла в кристалах

Такий перехід можливий лише тоді, коли енергія падаючого фотона

$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda} \quad (\text{де } \nu - \text{частота, } c - \text{швидкість світла}) \text{ буде не меншою ніж } \Delta E = E_C - E_V, \text{ тобто:}$$

$$h\nu \geq \Delta E = E_C - E_V. \quad (4.3)$$

Власне поглинання починається при частоті ν_0 , яка відповідає $h\nu_0 = \Delta E$.

При меншій енергії фотонів можуть відбуватись переходи електронів з локальних рівнів домішок або інших дефектів ґратки кристала в зону провідності (перехід 2) або із валентної зони на ці рівні (перехід 3). Переходи 1, 2, 3 змінюють електропровідність твердих тіл, оскільки відбувається зміна концентрації носіїв заряду. На цьому ефекті заснована робота більшості фотоприймачів.

При внутрішньоцентрових переходах 4 електрон не звільняється і процес поглинання світла не приводить до зміни електропровідності кристала. Це стосується екситонного поглинання (перехід 5) та поглинання світла електронами зони провідності (перехід 6).

У процесі поглинання електроном фотона виконуються закони збереження енергії та імпульсу, тому більш повно процес поглинання світла описується за допомогою діаграми, яка враховує зміну енергії та імпульсу рис. 1.5 (лекція 1). Аналіз фотопровідності напівпровідників приводить до висновку, що існують кристали, в яких екстремуми енергій електронів та дірок на діаграмі $E(k)$ приходяться на різні значення k . У таких кристалах переходи при найменших енергіях можуть бути тільки “непрямі”. При великих енергіях фотонів можуть бути як “прямі”, так і “непрямі” переходи.

До кристалів з “прямими” зонами належать: GaAs ($\Delta E = 1,4$ eB), CdSe ($\Delta E = 1,8$ eB), CdS ($\Delta E = 2,25$ eB), ZnS ($\Delta E = 3,7$ eB) та ін.

До матеріалів з “непрямими” зонами належать: Ge ($\Delta E = 0,7$ eB), Si ($\Delta E = 1,1$ eB), AlAs ($\Delta E = 2,2$ eB), GaP ($\Delta E = 2,3$ eB) та ін.

$$\text{При } x = x^* = \frac{1}{\alpha} \text{ у (4.2) маємо } \Phi = \frac{\Phi_0}{e}, \text{ де } e = 2,72, \text{ тобто кое-}$$

фіцієнт поглинання α є величиною оберненою до відстані x^* , на який інтенсивність світла зменшується в e разів. При власному поглинанні $\alpha \approx 10^5 \text{ см}^{-1}$, то $x^* \sim 0,1 \text{ мкм}$, при домішковому $\alpha \approx 10 \text{ см}^{-1}$, тоді $x^* \sim 1 \text{ мм}$.

Різні типи поглинання проявляються при різних енергіях квантів $h\nu$. Узагальнена залежність k від $h\nu$ виглядає приблизно так, як показано на рис. 4.2.

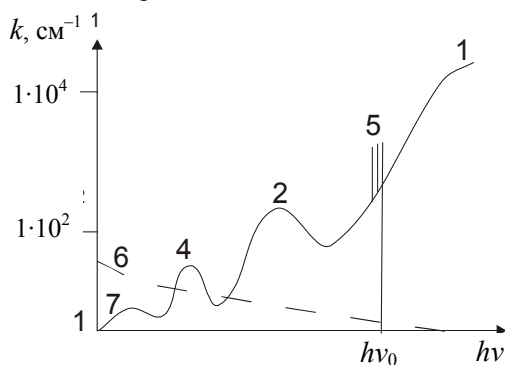


Рис. 4.2 – Спектр поглинання світла твердими тілами

Власне поглинання починається при частоті ν_0 , коли $h\nu_0 = \Delta E$. Домішкове поглинання створює смуги 2 і 4 (номери смуг відповідають номерам переходів, показаних на рис. 4.1).

У широкому інтервалі частот присутнє слабе поглинання світла вільними електронами в зоні провідності та дірками в зоні валентності (6), в інфрачервоній області проявляється пік 7, який пов'язаний з поглинанням випромінювання іонами кристалічної ґратки ($h\nu \sim \Delta E$). Поблизу краю власного поглинання розміщуються вузькі лінії екситонного поглинання (5). Екситон є слабо зв'язаною парою “електрон – дірка”, яка утворює систему, що має лінійний спектр, подібний лінійному спектру атома водню. Екситон є електронейтральним, тому їх створення не призводить до зміни провідності кристала. При високих температурах екситонне поглинання зливається з власним. У фотоприймачах, як правило, використовують власне поглинання. Домішкове поглинання використовують тільки в деяких випадках – для розширення спектральної характеристики в область довгих хвиль.

4.2. Види фотоприймачів та їх основні характеристики

Швидкість зміни електропровідності кристалів фотоприймачів при освітленні їх світлом залежить від швидкості G утворювання електронно-діркових пар, які виникають за одиницю часу в одиниці об'єму. Фотоприймачі бувають з p - n - та без p - n -переходів.

Для фотоприймачів з p - n -переходом важлива величина G як в області самого p - n -переходу, так і в областях, які безпосередньо

прилягають до контакту. Створені в цих шарах фотоелектрони та дірки після дифузії до переходу також захоплюються електричним полем і створюють додатковий струм у колі. Аналогічна ситуація – у запірних шарах на контакті металу з напівпровідником. У деяких фотодіодах з напруженістю $E > 5 \times 10^5$ В/см в області контакту на величину струму впливає як G , так і величина E (лавинні діоди).

Для фотоприймачів без p – n -переходів (без запірних шарів) зовнішня електрорушійна сила (ЕРС) створює слабе електричне поле $E \sim 10^2$ В/см вздовж всього однорідного напівпровідника. У цьому випадку фотострум залежить від G та E .

Фотоприймачі характеризуються струмовою S_I та вольтовою чутливостями S_V і квантовим виходом фотоелефекту η_1 .

Чутливість фотоприймача визначається тим, наскільки змінюються електричні характеристики при його освітленні. Якщо освітлення призводить до зміни струму в фотоприймачі, то струмова чутливість:

$$S_I = \frac{\Delta I}{\Phi}, \quad (4.4)$$

де ΔI – зміна струму в колі при освітленні; Φ – потік світла, який падає на фотоприймач (може задаватися як у ватах, так і в люменах).

Якщо при освітленні фотоприймача змінюється напруга на виході ΔU , то його вольтова чутливість буде

$$S_V = \frac{\Delta U}{\Phi}. \quad (4.5)$$

Квантовий вихід внутрішнього фотоелефекту η_1 визначається числом пар “електрон – дірка”, які створюються кожним поглинутим фотоном. Чутливість фотоприймача залежить від швидкості генерації G , яка, в свою чергу, залежить від η_1 . Число невірноважених носіїв (пар “електрон – дірка”), які виникають в одиниці об’єму на глибині x за одиницю часу буде:

$$G(x) = \eta_1 Q(x) = \eta_1 \alpha \frac{\Phi(x)}{h\nu}, \quad (4.6)$$

де η_1 – квантовий вихід; $Q(x)$ – число фотонів в одиниці об’єму за одиницю часу на глибині x ; α – коефіцієнт поглинання; $\Phi(x)$ –

світловий потік (густина потоку випромінювання); $h\nu$ – енергія одного фотона.

Очевидно, що число фотонів, які поглинаються на глибині x в одиниці об'єму за одиницю часу, буде:

$$Q = \alpha \frac{\Phi(x)}{h\nu}. \quad (4.7)$$

В області власного поглинання $\eta_1 = 1$, а швидкість генерації зменшується зі збільшенням частоти. Фотострум і чутливість S_f , які пропорційні G , мають таку ж залежність, із збільшенням частоти вони зменшуються.

У фотоприймачах (фотодіоди з p – n -переходом та діоди з поверхневим бар'єром, тобто діоди Шотткі) фотострум визначається лише швидкістю генерації носіїв $G(x)$. У фотоприймачах (лавинному фотодіоді, фоторезисторі, фототранзисторі) фотострум визначається добутком $G(x)Z(E)$, де $Z(E)$ – коефіцієнт підсилення, який залежить від напруженості поля E . Причини виникнення цього множника різні і будуть розглянуті в кожному випадку окремо.

Фотоприймачі характеризуються також часом наростання та спаду фотоструму τ_1 та τ_2 . Вони мають, як правило, різні значення, але порядок їх величин однаковий. Порогова чутливість фотоприймача характеризується рівнем світлового потоку Φ_n , при якому корисний сигнал дорівнює величині шуму. Шуми в фотоприймачах пов'язані з тепловим рухом електронів та флуктуацією концентрації їх при цьому (тепловому шумі), а також коливаннями числа електронів при незмінному освітленні та постійному зовнішньому полі (дробовому шумі).

4.3. Фоторезистори

При освітленні однорідного напівпровідника його електропровідність збільшується, це явище називається **фотопровідністю**. Концентрація фотоелектронів визначається швидкістю генерації G та часом τ їх існування в зоні провідності.

Для фоторезистора вводять поняття **квантового виходу** η_2 , який дорівнює числу електронів, що пройшли через фоторезистор за одиницю часу в розрахунку на кожний фотон, який вийшов на поверхню фотоприймача за одиницю часу:

$$\eta_2 = \eta_1 Z(E). \quad (4.8)$$

Для фоторезистора коефіцієнт підсилення $Z(E)$ показує, у скільки разів за час існування τ електрон може пройти через фоторезистор. При достатніх величинах E число $Z \sim 10^5$.

Інерційність фоторезисторів визначається не стільки часом існування електронів у зоні провідності, скільки дією локальних пасток, які створюються домішками або дефектами кристалічної ґратки. Якщо електрон зони провідності захоплюється пасткою, то час його існування на рівні пастки залежить від її температури та глибини залягання у забороненій зоні. Тільки після теплового звільнення електрона з рівня пастки він може рекомбінувати з діркою. Процес захоплення носіїв пастками (“прилипання” електронів та дірок до пасток) затягує зростання фотоструму після вмикання світла та його спад після вимкнення. Тому фоторезистори мають достатньо велику інерційність ($\tau \sim 10^{-2} \dots 10^{-7}$ с). Фоторезистор може мати як чутливий елемент монокристал напівпровідника, плівку напівпровідника на діелектрику або таблетку пресованого порошкового матеріалу. Тому і характеристики їх є достатньо різними.

4.4. Фотодіоди з p – n -переходами

Такі фотодіоди мають світлочутливі елементи в приконтактній області. При освітленні p – n -переходу світлом із енергією більше ніж ширина забороненої зони ΔE , по обидва боки від контакту та на самому переході виникають пари “електрон – дірка”. Пари, які виникли на самому переході, зразу розділяються електричним полем, причому електрони рухаються в область з електронною провідністю (n -область), а дірки – в p -область. Пари, які утворились на відстані порядка дифузійної довжини, також, попадаючи в перехід, розділяються таким самим чином.

Якщо на p – n -перехід не подано зовнішню напругу і коло розімкнуте, то освітлення призводить до накопичення фотоелектронів у n - та дірок в p -області. У результаті утворюється різниця потенціалів U_ϕ , тобто з’являється фотоЕРС. Якщо зовнішнє коло замкнуте, то виникає фотострум. У таких умовах діод працює як фотоелемент.

Напруга U_ϕ зміншує перехід у прямому напрямку, тобто зменшує висоту потенціального бар’єра для електронів та дірок. Як-

що фотоеlement увімкнено в зовнішнє коло з малим опором, то фотоелектрони не збираються в n -області і $U_{\phi} = 0$, при цьому зовнішня напруга також відсутня, $I = -I_{\phi}$, тобто в цьому випадку струм (який називають **струмом короткого замикання**) $I_{\phi} \sim \Phi$.

Якщо p - n -перехід ввімкнений у заперіному напрямку (на p -області “мінус”), то практично весь склад напруги припадає на збіднену носіями область p - n -переходу. Тепер розподіл електронів та дірок, які виникли при освітленні, проводиться більш сильним полем, а ширина області великого опору збільшується ($d \sim \sqrt{U}$). Час проходження електронів цієї зони складає $\sim 10^{-10}$ с. Але інерційність фотодіодів визначається парами “електрон – дірка”, які виникли протягом дифузійної довжини від p - n -переходу, що також розділяються полем p - n -переходу, але час їх проходження $\sim 10^{-7}$ с.

Для зменшення цієї складової фотоструму p - n -перехід розміщують майже на самій поверхні, яка освітлюється (зменшуючи, наприклад, товщину шару p -типу). Щоб повністю виключити поглинання світла на одній із дифузійних довжин, збільшують ширину p - n -переходу до $2x^*$, з $x^* = k^{-1}$ (α – коефіцієнт поглинання). Досягають цього в спеціальних p - n -переходах, в яких між шарами p - та n -переходів розміщують шар з власною провідністю (i -шар).

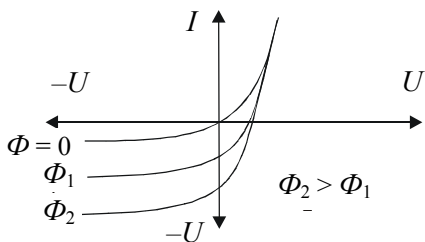


Рис. 4.3 – Вольт-амперні характеристики

У кремнієвому p - i - n -діоді, який є найбільш поширеним, товщина i -області складає ~ 50 мкм, а товщина p -шару – всього біля 3 мкм. При освітленні такого діоду світлом з довжиною хвилі $\lambda = 0,9$ мкм, ($x^* = 30$ мкм) і біля 80 % світла поглинається в i -шарі, тобто, практично, всі фотоелектрони і дірки виникають в i -шарі й інерцій-

ність діода визначається часом проходження електронами i -шару ($\tau \sim 10^{-9}$ с).

Вольт-амперні характеристики (ВАХ) фотодіодів наведені на рис. 4.3.

4.5. Фотодіоди з бар'єрами Шотткі

Якщо електронний напівпровідник контактує з металом (рис. 4.4), у якого робота виходу більша роботи виходу електрона із напівпровідника, то на контакт утворюється так званий бар'єр Шотткі. Фотоприймачі, які працюють на бар'єрах Шотткі, мають швидкодію ($\tau \sim 10^{-10}$ с).

При вмиканні діода в запірному напрямку ("мінус" на металі) ширина бар'єра збільшується згідно співвідношення:

$$d = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(U_k - U)}{eN_d} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.9)$$

де ε – діелектрична проникність; ε_0 – електрична стала; U_k – контактна різниця потенціалів; U – зовнішня напруга; N_d – концентрація донорів.

Якщо $N_d \sim 10^{23} \text{ м}^{-3}$, то при напрузі в декілька вольт $d \sim 10^{-5}$ см.

Тонкий шар металу ($\sim 10^{-6}$ см) наноситься на напівпровідник методом вакуумного напилування. Світло направляють на контакт через цю металеву плівку, а для того, щоб зменшити відбивання, використовують методи просвічування оптики (тобто, наносять тонкий шар прозорої речовини, так, щоб у результаті відбивання світла від верхньої та нижньої поверхонь при інтерференції утворювався мінімум).

Якщо $d > x^*$, то основна частина світла з енергією $h\nu > \Delta E$ поглинається в області сильного контактного поля. Утворені світлом пари "електрон – дірка" швидко розділяються полем і час прольоту через контакт складає $\tau \sim 10^{-10} \dots 10^{-11}$, особливо в тому випадку, коли x^* і товщина d менша 1 мкм час проходження (час інертності) дуже малий.

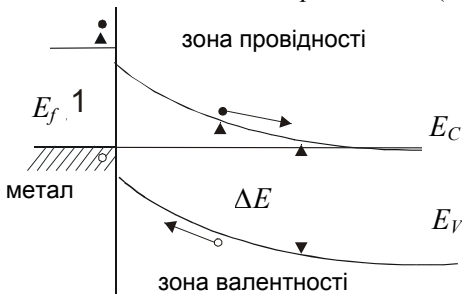


Рис. 4.4 – Фотоефект у поверхневому бар'єрі, увімкненому в запірному напрямку

При збільшенні частоти зменшується x^* і область поглинання зсувається в сторону металу, але внаслідок того, що бар'єр Шотткі дуже близько розташований до поверхні металу, поглинання фотонів створює фотоелектро-

ни в металі у межах поля бар'єра і, таким чином, дифузійна складова фотоструму відсутня. Чутливість діодів Шотткі, як і $p-i-n$ -переходів, є достатньо високою та досягає величини $S_I = 0,5 \text{ А/Вт}$. Особливістю бар'єрів Шотткі є можливість реєстрації фотонів з енергією $h\nu < \Delta E$. Енергія фотонів $h\nu$, хоча і менша ширини забороненої зони ΔE , але може бути більшою висоти потенціального бар'єра для електронів з боку металу (рис. 4.4, перехід 1).

Тому електрони металу вводяться в напівпровідник, змінюючи концентрацію електронів на контакті та, відповідно, його провідність. Таким чином, діоди Шотткі мають широкий спектральний інтервал у порівнянні з $p-i-n$ -діодами та таку ж швидкодію.

4.6. Лавинні фотодіоди

Якщо в фотодіоді прикласти достатньо високу зворотну напругу, то напруженість поля E у контакті є настільки високою, що розвиваються процеси ударної іонізації атомів кристалічної ґратки прискореними електронами. Це призводить до зростання зворотного струму при даному світловому потоці Φ . Електрони в межах контакту набувають у цьому полі енергію більшу ніж вони втрачають при зіткненнях із атомами ґратки. Якщо отримана енергія E електроном знаходиться в межах $\Delta E < E < 1,5\Delta E$, то електрон може створити нову пару “електрон – дірка”. При достатній довжині пробігу в електронному полі створена пара “електрон – дірка” також може прискоритись до енергії E та створити нові іонізації, тобто буде спостерігатись лавинне наростання числа носіїв заряду. Лавинне розмноження фотоносіїв може бути створено як в бар'єрах Шотткі, так і в $p-n$ -переходах.

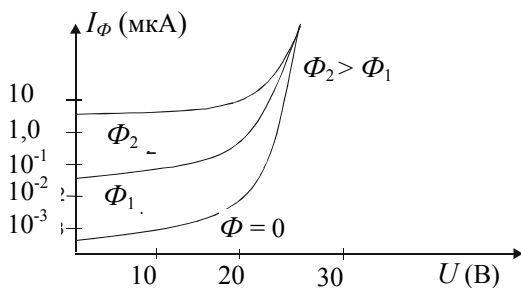


Рис. 4.5 – Вольт-амперна характеристика лавинного фотодіода

При дуже великих E великі струми розігрівають контакт, що призводить до збільшення на його фоні фотоструму. Коефіцієнт розмноження носіїв M є коефіцієнтом внутрішнього підсилення фотодіода ($Z=M$). У лавинних фотодіодах Z досягає

значень $\sim 10^3$, тому лавинний діод може застосовуватись для реєстрації дуже слабких світлових сигналів. Інертність лавинних фотодіодів складає біля 10^{-9} с. Вольт-амперна характеристика лавинного фотодіода наведена на рис. 4.5.

4.7. Фототранзистор та фототиристор

Фототранзистор є структурою $p-n-p$ - або $n-p-n$ -шарів. Зовнішнє електричне поле вмикає емітерний $p-n$ -перехід у прямому напрямку, а колекторний – у зворотному. Без освітлення весь спад зовнішньої напруги припадає на колекторний перехід. Освітлення бази ведеться через тонкий шар емітера. Фотоелектрони, які виникають у базі та $p-n$ -переходах, втягуються в область емітера та колектора, а дірки стягуються в базу (структура $n-p-n$). У результаті в емітерному $p-n$ -переході з'являється додаткова різниця потенціалів прямого напрямку, що призводить до інжекції електронів через понижений бар'єр у базу та далі – в колектор. Таким чином, початковий фотострум може підсилюватись $\sim 10^2$ разів і чутливість фототранзистора значно вища звичайного фотодіода. Однак інерційність фототранзистора за рахунок дифузії носіїв досить велика і постійна $\tau \sim 10^{-5} \dots 10^{-6}$ с.

Звуження бази, яке необхідне для зменшення τ , призводить до зменшення чутливості фототранзистора внаслідок зменшення числа поглинутих фотонів. Звідси випливає, що ефективний фотодіод та малоінерційний транзистор для підсилення струму фотодіода доцільно виготовляти окремо.

Тиристор складається із почергових $p-n$ -переходів і, відповідно, має три $p-n$ -переходи ($p-n-p-n$). Середній $p-n$ -перехід називають **колекторним**, а два крайніх – **емітерними**. Структура $p-n$ -переходів вмикається так, щоб колекторний перехід був ввімкнений у зворотному напрямку, а обидва крайніх (емітерних) – у прямому напрямку (“плюс” – на зовнішній p -області структури, а “мінус” – на n -області). Якщо з допомогою керуючого електрода від однієї з баз емітерний перехід вмикається в прямому напрямку та висота емітерних бар'єрів понижується, через тиристор проходить значний струм, який призводить до накопичення в p -базі позитивного заряду, а в n -базі – негативного. Це, в свою чергу, знижує висоту бічних бар'єрів у $p-n$ -переходах (емітерних), що викликає нове зростання струму.

При цьому загальний спад напруги на ділянці знижується, оскільки струми самі підтримують потрібний ступінь накопичення зарядів. Таким чином, тиристор може знаходитись у двох станах з малим або великим струмом, що дозволяє його використовувати як ключ в електричному колі.

У фототиристорі накопичення позитивного та негативного зарядів, необхідних для перемикання його із одного стану в інший, проходить за рахунок освітлення. Поле середнього переходу направляє фотодірки в p -базу, а фотоелектрони – в n -базу, що знижує висоту емітерних переходів і створює сильні струми через тиристор. Таким чином, світло керує електричним сигналом у тиристорі, що дозволяє безконтактним способом керувати струмами в різних електричних колах.

4.8. Багатoeлементні фотоприймачі

У ряді випадків потрібно зафіксувати фотоелектричним способом оптичне зображення, яке має певний розподіл інтенсивності світла по поперечному перерізу пучка. Цього можна досягнути, якщо виготовити екран, який вміщує велику кількість мініатюрних фотоприймачів. Інтенсивність даної точки поперечного перерізу пучка, таким чином, переводиться у відповідний електричний сигнал. Записана таким шляхом інформація деякий час зберігається в фотоприймачах, а потім читається тим чи іншим способом.

У деяких системах записування оптичних сигналів застосовують напівпровідникові пристрої, а при читанні інформації використовують електронний пучок, який послідовно обходить фотоелектроди, однак цей спосіб вимагає використання високовольтних вакуумних трубок, які, крім цього, погано стикаються із мініатюрними напівпровідниковими елементами.

Більш зручні у використанні багатoeлементні фотоприймачі, в яких запис, зберігання та зчитування інформації виконується одними і тими ж твердотільними елементами. Таким елементом може бути використана структура “метал – діелектрик – напівпровідник” (МДН-структура), схема якої наведена на (рис. 4.6).

Якщо до такої структури прикласти напругу U (“мінус” на металі), то частина домішкових електронів виводиться із напівпровідника n -типу, що приводить до виникнення шару позитивного об’ємного заряду товщиною d (на рис. 4.6 границя товщини цього шару показана пунктирною лінією). Товщина цього шару збільшується із збільшенням U . Фотоелектрони, які виникають внаслідок освітлення МДН-структури, відводяться в об’єм напівпровідника, а

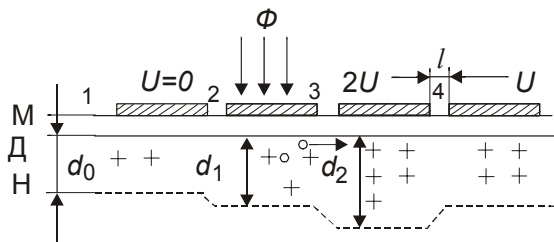


Рис. 4.6 – Енергетична схема структури МДН у присутності напруги: штрихова лінія – границя області просторового заряду

дірки накопичуються на його границі із діелектриком. Число таких дірок залежить від інтенсивності світла та часу його дії. Накопичений заряд є інформацією, заданою світлом, і може довго зберігатись, якщо теплова генерація пар невелика. На рис. 4.6 наведена лише частина багатoelementного фоточутливого екрана. На ділянці 1 – $U = 0$ і товщина шару d_0 об'ємного позитивного заряду виникає за рахунок контактної різниці потенціалів. На ділянці 2 присутнє зовнішнє поле U та елемент освітлюється потоком світла Φ через напівпрозорий металевий електрод (затвор). Накопичений за час освітлення заряд дірок може пересуватись вздовж ланцюжка, якщо на сусідній елемент подати більш високу напругу (ділянка 3). У цьому випадку глибина потенціальної ями для дірок більша і вони внаслідок дифузії перейдуть від другого елемента до третього. У проміжку між елементами 2 та 3 є електричне поле, яке прискорює рух дірок, тому такий перехід може здійснюватись досить швидко. Таким чином, електричний сигнал від елемента 2 (який пропорційний інтенсивності світла Φ та часу дії) може бути переданий по всій ділянці в зовнішнє коло. Такі мікроскопічні фоточутливі елементи розміщені настільки близько ($l \sim 3$ мкм), що можуть взаємодіяти, передаючи один одному заряди. Звідси назва таких структур – **прилади з зарядовим зв'язком**. МДН-структури споживають малу енергію, вимагають низьких напруг (10...20 В) і при щільності елементів 10^5 см^{-2} мають добру роздільну здатність (40 ліній на 1 мм).

Оскільки в чутливих елементах використовуються поверхневі бар'єри, то в таких структурах легко переходити до різних спектральних областей шляхом вибору матеріалу з відповідною шириною забороненої зони ($\Delta E \leq h\nu$). Кремнієві структури такого типу мають ряд переваг у порівнянні з вакуумними передавальними телевізійними приладами, великий строк експлуатації ($\sim 10^4$ годин) та можуть реєструвати дуже слабкі оптичні сигнали.

2. ОПТРОНИ І ОПТОЕЛЕКТРОННІ МІКРОСХЕМИ

Лекція 5. БУДОВА ТА ОСНОВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТРОНІВ

- *Оптрон і його елементи.*
- *Параметри оптронів.*
- *Типи оптронів.*

5.1. Оптрон і його елементи

Оптрон – це прилад, який вміщує в собі джерело та приймач випромінювання, які конструктивно зв’язані між собою так, щоб оптичний зв’язок був найбільш ефективний. Джерелами світла можуть бути лампи розжарювання, газорозрядні лампи, електролюмінесцентні панелі та найчастіше – світлодіоди. Як приймач електромагнітного випромінювання використовують фоторезистори, фотодіоди, фототранзистори та фототеристори. Середовище оптичного каналу, який зв’яже джерело світла та приймач, може бути різне: повітря, скло, пластмаса та інші прозорі речовини.

Простий оптрон, який вміщує одне джерело та один приймач випромінювання, називають оптопарою. Їх об’єднання в мікросхему разом з узгоджувальними та підсилюючими пристроями утворюють оптоелектронну інтегральну мікросхему (ОІС).

В оптронах проходить подвійне перетворення енергії (рис. 5.1).

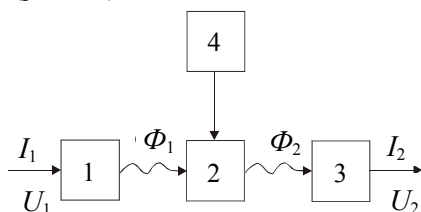


Рис. 5.1 – Структурна схема оптрона

Вхідний електричний сигнал (сила струму I_1 та напруга U_1) перетворюється джерелом випромінювання 1 у світловий потік Φ_1 , який передається оптичним каналом 2 до фотоприймача 3. Фотоприймач здійснює зворотне перетворення світлового сигналу в електричний сигнал (сила струму I_2 та напруга U_2). Середовище оптичного каналу може змінювати фізичні властивості під дією керуючого пристрою 4. Для узгодження параметрів оптронів з іншими елементами ОІС або електронних схем можуть використовуватись і інші додаткові вхідні та вихідні пристрої.

Фотоприймач та джерело випромінювання електрично не зв’язані між собою, тому вони можуть використовуватись як елементи

ти гальванічної розв'язки. Якщо ввести електричний та оптичний зворотний зв'язок між компонентами оптрона, то він може використовуватись значно ширше, а саме: як генератор та підсилювач електричних та оптичних сигналів, як запам'ятовуючий пристрій та інше. Він має добру захищеність від дії зовнішнього стороннього електромагнітного поля, йому притаманна однонаправленість передачі оптичного сигналу та широка частотна смуга пропускання. Крім цього, оптрони можуть перетворювати та пропускати не тільки імпульсні сигнали, а і постійні складові, вони мають також добру сумісність з іншими елементами напівпровідникової технології.

До недоліків оптронів можна віднести низький ККД (за рахунок втрат енергії при перетворенні електричного сигналу в оптичний та навпаки) та чутливість параметрів до зміни температури, як і в інших елементах напівпровідникових приладів. Оптрони мають відносно високий рівень власних шумів. Складною є технологія їх виготовлення. Вони виготовляються за гібридною технологією, в якій в одному пристрої необхідно суміщати різноманітні елементи – джерело та приймач.

Перераховані недоліки обмежують область застосування оптронів, але по мірі вдосконалення матеріалів та технології, в вирішенні ряду схемотехнічних задач ці недоліки проявляються все менше та менше.

Досягнення високого ККД оптрона зв'язано з ефективним перетворенням та передачею енергії у всіх елементах оптрона. Важливо, щоб параметри складових частин оптрона були узгодженими за спектральними характеристиками, швидкодією, температурними властивостями, габаритами та виготовлення їх могло би бути за якомога близькими технологіями. Такий широкий спектр вимог приводить до того, що дуже часто доводиться порушувати одну чи декілька вимог для отримання максимальних параметрів в інших вимогах.

Світлодіоди, які використовуються як джерела, повинні забезпечувати вузьку направленість випромінювання для зменшення енергетичних втрат на шляху від джерела до фотоприймача та працювати при невеликих вхідних струмах для узгодження роботи світлодіода з мікроелектронними системами управління. Важливо також, щоб квантовий вихід таких джерел був постійним і по можливості в широкому діапазоні вхідних струмів, що суттєво для використання їх в аналогових схемах. В оптронах як джерело можуть використовуватись і напівпровідникові лазери.

Для створення джерел світла в оптронах найчастіше використовують кристали із GaAs, GaAlAs та GaAsP. Світлодіоди на основі

цих матеріалів випромінюють у червоній (0,67...0,7 мкм) та в ближній інфрачервоній (0,8...0,95 мкм) областях спектра. Робоча напруга таких світлодіодів $\sim 1,2...1,7$ В, а споживана потужність – 1...50 мВт.

Середовище оптичного каналу вибирають керуючись наступними міркуваннями. По-перше, втрати інтенсивності світла мають бути мінімальними. Для цього матеріал оптичного каналу узгоджують з джерелом та фотоприймачем за спектральним поглинанням та за оптичною густиною. Показник заломлення цього середовища має бути близьким до показника заломлення середовища фотоприймача та джерела світла. По-друге, матеріал оптичного каналу повинен забезпечувати високу електричну ізоляцію між входом та виходом оптрона (опір ізоляції оптопар $\sim 10^{12}$ Ом). По-третє, середовище оптичного каналу в багатьох випадках є основою всього приладу, тому матеріал повинен мати необхідні властивості для захисту приладу від механічних, кліматичних та радіаційних пошкоджень.

Виходячи із приведених вище вимог використовують в основному три варіанти оптичних середовищ. У першому оптичним середовищем слугують такі матеріали: полімерний оптичний клей, оптичні лаки, вазелін, що не засихає з силіконовою основою, а також халькогенідне скло. У другому варіанті оптичним середовищем є повітря. При цьому в каналі можуть використовуватись системи на основі скляних лінз. У третьому варіанті оптичним каналом є світловолокно. Вибір варіантів диктується умовами роботи та функціями, які виконують оптрони в тому чи іншому пристрої.

Так, наприклад, полімери, які мають хімічні групи OH, CH₃, CH₂, NH₂, NH у ближній інфрачервоній області мають піки поглинання і не можуть використовуватись у таких режимах роботи.

З другого боку майже всі типи скла мають погану адгезію до матеріалів фотоприймача та джерела, вони менш стійкі до перепадів температур.

Оптрони, в яких оптичним каналом є скло або полімерні лаки, мають порівняно невисоку електричну ізоляцію. Так звана статична напруга ізоляції U_{iz} (максимально допустима постійна напруга між входом та виходом оптопар) складає $\sim 100...500$ В. В оптроні з повітряним каналом $U_{iz} \sim 1...5$ кВ, в оптронах з світловолокну $U_{iz} \sim 50...150$ кВ.

ККД оптронів, їх строк експлуатації, а також ряд інших параметрів в основному визначається джерелом випромінювання. З другого боку оптрон, як елемент електронної схеми, характеризується не стільки джерелом, скільки параметрами фотоприймача. Фотоприймач повинен мати не тільки високу ефективність перетворення оптичного сигналу в електричний, але і необхідну швидкодію. У

зв'язку із цим оптрони можуть бути резисторного, діодного, транзисторного та тиристорного типів.

Основним матеріалом фотоприймачів для оптронів є кремній. Так кремнієвий *p*- і *n*-фотодіод за спектром та швидкодією добре узгоджується з параметрами світлодіодів на основі GaAsZn, GaAlAs, GaAsP, а кремнієві фототранзистори та фототиристри – з світлодіодом GaAlAs та GaAsSi. Як матеріал фоторезистора використовують найчастіше CdS та CdSe, які добре узгоджуються за спектром з світлодіодами на основі GaP та GaAsP.

5.2. Параметри оптронів

Простий оптрон є чотириполусним приладом, властивості якого визначаються перш за все трьома основними характеристиками – вхідною, передаточною та вихідною. **Вхідною** є вольт-амперна характеристика джерела, а **вихідною** – вольт-амперна характеристика фотоприймача (при заданому струмі на вході оптопари).

Передаточною характеристикою називають залежність струму I_2 на виході оптрона від струму I_1 на його вході.

Сумарна швидкодія оптопари характеризується часом перемикавання:

$$t = t_1 + t_2, \quad (5.1)$$

де t_1 та t_2 – відповідно час наростання та спаду сигналу на виході оптрона.

У різних за конструкцією оптронів час перемикавання різний, різний він також і за різних режимів експлуатації одного і того самого оптрона. Час перемикавання t змінюється в широкому інтервалі і становить від 10^{-1} до 10^{-9} с.

Параметр, який рівний відношенню вихідного струму I_2 до вхідного I_1 , тобто:

$$k_I = \frac{I_2}{I_1}, \quad (5.2)$$

називається **статичним коефіцієнтом передачі за струмом**. Для більшості оптронів k_I є паспортним параметром, він може змінюватись від 0,5 (діодні оптопари) до 1000 % (транзисторні оптопари).

Важливою характеристикою оптопари є параметри її ізоляції, а саме: максимально допустима напруга між входом та виходом, що носить назву статичної напруги для постійної складової $U_{із}$. та

пікової $U_{\text{пик}}$, при роботі із змінними сигналами. Також вони характеризуються опором ізоляції $R_{\text{із}}$ та прохідною електроємністю $C_{\text{пр}}$ (ємність між входом та виходом оптопар). У більшості типів оптопар $R_{\text{із}}$ може досягти 10^{12} Ом, що виключає зворотний зв'язок фотоприймача з джерелом випромінювання за постійним струмом. У той же час, зв'язок за змінним струмом може бути істотним. Дійсно скачок напруги U_2 на виході оптопар за час t призведе до того, що через джерело буде проходити ємнісний струм

$$I \approx C_{\text{пр}} \cdot \frac{U_2}{t}. \quad (5.3)$$

При малих значеннях t (до чого, як правило, і прагнуть) величина I може бути достатньо помітною навіть при малих значеннях $C_{\text{пр}}$.

У зв'язку з цим для деяких типів оптронів задача зменшення $C_{\text{пр}}$ (як правило, вона ~ 1 пФ) є актуальною. Досягнути цієї мети можна, наприклад, за допомогою збільшення довжини оптичного каналу між джерелом та фотоприймачем.

Конструктивно оптрони відрізняються геометрією залежно від вимог до їх параметрів та умов функціонування. На рис. 5.2 показані приклади конструктивного виконання оптрона:

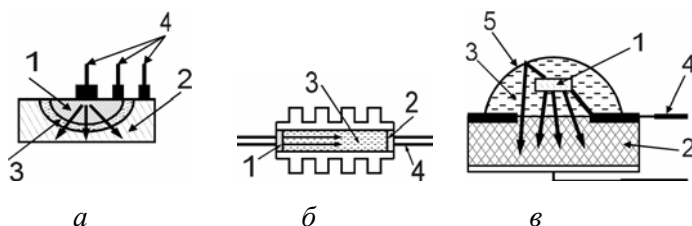


Рис. 5.2 – Приклади конструктивного виготовлення оптрона:
1 – джерело випромінювання; 2 – фотоприймач; 3 – оптичний канал;
4 – виводи; 5 – відбиваюча поверхня

Прилади характеризуються підвищеним значенням коефіцієнта передачі за струмом, тому що втрати інтенсивності світла зведені до мінімуму (на рис. 5.2, *а* – за рахунок ортогональності напрямку поширення світла та границі розподілу середовищ, на рис. 5.2, *б* – за рахунок світловолокна, а на рис. 5.2, *в* – за рахунок наявності відбиваючої поверхні 5).

Виходячи з величин $U_{із.}$, $R_{із.}$, $C_{пр.}$ а також вхідної та вихідної вольт-амперних характеристик для кожного типу оптрона задають оптимальний режим експлуатації та граничнодопустимі умови експлуатації, так звані паспортні дані.

Загальною особливістю розглянутих оптронів є те, що вони є не монолітні, а складені з окремих елементів, які зв'язані між собою спільним корпусом, оптичним клеєм та таке інше. Подальша мініатюризація пов'язана з створенням монолітних приладів, в яких джерело та фотоприймач або зв'язані в одному кристалі, або вирощені на спільній підкладці з застосуванням тонкоплівкової технології. Створення таких мініатюрних оптронів хоча і перспективне, але мають і неабиякі труднощі, пов'язані в основному з параметрами ізоляції входу та виходу.

5.3. Типи оптронів

1. Резисторні оптрони. При освітленні фотоприймачів (фоторезисторів) їх електричний опір зменшується від темнового (без освітлення) значення R_T до R_{CB} (при освітленні). Одним із основних параметрів резисторних оптронів є відношення цих опорів, значення яких становить:

$$\frac{R_T}{R_{CB}} = 10^4 \dots 10^7. \quad (5.4)$$

Фоторезисторам притаманна велика інерційність. Тому в фоторезисторних оптронах як джерела випромінювання широко застосовують мініатюрні лампи розжарювання. Їх застосування має і переваги і недоліки, в порівнянні з іншими джерелами. До позитивних моментів особливо можна віднести дуже добру відтворюваність результатів. Невисока швидкодія (час перемикання $\sim 10^{-2}$ с) ламп розжарювання не відноситься до недоліків, тому що загальний час перемикання із-за великої інерційності фоторезисторів становить $\sim 10^{-1}$ с. Крім ламп розжарювання в резисторних оптронах використовують світлодіоди на основі GaP, спектр випромінювання яких узгоджується зі спектром збудження фотопровідності CdS- та GdSe-фотоприймачів.

На рис. 5.3, а збільшення струму I_1 на вході оптрона супроводжується збільшенням інтенсивності світла джерела випромінювання, в результаті R_{CB} зменшується. На рис. 5.3, б показаний вплив

температури на вихідний струм I_2 . Підвищення температури веде до зниження рухливості вільних носіїв заряду в фоторезисторі і тим самим до збільшення R_{CB} , а відповідно і до зниження I_2 при тому самому значенні U_2 на виході оптрона. Зі зростанням температури проходить також зменшення величини R_T , при цьому відношення R_T/R_{CB} дуже відчутно спадає, що і виводить оптопару в неробочий режим.

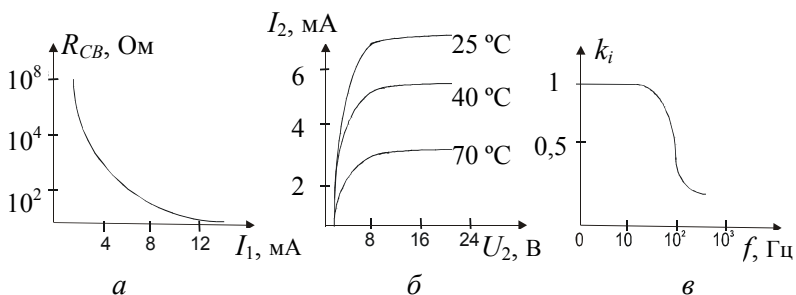


Рис. 5.3 – Характеристики резисторних оптопар

Інерційність резисторних оптопар призводить до обмеження їх використання при високих частотах. На рис. 5.3, в показана залежність статичного коефіцієнта передачі за струмом від частоти. При високих частотах він різко спадає до нуля, отже і I_2 також спадає до такої величини.

Незважаючи на ряд недоліків, резисторні оптопари знаходять широке застосування із-за лінійності та симетричності вихідної характеристики, а також в зв'язку з незалежністю параметрів від полярності ввімкнення фоторезистора, відсутності фотоЕРС, високого значення можливої напруги на виході (~ 250 В) та великого значення темнового опору $R_T \sim 10^6 \dots 10^{11}$ Ом.

2. Діодні оптрони. Оптрони цього типу виготовляють на основі кремнієвих *p*- і *n*-фотодіодів та арсенідгалієвих світлодіодів.

У сучасних діодних оптронів значення коефіцієнта передачі за струмом складає декілька відсотків. Це означає, що на виході таких оптопар практично можна отримати лише струми, які не перевищують декількох міліампер.

Граничний час перемикання t діодних оптопар змінюється в широкому діапазоні: $\sim 10^{-1} \dots 10^{-6}$ с. На практиці швидкодія різко об-

межена низькими вихідними струмами. Їх вмикають на велике навантаження, коли суттєвим є час перезарядки, який визначається опором навантаження та вихідною ємністю. Так, при опорі 2...20 кОм і $C_2 = 50$ пФ, постійна часу перезарядки дорівнює 0,1...1 мкс.

Діодні оптопари можуть працювати в вентиляльному режимі, коли вона виступає як джерело живлення.

Оптрони, які використовуються в таких цілях, мають $k_I \sim 3...4$ %, але ККД їх малий і становить біля 1 %.

Серед діодних оптопар можна виділити групу, оптичний канал яких є світловодом, довжиною 30...100 мм. Ці прилади мають високу електричну міцність ($U_{ix} \sim 50$ кВ) та низьку прохідну ємність ($C_{np} \sim 0,01$ пФ).

3. Транзисторні оптопари. До цього класу приладів відносять ся діодно-транзисторні та транзисторні оптопари а також оптрони зі вставним фототранзистором.

У діодно-транзисторному оптроні приймачем випромінювання є фотодіод, одним із виводів якого з'єднаний з базою транзистора, введеного в склад оптрона. У транзисторному оптроні приймачем випромінювання є фототранзистор. В оптроні зі вставним фототранзистором, фотодіод та малоінерційний транзистор, застосований для підсилення струму фотодіода, виготовлені окремо. Їх параметри суттєво відрізняються один від одного. Так, оптрони зі вставним фототранзистором мають найкращі передаточні характеристики за струмом (у результаті внутрішнього підсилення сигналу, k_I досягає 1000 %), проте діодно-транзисторні мають найбільшу швидкодію ($t = 2...4$ мкс). При цьому відношення

$$\frac{k_I}{t} = D, \quad (5.5)$$

залишається постійним у широкому інтервалі значень вхідних струмів. Параметр D називають *добротністю оптрона*, його значення залежить від параметрів ізоляції, зокрема від U_{ix} . Так, наприклад, для транзисторних оптронів $U_{ix} = 1...5$ кВ, $D = 0,1...1$ % мкс⁻¹.

Так само як і в діодних оптронах, у транзисторних оптопарах є можливість керувати колекторним струмом як оптичними, так і електричними методами. Ці прилади дозволяють отримувати високі значення коефіцієнта передачі за струмом (і відповідно великі значення I_2). Цим вони вигідно відрізняються від діодних оптопар при задовільній швидкодії.



4. Тиристорні оптрони. Тиристорні оптопари використовують як ключ, для комутації високовольтних та високоамперних кіл як радіоелектронного ($U_2 = 50 \dots 600 \text{ В}$, $I = 0,1 \dots 10 \text{ А}$), так і електротехнічного призначення ($U_2 = 100 \dots 1300 \text{ В}$, $I_2 = 6,3 \dots 320 \text{ А}$). Важливим є те, що тиристорні оптрони керуючи великими потужностями в навантаженні, тим не менше за входом сумісні з інтегральними мікросхемами. У залежності від значень комутуючих напруг та струмів, а також за часом перемикання, тиристорні оптопари поділяються на велику кількість груп. Оскільки тиристорні оптопари працюють у ключовому режимі, то параметр k_t не має змісту. Тому такі оптопари характеризуються номінальним значенням I_1 , при якому відкривається фоторезистор, а також максимально допустимим значенням $I_{1\max}$, при якому він ще не відкривається. Значення сили номінального вхідного струму для різних типів транзисторних оптронів лежить у межах $20 \dots 200 \text{ мА}$, а максимально допустимий струм завади $I_{1\max}$ знаходиться в районі $0,5 \text{ мА}$.

5. Параметри оптронів різного типу. У позначеннях наших вітчизняних оптронів перша буква (або цифра) визначає матеріал джерела випромінювання (А або 3 – GaAlAs або GaAs), друга буква (О) вказує, що прилад відноситься до класу оптопар, а третя буква відображає тип фотоприймача (Д – фотодіод, Т – фототранзистор, У – фототиристор). Резистивні оптрони (історично перший тип оптопар) зберегли своє початкове позначення ОЕП (оптоелектронний прилад). Позначення та головні характеристики оптронів наведено в табл. 5.1.

Деякі з оптронів можуть мати інше позначення. Наприклад, К249КП1 – оптоелектронний ключ, якій складається з світлодіода на основі GaAlAs та кремнієвого фототранзистора, в якій входять дві транзисторні оптопари. Окрім розглянутих типів оптопар є ще і інші типи спеціального призначення. До них можна віднести прилади, в яких як фотоприймачі використовують МДН-фотоваріапи, польові фототранзистори, диференціальні оптрони (одне джерело в яких працює на два однакових фотоприймачі), а також оптопары, в яких джерелом є напівпровідниковий лазер на основі GaAlAs або GaInAsP. Деякі характеристики спеціальних оптронів будуть розглянуті в подальшому.

6. Оптоелектронні мікросхеми. Прилади такого типу вміщують одну або декілька оптопар, а також узгоджуючі елементи або електронні інтегральні мікросхеми, які об'єднані за допомогою гібридної технології в один корпус. Оптоелектронні мікросхеми можна розділити на три групи.

Таблиця 5.1 – Позначення та значення основних параметрів різних оптронів

Позначення та параметр	Тип оптрона					
	Резисторний	Діодний	Транзисторний			Тиристорний
			діодотранзистор	транзистор	зі вставним фототранзистором	
Схема						
Буквене позначення	ОЕП	АОД	АОД, КОЛ	АОТ	АОТ	АОУ, ТО
Коефіцієнт передачі за струмом k_I , %	1...4	0,5...3,5	10...40	30...100	200...800	–
Гранична частота f_c , МГц	0,005...0,01	1...10	0,01...0,5	0,01...0,5	0,001...0,01	–
Час, мкс						
– вмикання t_1	$10^3...10^5$	0,1...1	1...2	4...10	10...100	10...30
– вимикання t_2	$10^3...10^5$	0,1...1	1...2	4...30	10...100	30...250
Параметри:						
– вхідні:						
I_1 , мА	5...20	10...40	5...20	10...40	1...30	10...800
U_1 , В	2...6	1,1...1,8	1...2	1...2	1...5	1...3
– вихідні:						
I_2 , мА	0,2...7	0,1...0,5	5...30	5...30	100...200	$(0,1...320)10^3$
U_2 , В	5...250	1...100	5...30	5...30	100...200	50...1300
Опір R_{B3} , Ом	10^9	$10^9...10^{10}$	10^{10}	$5 \cdot 10^8$	10^9	$5 \cdot 10^8$

До першої групи відносяться перемикаючі мікросхеми (наприклад, мікросхема 259ЛП1). У другу групу об'єднані лінійні оптоелектронні мікросхеми, які проводять аналогові перетворення сигналів (наприклад, мікросхема 249КН1). До третьої групи відносяться оптоелектронні мікросхеми релейного типу, які використовуються для комутації силових мереж у широкому діапазоні напруг та струмів. За вхідними параметрами ці прилади узгоджені зі стандартними інтегральними мікросхемами (наприклад, мікросхема К295КТ1).

Окрім трьох груп, приведених вище мікросхем, існують і більш складні. До них відносяться, наприклад, фоточутливі прилади з зарядовим зв'язком, сканістори та інші.

Так само, як і прості оптрони, оптоелектронні мікросхеми мають той недолік, що їх потрібно виготовляти за гібридною технологією, об'єднуючи елементи із різних матеріалів. У міру вдосконалення способів отримання цих елементів відкриваються перспективи створення оптоелектронних мікросхем на одному кристалі або плівкових мікросхем. Це призведе до подальшої мініатюризації приладів та розширенню їх функціональних можливостей.

Лекція 6. ЗАСТОСУВАННЯ ОПТРОНІВ

- *Застосування оптронів у цифрових та лінійних схемах.*
- *Керування процесами в високовольтних колах.*
- *Отримання інформації оптичним методом за допомогою оптронів.*
- *Інші застосування оптронів.*

6.1. Застосування оптронів у цифрових та лінійних схемах

Використання оптронів (перш за все – діодних та транзисторних) у цифрових та імпульсних пристроях пов'язано з можливістю їх швидкого перемикання із стану з низьким рівнем сигналу на виході в стан з високим рівнем, і навпаки. Як приклад можна привести оптоелектронні елементи, які дозволяють реалізувати основні логічні функції у пристроях цифрових систем. Так схема подана на рис. 6.1, *а* і моделює операцію логічного множення (*I*), а схема на рис. 6.1, *б* – операцію логічного додавання (*АБО*).

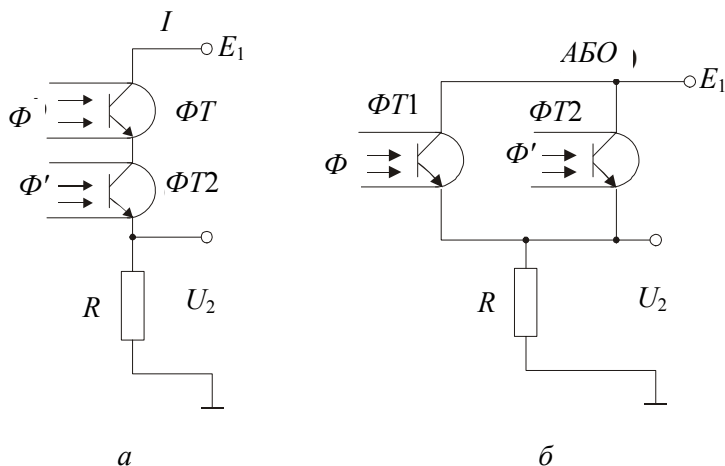


Рис. 6.1 – Схема логічного множення (*а*) та додавання (*б*)

На рис. 6.1, *а* вхідна напруга U_2 підтримується на високому рівні, близькому до рівня E_1 лише тоді, коли обидва фототранзистори $\Phi T1$ та $\Phi T2$ увімкнені і через них проходить струм, близький до насичення. У протилежному випадку U_2 є малою. На рис. 6.2, *б* напруга U_2 підтримується на високому рівні ($U_2 \sim E_1$), якщо хоча б один із фототранзисторів вийшов на насичення.

Ще одним прикладом використання оптронів у цифрових пристроях може бути оптоелектронна мікросхема серії 249ЛП1 (рис. 6.2).

При протіканні колом арсенід-галієвого світлодіода номінального входного струму в колі фотоприймача (кремнієвого фотодіода) виникає фотострум, який одночасно є базовим для транзистора T_1 і є достатнім для його вимкнення. Струм емітера транзистора T_1 надходить у базу транзистора T_3 і переводить його в режим насичення. При цьому напруга на виході мікросхеми рівна падінню напруги на насиченому транзисторі ($\sim 0,3$ В). Якщо входний струм оптрона менший номінального, то через фотоприймач тече лише темновий струм і транзистор T_1 закритий. У цьому випадку напруга на виході є різницею між напругою E_1 і базовою напругою на транзисторі T_2 та діоді D_1 . Для мікросхеми цього типу вона складає 2,5...3,5 В.

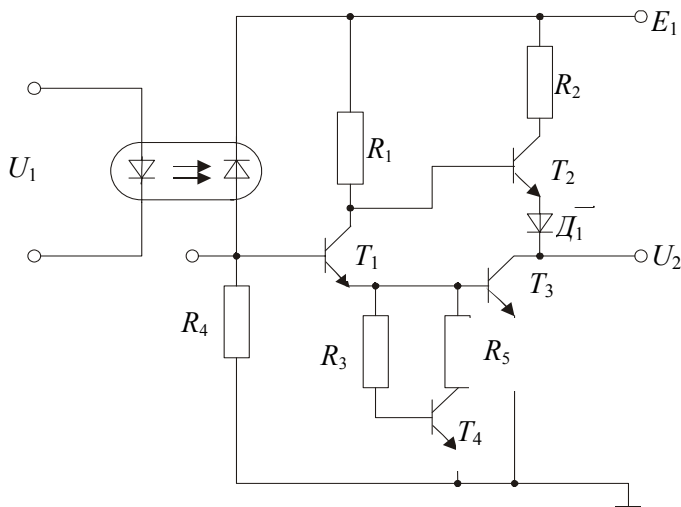


Рис. 6.2 – Електрично-принципова схема перемикаючої мікросхеми 249ЛП1

Одним із важливих параметрів, за якими оптрони можуть програвати однотипним пристроям (діоди, тріоди, мікросхеми) без оптичного зв'язку, є швидкодія, яка визначається головним чином бар'єрними ємностями джерела випромінювання та фотоприймача. Програш у швидкодії може бути ще більшим, якщо не приймати спеціальних заходів для зниження часу перезарядки бар'єрної ємності світлодіода ($C_1 \sim 20 \dots 300$ пФ). Перезарядку такої ємності форсують, наприклад, подаючи на вхід світлодіода струм значної амплітуди. Зменшен-

ня часу перезарядки вихідної ємності фотоприймача ($C_2 \sim 5\text{--}15$ пФ) можна досягти ізолюючи ємність або шляхом зменшення амплітуди напруги вхідного сигналу. Оптимізуючи конструкцію та режим роботи оптопар, час перемикання вдається знизити, для деякого типу оптопар, до наносекунд.

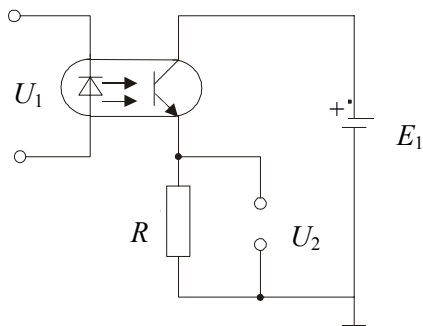


Рис. 6.3 – Принципова схема підсилювача на оптроні

Для областей застосування аналогових оптронів можна віднести використання їх у широкосмугових транзисторних пристроях, у підсилювачах різних сигналів (рис. 6.3) та інших системах аналогових перетворень. Схема простого підсилювача на основі оптрона, яка забезпечує електричну розв'язку від іншої частини схеми, показана на рис. 6.3.

Вхідний сигнал оптрона, після перетворення в випромінювання попадає на базу фототранзистора, здійснюючи тим самим керування амплітудою струму на виході оптопари та напругою на опорі навантаження R . Коефіцієнт підсилення всього пристрою визначається значенням k_I для цього транзисторного оптрона.

В аналогових пристроях використовують діодні, резисторні та транзисторні оптопари. Вимоги до аналогових оптронів визначаються конкретними умовами їх використання і тому загального критерію якості немає. Тим не менше, для збереження форми сигналу, який подається, необхідна лінійна залежність передаточної характеристики, тобто k_I повинен бути постійним, принаймні в якомога більшому інтервалі струмів I_1 . Цій вимозі в найбільший мірі відповідають діодні оптрони, незважаючи на те, що інтервал значень I_1 при яких k_I постійний, не дуже великий. Так, наприклад, в оптопарі АОД101 навіть при постійній температурі передача аналогового сигналу з нелінійністю $\sim 2\%$ може витримуватись лише при 2–3-кратній зміні I_1 . Це означає, що при проектуванні аналогових пристроїв, в яких використані оптрони, необхідно передбачити додаткові заходи для “спрямлення” передаточної характеристики.

У цьому напрямку перспективним є застосування диференціальних оптронів (з одним джерелом випромінювання та двома фо-

топриймачами). Коефіцієнти передачі за струмом між джерелом та першим фотоприймачем, а також між джерелом та другим фотоприймачем однакові. Окрім цього зміна їх параметрів у залежності від температури та вхідних параметрів однакові. Фотоприймачі ввімкнені таким чином, щоб при подачі сигналу вхідний струм одного із них збільшився настільки, наскільки він зменшився в другого. Збільшення k_I одного каналу компенсується зменшенням k_I другого каналу. Але при цьому передаточна характеристика оптопар залишається незмінною.

6.2. Керування процесами в високовольтних колах

Для безконтактного керування процесами в високовольтних (до 1300 В) та високоамперних (до 320 А) колах використовують потужні ключові оптрони, типовими представниками яких є тиристорні та транзисторні оптопари. За своїми технічними показниками оптоелектронні перемикачі успішно конкурують з електромагнітними реле та герканалями (герметизованими перемикачами). Вони переважають їх за надійністю, довговічністю та захищеністю від зовнішніх електромагнітних впливів.

Приклад високовольтного оптоелектронного ключа, в якому тиристорний оптрон, який є перемикачем струму в колі постійної напруги і керується зразу по двох каналах – оптичному та електричному, приведений на рис. 6.4:

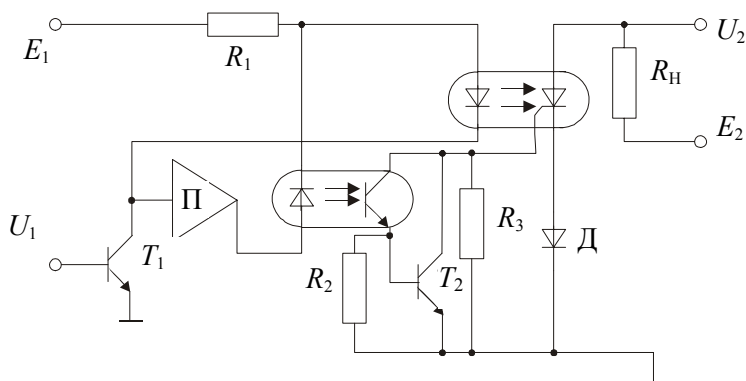


Рис. 6.4 – Принципова схема високовольтного оптоелектронного ключа

Якщо вхідний транзистор T_1 ввімкнений і працює в режимі насичення, то на виході підсилювача П є високий потенціал і струм тече лише через джерело тиристорної оптопари – фоторезистор увімкнений. Для його вимикання транзистор T_1 закривається, в результаті чого, по-перше, знижується напруга на світловоді тиристорної оптопари і він перестає випромінювати світло. По-друге, на шину нульового потенціалу накоротко замикається керуючий електрод фототранзистора. Замикання обумовлено тим, що після зниження напруги на виході підсилювача-інвертора П світлодіод транзисторної оптопари відкривається, і через фотоприймач проходить струм, який переводить транзистор T_2 у режим насичення. Подібна схема може керувати струмом у колі постійної напруги 50–400 В, швидкість перемикання $\sim 5 \dots 10$ мкс.

Узагальненим параметром, який характеризує якість ключових оптронів, є відношення максимальної потужності комутаційного кола до вхідної потужності, так званої комутаційної добротності, яка для сучасних оптронів складає $\sim 10^2 \dots 10^6$.

Для керування колами високої напруги можуть використовуватись оптопари інших типів. Так, у схемах керування електролюмінесцентними індикаторами, які збуджуються змінною напругою з амплітудою 115...300 В, використовують резисторні оптрони. У мережу живлення індикатора вмикають фоторезистор оптопари: зміну напруги на індикаторі (а відповідно, і яскравість світла) регулюють низьким сигналом на вході оптрона.

У високовольтних колах знаходять широке застосування оптоізолятори-оптопари з високою допустимою напругою ізоляції (і, зокрема, з високооптичним каналом). Використання оптронів цього типу в різних системах розподілу струмів, високовольтних, НВЧ-пристроях не тільки з успіхом замінює традиційні елементи керування, але й стимулює подальший розвиток цієї гілки оптоелектроніки.

6.3. Отримання інформації оптичним методом за допомогою оптронів

Спеціальні оптрони з відкритим оптичним каналом можуть застосовуватись у безконтактній дистанційній техніці як індикатори положення об'єктів та стану їх поверхні, датчики заповнення посудин рідинами, пристрої для читання інформації на перфоновісках на виході ЕОМ та інше. Виготовляють два типи таких оптронів. Прилади першого типу (оптопереривачі) реагують на попадання в оптичний канал непрозорого предмета, який перериває світловий потік або змінює його інтенсивність, який попадає на фотоприймач. Область

застосування оптопереривачів – індикація положення або рахування об'єктів, сигналізація про зміну умов у навколишньому середовищі, читання інформації з перфострічок та інше. Прилади другого типу реєструють світловий потік, який відбивається від поверхонь, і таким чином, можна контролювати стан цієї поверхні.

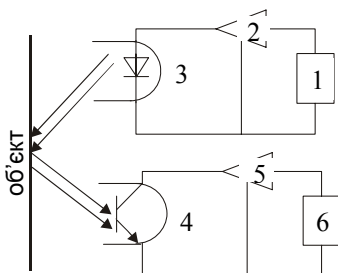


Рис. 6.5 – Оптоелектронний датчик з відкритим каналом

Приклад схеми, в якій використовується такі оптрони з відкритим оптичним каналом приведений на рис. 6.5.

Тут: 1 – генератор імпульсного сигналу, який подається на світлодіод 3 оптопари; 6 – пристрій, який реєструє сигнал з фототранзистора; 4, 2, і 5 – підсилювачі вхідного та вихідного сигналів. При зміні інтенсивності відбитого від поверхні світла змінюється струм фотоприймача, що фіксується реєструючим пристроєм.

Серед труднощів схемної реалізації подібних пристроїв слід вказати на необхідність ізоляції його від зовнішнього світла та забезпечення точної просторової орієнтації променів, тобто джерела та фотоприймача. Ситуація набагато покращується, якщо застосовувати оптрони, в яких як оптичний канал використовують волоконні світловоди. Одним кінцем світловоди вмонтовані в пристрій джерела, а другий кінець – до фотоприймача. Оптоелектронні зонди цього типу можуть використовуватись, наприклад, для дослідження профілю поверхні, при цьому пристрої дозволяють реєструвати дуже малі зміни в рельєфі.

6.4. Інші застосування оптронів

Як уже вказувалось, діодні оптрони можуть працювати в режимі фотоелементів, тобто як ізольовані джерела ЕРС та струму. Повна відсутність гальванічного зв'язку з зовнішнім джерелом живлення дає можливість створити пристрій з великою захищеністю від впливу різних наведень електромагнітної природи. Значення різниці потенціалів на вході оптронів 0,3...0,4 В, але батарейне сполучення таких оптронів дозволяє створити високопотужні джерела живлення з напругою ~ 5 В та струмами 0,5...50 мА. ККД оптронів у режимі фотоелементів низький і не перевищує 1 %, хоча в деяких випадках він досягає 10...15 %. Застосування позитивного зворотного зв'язку

між елементами оптопари дозволяє отримати пристрої з S -подібною вольт-амперною характеристикою. Такі пристрої називають **регенеративними оптронами**. Варіант однієї із можливих схем показаний на рис. 6.6:

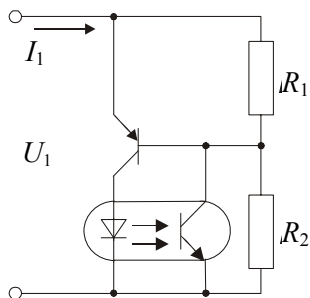


Рис. 6.6 – Схема регенеративного оптрона

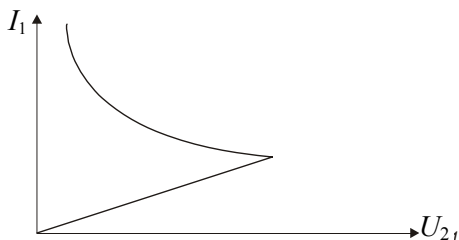


Рис.6.7 – S -подібна ВАХ регенеративного оптрона

При сталій напрузі на вході оптрона транзистор T_1 і сама оптопара закриті. Після підвищення вхідної напруги до рівня, достатнього для ввімкнення T_1 , його колекторний струм різко збільшується і збуджується джерело оптопар. Фотострум фотоприймача, в свою чергу, ще більше сприяє ввімкненню транзистора T_1 ; цей процес призводить до насичення на вольт-амперні характеристики дільниці з від'ємною крутизною (рис. 6.7).

Завдяки цьому регенеративні оптрони є бістабільними елементами (даному значенню U_1 відповідає два значення I_1) і тому можуть використовуватись як перемикачі, підсилювачі, генератори оптичних та електричних коливань.

Існують також прилади, в яких перетворення енергії проходить за схемою випромінювання – електричний сигнал – випромінювання. Прикладом такого пристрою може бути прилад, схема якого показана на рис. 6.8.

Потік випромінювання Φ_1 , який падає через скляну підкладку 1 та прозорий електрод 2 на шар фотопровідника 3 (наприклад, CdS), викликає зміну його електроопору, в результаті чого проходить перерозподіл напруги, яка подається на прозорі електроди 2 і 6, між освітленою ділянкою фотопровідника та шаром ZnS (5), який є електролюмінофором. Підвищення напруги на електролюмінофорному шарі підвищує яскравість світла, що випромінюється. Потік Φ_2 цього світла виходить через скляну пластинку 7. Для оптичної ізоляції

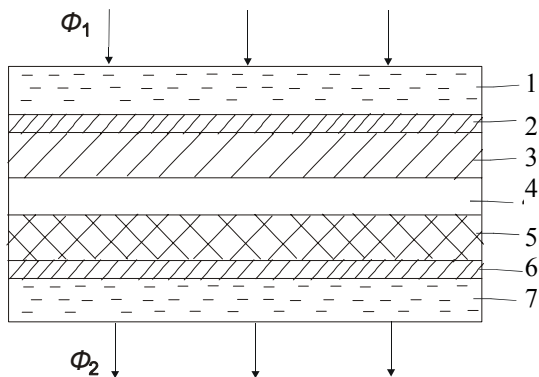


Рис. 6.8 – Структура оптичного перетворювача зображення

між шарами фотопровідника та електролюмінофора в пристрої використовується неперозорий шар 4. Амплітуда напруги, яскравість, контраст та колір зображення залежать від хімічного складу люмінофора та фотопровідника та товщини цих шарів. Такі структури можуть використовуватись як підсилювачі та перетворювачі зображень, перетворювачі інфрачервоного випромінювання в видиме, когерентного в некогерентне та інше. Особливий інтерес викликають пристрої на тонких плівках, які мають підвищену яскравість та добру роздільну здатність.

Лекція 7. ПРИНЦИПИ РОБОТИ ОПТИЧНИХ МОДУЛЯТОРІВ

- *Модулятори оптичного випромінювання.*
- *Характеристики оптичних модуляторів.*
- *Оптичні дефлектори.*
- *Акустооптичний ефект у дефлекторах та інших перетворювачах випромінювання.*

7.1. Модулятори оптичного випромінювання

Використання оптичного діапазону для зберігання та передачі інформації дозволяє значно покращити якість та інформаційну ємність каналу передачі. Мала довжина світлової хвилі дозволяє використовувати модуляцію сигналу не тільки в часі, а і за просторовими координатами. Оптична обробка інформації вимагає принципово нових елементів та способів модуляції світла, пристроїв відхилення оптичних променів (дефлекторів), адекватних за інформаційною ємністю та швидкодією запам'ятовуючих пристроїв, багатоелементних фотоприймачів, способів відображення інформації та інше.

Оптичні методи дають можливість опрацьовувати та записувати інформацію як в аналоговій, так і в цифровій формі. Цифрові методи характеризуються більшою точністю, меншою чутливістю до зовнішніх впливів та спотворень сигналів, зручністю запису та перетворення сигналів, вимагають більш широкої смуги частот. Будь-який аналоговий сигнал можна представити в цифровій формі, використовуючи імпульсно-кодову модуляцію.

Як і в радіотехніці, модуляція полягає в тому, що певну інформацію уводять у світлову хвилю за рахунок зміни в часі однієї із її характеристик – амплітуди, фази, частоти чи поляризації. Фотоприймачі в оптоелектроніці, як правило, чутливі тільки до інтенсивності світла, тому на практиці модуляцію фази, частоти або поляризації світла зводять в амплітудну.

Якщо оптичне випромінювання перетворюється в процесі його генерації, то модуляцію називають внутрішньою або прямою. У світлодіодах або напівпровідникових лазерах модуляцію можна проводити, змінюючи величину збуджуючого струму. Це найпростіший спосіб. Однак дуже часто виникає необхідність модулювати світло, яке вже вийшло із джерела.

Оптичні модулятори можуть працювати на більш високих частотах, ніж при внутрішній модуляції. Модулятори оптичного випромінювання в системах обробки та передачі інформації працюють на основі різних фізичних процесів, які відбуваються під дією зовнішніх факторів.

Глибина модуляції для модуляторів інтенсивності визначають наступним чином. Якщо без дії зовнішнього фактора інтенсивність світла на фотоприймачі Φ_{min} , а Φ_{max} – інтенсивність при повному просвічуванні, то максимальною глибиною модуляції буде:

$$M_0 = 10 \lg \left(\frac{\Phi_{max}}{\Phi_{min}} \right). \quad (7.1)$$

Для модуляції світла широко використовують електрооптичний ефект Керра, який полягає в створенні оптичної анізотропії в ізотропних речовинах під дією електричного поля. Для спостереження цього ефекту прозорий діелектрик розміщують між обкладками конденсатора, в якому створюють досить сильне електричне поле з напруженістю E (це так звана комірка Керра). Комірку Керра розміщують між поляризатором П та аналізатором А (рис. 7.1). При $E = 0$ інтенсивність на виході аналізатора також дорівнює нулю. При увімкненні електричного поля діелектрик в оптичному відношенні стає подібним до кристала з подвійним променезаломленням, оптична вісь якого паралельна напрямку електричного поля.

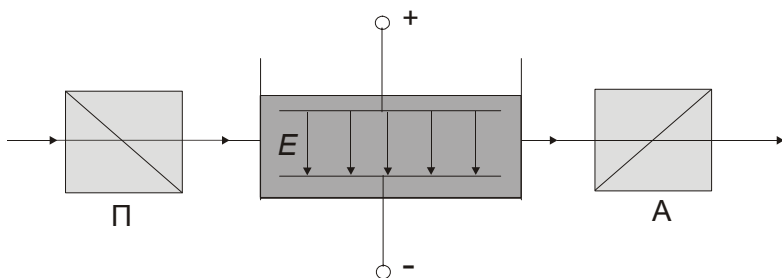


Рис. 7.1 – Схема роботи комірки Керра

Тому, проходячи через комірку Керра, світлова хвиля розкладається на дві лінійно поляризовані хвилі. Одна із них поляризована так, що її електричний вектор орієнтований перпендикулярно

зовнішньому полю з напруженістю \vec{E} (звичайна хвиля), а друга – паралельно \vec{E} (незвичайна хвиля). Для досягнення максимальної глибини модуляції потрібно, щоб головна площина поляризатора P складала з вектором \vec{E} кут 45° . Звичайна та незвичайна хвилі мають різні показники заломлення (n_0 та n_e) і тому поширюються в діелектрику з різними швидкостями. Пройшовши через комірку Керра, світло стає еліптично поляризованим і у більшій або меншій мірі проходить через аналізатор. Різниця між n_e та n_0 пропорційна квадрату напруженості електричного поля:

$$\Delta n = n_e - n_0 = k_K E^2, \quad (7.2)$$

де k_K – коефіцієнт, який не залежить від E .

Різниця фаз між звичайними та незвичайними хвилями, яка набігає в модульованому середовищі, довжиною l , становить:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi(n_e - n_0)}{\lambda} l = 2\pi \frac{k_K E^2 l}{\lambda} = 2\pi B l E^2, \quad (7.3)$$

де $B = \frac{k_K}{\lambda}$ – постійна Керра; λ – довжина світлової хвилі.

Квадратичний ефект Керра пояснюється оптичною анізотропією молекул модулюючого середовища, тобто їх здатністю по-різному поляризовуватись під дією електричного поля хвилі в різних напрямках. При відсутності зовнішнього електричного поля анізотропні молекули орієнтовані хаотично і речовина в цілому ізотропна. Якщо молекули мають власний електричний дипольний момент, то досить сильне поле в конденсаторі викликає переважну орієнтацію і речовина стає макроскопічно анізотропною.

У речовинах, в яких молекули не мають дипольного моменту, електричне поле його індукує і в речовині створюється також оптична анізотропія за рахунок такої поляризації речовини. Тому розрізняють орієнтаційний та поляризаційний ефекти Керра. Час орієнтаційної релаксації дипольних молекул складає $\sim 10^{-9}$ с. Це значить, що при частотах модуляції $10^8 \dots 10^9$ Гц, орієнтаційний ефект Керра не проявляється і залишається тільки поляризаційний ефект, швидкість якого вища і дорівнює $\sim 10^{-12} \dots 10^{-13}$ с.

Електрооптичні явища спостерігаються не тільки в ізотропних речовинах, але і в кристалах, які мають оптичну анізотропію. Щоб подвійне променезаломлення не відбувалось при $E = 0$, одновісний кристал вирізають так, щоб світло поширювалось вздовж оптичної осі, входячи перпендикулярно грані. Електричне поле створюють або перпендикулярно напрямку поширення світла, або уздовж, як це показано на рис. 7.2. Для цього на протилежні грані треба наносити прозорі електроди.

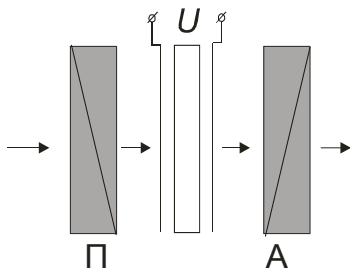


Рис. 7.2 – Схема дослідження поздовжнього ефекта Поккельса

Зміна подвійного променезаломлення анізотропного кристала в електричному полі називається ефектом Поккельса. На відміну від ефекту Керра різниця між n_e та n_0 пропорційна першому степеню напруженості:

$$\Delta n = n_e n_0 = k_{II} E, \quad (7.4)$$

де k_{II} – коефіцієнт Поккельса.

Ефект Поккельса має малу інерційність і дає можливість модулювати світло до частот $\sim 10^{13}$ Гц.

Робота модуляторів оптичного випромінювання може бути побудована на магнітооптичних ефектах, зокрема, на ефекті Коттона – Мутона. Цей ефект аналогічний електрооптичному ефекту Керра, але проходить у магнітному полі. Ефект Коттона – Мутона спостерігається в ізотропному середовищі, яке складається із молекул, які мають постійний магнітний момент. Цей момент без поля орієнтований хаотично, а в магнітному полі приймає переважну орієнтацію і таким чином речовина стає анізотропною і набуває властивостей подвійного променезаломлення. Як і в ефекті Керра, під дією магнітного поля світловий промінь ділиться на два промені – звичайний та незвичай-

ний і пройшовши модулююче середовище, світло стає еліптично поляризованим. Різниця між n_e та n_0 також пропорційна квадрату напруженості магнітного поля H , тобто:

$$\Delta n = n_e - n_0 = k_{KM} H^2, \quad (7.5)$$

де k_{KM} – коефіцієнт Коттона – Мутона.

В оптичних модуляторах може використовуватись і ефект Фарадея, який полягає в повороті площини поляризації плоскополяризованого світла, яке поширюється вздовж магнітного поля. Ефект пояснюється тим, що в намагніченій речовині показники заломлення для циркулярно право- і лівополяризованого світла різні. Плоскополяризоване світло є сумою ліво- та правополяризованих складових. Після проходження середовища в магнітному полі довжиною l , між ними виникає різниця ходу, в результаті площина поляризації повертається на кут φ , який визначається з формули:

$$\varphi = \rho l H, \quad (7.6)$$

де ρ – постійна Верде.

Дія оптичних модуляторів може ґрунтуватись і на інших фізичних явищах, які будуть розглянуті в подальшому.

7.2. Характеристики оптичних модуляторів

Незалежно від принципу дії оптичні модулятори характеризуються рядом параметрів: глибиною модуляції, оптичними втратами, смугами прозорості та модульованих частот, питомою потужністю споживання та інше.

Глибина модуляції визначається формулою (7.1), але можна розрахувати так:

$$M_0 = \frac{\Phi_{\max} - \Phi_{\min}}{\Phi_{\min}}, \quad (7.7)$$

де Φ_{\max} , Φ_{\min} – інтенсивності світла, що пройшло крізь модулятор, при наявності та відсутності керуваного сигналу.

Якщо $\Phi_{\min} \approx 0$, то модулятор можна використати як оптичний затвор, тобто пристрій, який вмикає або вимикає світло.

Оптичні втрати модулятора або затвору характеризують відношенням інтенсивності світла Φ_0 (без пристрою) до інтенсивності вихідного світла в режимі повного просвічування модулятора. Оптичні втрати виражають у децибелах:

$$\xi = 10 \lg \left(\frac{\Phi_0}{\Phi_{\max}} \right), \quad (7.8)$$

де Φ_0 – інтенсивність світла за відсутності пристрою.

Смуга прозорості визначає спектральний діапазон випромінювання, якщо випромінювання проходить через модулятор без суттєвого послаблення. Під смугою пропускання Δf модулятора розуміють діапазон частот модуляції, в якому він працює. Вона визначається як різниця верхньої f_v та нижньої f_n частот. Як правило, $f_v \gg f_n$, то $\Delta f \approx f_v$. Оптичний затвор характеризується також часом швидкодії.

Для модуляції оптичного сигналу витрачається енергія і вона тим більша, чим більша величина Δf . Тому як характеристика модулятора вводиться параметр, який визначається потужністю на одиницю смуги частот модуляції (для зручності ця величина вимірюється в мВт/МГц).

У тому випадку, коли на вході та виході модулятора використовуються схрещені поляризатор та аналізатор, то амплітуда пройденної світлової хвилі пропорційна $\sin \varphi$, де φ – кут повороту площини поляризації обумовленої прикладеною напругою U , а інтенсивність світла на виході виражається співвідношенням:

$$\Phi_{\text{вих}} = \Phi_{\max} \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{U}{U_{\lambda/2}} \right), \quad (7.9)$$

де $U_{\lambda/2}$ – так звана напівхвильова напруга, яка дорівнює напрузі U , при якій світло, що проходить установку, має максимальну інтенсивність. Це досягається тоді, коли фаза світла змінюється на π .

Електричні модулятори отримали широке застосування. Ефективними матеріалами для таких пристроїв є ніобат літію LiNbO_3 (область прозорості – 0,4...4,5 мкм), танталат літію LiTaO_3 (0,5...5 мкм), титанати калію KNbO_3 , KTaO_3 та $\text{KTa}_x \text{Nb}_{1-x} \text{O}_3$ (0,5... 4,5 мкм).

Застосовуються також класичні електрооптичні матеріали: дигідрофосфат калію KH_2PO_4 (скорочена назва КДР) та його дейтонна модифікація KD_2PO_4 (ДКДР) з областю прозорості 0,3...1,2 мкм, дигідрофосфат амонію $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (АДР) та багато інших матеріалів.

У магнітооптичних модуляторах використовують феромагнітні матеріали, зокрема, ферити, які поєднують феромагнітні та напівпровідникові (або діелектричні) властивості і є складними оксидами заліза та деяких інших елементів. У багатьох випадках використовуються різновиди феритів, такі як гранати $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, або $\text{Bi}_x\text{Y}_{1-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, які є прозорими в червоній та ближній інфрачервоній областях спектра. В оптичних модуляторах використовуються також і інші ефекти, які застосовуються в інших пристроях оптоелектроніки. Ці ефекти будуть розглянуті в інших застосуваннях при розгляді їх використання в оптичних модуляторах.

7.3. Оптичні дефлектори

Поширеними елементами в системах оптичної обробки інформації є пристрої для зміни просторового положення світлового променя – так звані **дефлектори** (від латинського *deflectio* – відхиляю). Розрізняють дефлектори з дискретним набором положень відхиленого променя, а також його неперервної розгортки – сканери. Такі оптичні пристрої можуть працювати на електро-, магніто- та акустооптичних ефектах.

Розглянемо роботу електрооптичних дефлекторів. В електрооптичному ефекті звичайний та незвичайний промені при вході з кристала лінійнополяризовані в двох взаємно перпендикулярних площинах. Якщо на плоскопаралельну пластину із однією кристала вирізану під кутом до оптичної осі, направити світло, яке плоскополяризоване в площині поляризації звичайного променя, то на виході кристала незвичайний промінь буде відсутній, а звичайний пройде через кристал не змінюючи свого положення в просторі.

Якщо площину поляризації падаючого на кристал світла змінити на 90° , то через кристал пройде тільки незвичайний промінь, який тепер вже не буде продовженням падаючого, а зміститься відносно нього. Іншими словами, за допомогою поляризатора можна виділити один з двох просторово розділених променів в кристалі. У дефлекторах орієнтацію площини поляризації первинного променя змінюють не поворотом поляризатора, а використовують електрооптичний ефект. Якщо на електрооптичну комірку не подається напруга – поляризація світла не змінюється; при подачі напруги (напівхвилю-

вої) площина поляризації змінюється на 90° , що і потрібно для роботи дефлектора.

Зміщення променя залежить від матеріалу, з якого виготовлено комірку, та від її товщини. Щоб на виході дефлектора було багато положень, світло пропускають через систему паралельних кристалів з керуючими електродами (рис. 7.3):

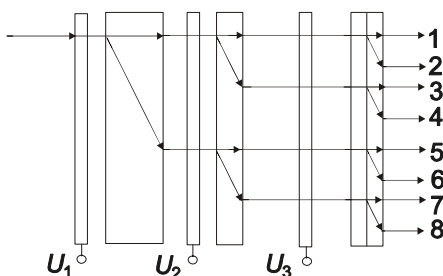


Рис. 7.3 – Будова трикаскадного дефлектора

Для отримання однакового кроку в дискретній послідовності положень світлового променя на виході дефлектора необхідно, щоб товщина кристалів розміщених каскадно один за одним, відрізнялась у два рази.

Нехай головний переріз всіх кристалів (площина, яка проходить через промінь та оптичну вісь кристала) збігається з площиною рис. 7.3. Направимо на дефлектор лінійно поляризоване світло так, щоб площина електричного вектора в світловій хвилі була перпендикулярною до головного перерізу, тобто до площини рисунка. Якщо на всі модулятори поляризації напругу не подано, то площина поляризації променя не змінюється і він вийде в позицію 1. Якщо увімкнути напругу $U_3 = U_{\lambda/2}$, то площина поляризації світла на третьому модуляторі повернеться на 90° , що відповідає поляризації незвичайного променя, він відхилиться і увійде в позицію 2. Для того, щоб на виході модулятора промінь вийшов в позицію 3, необхідно подати напругу $U_2 = U_{\lambda/2}$. Але на третьому кристалі він є незвичайним променем і вийде в позицію 4, щоб він вийшов в позицію 3, треба подати напругу $U_3 = U_{\lambda/2}$.

У таблиці 7.1 приведено схему ввімкнення напруги, щоб послідовно отримати всі вісім позицій світлового променя. За допомогою m -каскадного дефлектора можна отримати 2^m дискретних позицій світлового променя на виході. Наприклад, 8-каскадний дефлек-

тор має 256 позицій. Для того, щоб отримати відхилення променя в двох координатах, у дефлектор вводять кристали з взаємно перпендикулярним розміщенням їх головних площин. При цьому досягається $10^4 \dots 10^5$ положень променів на виході, з часом перемикання $\sim 10^{-6}$ с.

Таблиця 7.1 – Комутація керуючих напруг трикаскадного дефлектора

Напруга			Положення променя
U_1	U_2	U_3	
0	0	0	1
0	0	+	2
0	+	+	3
0	+	0	4
+	+	0	5
+	+	+	6
+	0	+	7
+	0	0	8

Одним із основних параметрів дефлектора є його роздільна здатність, яка визначається матеріалом і товщиною подвійних променезаломлюючих пластин та їх орієнтацією відносно оптичної осі кристала.

У дефлекторах можуть застосовуватись такі ж самі матеріали як в електрооптичних модуляторах: КДР, АДР, ДКДР, LiNbO_3 , BaTiO_3 та інші.

Неперервне відхилення променя (сканування) можна отримати, використовуючи призму із електрооптичного матеріалу (наприклад, КТН, КДР, BaTiO_3) з нанесеними на них металевими електродами, до яких прикладається напруга U . Кут φ , під яким промінь виходить із призми залежить від показника заломлення, який неперервно змінюється від напруги U .

7.4. Акустооптичний ефект у дефлекторах та інших перетворювачах випромінювання

Робота акустооптичних пристроїв основана на взаємодії оптичних хвиль зі звуковими в кристалі. Під дією механічних напруг, які виникають у кристалі при поширенні звукових хвиль змінюється показник заломлення оптичного середовища, що і приводить до штучної оптичної анізотропії. Під дією звукової хвилі в середовищі виникає періодична структура з різними показниками заломлення, яка поширюється в кристалі зі звуковою швидкістю. Якщо на таку

речовину направити світло з поперечними розмірами пучка: $\sim \lambda_{36}$. ($\lambda_{36} = V_{36} / \nu_{36}$, де V_{36} – швидкість звуку, ν_{36} – частота), то хід світлового променя буде періодично викривлятися. В області ультразвуку світло на таких смугах відхиляється подібно розсіянню рентгенівських хвиль на атомних площинах у кристалі.

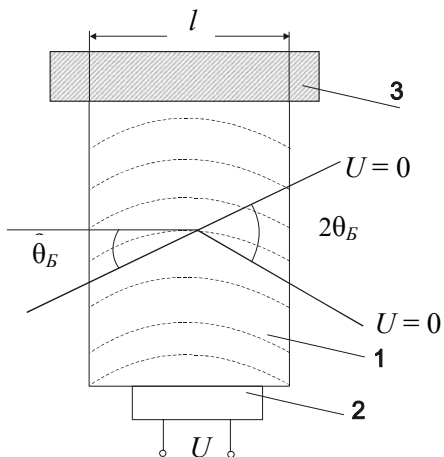


Рис. 7.4 – Будова акустооптичного дефлектора

спеціальною речовиною (наприклад, епоксидною смолою з наповнювачем, сплавом вісмуту з індієм та інші).

Можливі дві схеми дифракції на звукових хвилях. Когерентний оптичний промінь можна послати перпендикулярно до напрямку поширення звукової хвилі (дифракція Рамана – Ната) і тоді на виході світлова хвиля розбивається на серію пучків, які симетрично розходяться під кутами θ_m до падаючого пучка:

$$\theta_m = \frac{m\lambda}{\lambda_{36}}, \quad (7.10)$$

де $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; λ – довжина світлової хвилі.

Умові $m = 0$ відповідає нульовий порядок дифракції, $m = \pm 1$ – перший порядок і т. д.

Таким чином, енергія падаючого пучка розподіляється між багатьох пучків. Співвідношення інтенсивності дифрагованих

Для отримання акустооптичного ефекту (рис. 7.4) звукову хвилю в кристалі збуджують за допомогою п'єзоелектричної пластини, приклеєної до поверхні кристала, або за допомогою тонкої плівки (LiNbO_3 , CdS , ZnO).

Ввімкнення змінної електричної напруги U викликає механічні коливання пластини (плівки) і, таким чином, збуджує в кристалі звукові хвилі в широкому діапазоні частот, верхня границя яких сягає $\sim 10^9$ Гц. Звукові хвилі на другому кінці кристала поглинаються

пучків залежить від частоти та інтенсивності звуку, довжини шляху, пройденого світлом у зоні дії звукової хвилі (довжини взаємодії l). Для того, щоб дифракція Рамана – Ната відбувалась, необхідно виконувати умову:

$$\lambda l / \lambda_{3\omega}^2 \ll 1. \quad (7.11)$$

Якщо умова (7.11) не виконується, то можливий інший тип дифракції, коли світло падає неперпендикулярно напрямку поширення звуку (дифракція Брегга).

Якщо кут між напрямком падаючого світлового пучка та нормаллю до поверхні θ_B такий, що виконується умова:

$$2\lambda_{3\omega} \cdot \sin\theta_B = \lambda, \quad (7.12)$$

то вся енергія світлового пучка сконцентрується практично в пучку, який відповідає першому порядку дифракції.

Співвідношення між інтенсивностями дифрагованого пучка та пучка, який поширюється в напрямку падаючого променя, залежить від довжини взаємодії та амплітуди звукової хвилі. Для того, щоб $\sim 50\%$ інтенсивності світлового потоку була в дифрагованому напрямку при інтенсивності звуку 1 Вт/см^2 , довжина взаємодії для різних речовин становить $\sim 0,1 \dots 10 \text{ см}$. Частота звуку $\nu_{3\omega}$, як правило $\geq 10^9 \text{ Гц}$ (гіперзвук – $10^9 \dots 10^{13} \text{ Гц}$).

Згідно формули (7.12) при $\sin\theta_B = 1$ (розсіювання назад) виконується рівність $2\lambda_{3\omega} = \lambda$, якій відповідає гранична частота звуку $\nu_{3\omega}$.

Для видимої області спектра в залежності від матеріалу (різні $\nu_{3\omega}$) $\nu_{3\omega \text{ max}}$ знаходиться в межах від декількох гігагерц до декількох десятків гігагерц.

Дифракція Брегга використовується в швидкодійних оптичних дефлекторах. Безперечною перевагою таких дефлекторів над електрооптичними є можливість змінювати кут за рахунок зміни частоти звуку. Згідно (7.12) при цьому потрібно синхронно змінювати і кут падіння світлового променя. Однак на практиці застосовується не плоска звукова хвиля, а хвиля, яка має деяку кутову розбіжність (як це схематично показано на рис. 7.4 пунктирними лініями). Таку хвилю можна розглядати як сукупність хвиль з певною кутовою розбіжністю. Для заданої частоти звуку дифракція Брегга буде спостерігатись на тій компоненті звукової хвилі, для якої виконується умова (7.12). Очевидно, що чим більша розбіжність звукової хвилі, тим у більшому інтервалі кутів виконується умова (7.12), але для ефектив-

ної роботи дефлектора потрібно збільшувати інтенсивність звукової хвилі. Якщо як робоче тіло використовувати анізотропний кристал, то картина розглянутої дифракції ускладнюється, умова дифракції стає залежною від взаємної орієнтації напрямку поширення звуку та оптичної осі кристала, положення площини поляризації світла. У цих залежностях досягають ще більшого кутового інтервалу виконання умови (7.12).

За допомогою акустооптичних кристалів можна здійснити не тільки одно-, але і двокоординатне відхилення світлового пучка.

Роздільна здатність акустооптичних дифлекторів досягає $10^3 \dots 10^4$ (число розрізнених положень світлового пучка), причому розгортка може проводитись як дискретно, так і неперервно, що досягається дискретною або плавною зміною частоти звуку. Швидкість перемикання світлового променя складає $\sim 10^{-6}$ с.

В акустооптичних дефлекторах можуть використовуватись різні матеріали, які слабо поглинають звук, та прозорі в відповідних областях спектра. Наприклад, плавлений кварц, халькогенідне скло As_2S_3 , діоксид телуру TeO_2 , молібдат свинцю PbMoO_4 , також КДР, ДКДР, Li NbO_3 та інші.

Дефлектор на основі акустооптичного ефекту можна використовувати як модулятор, а також для виконання інших перетворень світла.

Якщо на кристал з введеною в нього звуковою хвилею направити немонохроматичне випромінювання, то на кут $2\theta_B$ відхилиться світло переважно з однією довжиною хвилі. Це дає можливість виводити із пучка вузький спектральний інтервал випромінювання. Змінюючи частоту звуку цей спектральний інтервал можна змінювати в широкому діапазоні, який охоплює ультрафіолетове та інфрачервоне випромінювання. На цьому основана робота акустооптичних фільтрів, спектральна ширина яких становить $\sim 0,01 \dots 1$ нм.

Лекція 8. ОПТИЧНІ ТРАНСПАРАНТИ

- **Загальні положення.**
- **Електрично-керовані транспаранти.**
- **Принципи роботи оптично-керованих транспарантів.**

8.1. Загальні положення

Оптичний транспарант (ОТ) являє собою плоский пристрій, оптичні параметри якого (прозорість, розсіювання, коефіцієнт заломлення, поляризація) під дією керуючого сигналу змінюються від точки до точки по його площині, тобто світловий пучок, який проходить через такий пристрій або відбитий від нього, стає просторово модульованим. На просторову модуляцію світла в оптичних транспарантах можна накласти і часову модуляцію сигналів. Транспарант, який дає можливість проводити просторову та часову модуляцію сигналів, називають **динамічним** або **просторово-часовим модулятором світла** (ПЧМС). За допомогою швидкодіючих ПЧМС можливо здійснювати паралельну обробку великих масивів інформації (зображень, картин) у реальному масштабі часу. ПЧМС можуть застосовуватись не тільки для перетворення, але і для паралельного введення масивів інформації, а також для її виведення та відображення, в тому числі і в візуальній формі. Якщо властивості матеріалів та принцип дії транспаранта дозволяють зберегти “оптичний рельєф” протягом певного часу, то ПЧМС можна використати як пристрій пам’яті великої ємності.

Для модуляції сигналів в ОТ використовують різні фізичні ефекти. Модуляцію можна здійснювати подаючи на окремі ділянки транспаранта електричні сигнали (ЕКТ – електрично-керовані транспаранти) або проектуючи на нього оптичні зображення (ОКТ – оптично-керовані транспаранти). Існують також пристрої, в яких в електронно-променевій трубці ОТ є мішенню, а керування його параметрами виконується скануючим електронним пучком (Тітус, Ейдофор та інші). Такі пристрої не побудовані на кристалах вимагають високих напруг і мають великі затрати енергії.

Найважливішими параметрами транспарантів є роздільна здатність (число ліній на одиницю довжини) та енергетична чутли-

вість до керуючого сигналу (джоуль на одиницю площі). Відношення інтенсивності випромінювання, яке проходить через транспарант при його максимальному просвічуванні та затемненні, називають *оптичним контрастом*.

8.2. Електрично-керовані транспаранти

При створенні транспаранта добиваються найбільшої роздільної здатності, і якщо вона становить ~ 10 ліній/мм, то при площі транспаранта в декілька квадратних сантиметрів індивідуальне увімкнення кожного елемента за допомогою провідника практично неможливо. Тому в ЕКТ використовується так звана X – Y -адресація (двокоординатна, матрична, мультиплексна). У цьому випадку на тонкий шар модулюючого середовища з кожного боку наносять паралельні провідні прозорі смуги (шини), причому так, щоб на протилежних по-

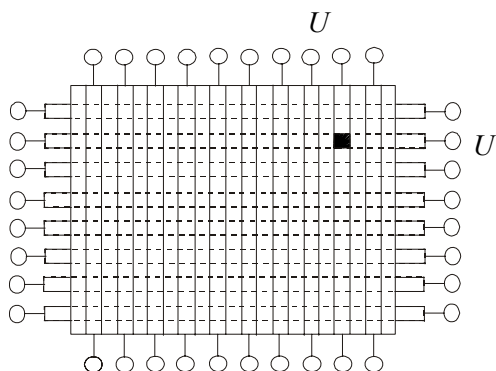


Рис. 8.1 – Структура ЕКТ електрооптичного типу

верхніх вони були розташовані взаємно перпендикулярно (рис. 8.1).

Електричне поле в потрібному місці транспаранта створюється за допомогою відповідних шин в X - та Y -системах, подаючи на них напругу, яка викликає в точках їх пересікання локальну зміну оптичних властивостей модулюючого середовища. Для того, щоб змодулювати всю по-

верхню транспаранта, електричний сигнал повинен “пробігти” по всіх точках пересікання шин (при числі рядків та стовпців 100 і 100, таких точок – 10^4). Для цього використовують різну послідовність адресації керуючого сигналу до елементів ЕКТ. Ця послідовність може бути почерговою до всіх елементів (поелементна адресація), одночасно до всіх елементів цілого рядка (порядкова адресація) та інше. У всіх випадках керуюча напруга подається одночасно до всіх елементів транспаранта, тобто паралельна обробка інформації у реальному масштабі часу виключається. Тим не менше, ЕКТ є важливим елементом системи обробки інформації тому, що забезпечує

перетворення електричних сигналів в оптичні, без чого неможливо об'єднати електронні та оптичні пристрої.

Характеристики та параметри ЕКТ у першу чергу визначаються матеріалом, який використовується для модулюючого середовища. Для швидкодіючих ЕКТ придатні майже всі електрооптичні кристали, які використовуються в електрооптичних модуляторах. У більшості випадків як модулюючий ефект використовують обертання площини поляризації під дією прикладеного електричного поля. Для того, щоб модуляція поляризації перетворилась в амплітудну, ЕКТ такого типу розміщують між схрещеним поляризатором та аналізатором. Під дією електричного поля транспарант у відповідному місці просвічується. Широкому застосуванню таких матеріалів в ЕКТ заважає висока напруга керування ($\sim 10^3$ В).

Електрично-керовані ПЧМС можуть бути створені на основі сегнетоелектричної кераміки – спресовані при високій температурі суміші цирконату та титанату свинцю з домішкою лантану ($\text{PbZrO}_3 + \text{PbTiO}_3 + \text{La}$, скорочено – PLZT). У залежності від співвідношення компонентів у режимі спікання можна отримати різні електрооптичні властивості такої кераміки. Прозорість пластин товщиною $\sim 0,1$ мм у видимій області більш ніж 90 %, лінійні розміри складають декілька сантиметрів, робочі напруги в межах 100...200 В.

Застосування PLZT-кераміки в оптичних транспарантах базується на орієнтації (переорієнтації) під дією зовнішнього поля вектора поляризації доменів – областей спонтанної поляризації, оптичні властивості яких подібні властивостям одновісних кристалів. Вектори поляризації у доменах у початковому стані ЕКТ орієнтовано хаотично. Під дією електричного зовнішнього поля в елементі ЕКТ створюється переважна орієнтація доменів вздовж поля і в цьому елементі створюється подвійне променезаломлення. Існують і інші фізичні принципи створення оптичної неоднорідності (або однорідності) у таких кераміках під дією зовнішнього електричного поля. Всі ЕКТ на основі PLZT-кераміки мають високу швидкодію ($\sim 10^{-9}$ с) та самі матеріали є досить дешевими.

Найбільш економічними та чутливими до електричних сигналів є ЕКТ на основі рідких кристалів (РК) – складних органічних речовин, які мають і властивості рідин (текучість), і одночасно властивості кристалів (анізотропія).

Стан рідких кристалів (мезофаза) в таких речовинах існує тільки в невеликому температурному інтервалі. За його межами РК перетворюється при високих температурах в ізотропну рідину, при низьких – у тверду фазу.

Молекули рідких кристалів мають видовжену (ниткоподіб-

ну) форму і являють собою одновісний “кристал”. Вони є полярними і завжди під дією електричних сил розміщуються паралельно, утворюючи анізотропні смуги. У залежності від характеру розміщення молекул розрізняють декілька типів РК: нематичні, смектичні та холестеричні.

В ЕКТ рідкі кристали розміщують у вузькому просторі (3...30 мкм) між двома прозорими підкладками. На внутрішніх поверхнях підкладок наносять взаємно перпендикулярні прозорі шини – електроди. Ці ж поверхні полірують (натирають) при поступальному русі підкладки та шліфувального матеріалу або на них наносять під кутом тонкий шар SiO_2 . Така обробка поверхонь приводить до того, що молекули РК орієнтуються паралельно поверхні в напрямку натирання, утворюючи анізотропне середовище з подвійним променезаломленням. Для світла, направлено перпендикулярно підкладці, тонкий шар РК забезпечує максимальне подвійне променезаломлення. Якщо до комірки ЕКТ прикласти електричне поле перпендикулярне до підкладки, то при деякому пороговому значенні напруги U молекули РК зорієнтуються вздовж поля і шар РК не буде мати подвійного променезаломлення. При $U = 0$ для таких середовищ $\Delta n = n_e - n_o = 0,2...0,4$, що забезпечує максимальну глибину модуляції вже при товщині шару РК в межах 1 мкм. Використовуючи орієнтуючу дію підкладок, повертаючи їх одна відносно другої, молекули РК можна закрутити так, що їх довгі осі в шарах близьких до поверхонь підкладок будуть взаємно перпендикулярними. Така структура стає оптично активною і повертає площину поляризації на 90° . Під дією прикладеної напруги молекули орієнтуються перпендикулярно підкладкам і стан оптичної активності зникає. Це так званий **твіст-ефект** (від англ. *twist* – закручувати). Твіст-ефект широко використовується в різних індикаторах (годинниках, мікрокалькуляторах тощо).

Для отримання амплітудної модуляції у РК з використанням подвійного променезаломлення або твіст-ефекту необхідно застосувати два плівкових поляроїди. Можлива також безпосередня амплітудна модуляція світла за допомогою РК. Для цього в РК потрібно внести невелику домішку барвника, орієнтація молекул якого залежить від орієнтації навколишніх молекул РК. Оскільки поглинання світла барвником залежить від орієнтації довгої осі його молекул, то змінюючи орієнтацію молекул РК (тим самим змінюється орієнтація молекул барвника), можна змінювати оптичне поглинання пристрою (ефект “гість-господар”). Можлива також безпосередня амплітудна

модуляція, якщо в РК внести домішки, які спричиняють іонну провідність речовини. При увімкненні електричного поля через середовище проходить електричний струм, який викликає в РК вихрові, турбулентні рухи молекул, шар РК стає каламутно-сірим (ефект динамічного розсіювання або електрогідродинамічний ефект).

Робочі напруги в ЕКТ, діючих на різних ефектах у РК, знаходяться в межах 1..10 В при досить малих струмах, густина якого становить 1...3 мкА/см². Такі пристрої є досить дешевими і мають високу технологічність, але низьку швидкодію, яка складає 10⁻³ с. За деяких умов (при малих товщинах РК та підвищених напруг) швидкодію можна збільшити на порядок, але цього недостатньо для виконання багатьох задач обробки інформації, хоча і достатньо для індикаторних приладів та деяких інших технічних задач.

Другий недолік РК-пристроїв пов'язаний з обмеженим температурним інтервалом існування мезофази, що обмежує використання таких пристроїв в областях, де проходить зміна температури поза межею існування мезофази.

Високу швидкодію, а також практично необмежений термін експлуатації можна отримати, використовуючи в ЕКТ магнітооптичні ефекти в феритах та різних феритових гранатах на основі ортоферитів FeO₃. Епітаксіальна плівка граната має велику анізотропію намагнічування, в ній є вісь легкого намагнічування, перпендикулярна поверхні, та вісь важкого намагнічування, яка паралельна поверхні.

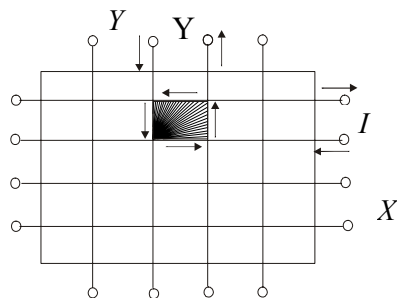


Рис. 8.2 – Структура ЕКТ магнітооптичного типу

При малій товщині плівки (в межах декількох мікрон) магнітні домени в плівці мають вектори намагніченості перпендикулярні поверхні. При відсутності магнітного поля домени мають форму смуг з протилежними напрямками вектора намагніченості, так що в цілому намагніченість плівки дорівнює нулю. Якщо прикласти зовнішнє магнітне поле, перпендикулярне поверхні плівки, то домени, в яких намагніченість збігається з зовнішнім полем, розширюються, а якщо з протилежною намагніченістю – зменшуються. При деякому значенні зовнішнього поля H_{\max} плівка стає однодоменною, поле зміщення становить 2000...3000 А/м. Якщо на деякій ділянці такої плівки створити протилежне поле, то в цьому місці

утворюється домен з протилежним вектором намагнічування і в поляризованому світлі ділянка має інший коефіцієнт пропускання. Локальне магнітне поле, яке викликає зміну оптичних властивостей фериту, можна створити за допомогою петлі струму (рис. 8.2). Зчитування інформації базується на ефекті Фарадея (обертання площини поляризації світла в магнітному полі) та магнітооптичному ефекті Керра. Час перемикання магнітооптичних ЕКТ знаходиться в межах 10^{-8} с.

8.3. Принципи роботи оптично-керованих транспарнтів

Оптично-керовані транспарнти (ОКТ) являють собою тонку пластину з електрооптичного матеріалу та нанесеним на нього фотопровідним шаром з напівпровідника. З обох сторін така пластинка має два прозорі електроди (рис. 8.3).

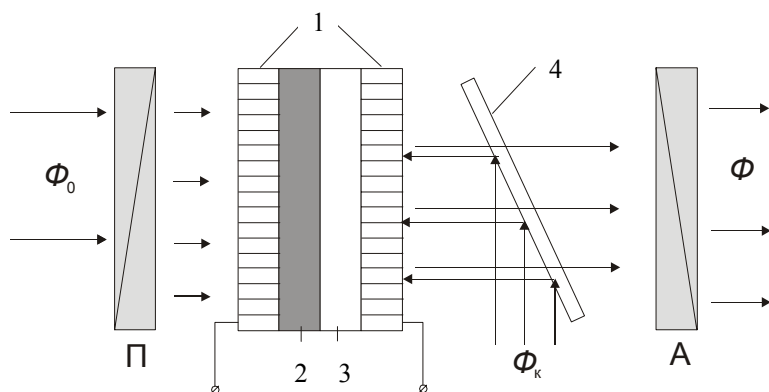


Рис. 8.3 – Структура ОКТ, який працює на просвічування

Тут 1 – прозорі електроди, 2 – фотопровідний шар, 3 – електрооптична пластинка, 4 – напівпрозора пластинка, П – поляризатор, А – аналізатор. На таку структуру спрямовують паралельний пучок світла Φ_0 , для якого фотопровідний шар не чутливий і прозорий. Між ОКТ і аналізатором А встановлюють напівпрозоре дзеркало 4, за допомогою якого на фотопровідний шар (через електрооптичне середовище) проєктують світловий керуючий потік Φ_k . Електромагнітні хвилі потоку Φ_k мають таку частоту, яка відповідає чутливості фотопровідного шару. Якщо потоку Φ_k немає, то електричний опір фотопровідного шару великий, і практично весь спад напруги припадає на нього. Під дією Φ_k опір фотопровідного шару зменшується і на-

пруга перерозподіляється між фотопровідним та електрооптичним шарами, локально змінюючи його оптичний параметр, наприклад, викликає подвійне променезаломлення (подовжній ефект Покельса). Якщо в початковому стані поляризатор П та аналізатор А схрещені – то при відсутності Φ_k , світловий потік Φ_0 на вихід пристрою не попадає. У місцях, освітлених потоком Φ_k , світло з потоку Φ_0 модульоване за фазою або поляризацією і пристрій в меншій або більшій мірі стане прозорим для світлового пучка Φ_0 .

Такий пристрій може проводити ряд оптичних перетворень.

1. Якщо Φ_k та Φ_0 мають різний спектральний склад, то під дією Φ_k з'являється потік світла з іншим спектральним складом.

2. Неполаризоване світло Φ_k може бути трансформоване в поляризоване когерентне Φ_0 , якщо в якості джерела використати лазер.

3. Інтенсивність пучка на виході Φ може перевищувати інтенсивність Φ_k , тобто реалізується підсилення світла.

4. Якщо в початковому стані поляризатор П та аналізатор А розмістити в паралельних площинах, то зображення, яке створює потік Φ_k , буде перетворене в негативне.

5. Як правило, фотопровідний матеріал має дуже низьку провідність і зарядовий рельєф, який створюється в результаті його освітлення, зберігається деякий час (тому Φ_k часто називають замінюючим потоком). При необхідності записану інформацію можна стерти рівномірним засвіченням певного спектрального складу. Таким чином, ОКТ, які мають фотопровідний шар з великим часом зарядової релаксації, можна використати як двомірний оперативний запам'ятовуючий пристрій.

Запис на таких пристроях можна проводити не тільки шляхом проектування зображення, але й скануванням фокусованого та модульованого за інтенсивністю пучка. Робота ОКТ може бути не тільки на пропускання, але і на відбивання світла (рис. 8.4):

1 2 5 3 1 4

Φ_k

Φ

U

89

Φ_0

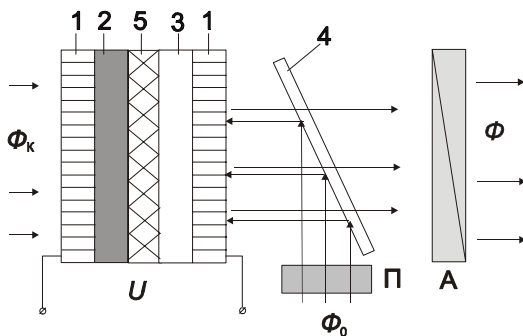


Рис. 8.4 – Структура ОКТ, що працює на відбиванні світла

У цьому варіанті фотопровідний та електрооптичний шари розділені дзеркалом 5. Зчитуюче світло Φ_0 , проходячи через поляризатор П, та відбившись від напівпрозорого дзеркала 4, спрямовується на ОКТ, де відбивається від дзеркала 5, двічі проходячи електрооптичний шар. Керуюче світло Φ_k подається з протилежного боку дзеркала. Такий варіант має перевагу. Оскільки вихід та вхід цього пристрою оптично ізольовані, то є свобода в виборі спектрального складу потоку Φ_0 , також за рахунок подвійного проходження потоку Φ_0 електрооптичного шару, його модуляція збільшується також вдвічі.

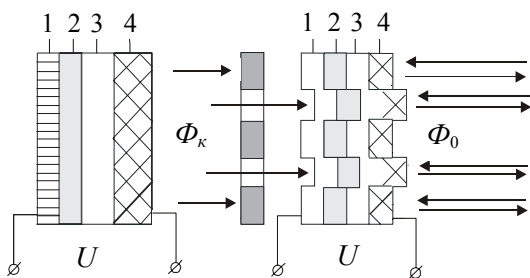
Значна кількість задач, які можна розв'язати за допомогою ОКТ, привели до пошуку різних конструкцій та оптимізації різних параметрів у кожному конкретному випадку, до пошуку нових матеріалів для фоточутливих та електрооптичних шарів, до нових механізмів для модуляції світла та інше.

В оптичному транспаранті типу *Fototitus* як фотопровідник використовується аморфний селен, а модулюючим шаром є кристал КДР або ДКДР. Транспарант розміщують у вакуумній камері та знижують його температуру до $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ (при цьому використовують термоелектричний холодильник на напівпровідниках). Охолодження зменшує робочі напруги до 100...200 В, а час зберігання інформації збільшує до 1 год (порівняно з 0,2 с при кімнатних температурах). Запис інформації здійснюють в ультрафіолетовій або в синій області спектра, зчитування – у червоній, стирання проводять за допомогою імпульсної ксенонової лампи. Тривалість запису та стирання невелика і становить 10^{-4} с, а роздільна здатність 20 ліній/мм. Однак широкому застосуванню таких ОКТ заважає потреба вакуумування та охолодження камери.

Перспективним є використання в ОКТ PLZT-кераміки. Структуру на пропускання (рис. 8.3) приклеюють до оргскла, яке трішки вигинають. У результаті вигинання в кераміці створюється напруга, унаслідок якої домени, орієнтація яких в початковому стані була хаотичною, орієнтуються вздовж напрямку механічної напруги парами, паралельно та непаралельно, так що загальний вектор поляризації дорівнює нулю. До прозорих електродів прикладають електричну напругу такої величини, що домени ще не переорієнтовуються уздовж поля, але вже її значення близьке до такої напруги. Коли структуру освітити, опір фотопровідника знижується, частина спаду напруги приходить на кераміку і домени орієнтуються вздовж поля. Таким чином при проектуванні зображення на транспарант у світлих місцях зникає подвійне променезаломлення і світло проходить через схрещені поляризатор та аналізатор.

Окрім подвійного променезаломлення в ОКТ на основі крупнозернистої PLZT-кераміки використовують ефект розсіювання. У цьому випадку механічні напруги в пластині не створюються. Під дією зовнішнього електричного поля та рівномірного освітлення пластина поляризується. Потім поле змінюють на протилежне, але такої величини, щоб переполаризація ще не здійснювалась. Тепер, якщо на ОКТ направити потік Φ_k , то в освітлених місцях домени переорієнтуються, що призводить до локального розсіювання світла Φ_0 . Для стирання записаної інформації транспарант рівномірно засвітлюють при вимкненому полі, при якому проходить поляризація, всі домени орієнтуються паралельно полю і пластинка стає прозорою.

В ОКТ на основі дрібнозернистої PLZT-кераміки також можна використовувати зворотний п'єзоелектричний ефект – зміну геометричних розмірів тіла під дією зовнішнього електричного поля. У транспаранті такого типу один із електродів являє собою дзеркально-відбиваючий шар 4 (рис. 8.5).



Для цього пластину освітлюють рівномірно з боку фотопровідного шару 2, через прозорий електрод 1 і між прозорим та непрозорим електродами прикладають напругу достатню для поляризації кераміки. Потім поляриність

Рис. 8.5 – Структура ОКТ на PLZT-кераміці

напруги змінюють, а поле зменшують так, щоб переполяризація не проходила в темноті. Якщо на такий ОКТ спрямувати зображення Φ_k , то опір в освітлених місцях фотопровідного шару зменшується і в освітлених місцях кераміки 3, відбувається переполяризація доменів. Унаслідок оберненого п'єзоелектричного ефекту виникає геометричний рельєф на всіх елементах, в тому числі і на дзеркально-відбиваючій пластині 4. Глибина його сягає десятих часток мікрометра, що достатньо для зчитування цієї інформації потоком Φ_0 . Описані ПЧМС з використанням кераміки називають **ферпик** (Ferpik – Ferroelectric Picture), на основі керованого розсіювання – **керампик** (Cerampic – Ceramic Picture), на основі геометричного рельєфу – **ферікон** (Fericon – Ferroelectric Ieonoscope).

ОКТ можна побудувати і на матеріалі, який однозначно є фоточутливим та має електричні властивості. Так звані пристрої ПРОМ (ПРОМ – Pockels Readont Optical Modulator) побудовані наступним чином. На пластинку силікату вісмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (можна використовувати і $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, ZnS , ZnSe , CdS , CdSe , ZnO та інші матеріали, які можуть довго зберігати стан поляризації) товщиною в межах 100 мкм, з двох боків наносять тонкі діелектричні шари товщиною 3 мкм, зверху на них – прозорі електроди. Спеціальний фотопровідний шар у пристрої ПРОМ відсутній. У ньому використовується фотопровідність електрооптичного матеріалу – силікату вісмуту. Структуру вмикають до джерела постійної напруги ($U = 1000 \dots 2000 \text{ В}$) і освітлюють світлом імпульсної ксенонової лампи. У силікаті вісмуту виникають фотоелектрони, переміщуються до границі із діелектриком, локалізуються там на глибоких енергетичних центрах та поляризують пластину (струм через структуру не проходить). Переміщення електронів продовжується доти, поки поляризований заряд не компенсує зовнішнє поле. При закорочених електродах у кристалі за рахунок поляризації виникає електричне поле, за напрямком протилежне зовнішньому.

Якщо ПРОМ-структуру освітити пучком Φ_k з довжиною хвилі $0,4 \dots 0,5 \text{ мкм}$ (синьо-блакитна область видимого спектра), то в світлих місцях поляризаційне поле зникає, а в неосвітлених місцях залишиться незмінним. Зчитування зображення проводиться лінійно поляризованим червоним світлом (довжина хвилі червоного гелій-неонового лазера – $0,63 \text{ мкм}$), яке не викликає змін у кристалі. Таким чином світло Φ_0 буде модульоване за фазою. Фазова модуляція переводиться в амплітудну за допомогою схрещених поляризатора та аналізатора. Стирання інформації проводять за допомогою рівномір-

ного засвічування в синьо-блакитній області спектра при $U = 0$. Пам'ять в структурах ПРОМ зберігається 1–2 години.

Цікавими є транспаранти на рідких кристалах з оптичним керуванням. В ОКТ на РК можуть використовуватись не тільки електрооптичні ефекти, але і термооптичний спосіб запису інформації, який заснований на зміні властивостей РК при його фазовому переході під дією нагріву. В ОКТ такого типу, тонку плівку РК розміщують між електродами з індію та олова, непрозорими в інфрачервоній області спектра. Якщо на тонку структуру спрямувати лазерний промінь Φ_k , енергія випромінювання поглинається в електродному шарі і викликає локальний нагрів РК. Якщо структуру швидко охолодити, то це призведе до “заморожування” структури РК, в яких проходить інтенсивне розсіювання світла. Запис можна стерти нагрівом з наступним охолодженням структури в електричному полі.

ОКТ також можуть бути побудовані на матеріалах, в яких при певних температурах проходить перехід із металевого стану в напівпровідниковий. Такими пороговими властивостями характеризуються, наприклад, окиси ванадію. Найбільш придатним серед них є діоксид ванадію VO_2 з температурою фазового переходу біля $70^\circ C$. Виготовлення транспаранта зводиться до нанесення шару діоксиду ванадію товщиною 0,1...0,2 мкм на підкладку із скла, кварцу, ситалу або інших матеріалів. На шар VO_2 спрямовують скануючий лазерний промінь або проєктують зображення такої інтенсивності, що в освітлених місцях у результаті поглинання світла шар оксиду ванадію нагрівається і переходить із напівпровідникового стану в металевий. Для зчитування інформації можна використати зміну або коефіцієнта поглинання, або показника заломлення. Скорочена назва таких транспарантів – **фтірос** (фазово-трансформаційний реверсивний розсіювач світла).

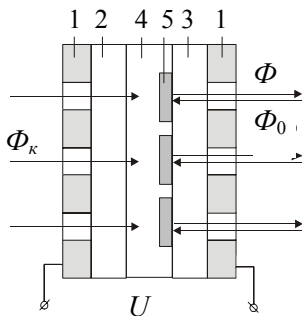


Рис. 8.6 – Структура матричного ОКТ:

1 – електроди з вікнами, 2 – фоточутливий шар, 3 – електрооптичний матеріал, 4 – поглинаючий резистивний шар, 5 – мозаїчне дзеркало

Існують ОКТ теплової дії і на інших матеріалах, зокрема з використанням пластичних мас, здатних розм'ягшуватися при нагріванні та зберігати форму після охолодження. На скляну пластину з провідним прозорим шаром діоксиду олова або металу наносять шар фотопровідника (як правило, полівінілкарбазол), а поверх нього – шар термопластика. Його поверхню заряджають за допомогою коронного розряду, в результаті цього між поверхнею термопластика та провідним шаром виникає різниця потенціалів. При проекції на структуру оптичного зображення опір фотопровідника в освітлених місцях зменшується і електричне поле в різних місцях виявляється різним. Якщо через електрод із діоксиду олова пропустити імпульс струму, то шар термопластика нагрівається до розм'якшення і в місцях більшого електричного поля проходить більше скорочення термопластичної плівки, що надовго зафіксується після охолодження структури. У результаті утворюється поверхневий рельєф, а зчитуюче світло Φ_0 буде модульованим за фазою. Стирання зображення проводять шляхом нагріву в темноті.

Для обробки цифрової інформації у вигляді двійкових зображень використовують матричні ОКТ, які складаються із рівномірно розмішених комірок “фотоприймач – електрооптичний матеріал” (рис. 8.6). Такий пристрій забезпечує незалежну роботу окремих комірок “фотоприймач – електромагнітний матеріал”.

Лекція 9. ОПТИЧНА ПАМ'ЯТЬ

- *Постійна оптична пам'ять з послідовним способом запису та зчитування інформації.*
- *Оперативна оптична пам'ять.*
- *Принцип голографічного запису інформації.*
- *Цифрові та аналогові перетворювачі в оптичному тракті.*

9.1. Постійна оптична пам'ять з послідовним способом запису та зчитування інформації

Створення оптичних запам'ятовуючих пристроїв (ЗП) продиктовано тим, що магнітна пам'ять, яка широко використовується в сучасних електронних системах, має ряд недоліків та труднощів в зв'язку з постійним зростанням вимог щодо щільності та швидкості запису, зменшення габаритів, ваги тощо. Всі ці питання можна кардинально розв'язати, використовуючи пристрої оптичної пам'яті. Оптичні ЗП можуть використовувати паралельний і послідовний способи запису інформації як в аналоговій, так і цифровій двійковій формі.

Спрощена структурна схема запису інформації послідовного типу за допомогою скануючого променя лазера наведена на рис. 9.1:

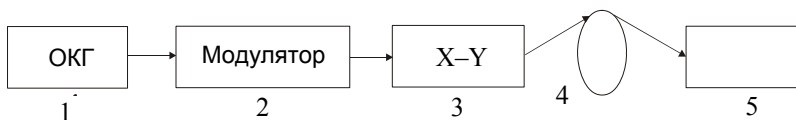


Рис. 9.1 – Структурна схема запису інформації послідовного типу

Для забезпечення високої щільності запису випромінювання лазера 1 фокусують до 1 мкм, модульований необхідним чином за

допомогою модулятора 2 промінь, через систему об'єктивів 4 подають на записуюче середовище 5. Геометричне положення променя задається двокоординатним дефлектором 3.

Дуже часто як запам'ятовуюче середовище використовують срібно-голоїдні емульсії, нанесені на прозору підкладку. Вони забезпечують нереверсивну постійну пам'ять, мають високу роздільну здатність (1000 ліній/мм) та високу енергетичну чутливість – $10^{-4} \dots 10^{-6}$ Дж/см². Після проявлення та фіксування, зображення проєктують на детектор випромінювання, наприклад, на матрицю фотоприймачів.

Пошук середовищ для оптичної пам'яті з оптимальними параметрами чутливості, роздільної здатності та інших характеристик призвів до використання окрім емульсій багато інших матеріалів, зокрема, фоторезисторів. Всі ці матеріали вимагають достатньо тривалої обробки з використанням рідин, час якої складає в кращому випадку – одиниці секунд. Це є їх великим недоліком.

Запис інформації за бітами можна здійснювати шляхом проплавлювання за допомогою фокусованого лазерного променя, наскрізних отворів розміром біля 1 мкм у тонких (в межах 0,05 мкм) шарах Pt, Bi, Rh, As, Cг та інших речовин, нанесених на прозору, наприклад, поліефірну основу (рис. 9.2, а). Перевагою такого запису (зчитування якого може виконуватись тим же лазером, але з меншою інтенсивністю променя, щоб не пошкодити запис), є більше значення відношення сигнал/шум, висока надійність та великий термін експлуатації.

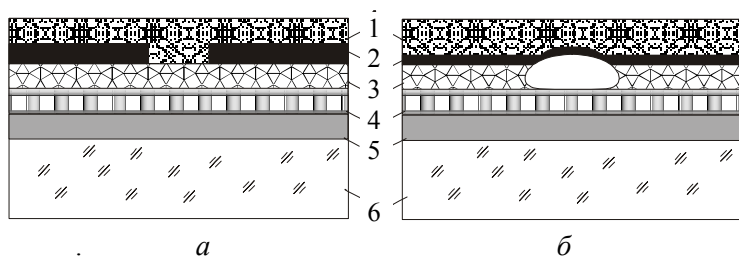


Рис. 9.2 – Отримання пітів методами випалювання мікроотворів (а) і мікровиступів (б):

1 – прозоре захисне покриття; 2 – тонка металева плівка; 3 – діелектрик; 4 – алюмінієвий відбивач; 5 – проміжний відбивач; 6 – підкладка

Ще один спосіб запису в вигляді кодованої послідовності імпульсів складається в створенні мікрозаглиблень або плям (пітів) на полівінілхлоридних або поліметилкрилатних пластинах з тонким шаром телуру (20...40 мкм). Телур – легкоплавкий матеріал, який

сильно поглинає інфрачервоне випромінювання.

Можна в металевому шарі також формувати мікроступи (рис. 9.2, б). У цьому випадку використовують тугоплавкі матеріали (Ti, Pt), а як діелектричний підшар – матеріал, який легко випаровується. Під дією лазерного променя металева плівка не пропалюється та не проплавляється, а в результаті випаровування підшару в цьому місці утворюється опукла поверхня металу. Плівку з записаною інформацією покривають шаром прозорого матеріалу для захисту від механічних пошкоджень. Цей шар роблять достатньо товстим, в цьому випадку подряпини та інші мікрodefekти на його поверхні будуть не в фокусі зчитуючого пристрою, і таким чином, слабо спотворюють корисний сигнал.

При використанні для запису та зчитування оптичної системи “лазер – об’єктив”, розрахунок максимальної поверхневої площини дає наступне співвідношення:

$$N_{s\max} \approx 1,2 \frac{A_{об}^2}{\lambda^2}, \quad (9.1)$$

де $A_{об}$ – числова апертура об’єктива, λ – довжина хвилі лазера.

При цьому швидкість запису інформації:

$$V_{зан.} = 1,1 V_{л} \frac{A_{об}}{\lambda}, \quad (9.2)$$

де $V_{л}$ – лінійна швидкість обертання доріжки диска.

Запам’ятовуюче середовище може бути нанесене на диск із скла, кварцу, полімерів різного типу та інших матеріалів. Ці диски можуть обертатися, а інформація записується в спіральну доріжку. Крок доріжок становить 1,5...2 мкм, що при діаметрі 30 см дозволяє записати біля 10^{10} біт інформації. Такої ємності достатньо, щоб записувати 30-хвилинну кольорову телепрограму або записати декілька десятків тисяч сторінок машинописного тексту.

Труднощі використання оптичних дисків пов’язані з необхідністю точного юстирування лазерної голівки та носія інформації (диску). Для цього конструюється спеціальна сервосистема, яка забезпечує точне слідування скануючого пучка по інформаційній доріжці.

Очевидно, для того, щоб при запису, мітки на диску не “розмивались” за рахунок обертання, імпульси випромінювання повинні бути короткими ($\sim 10^{-8}$ с). Фотоприймач, який використовується при зчитуванні, повинен мати швидкодію не нижче ніж $10^{-8} \dots 10^{-9}$ с.

У порівнянні з магнітною, оптична пам’ять має безперечні

переваги. Оптичну пам'ять вирізняє: висока якість запису та відтворення при набагато більшому терміні експлуатації, тому що відсутній механічний контакт зчитуючого пристрою з носієм інформації; набагато більша щільність запису; тривалий термін зберігання (десять років замість одного року в магнітному запису) та набагато менша вартість.

Також можливий виготовлення копій оптичних носіїв інформації. Для тиражування запису з первинного оптичного диска (без захисного покриття) методами гальванотехніки виготовляють металевий оригінал, а вже з нього в потрібній кількості пресують пластмасові копії. На вторинні диски з боку запису наносять плівку з високою здатністю відбивання (алюміній), а поверх нього – прозорий захисний шар. Звуковідтворювальні оптичні диски різних діаметрів (11,5...12 см) називають **компакт-дисками**. Потрібним чином можливе також тиражування дисків для відеовідтворення.

9.2. Оперативна оптична пам'ять

Пристрої оперативної пам'яті повинні мати властивість реверсивності, тобто після стирання бути знову готовими до запису нової інформації. Властивості записуючого середовища не повинні залежати від циклів “запис – стирання” та бути швидкодіючими, тобто якомога швидше записувати, стирати та відновлюватись після стирання інформації. У ЗП оперативної пам'яті використовують багато фізичних ефектів, зокрема, і розглянуті пристрої Фототітус, ПРОМ, а також структури “фотопровідник – РК”, “фотопровідник – кераміка-PLZT” та багато інших.

Деякі пристрої оперативної оптичної пам'яті використовують запис на фотохромних матеріалах-речовинах, поглинання зворотно змінюється під дією самого випромінювання. Важливо, що в цьому ефекті не потрібно ні проявляти, ні закріплювати зображення. Серед великої кількості фотохромних матеріалів досить широке застосування отримали полімери, силікатне скло, лужно-голоїдні кристали (KCl , NaF , CaF_2 тощо). При фотохромному процесі речовина, яка поглинає кванти світла, переходить із нормального стану в фотоіндуковане, що характеризується зміною оптичного пропускання в іншій спектральній області. Для запису та зчитування тут необхідні електромагнітні хвилі з різною довжиною. Наприклад, при запису $\lambda = 0,2...0,4$ мкм (ультрафіолетова частина спектра), а при читанні $\lambda = 0,4...0,7$ мкм (видима частина спектра). Зворотний перехід у нормальний стан відбувається або самовільно, або під дією світла, яке

поглинається в фотоіндуктивному стані.

Час збереження інформації при фотохромному записі різний для різних матеріалів: від 10^{-6} с до декількох років. Роздільна здатність є досить високою ~ 3000 ліній/мм. Запис можна проводити в різних площинах фотохромного матеріалу, причому перехід від однієї площини до другої здійснюється за рахунок зміни фокусної відстані записуючого та зчитуючого пристроїв. Це призводить до великої об'ємної щільності запису.

У пристроях пам'яті, заснованих на магнітооптичних ефектах, використовуються шари феромагнітних матеріалів з великою коерцитивною силою, які здатні довго зберігати намагніченість після вимикання зовнішнього магнітного поля. У тонкому шарі такого матеріалу під дією випромінювання лазера проходить локальне нагрівання і якщо при цьому температура перевищує точку Кюрі, то вектор намагніченості змінюється стрибком. Поворот площини поляризації падаючого світла в різних місцях буде різним у попередньо освітлених та неосвітлених ділянках. Зчитування можна здійснювати і в відбитому світлі, використовуючи магнітооптичний ефект Керра. Для стирання інформації, записаної феромагнітним способом, матеріал нагрівають світловим імпульсом у магнітному полі. Хоча зчитування інформації проходить за використанням магнітооптичних ефектів, але такий спосіб запису та зчитування називають термомагнітним. Серед можливих матеріалів для термомагнітного запису найкращим є MnBi , який має температуру Кюрі 360°C і роздільну здатність порядку 10^3 ліній/мм, малий час запису (10^{-8} с), великий термін зберігання записаної інформації, а також великий ресурс роботи. Як запам'ятовуючий матеріал у магнітооптичних дисках використовують також сплави MnAlGe , MnCuBi , оксиди лантанідів (наприклад, EuO), аморфні плівки $\text{Tb}_{1-x}\text{Fe}_x$ та сполуки на їх основі з домішками кобальту, хрому, кадмію, гадолінію та інших матеріалів. Плівки $\text{Tb}_{1-x}\text{Fe}_x$ є феромагнітними, тобто магнітні моменти атомів тербію та заліза орієнтовані непаралельно і в деякому інтервалі x у плівці виникає анізотропія з віссю, яка перпендикулярна до поверхні плівки. Запис, зчитування та стирання інформації проводять так само, як і на матеріалі MnBi . Перевага плівок $\text{Tb}_{1-x}\text{Fe}_x$ над MnBi полягає в тому, що в плівках немає такого розсіювання на границях зерен, як у полікристалах MnBi та інших подібних матеріалах. Температура Кюрі плівок $\text{Tb}_{1-x}\text{Fe}_x$ у залежності від x знаходиться в межах $40\ldots 140^\circ\text{C}$, роздільна здатність 10^4 ліній/мм. Інформаційна ємність дисків діаметром 30 см має $10^9\ldots 10^{10}$ біт.

На локальному нагріву лазерним променем оснований запис

у халькогенідному склі на основі сірки, телуру, миш'яку та інших елементів (наприклад As–Se, Sb–S, As–Sb–S, As–Bi–S, Ge–S, Te–Ge–As та інші). Механізм пам'яті в такому склі відрізняється від механізму пам'яті в термомагнітних матеріалах. При підвищенні температури, нижче температури плавлення, проходить фазовий перехід із аморфного стану в кристалічний і в результаті цього змінюється показник заломлення світла, що використовують при зчитуванні інформації.

Перехід плівки в аморфний стан (стирання інформації) здійснюють нагрівом до температури плавлення з наступним швидким охолодженням. Запис на таких плівках, як і при термомагнітних записах, зберігається довгий час, роздільна здатність перевищує 10^3 ліній/мм, але оптичне пропускання скла досягає 80 %, тоді як, наприклад, для MnBi – 10^{-3} %. Для реверсивного запису застосовують також TeO_x (при $x = 1,1 \dots 1,2$), який отримують шляхом вакуумного напилювання. Плівки TeO_x також аморфні. Під дією лазерного променя проходить фототермічний перехід, у результаті на дисках, які працюють за таким принципом, можна багато разів (до 10^6) проводити перезапис інформації.

Робота швидкодіючих багатоканальних транспарантів, які мають реверсивну пам'ять, може ґрунтуватися на елементі, який називають **трансфазором**. У цьому пристрої використовують оптичну нелінійність матеріалу, яка проявляється в зміні коефіцієнта заломлення при збільшенні інтенсивності падаючого світла. У трансфазорі світловий пучок направляють на плоскопаралельну пластину із нелінійного кристала, який утворює інтерферометр Фабрі – Перо, роль дзеркал в якому можуть відігравати природні відполіровані грані кристала або нанесені на них тонкі напівпрозорі металеві плівки. Схема ходу променів в інтерферометрі Фабрі – Перо показана на рис. 9.3.

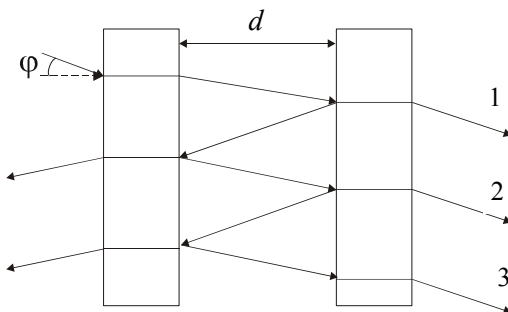


Рис. 9.3 – Схема ходу променів у трансфазорі

Умови максимумів для інтерференції багатьох хвиль (1, 2, 3, ...) для такого інтерферометра:

$$2d \cos \varphi = k \lambda, \quad (9.1)$$

де k – цілі числа.

Товщину пластинки d вибирають такою, щоб при низьких інтенсивностях світла, коли кристал можна вважати лінійним, різниця фаз променів, які багаторазово відбилися від дзеркальних граней, була рівна непарному числу π й інтенсивність світла на виході буде близькою до нуля. Ця умова порушується в області великих світлових потоків при використанні лазерів, коли значення показника заломлення n , а значить, і оптична довжина шляху зростають. Це викликає збільшення інтенсивності світла усередині резонатора (кристала), що в свою чергу, приводить до ще більшого зростання показника заломлення і т. д. Пристрій стрибком переходить у стан з максимальною пропускною здатністю близькою до одиниці.

На практиці на трансфазор направляють два лазерних пучка світла. Один із них має постійну інтенсивність світла, яка відповідає низькому пропусканню, але близька до порогового значення. Невелика підсвітка другим лазером перемикає трансфазор у стан з максимальним пропусканням. За рахунок постійної складової такий стан можна підтримувати як завгодно довго. При вимиканні постійної складової кристал стрибкоподібно переходить у початковий стан. Таким чином трансфазор є оптично бістабільним елементом, який можна розглядати як оптичний аналог електронного транзистора.

Трансфазор перемикається швидше ніж транзистор. Швидкодія трансфазора обмежена встановленням світлового поля в середині резонатора, і вона дорівнює dn/c (де d – товщина кристала, n – показник заломлення, c – швидкість світла). При товщині $d = 10$ мкм швидкодія складає 10^{-13} с. Поперечні розміри обмежені розміром лазерного пучка, тобто трансфазор може бути таким самим мініатюрним, як і транзистор. При використанні як матеріалу для трансфазора, наприклад, InSb або моноселеніда галію, енергія перемикання становить всього 10^{-15} Дж, при потужності постійної передпорогової складової – 10 мВт.

9.3. Принцип голографічного запису інформації

Голографічна пам'ять ґрунтується на записуванні інтерференційної картини, утвореної у результаті складання світлової хвилі, відбитої від деякого об'єкта або яка пройшла через цей об'єкт (об'єктна хвиля), та когерентної хвилі, яка безпосередньо йде від

джерела світла (опорної хвилі). Якщо зафіксувати картину (голограму), а потім засвітити її опорним пучком світла, розміщеним відносно неї так само, як і при запису, то в результаті взаємодії опорної хвилі з голограмою в просторі утвориться хвиля, яка відновлює зображення об'єкта, що збігається з ним за формою та просторовим положенням. Взаємодіючі хвилі (опорні та об'єктні) обов'язково мають бути когерентними.

Важливо, що голограма, на відміну від фотографії, фіксує не тільки розподіл амплітуди, але і розподіл фаз об'єктної хвилі відносно опорної. Інформація про співвідношення фаз об'єктної та опорної хвиль закладена в рисунку та частоті інтерференційних смуг. За допомогою голограми, таким чином встановлюється амплітудно-фазовий розподіл хвильового поля, тобто створюється копія об'єктної хвилі, а не тільки світлоконтрастна характеристика об'єкта, як при звичайному фотографуванні. Цим пояснюється надзвичайно висока інформаційна ємність голографічного способу запису інформації.

Оскільки при записуванні світло від кожної точки об'єкта падає на всі точки голограми, то кожна її мала ділянка здатна відновити зображення об'єкта, але чим менша ділянка, тим менший контраст у зображенні об'єкта, це значить, що втрачається відновлення дрібних деталей у структурі об'єкта. Однак, цей факт вказує на те, що при голографічному записуванні інформації якість запису залежить від різних дефектів – плям, пилу, подряпин тощо. Голограми характеризуються дифракційною ефективністю, яка визначається відношенням інтенсивності відновленого об'єктного пучка до інтенсивності читаючого опорного пучка. Голограми, в основному, записуються на фотопластинах.

Оптична схема голографічного запису показана на рис. 9.4:

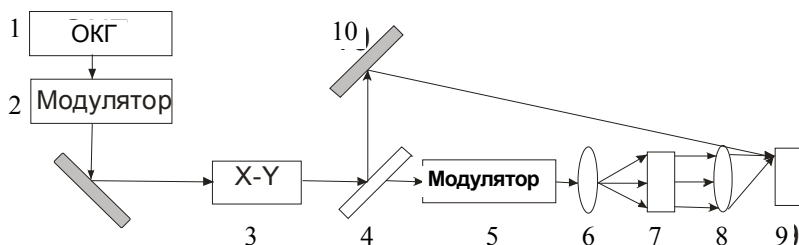


Рис. 9.4 – Оптична схема голографічного запису інформації:

1 – лазер; 2, 5 – оптичні затвори; 3 – дефлектор; 4 – напівпрозоре дзеркало; 6, 8 – об'єктиви; 7 – оптичний транспарант;
9 – запам'ятовуюче середовище; 10 – дзеркало

Якщо об'єктом запису є оптичний транспарант, то на ділянках в $1...2 \text{ мм}^2$ записується не один біт інформації, а ціле зображення (сторінка інформації ємністю $10^4 ... 10^5$ біт). Одна і та же ділянка реєструючого матеріалу може вміщувати декілька накладених одна на одну голограм, які не впливають одна на одну, якщо при записуванні кожен раз змінювати кут падіння опорного пучка. Зчитування проводиться за таких самих умов.

Дифракційна межа щільності запису голографічної інформації на фотопластині вища, ніж у розглянутих вище оптичних дискових носіях. Вона передусім обмежується зернистістю фотоемульсії $N_{S_{zp.}}$ (см^{-2}) та об'ємом інформації в одному транспаранті M (см^{-2}).

Якщо на ділянці фотопластинки записується одночасно k картин одна на іншу, то зернистість фотоемульсії:

$$N_{S_{\max}} = \sqrt{\frac{N_{S_{zp.}} M}{\frac{P_C}{P_{\text{ш}}}}}, \quad (9.3)$$

а кількість картин (голограм):

$$k_{\max} = \sqrt{\frac{N_{S_{zp.}}}{\frac{M}{\frac{P_C}{P_{\text{ш}}}}}}, \quad (9.4)$$

де P_C – потужність сигналу, $P_{\text{ш}}$ – потужність шуму.

Окрім двовірних голограм, можна створювати голографічну картину в об'ємі. При відновленні зображення об'ємна голограма діє так само, як тривимірні дифракційні ґратки. Відбивання світла від інтерференційних смуг проходить тільки тоді, коли виконується умова Вульфа – Бреґа:

$$2d = \sin \theta_B = \lambda, \quad (9.5)$$

де d – відстань між сусідніми шарами; θ_B – кут між падаючим світлом та площиною шарів.

Таким чином, тривимірні голограми мають спектральну вибірковість і для відтворення зображення можна застосовувати джерела з неперервним спектром. Це дозволяє значно збільшити ємність

голограм. Голографічний запис можна здійснювати як у цифровій, так і в аналоговій формі. Для голограм, в яких необхідно використовувати багаторазовий цикл запису та стирання, можуть бути використані матеріали для реєстрації, які розглянуті в попередній лекції.

9.4. Цифрові та аналогові перетворювачі в оптичному тракті

1. Виконання логічних операцій. Операції, які можна виконувати за допомогою оптичних елементів, показані на рис. 9.5:

У випадку, коли оптичний пучок проходить послідовно через керовані елементи, реалізується операція логічного множення

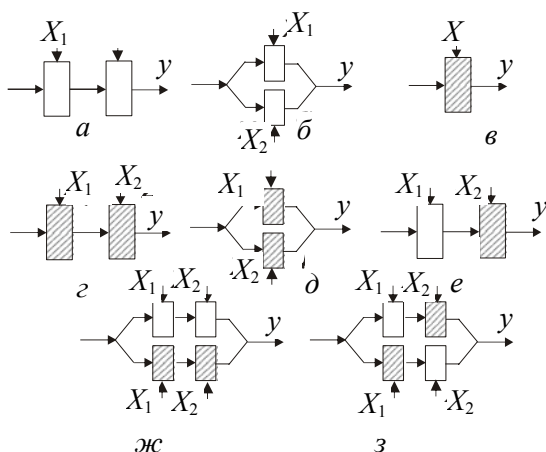


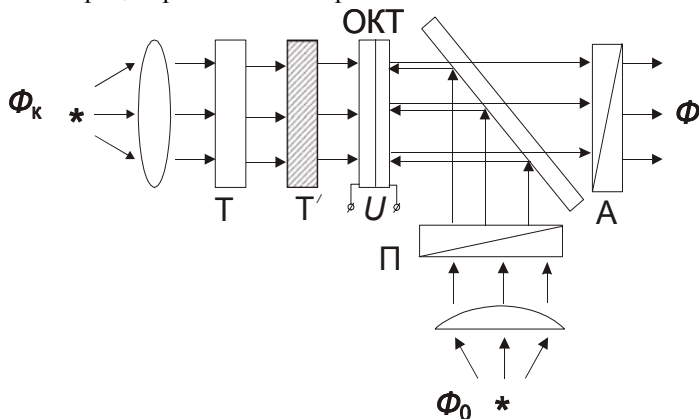
Рис. 9.5 – Виконання логічних операцій оптичним методом:
незафарбований прямокутник – оптичний елемент, який пропускає світло
при наявності керованого сигналу X ; зафарбований прямокутник –
оптичний елемент, який пропускає світло при відсутності керованого
сигналу X ; y – оптичний сигнал на виході

$Y = X_1 \wedge X_2$ (рис. 9.5, а). Світло через пристрій не проходить у відсутності керуючих сигналів $X_1 = 0$ (рис. 9.5), $X_2 = 0$ або при подачі сигналу на один із елементів ($X_1 = 1, X_2 = 0$ або $X_1 = 0, X_2 = 1$). Світло потрапляє на вихід лише тоді, коли $X_1 = 1$ та $X_2 = 1$, тобто виконується операція \wedge . Для виконання операції логічного підсумовування ($y = X_1 \vee X_2$, АБО) керовані оптичні елементи вмикають паралельно (рис. 9.5, б). У цьому випадку для попадання світла на вихід ($y = 1$) достатньо, щоб керуючий сигнал подавався хоча б на один із

елементів ($X_1 = 1, X_2 = 0$ або $X_1 = 0, X_2 = 1$). Операція інверсії ($y = \bar{X}$, НІ) виконується за допомогою одного елемента, який пропускає світло без керуючого сигналу X (рис. 9.5, в). Якщо два таких елементи ввімкнуті послідовно, то реалізується операція (АБО – НІ, стрілка Пірса $y = X_1 \downarrow X_2$) (рис. 10.5, з), а при їх паралельному увімкненні реалізується операція (І – НІ, штрих Шеффера, $y = X_1 \uparrow X_2$) (рис. 9.5, д). На рисунку 9.5, е показана операція заборони $y = X_1 \leftarrow X_2$, при відсутності забороненого сигналу ($X_2 = 0$) світло проходить через оптичний пристрій при $X_1 = 1$ і не проходить при $X_1 = 0$. При подачі заборонного сигналу ($X_2 = 1$) світло не потрапляє на вихід при будь-якому значенні X_1 . На рис. 9.5, ж та 10.5, з продемонстровано, як оптичним способом можна виконувати операції рівнозначності ($y = X_1 \sim X_2$) та нерівнозначності ($y = X_1 \oplus X_2$). У цьому випадку керуючі сигнали X_1 та X_2 одночасно подаються на два різних оптичних елементи. У схемі рівнозначності світло потрапляє на вихід, якщо збігаються сигнали ($X_1 = 0, X_2 = 0$ або $X_1 = 1, X_2 = 1$). У схемі нерівнозначності, навпаки, світло потрапляє на вихід лише тоді, коли $X_1 = 1, X_2 = 0$ або $X_1 = 0, X_2 = 1$ і не потрапляє при однакових значеннях. Комбінуючи такі елементи, можна виконувати й інші логічні операції.

2. Перетворення над цифровими та аналоговими картинами.

Як оптичні елементи можуть використовуватись ОКТ або ЕКТ. Важливо, що за допомогою транспарантів можна проводити обробку інформації одночасно по багатьох каналах паралельно, тобто виконувати перетворення над картинами. Одна із можливих схем такого оптичного процесора показана на рис. 9.6.



Колімований пучок світла Φ_k направляють на ОКТ, який працює за схемою відбивання і фіксує результат обчислення. У схемі зчитування ОКТ (за допомогою пучка Φ_0) входять схрещені поляризатор П та аналізатор А, тому при відсутності керуючого оптичного сигналу Φ_k на вході, інтенсивність світла на виході $\Phi = 0$. Використаний транспарант повинен мати пам'ять та можливість за рахунок зміни живлення U перетворювати позитивне зображення в негативне. На шляху пучка Φ_k розміщується оптичний транспарант Т або Т і Т', які дають можливість формувати потрібні картини та проектувати їх на ОКТ. Якщо записати на ОКТ задане транспарантом Т зображення, а потім не змінюючи напруги U , друге зображення, то при зчитуванні виявляться світлими ті місця, ОКТ, на які потрапив керуючий сигнал або в першому зображенні, або в другому,

Рис. 9.6 – Схема оптичного процесора

або в обох разом. Очевидно, що таким чином виконується операція підсумовування зображень. Операцію множення картин можна здійснювати, якщо на шляху пучка Φ_k за транспарантом Т розмістити ще один транспарант Т'. Якщо транспарантами Т і Т' задати потрібні картини, то при їх одночасному записуванні на ОКТ світло потрапляє тільки в ті місця, навпроти яких прозорі транспаранти Т і Т', що і потрібно для операції множення.

Якщо після запису одного зображення при напрузі U записати друге зображення при напрузі $-U$ (використовуючи один транспарант), то відбудеться стирання сигналів у тих місцях ОКТ, на які попало світло при проектуванні від двох зображень. Якщо зчитувати інформацію при $U = 0$, то на виході сигнал буде присутнім у тих місцях, на які світло потрапило лише в одному зображенні. Такому перетворенню відповідає операція віднімання картин.

За допомогою такого процесора можна виконувати просторове диференціювання зображень. Для цього потрібно записати на ОКТ вихідне зображення, а потім відняти з нього зображення тої самої картини, але дещо зсунутої або розфокусованої. При цьому на результуючій картині на чорному тлі будуть зображені не самі об'єкти, а їх контури. Користь від такого перетворення стає очевидною, якщо проводити просторове диференціювання напівтонового зображення. У цьому випадку на виході ОКТ чорні місця залишаються чорними, білі також стануть чорними, а проявляться лише ті місця, які відповідають найбільшому градієнту освітленості, завдяки цього

можна виділити із картин місця, які слабо розрізняються, або інші деталі.

4 . ІНТЕГРАЛЬНА ТА ВОЛОКОННА ОПТИКА

Лекція 10. ІНТЕГРАЛЬНІ ОПТИЧНІ ХВИЛЕВОДИ

- *Процеси в плоскому оптичному хвилеводі.*
- *Типи оптичних плоских хвилеводів, їх характеристики та методи виготовлення.*
- *Способи введення та виведення випромінювання в інтегрально-оптичних хвилеводах.*
- *Елементи введення та виведення випромінювання за допомогою призми та дифракційної ґратки.*
- *Оптичний зв'язок плоских хвилеводів з підкладкою та між собою.*

10.1. Процеси в плоскому оптичному хвилеводі

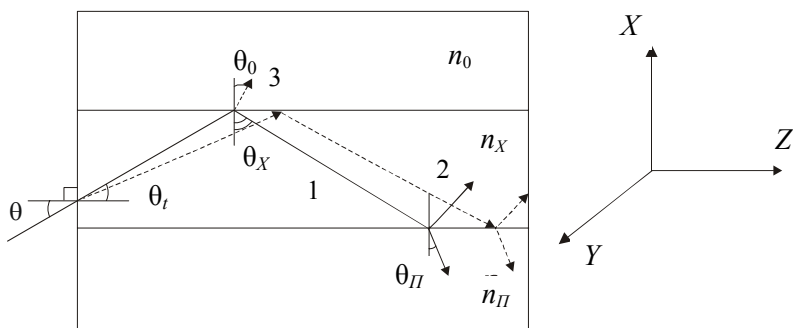
Інтегральна оптика – область оптоелектроніки, яка виникла в 70-ті роки ХХ ст. на стику оптики, фізики і технологій інтегральної мікроелектроніки, техніки НВЧ, фізики поверхневих явищ, оптики тонких плівок та інших розділів науки та техніки. Ця наука заснована на використанні оптичних явищ в мініатюрних діелектричних світловодах, а також інших елементах, які виготовлені на спільній підкладці, які утворюють так звану оптичну інтегральну схему (ОІС). У своїй сутності ОІС є аналогом електронної ІС. У самому загальному випадку ОІС складається з тонкоплівкових джерел оптичного випромінювання, фотоприймачів, оптичних модуляторів, перемикачів, дефлекторів, фільтрів та інтегрально-оптичних елементів, сполучених між собою плоскими світловодами, які є аналогами електричних провідників в інтегральних мікросхемах. Інтегрально-оптичні елементи мають специфічні особливості як конструктивного, так і технологічного характеру порівняно з їх аналогами в окремому виконанні. Керування ними виконується за допомогою

електричних сигналів, що подаються на контакти електронних пристроїв, у тому числі і окремими вузлами мікросхем, які виконані на спільній підкладці.

Базовим елементом інтегральної оптики є плоский оптичний хвилевід, який являє собою тонкий діелектричний шар з показником заломлення n_X , на підкладці з показником заломлення n_{Π} (причому $n_{\Pi} < n_X$). Зверху хвилевідного шару може бути покривний шар з показником заломлення n_0 (n_0 також менший ніж n_X) і в найбільш поширених випадках $n_X > n_{\Pi} > n_0$. Обов'язковою вимогою до матеріалу оптичного хвилеводу (а також і до підкладки та покривного шару) є оптична прозорість у певному спектральному інтервалі та досконалість поверхонь, які розділяють хвилевод, підкладку і покривний шар.

У діелектричному хвилеводі, товщина якого в межах довжини електромагнітної хвилі (0,1...10 мкм), спостерігається ряд явищ, які не розглядаються в курсі звичайної оптики, вони аналогічні явищам у діелектричних радіохвилеводах діапазону НВЧ. Залежно від співвідношення показників заломлення n_X , n_{Π} , n_0 , а також від кута падіння світлової хвилі на межі розділу хвиля може каналізуватися в хвилевідному шарі (направлена хвилевідна мода) або входити в підкладку або в покривний шар (випромінювальні або радіаційні моди).

Розглянемо планарну структуру, яка показана на рис. 10.1.



На плоску торцеву поверхню світловоду спрямовано промінь світла під кутом θ . Частина світлової енергії відбивається під таким самим кутом (закон відбивання), а частина увійде в середовище хвильоводу під кутом θ_t до нормалі. Співвідношення між кутами визначається законом Снеліуса – Декарта (для зовнішнього середовища $n = 1$):

$$\frac{\sin \theta}{\sin \theta_t} = n_X. \quad (10.1)$$

Якщо змінювати кут θ , то змінюється і кут падіння θ_X на поверхню розділу між хвильоводом, підкладкою та покривним шаром:

Рис. 10.1 – Планарна структура інтегрального хвильоводу

$\theta_X = \frac{\pi}{2} - \theta_t$. Оскільки n_X більший ніж n_{II} і n_0 , то при достатньо великих значеннях θ_X має місце явище **повного внутрішнього відбивання**, тобто вся енергія пучка відбивається і повертається в середовище хвильоводу.

Критичний кут падіння, при якому настає повне внутрішнє відбивання, залежить від співвідношення показників заломлення матеріалів підкладки та покривного шару. Для верхньої та нижньої границь і $n_{II} \neq n_0$ ці кути розрізняються та становить відповідно:

$$\begin{aligned} \varphi_0 &= \arcsin \left(\frac{n_0}{n_X} \right); \\ \varphi_{II} &= \arcsin \left(\frac{n_{II}}{n_X} \right). \end{aligned} \quad (10.2)$$

Найбільш часто φ_0 помітно менше ніж φ_{II} (різниця $n_X - n_0$ складає десяті частки, а $n_X - n_{II}$ – порядки $10^{-2} \dots 10^{-4}$).

Якщо кут падіння променя θ_X менший ніж φ_0 та φ_{II} , то повного внутрішнього відбивання не відбувається ні на одній з поверхонь хвильоводу. Світло частково відбивається від верхньої границі, а частково заломлюється в покривний шар під кутом θ_0 і виходить назовні. Відбитий промінь досягає поверхні межі “хвильвід – підкладка”, частково відбивається, а частково проходить у підкладку під

кутом θ_{II} . Ця ситуація відповідає випромінювальній моді через покривний шар.

Якщо кут θ_X збільшити (а кут θ зменшити) так, щоб виконувалась умова $\theta_0 < \theta_X < \theta_{II}$, то на границі “хвильевід – покривний шар” буде проходити повне внутрішнє відбивання, тобто все випромінювання повернеться в хвильевідний шар на границі “хвильевід – підкладка”, якщо ні – повне внутрішнє відбивання відсутнє і світло проникає в підкладки (мода підкладки).

Лише тоді, коли θ_X більший ніж φ_0 та φ_{II} , промінь, який потрапив у хвильевід під таким кутом, буде повністю відбиватися як від верхньої, так і від нижньої поверхні (хвильевідна мода).

Очевидно, що для каналізації випромінювання, кутові відхилення θ мають бути меншими ніж це впливає з рівності:

$$\sin\theta_a = n_X \sin\left(\frac{\pi}{2} - \varphi_{II}\right) = n_X \cos\varphi_{II}, \quad (10.3)$$

або

$$NA = \sin\theta_a = \left(n_X^2 - n_{II}^2\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (10.4)$$

Величину NA називають **числовою апертурою** хвильоводу.

Розглянемо більш детально умови утворення хвильовідної моди. Коефіцієнт відбивання від границі двох діелектриків залежить від кута падіння і поляризації світла і визначається за допомогою формул Френеля. Для TE -поляризації (вектор напруженості електричного поля перпендикулярний площині падіння, в якій лежать нормаль до хвильової поверхні та до поверхні розділу) ми можемо записати:

$$R_{TE} = \frac{n_1 \cos\theta_1 - n_2 \cos\theta_2}{n_1 \cos\theta_1 + n_2 \cos\theta_2} = \frac{n_1 \cos\theta_1 - \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta_1}}{n_1 \cos\theta_1 + \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta_1}}. \quad (10.5)$$

Відповідно для TM -поляризації (магнітні поля перпендикулярні площині падіння), мають такий вигляд:

$$R_{TM} = \frac{n_2 \cos\theta_1 - n_1 \cos\theta_2}{n_2 \cos\theta_1 + n_1 \cos\theta_2} = \frac{n_2^2 \cos\theta_1 - n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta_1}}{n_2^2 \cos\theta_1 + n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta_1}}, \quad (10.6)$$

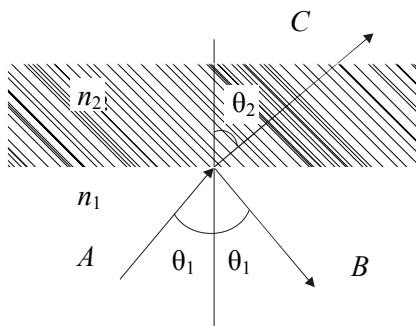


Рис. 10.2 – Напрямок нормалей до хвильових поверхонь заломленого та відбитого світла на плоскій границі між двох середовищ з показниками заломлення n_1 і n_2 : A, B, C – комплексні амплітуди світлових хвиль

також визначається за допомогою формул Френеля (10.7).

На рис. 10.3 показана залежність фазового зсуву φ_{TE} від кута θ_1 для різних значень відношення показників заломлення n_2/n_1 . Значення 0,3; 0,5; 0,7 приблизно відповідають границям розділу “повітря – GeAs, LiNbO₃” та SiO₂ відповідно. Відмітимо, що фазовий зсув зростає від нуля при $\theta_1 = \theta_{кр}$ до $\pi/2$ при $\theta_2 = 90^\circ$. Характер поведінки фазового зсуву для хвилі TM аналогічний і розраховується за формулами:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi_{TE} &= \frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2}}{n_1 \cos \theta_1}; \\ \operatorname{tg} \varphi_{TM} &= \frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2}}{n_1 \cos \theta_1}. \end{aligned} \quad (10.7)$$

φ_{TE}

$$\frac{\pi}{2}$$

$$\frac{\pi}{4}$$

$$\frac{n_1}{n_2} =$$

де n_1 і n_2 – показники заломлення середовищ, звідки падає світло та куди проходить, відповідно; θ_1 і θ_2 – кути падіння та заломлення.

Як тільки кут падіння θ_1 перевищує критичний кут $\theta_{кр.}$ (φ_0 або φ_{II}) та $\sin \theta_{кр.} = \frac{n_2}{n_1}$

(рис. 10.2), коефіцієнт відбивання $|R| = 1$ і настає повне відбивання світла. У цьому випадку величина R є комплексною і відбите світло має деякий зсув за фазою по відношенню до падаючого світла. Фазовий зсув

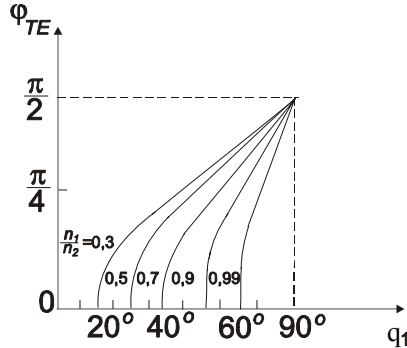


Рис. 10.3 – Залежність фазового зсуву Φ_{TE} від кута θ_1 для різних значень відношення показників заломлення

У хвилеводі хвилі поширюються зигзагоподібним шляхом, вони повністю відбиваються на границях плівки з покривним шаром та підкладкою. Ці хвилі (відбита від покривного шару та відбита від підкладки) є монохроматичними та когерентними, їх кутова частота дорівнює ω , довжина хвилі в вакуумі λ , а хвильовий вектор у напрямку нормалі до хвильової поверхні дорівнює kn_X , причому абсолютна величина вектора k становить:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (10.8)$$

Поля цих двох хвиль змінюються за експоненціальним законом, типу:

$$\exp\left[-jkn_X(\pm X\cos\theta_x + Z\sin\theta_x)\right], \quad (10.9)$$

де n_X – показник заломлення речовини хвилеводу, X – координата у напрямку, перпендикулярному до плівки, Z – координата у поздовжньому напрямку (див. рис. 10.1, осі X та Z).

Аналогічним чином змінюються й інші параметри цих коливань. Так звана постійна поширення β для хвилевідної моди в плоскому хвилеводі (та зв'язана з нею фазова швидкість V_p) визначається наступним виразом:

$$\beta = \frac{\omega}{V_p} = kn_X \sin\theta_x \quad (10.10)$$

і ϵZ – складовою хвильового вектора kn_X .

Кут θ_X не може приймати будь-які значення в умовах $\theta_X > \theta_0$ і θ_{II} . Він може приймати лише дискретний набір значень для того, щоб утворилася хвильовидна мода. Оскільки відбиті хвилі когерентні, то вони весь час інтерферують між собою. Для того, щоб інтерференція не погасила хвильовидну моду, потрібно створити такі умови, щоб різниця фаз, яка набігає від моменту відбиття від однієї границі (наприклад, підкладки) до моменту наступного відбиття від цієї ж границі, була кратна величині 2π . Тоді утворюється так зване самоузгоджене поле. Зокрема, для плівки товщиною h зсув фази за перший прохід дорівнює $kn_X h \cos \theta$, зсув фази в результаті повного внутрішнього відбивання на границі “плівка – покривний шар” дорівнює $(-2\varphi_C)$, зсув за наступний прохід плівки знову $kn_X h \cos \theta$ і зсув за рахунок повного внутрішнього відбивання на границі “плівка – підкладка” – $(-2\varphi_{II})$. Тепер можна записати **умову самоузгодженості** (яка відома також під назвою **умови поперечного резонансу**) наступним чином:

$$2kn_X h \cos \theta - 2\varphi_{II} - 2\varphi_C = 2m\pi, \quad (10.10)$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$ – цілі числа, які визначають порядок моди.

Як видно із рівнянь (10.7), після підстановки в них відповідних значень показників заломлення фазові зсуви φ_0 та φ_{II} є функціями кута падіння (рис. 10.1). Співвідношення (10.10) є **дисперсійним рівнянням хвильоводу**, яке визначає постійну поширення β як функцію частоти ω та товщини плівки h . З цього рівняння видно, що тільки деякі кути падіння θ задовольняють умову існування хвильовидної моди. Для даної довжини хвилі λ існує деяка мінімальна товщина $h_{кр.}$ (критична товщина), яка відповідає поширенню тільки однієї хвильовидної моди:

$$h_{кр.} = \frac{\lambda}{4} \sqrt{n_X^2 - n_{II}^2} \approx \frac{\lambda}{4} \sqrt{2n_X \Delta n}, \quad (10.11)$$

якщо n_X та n_{II} відрізняються, тоді $n_X + n_{II} \cong 2n_X \gg n_X - n_{II} = \Delta n$. Таким чином, світлова енергія в хвильоводі переноситься модами, які виникають при кутах θ_m ($m = 0, 1, 2, \dots$). Більшому значенню m відповідає менший кут θ_m .

З точки зору перенесу енергії у каналізованому промені необхідно розуміти так званий ефект Гуса – Хенхена, який полягає в тому, що світловий промінь частково зміщується в точці відбивання від розділу двох середовищ, тобто він частково проникає в друге середовище і при цьому ефективна товщина плівки збільшується, тоді $2Z_X$ – величина поперечного зсуву променя, h – величина проникнення світла у підкладку (рис. 10.4).

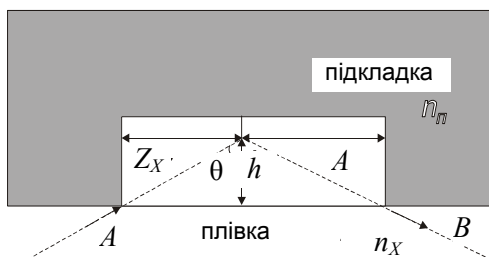


Рис. 10.4 – Зсув Гуса – Хенхена

Ефективна глибина проникнення світлової хвилі в покривний шар h_0 та підкладки $h_П$ відповідно складають:

$$h_0 = \frac{\omega}{c} n_X \sqrt{\sin^2 \theta_X - \frac{n_0^2}{n_X^2}}; \quad (10.12)$$

$$h_П = \frac{\omega}{c} n_X \sqrt{\sin^2 \theta_X - \frac{n_П^2}{n_X^2}}. \quad (10.13)$$

Тоді сумарне ефективне збільшення товщини хвильовідного шару складає:

$$h_{\text{еф.}} = h + h_П + h_0. \quad (10.14)$$

Ефект Гуса – Хенхена призводить до збільшення ефективної товщини хвильовідного шару в порівнянні з дійсною товщиною h , крім того, коефіцієнти поглинання світла в покривному шарі і в підкладці будуть менші одиниці, тобто повного відбивання світлової енергії не буде. Тому для зведення до мінімуму втрат інтенсивності хвильовідної моди важливо, щоб матеріал підкладки був прозорим.

10.2. Типи оптичних плоских хвильовідів, їх характеристики та методи виготовлення

Хвильовід, який зображено на (рис. 10.1) вважається необмеженим на осі y , таке допущення цілком себе виправдує в деяких ви-

падках, а самі хвильоводи називаються **планарни**. Широко використовуються в інтегральній оптиці також **смужкові** (каналні) хвильоводи, переріз яких обмежений не тільки по товщині, але і по ширині. Смужкові хвильоводи дозволяють формувати вузькі (шириною в декілька мікрон) світлові пучки, які можуть поширюватися по криволінійних траєкторіях без використання фокусуючих лінз, дзеркал та інших оптичних елементів, а також виконують перетворення над ними.

Для обмеження світлової хвилі в такому хвильоводі по ширині (як і по товщині) використовується явище повного внутрішнього відбивання від бокових поверхонь. Це можна здійснити декількома способами (рис. 10.5):

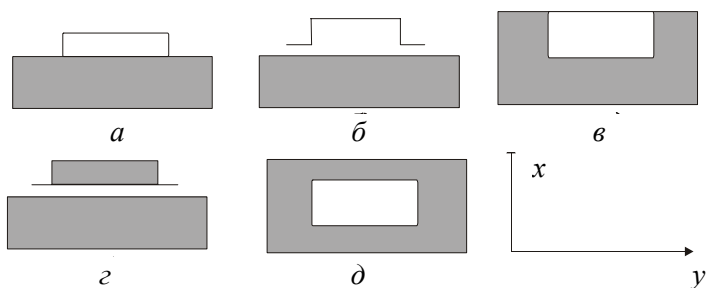


Рис. 10.5 – Поперечні перерізи хвильоводів різного типу:
***a* – піднятого; *б* – гребінчастого; *в* – прониклого; *г* – з накладеною смужкою; *д* – заглибленого**

Найбільш просто ця ідея реалізується, якщо матеріал з показником заломлення n_X накладають на підкладку з показником заломлення $n_{II} < n_X$ (рис. 10.5, *a*). У такому варіанті обмеження світлової хвилі по ширині проходить за рахунок внутрішнього відбивання на границях розділу смужки з повітрям. Аналогічний результат досягається в варіанті проникнення смужки в підкладку (рис. 10.5, *в*). Смужку можна огорнути матеріалом підкладки зі всіх сторін з показником заломлення меншим ніж у хвильоводі (рис. 10.5, *г*). Можна використати й інші варіанти, як показано на рис. 10.5, *б*, *д*). Хвильовід гребінчастого типу (рис. 10.5, *б*) має товщину плівки h більшу ніж товщина навколишнього шару. У результаті ефективний показник заломлення

$$n_{ef} = n_X \sin \theta_p \quad (10.15)$$

в місцях гребеня більший ніж ефективний показник заломлення зовнішньої плівки, тому поширення світла в основному обмежено областю гребеня. Максимальне значення n_{ef} (при $\theta_\beta = \pi/2$) рівне n_x , а мінімальне рівне значенню, при якому кут падіння рівний критичному куту. На рис.10.5, δ показаний смужковий хвилевід, в якого смужка з більш низьким показником заломлення нанесена на планарний хвилевід. Виготовлення хвилеводів виконується методами мікроелектронної технології. Із практики випливає, що при виготовленні хвилеводу гребінчастого типу і хвилеводу з накладеною смужкою (рис. 10.5, δ) вимоги до гладкості поверхні дещо менші.

Як у планарних, так і в смужкових оптичних хвилеводах втрати енергії світлової хвилі обумовлені станом його поверхні, а також випромінюванням у покривний шар та підкладку.

Вважається задовільним для практики, якщо оптичні втрати в хвилеводі не перевищують 1–3 дБ/см, і що це відповідає зменшенню інтенсивності світла в 10 – 1000 разів.

Найголовнішим причиною втрат енергії є розсіювання на нерівностях поверхні розділу. При всіх інших рівних умовах втрати розсіювання на нерівностях поверхні розділу тим більші, чим більша різниця показників заломлення контактуючих речовин. Тому хвилеводи типу (рис.10.5, ϵ , δ – прониклий і заглиблений) мають переваги над піднятим смужковим хвилеводом (рис. 10.5, a). Слабке розсіювання на бокових поверхнях спостерігається і в гребінчастому хвилеводі (рис. 10.5, b) та в хвилеводі із накладеною смужкою (рис. 10.5, z). У першому випадку вплив бокових стінок хвилеводу ослаблений, а в другому – різкі бокові границі розділу взагалі відсутні.

Поглинання світла в діелектричних хвилеводах за законом Бугера – Ламберта: $\Phi_{вих} = \Phi_{вх} e(-\alpha l)$, де l – товщина шару; α – показник заломлення, взагалі мале і його можна не враховувати, але якщо хвилевід виготовлений із напівпровідника, то в області енергій, які відповідають фундаментальному поглинанню ($E = \Delta E_{33}$), поглинання дуже велике і щоб його уникнути, довжина хвилі світла повинна бути більшою ніж це випливає із співвідношення:

$$\lambda [\text{мкм}] = \frac{1,24}{E_{33}} [\text{eV}]. \quad (10.16)$$

Що стосується випромінювальних втрат, то для планарних та прямолінійних смужкових хвилеводів вони незначні, особливо для мод не дуже низького порядку, коли кут падіння на границі

розділу хвилеводу не дуже близький до критичного кута. У місцях згинів та закручень хвилеводів випромінювання в підкладку або покривний шар може проходити і тим інтенсивніше, чим більші згини.

Метод нанесення тонких діелектричних плівок на дзеркальну поверхню є найефективнішим та найдешевшим. Так можна отримати досить високої якості хвилеводи із фоторезисту, епоксидної смоли, поліуретану, поліметилметакрилату та інших матеріалів. Найбільш досконалі діелектричні плівки (з досить добрим контролем товщини) можна створювати шляхом нанесення матеріалу в вакуумній камері методом термічного, катодного або іонно-променевого розпорощення, бомбардування іонами, за допомогою реактивного напылення та іншими способами. Всі ці методи дозволяють наносити на підкладку зі скла, кварцу або іншого матеріалу аморфні світлопровідні шари. Універсальним методом створення монокристалічних шарів є епітаксія, особливо сполуки A^3B^5 , яка використовується і в технологіях лазерів та світловодів.

Шар світловоду (рис. 10.5, в) можна створити шляхом введення домішок, які приводять до збільшення показника заломлення, тобто використовуючи метод мікроелектронної технології. Одним із найбільш поширених методів легування є дифузія із потоку газу або із речовини, нанесеної на поверхню, хоча й інші способи в окремих випадках також є ефективними.

Хвилевідний шар можна отримати, якщо на поверхню напівпровідника нанести метал (контакт Шотткі), у напівпровіднику в приконтактному шарі зменшується кількість вільних носіїв, що призводить до збільшення показника заломлення. Аналогічний ефект спостерігається, якщо в приповерхневому шарі напівпровідника створити p - n -перехід.

Для створення смужкових хвилеводів з потрібною конфігурацією використовують добре випробувані в мікроелектронній технології методи літографії.

10.3. Способи введення та виведення випромінювання в інтегрально-оптичних хвилеводах

Труднощі введення випромінювання в інтегрально-оптичний хвилевід обумовлені перш за все тим, що пучок випромінювання всіх джерел, в тому числі і лазерів, має значно більшу ширину, ніж товщину (і в багатьох випадках і ширину) світлопровідного шару. Проблема ще більше ускладнюється ефектами відбивання, дискретністю мод та іншими ефектами. Виходячи із всіх цих ефектів, за-

пропоновані методи введення (виведення) інформації, які є достатньо ефективними.

Пристрої, які призначені для введення та виведення інформації з світловодного елемента називають елементами зв'язку. Принципово найбільш простим способом введення випромінювання в плоский хвилевід є його безпосереднє фокусування на торець світлопровідного шару за допомогою лінзи (рис. 10.6, *а*). Проте такий спосіб введення випромінювання вимагає субмікронного юстирування, що можливо практично лише в лабораторних умовах, і в основному, при застосуванні лазерних джерел випромінювання. Якщо ж джерелом випромінювання є напівпровідниковий лазер, то можна без лінзи стикувати його з хвилевідною структурою (рис. 10.6, *б*).

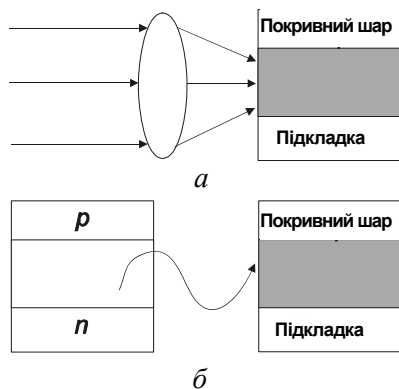


Рис. 10.6 – Введення випромінювання в інтегрально-оптичний хвилевід

Як правило, після точного юстирування лазер жорстко скріплюють з хвилевідною структурою за допомогою оптичного клею, епоксидної смоли тощо. Проте, всі запобіжні заходи не дають ефекту в роботі такої схеми і торцеве введення випромінювання використовують дуже рідко.

10.4. Елементи введення та виведення випромінювання за допомогою призми та дифракційної ґратки

Проблема введення пучка в хвилевід малих лінійних розмірів поперечного перерізу вирішується, якщо випромінювання вводити не через торець, а через зовнішню поверхню хвилеводу. Однак, у цьому випадку є інші принципові труднощі. В основному всі труднощі долаються, якщо використати для введення випромі-

нювання в світловодний шар елементи зв'язку у вигляді призми. Для того, щоб паралельний пучок світла, який вводиться в світловодний шар через бокову поверхню, не гасив хвелевідну моду (за рахунок інтерференції), необхідно, щоб виконувалась умова рівності ефективних показників заломлення:

$$k_{\lambda} n_0 \sin \theta_0 = k_{\lambda} n_X \sin \theta_X. \quad (10.17)$$

З умови (10.16) випливає, що $n_X \sin \theta_{\beta} = n_{ef}$ повинен бути меншим ніж n_0 ($\sin \theta_0 < 1$), що суперечить умові, $n_{ef} > n_{\Pi}$. Щоб розв'язати це протиріччя, можна застосувати ввід через призму з більшим показником заломлення ніж в хвелевідному середовищі, оскільки в покривному шарі показник заломлення має бути меншим ніж у хвелевідному середовищі. При цьому має бути невелика щілина між призмою та хвелевідною смужкою. Призму виготовляють, наприклад, з германію ($n = 4,0$), фосфіду галію ($n = 3,4$), рутилу ($n = 2,5$). На призму лазерний пучок спрямовують так, щоб кут падіння на основу перебільшував кут внутрішнього відбивання (рис. 10.7).

При цьому промінь проникає за поверхню (порушення закону повного внутрішнього відбивання, порівняйте проникнення світлової енергії в друге середовище в ефекті Гуса – Хенхена), а при товщині ΔX щілини між призмою та хвелеводом, меншою ніж довжина хвилі світла, достатньо значна частина світла проникає в хвелевід. Це так званий **оптичний тунельний ефект**. Змінюючи кут падіння на призму можна в хвелевід вводити моди потрібного порядку.

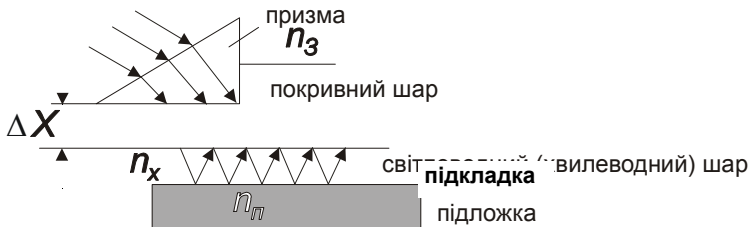


Рис. 10.7 – Призмийний елемент зв'язку світловодного променя з хвелеводом

Рис. 10.7 – Призмийний елемент зв'язку світловодного променя з хвелеводом

Щоб зв'язок призми з хвелеводом був ефективним, товщина щілини має складати десяті частки від довжини хвилі λ , а ширина

оптичного пучка, а значить і довжина основи призми такою, щоб хвилевідна мода зробила уздовж основи призми сотню зигзагів. Важливо, щоб верхній край пучка попадав у кут призми (рис. 10.6). Якщо пучок зсунутий вправо, то частина енергії не попадає в хвилевід, а якщо вліво – то частина енергії повертається назад у призму.

Останній момент підкреслює можливість за допомогою призми виводити випромінювання із хвилеводу. Пристрій елемента зв'язку у вигляді призми суперечить концепції інтегральної оптики, згідно якої всі елемента мають бути плівковими та виготовлялись методами мікроелектроніки. Планарним та більш технологічним є елемент зв'язку у виді дифракційної ґратки. Він являє собою серію близько розміщених штрихів на поверхні хвилевідного шару. Відстань між штрихами має бути порядку довжини хвилі, яка вводиться в хвилевідний шар. Якщо при куті падіння світлового пучка θ_0 (кут між нормаллю до поверхні та променем) різниця фаз між сусідніми штрихами рівна 2π , то в хвилеводі збуджується мода. Тобто необхідно, щоб виконувалась умова:

$$\frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta_0 = 2\pi m \quad (10.17)$$

або

$$d \sin \theta_0 = \lambda m, \quad (10.18)$$

де $m = 0, +1, -1, +2, -2$.

Довжина ділянки з штрихами повинна бути не менша ніж ширина пучка. Ефективність введення випромінювання такого елемента зв'язку складає біля 30 %, хоча теоретично вона має бути близькою до 100 %. Такі ґраткові елементи зв'язку є складовою частиною хвилевідної структури і знімають проблеми оптичного та механічного контактів. Для створення близько розміщених штрихів їх або наносять на поверхню хвилеводу, або витравлюють у самому хвилеводі, користуючись методами фотолітографії.

Очевидно, що ґратковий елемент зв'язку можна використувати для виведення світла з хвилевідного шару, при цьому різними модами відповідають різні кути виходу.

10.5. Оптичний зв'язок плоских хвилеводів з підкладкою та між собою

Виведення випромінювання із хвильоводу в підкладку можна проводити використовуючи клиноподібний кінець хвильовідного шару (рис. 10.8).

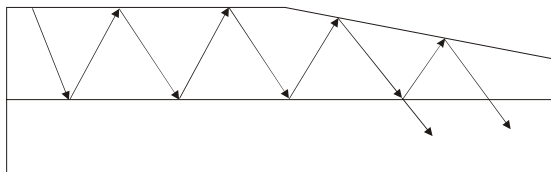


Рис. 10.8 – Виведення випромінювання в підкладку крізь звужений край хвильоводу

Як тільки кут падіння стане менше кута $\theta_{\text{л}}$ (критичного кута повного внутрішнього відбивання) почнеться заломлення хвильовідної моди в підкладку (у покривному шарі це заломлення починається пізніше, оскільки $n_{\text{л}}$ значно більше n_0). Ефективність виведення енергії у підкладку складає 50 – 70 %.

Для передачі світлової енергії із одного світловоду в інший, торцеве з'єднання, не дивлячись на його простоту, в інтегрально-оптичних пристроях застосовують відносно рідко. Спосіб передачі світлової енергії з одного планарного світловоду в інший показано на рис. 10.9.

Між хвильоводами в області перекриття наносять тонкий шар матеріалу з показником заломлення n_0 , причому $n_0 < n_{\text{х}}$. За рахунок накладання хвильоводів один на одного через шар з меншим показником заломлення n_0 світло проходить завдяки оптичному тунельному ефекту.

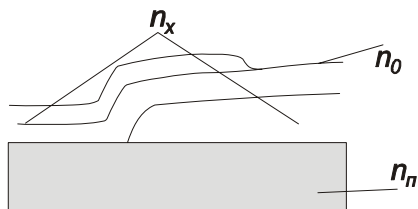


Рис. 10.9 – Оптичний зв'язок між накладеними один на одний хвильоводами

Для ефективної передачі енергії проміжний шар має бути тонким та однорідним за товщиною, а константи поширення цих

хвильоводів β мають бути однаковими. Крім того, як в призових так і в ґраткових елементах зв'язку, довжина взаємодії вибирається досить ретельно.

Лекція 11. ІНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧНІ МОДУЛЯТОРИ, ДЕФЛЕКТОРИ ТА РОЗГАЛУЖУВАЧІ

- *Інтегрально-оптичні модулятори світла.*
- *Інтегрально-оптичні перемикачі, сканери та дзеркала.*
- *Канальні розгалужувачі та модулятори.*

11.1. Інтегрально-оптичні модулятори світла

Робота інтегрально-оптичних модуляторів, дефлекторів і скануючих пристроїв побудована за тими самими фізичними принципами та ефектами, що і модулятори, дефлектори та скануючі пристрої загального призначення. Головна їх відмінність, як практично

всіх других інтегрально-оптичних елементів, пов'язана з каналізацією світла в тонких оптичних хвилеводах.

В інтегральній оптиці часто використовують електрооптичні ефекти. Для керування параметрами оптичного пучка в модуляторі, дія якого основана на лінійному ефекті Поккельса, на підкладку наноситься тонкий хвилевідний шар, а поверх нього – металевий електрод (через проміжний шар з низьким n для того, щоб уникнути затухання). Між цим електродом та омічним контактом на підкладці прикладається модулююча напруга U . Хвилевідний шар обов'язково має бути більш високоомним, щоб вся прикладена напруга спадала саме на ньому. При малій його товщині напруженість електричного поля E виявляється досить високою при помірних напругах. Наприклад, $E = 10^5$ В/см, при товщині хвилевідного шару 1 мкм та напрузі 10 В. Викликану електричним полем зміна фази або поворот площини поляризації світла можна виявити відповідними детекторами. Виготовлення таких детекторів в інтегрально-оптичних пристроях пов'язано з певними труднощами. Тому значно зручніше використовувати модуляцію безпосередньо інтенсивності світла, для чого товщину хвилевідного шару та різницю показників заломлення хвилеводу n_x і підкладки n_d підбирають такими, щоб при $U = 0$ (або при певному вихідному $U_{вих}$) хвилевід знаходився в припороговому стані для пропускання моди найнижчого порядку. При накладанні напруги U (або зміні її значення по відношенню до $U_{вих}$) показник заломлення n_x змінився і хвилевід почав пропускати світлову хвилю. У зв'язку з тим, що робочий об'єм модулятора малий, значення електричної потужності зменшується принаймні на порядок порівняно з об'ємними модуляторами, а в каналному модуляторі вона ще на порядок менша. У зв'язку з цим вимоги до матеріалів для інтегрально-оптичних модуляторів різко знижуються, а їх виготовлення стало більш простим та дешевим. Можуть використовуватись такі традиційні матеріали, як ніобат та танталат літію, багато інших матеріалів, прозорих у потрібній області спектра, наприклад, кварц, напівпровідникові сполуки та ін. Технологія виготовлення інтегрально-оптичних модуляторів, окрім створення металевих контактів, практично нічим не відрізняється від технології отримання смужкових хвилеводів. У напівпровідникових інтегрально-оптичних пристроях для модуляції світла використовують також ефект Франца – Келдиша. У цьому випадку припорогові умови поширення хвилевідної моди не використовуються, однак довжина хвилі модульованого світла має строго відпо-

хвилевідний шар 3. Поверхнева акустична хвиля (ПАХ) утворює в хвилевідному шарі періодичні смуги з меншими та більшими показниками заломлення. Попадаючи в зо-ну поширення ПАХ, світловий пучок дифрагує на них. Якщо кут падіння задовольняє умові Вульфа – Бреґґа, світлова енергія практично повністю перекачується в дифрагований пучок, тобто початковий напрямок поширення пучка змінюється на кут $2\theta_B$. При зміні частоти ПАХ, кут відхилення можна змінювати в деяких межах. Умова Вульфа – Бреґґа не порушується за рахунок розбіжності світлового пучка і акустичної хвилі. Досвід показує, що число різних положень світлового пучка на виході може досягати 1000, тобто такий пристрій можна використовувати не тільки як оптичний перемикач, але і як сканер з досить непоганими характеристиками.

На дифракційних явищах може базуватися дія електрооптичних дефлекторів в інтегрально-оптичному виконанні. На поверхню

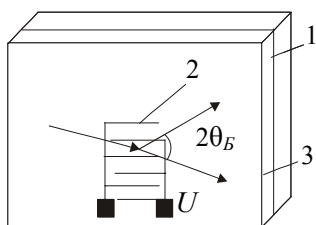


Рис. 11.2 – Будова електрооптичного дефлектора

планарного хвилеводу (рис. 11.2) наносять тонкі електроди гребінчастої форми, але тепер вже до них прикладають не змінну напругу, а постійну. При цьому в електрооптичному матеріалі хвилевідного шару виникає модуляція показника заломлення з періодом, який дорівнює подвійній відстані між сусідніми електродними смужками. Для світлового пучка ця область являє собою ґратки, подібні тим, які створюються акустичною хвилею, але в цьому випадку вони нерухомі. Промінь світла, направлений під кутом Бреґґа, відхиляється на кут $2\theta_B$ по відношенню до вхідного променя. Якщо $U = 0$, напрямок пучка не змінюється. Такий простий у виготовленні дефлектор не дозволяє змінювати напрямок променя неперервно, а тільки дискретно.

Робота інтегрально-оптичного перемикача може ґрунтуватися на створенні умов для повного внутрішнього відбивання в самому хвилевідному шарі (рис. 11.3). (на рис. 11.1 та 11.2: 1 – підкладка, 2 – металеві електроди, 3 – хвилевідний шар; на рис. 11.3: 1 – підкладка, 2 – хвилевідний шар, 3 – металеві електроди).

На поверхні планарного хвилеводу створюють пару паралельних ме-



Рис. 11.3 – Інтегрально-оптичний перемикач

талевих електродів, до яких вмикають керуючу напругу U . Матеріал хвилевідного шару має бути таким, щоб під дією електричного поля, діючого паралельно площині хвилеводу, його показник заломлення в проміжку між електродами зменшувався. Це може бути, наприклад, структура, створена дифузією титану в підкладку із ніобату літію. При відстані між електродами 10 мкм і напрузі в декілька десятків вольт показник заломлення світла зменшується настільки, що для світлового пучка виконується умова повного внутрішнього відбивання від оптично менш щільного середовища між електродами. Якщо $U = 0$, пучок проходить область між електродами, оскільки не виконується умова повного внутрішнього відбивання. Які-небудь обмеження, подібні умові Вульфа – Брегга, в цьому випадку не накладаються. Якщо фотодетектор розміщений так, що на нього падає відхилений або невідхилений промінь, то такі дефлектори можуть застосовуватись і як модулятори.

Напрямок поширення світлового пучка в оптичному хвилеводі можна змінити на протилежний, якщо на деякій ділянці створити дифракційні ґратки з періодом, рівним половині довжини хвилі, що поширюється в хвилеводі. У цьому випадку $\theta_B = 90^\circ$ і умовою дифракції є:

$$2d = \lambda . \quad (11.3)$$

У цьому випадку кут дифракції складає 180° . Таким чином, ділянка хвильоводу з дифракційними ґратками по суті є частотно-селективним дзеркалом для випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 2d$ (а також з довжиною хвилі в два, три і т. д. разів меншою, що відповідає більш високим порядкам дифракції). Для випромінювання, яке проходить через ділянку з дифракційними ґратками, цю ділянку можна розглядати як фільтр для вказаних довжин хвиль. Спектральна ширина відбитого випромінювання d до довжини дифракційної ділянки може складати декілька ангстрем, а то і десятки частки ангстрема ($1\text{\AA}=10^{-10}\text{ м}$).

Для формування оптичних пучків з потрібним фазовим фронтом в інтегрально-оптичних схемах застосовуються спеціальні фокусуючі елементи (лінзи). Їх дія базується на залежності ефективного показника заломлення планарного хвильоводу від його товщини та властивостей навколишніх матеріалів. Ділянка хвильоводу з нанесеною на нього плівкою з сферичним контуром аналогічна об'ємній збірній

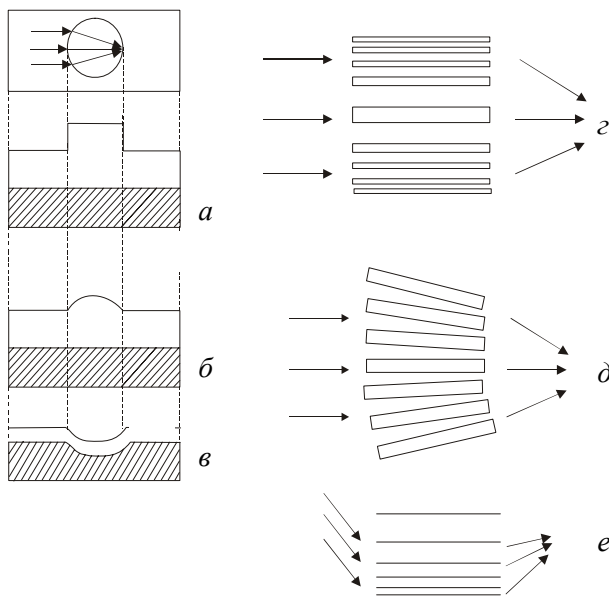


Рис. 11.4 – Фокусуючі інтегрально-оптичні лінзи: а – з накладеним шаром із сферичним контуром; б – Люнберга; в – геодезична; г – дифракційна планарна лінза Френеля; д, е – бреггівського типу

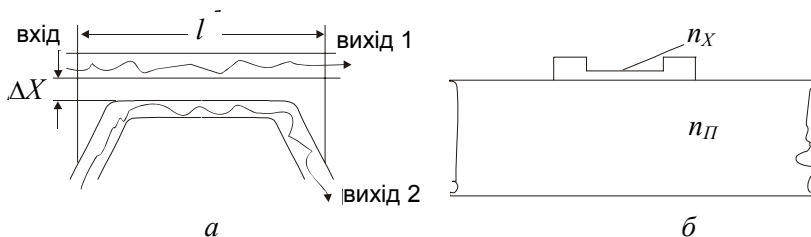
лінзі з властивими їй абераціями різного типу (рис. 11.4, *а*). Аберації зменшуються, якщо товщина накладеної плівки не постійна за площею, а зменшується від центра до краю за певним законом (лінза Люнберга) (рис. 11.4, *б*), причому таку лінзу можна сформулювати за рахунок збільшення товщини самого хвильового шару. Так звана геодезична лінза (цю назву, як і лінза Люнберга, перенесено із техніки НВЧ) утворюється, якщо перед нанесенням хвильового шару в підкладці методом шліфування та полірування створити западину сферичної форми (рис. 11.4, *в*). Геодезичні лінзи не дають хроматичних аберацій, тому їх можна застосовувати в багатомодових хвильоводах. Подібно фокусуєчій лінзі діє ділянка дифракційної ґратки з кроком, який зменшується від осової лінії до країв за певним законом (планарна лінза Френеля) (рис. 11.4, *г*). Для фокусування пучка можна використовувати також дифракцію, якщо штрихи ґратки виконати із змінним нахилом (рис. 11.4, *д*) або з паралельними штрихами зі змінним кроком, якщо пучок світла направити під кутом (рис. 11.4, *е*). Перспективність інтегрально-оптичних лінз дифракційного типу визначається можливістю застосування для їх виготовлення методів мікроелектронної технології. Необхідні зміни ефективного показника заломлення можна досягати як за рахунок створення профілю хвильового шару, так і змінюючи показник заломлення матеріалу хвильоводу, нанесення металевих або діелектричних площадок або штрихів. Очевидно, що всі розглянуті інтегрально-оптичні лінзи можуть застосовуватись не тільки для фокусування пучків, але і для колімації, Фур'є-перетворень та інше.

11.3. Канальні розгалужувачі та модулятори

Паралельно розміщені канальні хвильоводи також можуть взаємодіяти за рахунок проникнення світла з одного хвильоводу в другий за рахунок оптичного тунелювання. За цим принципом працюють так звані направлені розгалужувачі (рис. 11.5), які широко застосовуються в інтегрально-оптичних пристроях.

Для ефективного зв'язку канальні хвильоводи розміщують достатньо близько один до одного (на відстані ΔX порядку 1 мкм), константи поширення β у них повинні бути однакові, а довжина l , на якій проходить їх взаємодія, має бути цілком визначеною.

Точне визначення довжини є дуже важливе, оскільки при великій довжині енергія поперемінно переходить з одного хвильоводу в інший. Тому для односторонньої передачі енергії хвильоводи зближують, потім на довжині l вони йдуть паралельно, а потім знову їх розводять. Розгалужувачі такого типу вимагають високої точності їх



**Рис. 11.5 – Двоканальний направлений розгалужувач (а);
переріз розгалужувача з діелектричним містком (б)**

виготовлення (порядка 0,1 мкм на відстані декількох міліметрів). При такій точності необхідно вже використовувати не фотолітографію, а електронну літографію, обробку іонним пучком замість хімічного травлення та інше. Другий спосіб підсилення взаємодії між хвилеводами полягає в тому, що між хвилеводами залишається тонкий шар того ж матеріалу (рис. 11.5, б). При цьому ступінь зв'язку хвилеводів регулюється товщиною цього “містка” між ними.

Розглянутий направлений розгалужувач можна перетворити в активний інтегрально-оптичний елемент, якщо йому створити керуючі електроди (рис. 11.6).

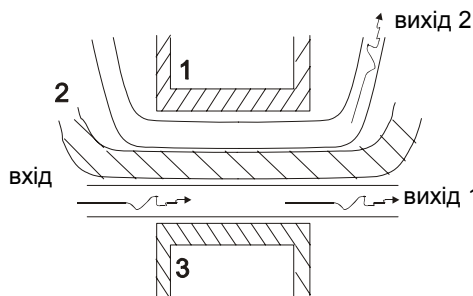


Рис. 11.6 – Інтегрально-оптичний модулятор типу COBRA

На рис. 11.6, 1, 2, 3 – керуючі електроди. Якщо до електродів не подається напруга, то вся світлова енергія, яка подається на вхід, надходить на вихід 2. При подачі напруги на електроди 1, 2, або 2, 3 дія електрооптичного ефекту призводить до порушення умови синхронізму, необхідного для передачі світлової енергії із одного хвилеводу в другий, і зв'язок між ними “вимикається”. Пристрій, таким чином, є електрично-керованим модулятором (перемикачем), який у

закордонній літературі позначають скорочено – **COBRA** (Commutateur Optique Binaire Rapide). Керуюча напруга такого типу модуляторів, виготовлених на основі гетероструктури $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, становить 5...10 В, а на основі $\text{LiNb}_{1-x}\text{Ta}_x\text{O}_3$ – всього 1...2 В.

За іншим принципом основана дія модуляторів, які є інтегрально-оптичним аналогом відомого в оптиці інтерферометра Маха – Цендера. У цьому пристрої використовується не перехід світлової енергії із одного канального хвилеводу в інший за рахунок оптичного тунелювання, а інтерференція двох фазокерентних хвиль, які проходять різні шляхи. Робота приладу пояснюється схемою (рис. 11.7).

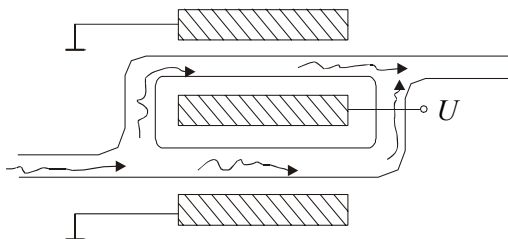


Рис. 11.7 – Інтегрально-оптичний модулятор Маха – Цендера

Вхідний пучок за допомогою канальних хвилеводів ділиться на два пучки, які на виході знову сходяться. Інтенсивність сигналу на виході очевидно залежить від співвідношення фаз цих хвиль. Якщо на електроди подати напругу, коефіцієнти заломлення в різних плечах інтерферометра зміняться, тобто зміниться довжина оптичного шляху відповідної хвилі. При різниці фаз на виході, яка дорівнює непарному числу π , результуюче світлове поле дорівнює нулю і навпаки не дорівнює нулю, якщо така умова не виконується.

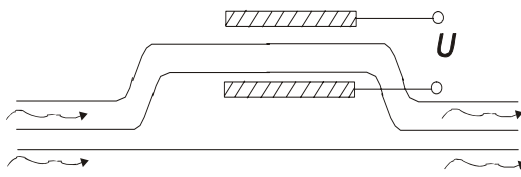


Рис. 11.8 – Інтегрально-оптичний модулятор Церніке

напругах порядку 10 В. Дещо друга конфігурація хвилеводів, але по суті цей же принцип дії у модуляторів (перемикачів) Церніке (рис. 11.8). Він складається з двох елементів зв'язку, а його два стани задаються двома рівнями керуючих сигналів – $U_{\text{вихл.}}$ та $U_{\text{вкл.}}$.

У модуляторах Маха – Цендера, виготовлених на основі ніобату літію або широкозонного напівпровідника, приблизно стократна зміна величини вихідного сигналу досягається при керуючих

Лекція 12. ВОЛОКОННО-ОПТИЧНІ МЕРЕЖІ ПЕРЕДАЧІ ІНФОРМАЦІЇ

- *Волоконно-оптичні хвилеводи.*
- *Структура та класифікація волоконно-оптичних мереж передачі інформації (ВОМПІ).*
- *Оптичне з'єднання елементів.*
- *Особливості джерел та приймачів випромінювання в волоконній оптиці.*
- *Волоконно-оптичні датчики.*

12.1. Волоконно-оптичні хвилеводи

Створення скляних світловодів з малими втратами, швидкодіючих джерел когерентного випромінювання і фотоприймачів дало можливість практичного застосування волоконно-оптичних мереж передачі інформації (ВОМПІ), привабливих за цілим рядом причин. Це, насамперед, широкосмуговість і значна інформаційна ємність, властива оптичним методам передачі і обробки сигналів, практично повна захищеність від зовнішніх електромагнітних впливів і міжканальних взаємонаведень, експлуатаційна безпека. Для доступу до сигналу, що поширюється світловолоком, оптичний кабель потрібно зруйнувати (розірвати), тобто ВОМПІ забезпечує конфіденційність передачі інформації. Заміна кольорових металів дешевими матеріалами, потенційно проста технологія виробництва волоконно-оптичних кабелів істотно зменшують ціну лінії зв'язку. Скляні світловоди можуть працювати при високих температурах, мають хімічну стійкість, малу вагу, малий поперечний переріз і т. п. Таким чином, ВОМПІ за найважливішими показниками перевершує всі інші системи зв'язку. Сучасні ВОМПІ являють собою єдину прийнятно-передавальну лінію зв'язку з використанням оптичних волокон різної довжини. Принципова конструкція таких систем показана на рис. 12.1.

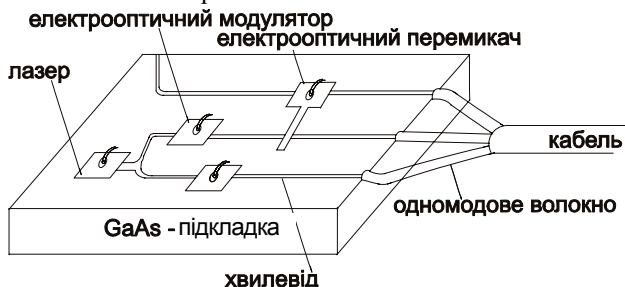


Рис. 12.1 – Передатчик в інтегральному виконанні

Принцип роботи їх полягає в тому, що необхідні для передачі електричні сигнали (наприклад, послідовність імпульсів з виходу ЕОМ) через електронну схему збудження надходять на напівпровідниковий випромінювач і перетворюються в ньому в оптичні сигнали; випромінювання закодоване цими сигналами вводиться в волоконний хвилевід і розповсюджується в ньому на потрібну відстань; на приймальному кінці здійснюється фотоелектричне перетворення оптичних сигналів в електричні, а також підсилення в електронній схемі приймача. Волоконний світловод (основа ВОМПІ) – тонка гнучка нитка, яку виготовлено з прозорого матеріалу таким чином, щоб її центральна частина була оптично більш щільна ніж периферійна частина, внаслідок чого колімований промінь світла, спрямований на торець волокна, розповсюджується вздовж його осі і може пройти з малим затуханням на значні відстані. Таким чином, каналізація світла в волокні базується на явищі повного внутрішнього відбиття.

Головний елемент ВОМПІ – кварцове *тришарове волокно* – тонка нитка круглого перерізу з прозорого в певному спектральному діапазоні матеріалу. Існує три основних типи волокон: *багатомодові сходинокві* (*мода* – тип електромагнітної хвилі з допомогою якої переноситься інформація вздовж волокна), *градієнтні* а також *одномодові*. Геометрія і профіль показника заломлення оптичних волокон представлено на рис. 12.2.

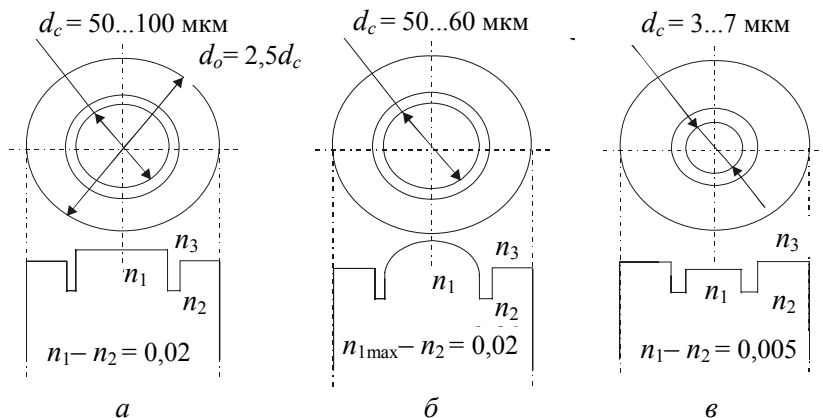


Рис. 12.2 – Геометрія і профіль показника заломлення оптичних волокон:
а – кварцове багатшарове багатомодове сходинокве; *б* – градієнтне;
в – одномодове; d_c – діаметр серцевини оптичного волокна;
 d_o – діаметр оболонки оптичного волокна

На практиці світловод покривають ще одною захисною оболонкою, утворюють армуючі елементи, які забезпечують необхідну механічну міцність і стійкість до впливу навколишнього середовища, тобто волоконний світловод перетворюють в оптичний кабель. Оптичний кабель може включати в себе як один, так і декілька світловодів (рис. 12.1).

Теорія розповсюдження світлової хвилі вздовж оптичного волокна основана на розв'язку рівнянь теорії електродинаміки Максвелла і виходить за межі курсу лекцій з оптоелектроніки (основи теорії викладено в [3]). Однак ряд корисних співвідношень для опису розповсюдження світлової хвилі уздовж оптичного волокна може бути отримано з допомогою математичного апарату променевої теорії, яка нехтує кінцевістю довжини хвилі і нелінійними ефектами.

Спотворення сигналу, що передається уздовж хвилеводу, виникають за рахунок так званої *міжмодової дисперсії*, суть якої полягає в тому, що внаслідок великої довжини світловода імпульси, які переносять різні моди, будуть розділені в часі. Другий вид дисперсії, який виникає в оптичному волокні, – це *матеріальна дисперсія*, яка виникає внаслідок залежності показника заломлення хвилеводу від швидкості або довжини хвилі світлового променя. Крім того, в оптичному волокні виникають такі типи дисперсій, як *внутрішньомодова, поляризаційна* тощо (аналіз дисперсії в оптичному волокні детально проведений в [1 – 3]).

Необхідно вказати, що на практиці використовують світловоди, в яких показник заломлення серцевини плавно змінюється від максимального значення на його осі до мінімального на його поверхні – так звані *градієнтні волокна* (12.2, б). Використання таких волокон у системах передачі інформації дозволяє звести міжмодову дисперсію до мінімуму.

Розглянемо основи теорії ВОМПП. Якщо на торець сходиноквого волокна (рис. 12.3) з середовища з показником заломлення n_0 падає потік випромінювання, то згідно закону відбивання – заломлення разом для поверхні торця і границі “серцевина – оболонка” будемо мати:

$$NA = \sin \theta_a = \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_0}, \quad (12.1)$$

де NA – апертура оптичного волокна.

Променева теорія дозволяє провести напівкількісну оцінку міжмодової дисперсії. З рис. 12.3 видно, що для двошарового світловоду

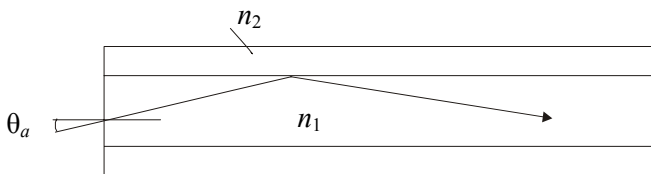


Рис. 12.3 – Хід світлових променів у волокні:
 n_1, n_2 – показники заломлення сердцевини і оболонки світловоду

різниця в часі розповсюдження центрального осевого променя і променя з $\theta = \theta_a$, на одиничній довжині може бути розрахована так:

$$\Delta t_{\theta_a} = \frac{\Delta n}{c} = \frac{NA^2}{(2n_1c)} \approx NA^2, \quad (12.2)$$

де Δt_{θ_a} – різниця в часі (мкс/км); c – швидкість світла.

Рівняння (12.2) отримано для $n_1 \approx 1,5$; таким чином, для типового світловоду з апертурою $NA \approx 0,2$ маємо $\Delta t_{\theta_a} \approx 40$ нс/км.

Вираз (12.2) визначає верхню межу постійної часу хвилевідної дисперсії τ_0 (завжди $\tau_0 < \Delta t_{\theta_a}$), конкретне значення якої залежить від закону кутового розподілу інтенсивності світла (тобто від відносного вкладу окремих променів).

Більш повну інформацію про закономірності розповсюдження випромінювання у волокні дає хвильова (модова) теорія, яка базується на строгому розв'язку рівнянь Максвелла. При цьому волокно розглядається як циліндричний діелектричний хвилевід. Ця теорія дає наступні співвідношення – кількість каналізованих (направлених) мод, які підтримуються в двошаровому хвилеводі із сходиноким показником заломлення, може бути розраховано так:

$$M = (0,4...0,5)V^2, \quad (12.3)$$

де V – приведена групова швидкість випромінювання, що розповсюджується з довжиною хвилі λ :

$$V = \frac{\pi d_c}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx \frac{\pi d_c \sqrt{2n_1 \Delta n}}{\lambda} = \frac{\pi d_c NA}{\lambda}, \quad (12.4)$$

де Δn – абсолютна різниця показників заломлення серцевини і оболонки, $\Delta n = n_1 - n_2$.

Аналіз розв'язку рівнянь Максвелла дозволяє зробити висновок про те, що лише одна мода (TE_0) може підтримуватись у світловоді за будь-яких значень V (у променевої теорії цій моді відповідає промінь з $\theta = 0$); решта мод можуть існувати лише якщо $V = 2,4$. Таким чином, умова $V < 2,4$ – це умова існування одномодового режиму, яка для ступінчатого світловоду буде мати вигляд:

$$d_c \leq 0,76 \frac{\lambda}{NA}. \quad (12.5)$$

Одномодовий режим легше реалізувати, якщо λ має велике значення, а NA – мале.

Причинами втрат оптичної потужності при розповсюдженні сигналу уздовж волокна є різні види поглинань, а також поглинання, обумовлені розсіянням деформації кутового розподілу променевого потоку, і витік виникаючих позаапертурних променів з серцевини.

Для кількісної оцінки втрат пропускання використовується питоме затухання оптичного сигналу, яке виражається в дБ/км і розраховується так:

$$B = \frac{1}{L} 10 \lg \left(\frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вих}}} \right), \quad (12.6)$$

де $P_{\text{вх}}$ і $P_{\text{вих}}$ – потужності каналізованого випромінювання на вході та виході світловоду довжиною L (км).

12.2. Структура та класифікація волоконно-оптичних мереж передачі інформації

Ключовим елементом волоконно-оптичних мереж зв'язку, є світловод з малими оптичними втратами. Типові значення згасання сигналу в скляному багатомодовому світловолокну складають 3...4 дБ/км у спектральній області 0,8...0,9 мкм (що узгоджується з арсенід-галієвими джерелами випромінювання) і 0,5...1 дБ/км в області 1,3...1,6 мкм. Мінімальні втрати для чистого кварцового волокна приходяться на довжину хвилі 1,55 мкм і складають 0,14...0,16 дБ/км, а в поширеному випадку легування серцевини діоксидом германію – 0,2...0,3 дБ/км, що відповідає послабленню сигналу 1...2 % на 1 км і дозволяє здійснювати безретрансляційний зв'язок на великих відстанях до ста кілометрів

(у земній атмосфері ослаблення випромінювання з довжиною хвилі 1 мкм складає ~ 100 дБ/км, тобто на відстані 1 км більш ніж у 10^9 разів). Привабливість діапазону 1,2...1,5 мкм обумовлена ще і тим, що в кварцевому склі в цій спектральній області найменша матеріальна дисперсія (для $\lambda \approx 1,3$ мкм вона “нульова”) і, крім того, радіаційна стійкість помітно вища, ніж для $\lambda = 0,8...0,9$ мкм.

Відносно коротка ВОМПІ складається з світлодіоду, оптичного кабелю і фотодіоду. Проте, навіть у цьому простому випадку виникає цілий ряд проблем: оптичне з’єднання світловолокна з джерелом випромінювання і фотоприймачем, їх узгодження по спектрах і швидкодії, що дозволяють реалізувати переваги оптичного зв’язку тощо. Для підвищення надійності і зручності роботи світлодіод чи напівпровідниковий лазер, електронну мікросхему, дискретні елементи, вузол оптичного стикування разом з рознімом для з’єднання з світловолокном складають у вигляді єдиного пристрою, названого **квантово-електронним модулем** – КЕМ, (рис. 12.1). Для підтримки вихідної потужності випромінювання незмінної при зміні температури, а також у результаті деградаційних процесів у КЕМ використовують зворотний зв’язок. Для цього у передавальний КЕМ встановлюють фотодіод, на який потрапляє випромінювання джерела і сигнал, який подають на електронну схему. Зміна вихідної потужності компенсується автоматичною зміною сили струму через світло-випромінюючий чи лазерний діод. Подібно передавальному КЕМ на базі фотоприймача (фотодіода) komponують приймальні КЕМ (рис. 12.4):

Інформаційну ємність ВОМПІ можна збільшити за рахунок спектрального ущільнення каналу, тобто передачі по одному світловолокну випромінювання з різною довжиною хвилі. Для цього потрібні джерела, що працюють на різних, але досить близьких довжинах хвиль, а також пристрої об’єднання оптичних каналів на вході та їх поділу на виході волоконної лінії – **мультиплексори** і **демультиплексори**. Усе це дозволяє створення для волоконних мереж зв’язку інтегрально-оптичних схем, що включають у себе джерела випромінювання, направлені розгалужувачі, модулятори, перемикачі, фотоприймачі і електронні інтегральні підсилювальні схеми. Тоді при великій довжині ВОМПІ вимагаються проміжні чи підсилювальні ретранслятори (аналогічно радіорелейним лініям зв’язку).

Області практичного застосування ВОМПІ надзвичайно широкі. У залежності від довжини вони умовно поділяються на об’єктні, міські (міжміські, зонові) і магістральні, аж до міжконтинентальних.

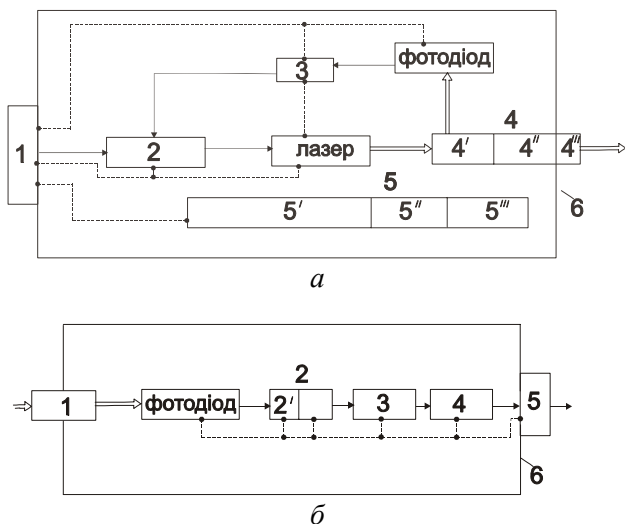


Рис. 12.4 – Структурні схеми КЕМ:

а – передавальний модуль (1 – вхідний електричний з’єднувач; 2 – схема збудження; 3 – схема зворотного зв’язку; 4 – оптичний пристрій (4' – світлоподільник; 4'' – узгоджуючі елементи; 4''' – оптичний з’єднувач); 5 – термоелектричний охолоджувач (5' – активний елемент; 5'' – схема керування; 5''' – датчик температури); 6 – корпус;

б – приймальний модуль (1 – оптичний з’єднувач; 2 – підсилювач (2' – попередній підсилювач); 3 – схема оптимальної обробки (фільтр); 4 – схема прийняття рішень; 5 – електричний з’єднувач; 6 – корпус)

– ► – електричні інформаційні кола; --- – кола живлення;

⇒ – оптичні сигнали

Внутрішньооб’єктні ВОМПП – це відносно короткі (1 – 100 м) бортові лінії на кораблях, літаках, ракетах і космічних апаратах, усередині установ і підприємств, в апаратурі контролю і керування (що працює в умовах сильних завад, з високовольтними і потужнострумовими ланцюгами), для передачі світлових імпульсів великої потужності в лазерній технології, медицині і т. п. Для внутрішньооб’єктної лінії зв’язку оптичні втрати, модова і хроматична дисперсія – не дуже критичні характеристики. Виділяють також так звані **монітажні волоконно-оптичні** кабелі (довжиною до 10...30 м), призначені для внутрішньооб’єктних і міжблокових з’єднань в апаратурі.

Міські ВОМПП мають середню довжину до 50...100 км, міжміські (зонові) – до 200...300 км і призначені для зв’язку ЕОМ з віддаленими терміналами, пристроями збору даних, телефонного, телеграф-

ного і відеотелефонного зв'язку. Слід вказати, що використання ВОМПІ для багатопрограмного телебачення важливо з погляду підвищення якості і надійності передачі в умовах сильних завад, екранування висотними будинками, рельєфом місцевості, так і радикальної перебудови інформаційної служби, з'єднання абонентів з великими бібліотеками, банками даних, інформаційно-обчислювальними центрами та ін.

Призначення магістральних ВОМПІ – це передача інформації на великі відстані (сотні і тисячі кілометрів). При мінімальних оптичних втратах вони повинні бути стійкими до багаторічних впливів несприятливих зовнішніх факторів (наприклад, при укладанні під землею, під водою). У магістральних ВОМПІ використовують дорогі оптичні кабелі, що містять гідроізолюючу оболонку, армуючі елементи і т. п.

Передачу сигналів у ВОМПІ здійснюють як в аналоговій, так і в цифровій формах [3, 8]. Широкосмуговість світловолокон робить кращу передачу інформації у цифровій формі, як більш точну і надійну, менш чутливу до шумів і завад.

За конфігурацією мережі зв'язку поділяються на мережі типу: шина, кільце, зірка (рис. 12.5):

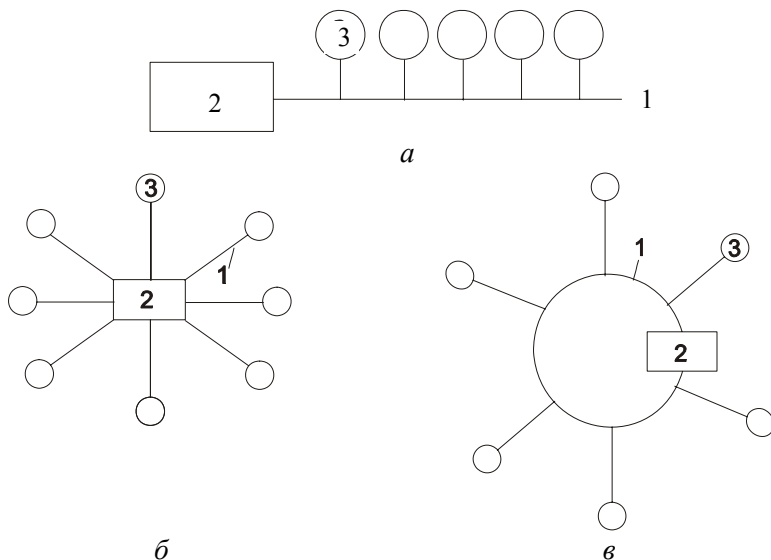


Рис. 12.5 – Топологія ВОМПІ:

***a* – шина; *b* – кільце; *v* – зірка (1 – оптичний тракт;
2 – комутатор (розподільувач інформації); 3 – абоненти**

12.3. Оптичне з'єднання елементів

У волокно-оптичних мережах зв'язку з'єднання оптичних елементів, світловолокон між собою, із джерелами і приймачами випромінювання (рис. 12.6) має першорядне значення, оскільки може бути зв'язане зі значними перехідними втратами (виражаються звичайно в децибелах). Ефективність введення випромінювання джерела у світловод залежить у першу чергу від ступеня спряженості їх характеристик: перетину і розбіжності світлового пучка з геометричними розмірами сердцевини і апертурного кута світловолокна, ширини спектральної смуги випромінювання, кількості хвильовідних мод і т. п.

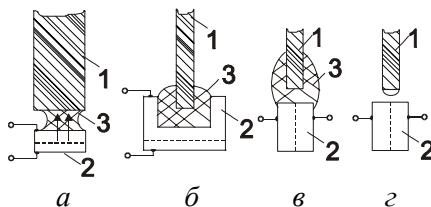


Рис. 12.6 – Методи стикування світлодіода або напівпровідникового лазера із світловолоконном: 1 – світловолокну; 2 – світло-випромінюючий або лазерний діод; 3 – іммерсійна рідина

Принципово просто здійснюється введення гостроспрямованого променя твердотільного лазера в багатомодове світловолокну (~ 100 %). Напівпровідникові лазери і особливо світло-випромінюючі діоди з'єднуються із світловодами з набагато більшими втратами.

Простий спосіб з'єднання світлодіода з оптичним кабелем – приклеювання плоского світлодіода до торця світловолокна (рис. 12.6, а). У цьому випадку доцільно використовувати багатожильний кабель, щоб збільшити площу його торця і наблизити її до площі світлодіода, розміри якого складають 0,3...0,5 мм. Через малу апертуру, навіть при щільному упакуванні багатомодових волокон і використанні іммерсійного клею, оптичні втрати при такому способі стикування можуть досягати 10...20 дБ, тобто в кабель вводиться порядку одного відсотка випромінювання світлодіода. Заміна світлодіода напівпровідниковим лазером приводить за інших рівних умов до зниження втрат приблизно в 3–4 рази.

Якщо ж випромінювання вводиться в одиночний, а тим більше одномодовий світловод, описаний спосіб оптичного з'єднання не застосовується. У цьому випадку кінець світловолокна встановлюють у поглиблений підкладці структури (рис. 12.6, б) так, щоб його торець

виявився в безпосередній близькості ($\sim 10\ldots 20$ мкм) від випромінюючої поверхні, діаметр якої виконується як можна меншим (~ 50 мкм). Краще використовувати торцеве випромінювання напівпровідникового джерела (рис. 12.6, в, з). Для збільшення ефективності введення випромінювання у світловод (у кілька і навіть 1–2 десятки разів) застосовують оптичні клеї, мікролінзи, нанесені на торці волокна. Найбільший вплив на ефективність введення випромінювання джерела у світловолокно чинить поперечна неузгодженість, менше – поздовжня і кутова. Перехідні втрати при введенні у світловод випромінювання напівпровідникового лазера в кращому випадку складають ~ 1 дБ, світлодіода – декілька децибел.

З'єднання відрізків оптичних волокон між собою здійснюють зварюванням, сплавленням, склеюванням у юстирувальному пристрої або за допомогою самого юстирувального елемента – керамічної, пластмасової, металевої трубки (капіляра) і т. п. На відміну від таких нерознімних з'єднань оптичні розніми – конектори (з'єднувачі) повинні допускати багаторазові з'єднання – роз'єднання волокон. У більшості випадків на оптичні розніми крім малих втрат ($\sim 0,5$ дБ) накладають інші важливі вимоги: малі розміри і вага, простота у використанні і дешевизна. Запропоновано багато методів юстирування і фіксації від найпростіших – з'єднувальних патронів з конічними внутрішніми поверхнями – до громіздких і розбірних з'єднувачів багатоволоконних кабелів. Кінці одного відрізка кабелю фіксують строго проти кінців відповідних волокон іншого відрізка кабелю. При малому зазорі між торцями волокон, які ретельно полірують із застосуванням спеціальних пристроїв, світловий сигнал проходить безпосередньо з одного волокна в інше. Перехідні оптичні втрати зменшуються, якщо в місця з'єднання кабелю ввести імерсійну рідину. У подібних рознімах перехідні втрати не перевищують $0,5\ldots 1$ дБ при гарній оптичній “розв'язці” між сусідніми волокнами (кілька десятків децибелів).

Застосування інтегрально-оптичних схем у волоконно-оптичних мережах зв'язку дозволяє оптичне з'єднання світловолокна з канальним хвильоводом. Якщо поперечні перерізи світловолокна і канального хвильоводу близькі за розмірами, можна досягти їх задовільного оптичного стикування, розташувавши кінець світловолокна проти торця плоского хвильоводу. Для зменшення втрат застосовують мікролінзи, імерсійні рідини і т. п.

Простий спосіб оптичного стикування світловолокна з плоским хвильоводом полягає в приклеюванні кінця світловолокна до зовнішньої поверхні планарного хвильоводу за допомогою краплі речовини з великим показником заломлення. При найбільш сприятливій

кутовій орієнтації світловолокна можна досягти ефективності зв'язку близько 50 %. Більш технологічний зв'язок світловолокна з інтегрально-оптичною схемою – це використання звуженого краю плівкового хвилеводу. У підкладці під клиноподібним краєм хвилеводу створюється циліндричний отвір, куди встановлюється світловолокно. Світлова енергія може передаватися як із каналного хвилеводу у світловолокно, так і назад. Досягнута таким способом ефективність зв'язку може перевищувати 50 %.

12.4. Особливості джерел та приймачів випромінювання в волоконній оптиці

Основними джерелами випромінювання, які використовуються в інтегральній і волоконній оптиці, є напівпровідникові світлодіоди і лазери. Світлодіоди – дешеві і прості в керуванні прилади і застосовуються у тих випадках, коли не потрібні великі потужності випромінювання, просторова спрямованість і вузька спектральна смуга випромінювання, наприклад, у коротких (довжиною до декількох метрів) багатомодових ВОМЗ. Більш універсальні напівпровідникові лазери з p – n -переходами, що мають малі розміри, просту конструкцію, високу надійність і дозволяють здійснювати безпосередню високочастотну модуляцію випромінювання.

Прагнення підвищити ефективність введення випромінювання у світловод мікрометричних розмірів привела до розробки діодної структури, в якій активна випромінююча область являє собою вузьку смужку (шириною 5...25 мкм) із дзеркальними торцевими гранями, що необхідно для створення оптичного зворотного зв'язку (рис. 12.6, *а*). Канальні лазери переважають як з погляду оптичного стикування зі світловодом (оскільки випромінювання виходить через малу торцеву грань), так і для зменшення граничного струму (через малу площу діодної структури).

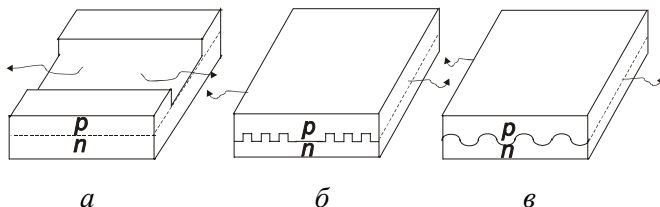


Рис. 12.6 – Схематичне зображення інтегрально-оптичних лазерів:
а – каналного типу; *б* – з береговими відбивачами;
в – з розподіленим зворотним зв'язком

Застосовувані в інтегральній і волоконній оптиці лазери звичайно являють собою багатошарові гетероструктури. У гетероструктурах можна зробити так, що крім ефективної інжекції неосновних носіїв активна область малих розмірів виявляється розташованою між шарами з меншим показником заломлення і буде таким чином хвилеводом, що обмежує оптичне поле. Це призводить до того, що, наприклад, у гетероструктурах на GaAlAs густина граничного струму становить $10^2 \dots 10^3$ А/см², а не $10^4 \dots 10^5$ А/см², як у гомопереходних лазерних діодів.

Гетеролазери цікаві також можливістю керування спектральним складом випромінювання в процесі їх виготовлення. Випромінювання GaAs лазера (0,92 мкм) приходить на смугу поглинання скляного світловолокна. Якщо використовувати гетероструктуру на основі GaAlAs, смуга випромінювання зсувається в короткохвильову область. Часто використовується матеріал, що відповідає випромінюванню в області 0,85 мкм, де в спектрі поглинання боросилкатного скла є відносний мінімум. Більш приваблива область 1,2...1,3 мкм, де не тільки менші втрати в скловолокні, але і практично відсутня хроматична (матеріальна) дисперсія. Гетероструктури на основі GaAlAs можуть випромінювати тільки в області довжин хвиль, менших 0,92 мкм, тобто для області 1,2...1,3 мкм вони не застосовуються. Принципово для цього підходять сполуки GaInAs, однак невідповідність кристалічних ґраток GaAs і InAs призводить до виникнення дефектів структури і до низької ефективності випромінювальної рекомбінації і значного оптичного поглинання. З подібними труднощами зв'язане також створення гетероструктури на основі GaIn, GaAsSb і ін. У зв'язку з цим більш перспективні для випромінювання 1,2...1,3 мкм сполук GaInAsP, GaAlAsSb та ін. Хоча технологія їх виготовлення більш складна, введення четвертого елемента дозволяє створювати гетероструктури з мінімальною невідповідністю кристалічних ґраток. Наприклад, ефективне випромінювання гетероструктур GaInAs отримане не тільки для області 1,2...1,3 мкм, але і для 1,55 мкм, тобто там, де втрати в скловолокні мінімальні.

Описана технологія і матеріали можуть застосовуватись також для каналних хвилеводів, фотоприймачів, модуляторів, інших інтегрально-оптичних елементів, а також електронних компонентів (діодів, транзисторів і т. п.). Однак об'єднання їх в монолітну інтегрально-оптичну схему викликає труднощі, зв'язані зі створенням у планарному гетеролазері дзеркальних торцевих поверхонь, що утворюють оптичний резонатор. Використання ультразвукової техніки для створення мікро-

сколів, одержання мезаструктур з вертикальними бічними поверхнями методами епітаксії, хімічного травлення і т. п., як правило, не приводить до бажаних результатів. Проблема знаходить своє вирішення в застосуванні для оптичного зворотного зв'язку не дзеркальних граней кристала, а дифракційних ґраток, що відбивають світло, і створених у самому хвилевідному шарі (рис. 12.6, б, в). Поширено два типи лазерів, заснованих на цьому принципі: з *розподіленими бреггівськими відбивачами* (РБВ-лазер) і з *розподіленням зворотним зв'язком* (РЗВ-лазер).

В РБВ-лазері бреггівські дзеркала розташовані по обидві сторони активної області, в якій створюється інверсне заселення за рахунок інжекції неосновних носіїв (рис. 12.6, б). Дифракційні ґратки створюються шляхом гофрування поверхні розділу між шарами гетероструктури. Хоча дифракційні ґратки відбивають багато мод, практично тільки одна така мода виявляється в спектрі випромінювання напівпровідникового лазера. При цьому часто використовують відбиття моди не першого, а третього порядку дифракції. Гофровані ділянки можна зробити неоднаковою довжини, забезпечуючи тим самим виведення випромінювання тільки в одному напрямку (у хвилевід, що примикає до РБВ-лазера). Створюючи послідовність декількох ґраток з різним періодом (кроком), можна одержати лазер з частотним мультиплексуванням.

У РЗВ-лазері гофровані ділянки хвилеводу сполучені з активною областю, тобто в самій області, де створюється інверсне заселення, діє оптичний зворотний зв'язок (рис. 12.6, в).

Як РБВ-, так і РЗВ-лазери, крім планарної конструкції, мають ряд переваг перед лазерами, що відбивають торцевими поверхнями. Вони забезпечують більш точне настроювання на потрібну довжину хвилі і більш вузьку смугу випромінювання (0,05...0,01 нм). Останнє особливо важливо, оскільки частотний діапазон модуляції оптичного сигналу, що поширюється в хвилеводі, найчастіше обмежений саме спектральною шириною смуги джерела випромінювання.

На відміну від джерел світла, фотодетектори, які використовують у волоконній та інтегральній оптиці, мають менші особливості в порівнянні з відомими напівпровідниковими приладами. В основному це зміщені в зворотному напрямку швидкодії структури: $p-n$ -гомоги гетеропереходи, діоди Шотткі, $p-i-n$ - і лавинні фотодіоди, фототранзистори, робота яких розглядалася раніш. При їх оптичному з'єднанні з світловолоконном вимоги до геометричних розмірів невисокі; важливо тільки, щоб площа фотодетектора не була помітно меншою перерізу світловолокна. Але в більшості випадках прагнуть до мінімальної площі фотодіода, тому що його ємність обмежує верхню

робочу частоту пристрою. Фоточутливі напівпровідникові структури відносно просто з'єднуються з інтегрально-оптичними хвильоводами, якщо ті й інші створено на базі напівпровідникових з'єднань A^3B^5 . Фотодетектор можна створювати, зокрема, у самому каналному хвильоводі, для чого на відповідну його ділянку наносять метал, що утворить з матеріалом хвильоводу запірний бар'єр. Світло, що поширюється в хвильоводі, падає на діодну структуру в поперечному напрямку, а не нормально до площини переходу, і якщо, крім того, товщина збідненого шару близька до товщини хвильоводу, досягається висока квантова ефективність фотоперетворення (близька до 100 %). Поширення світла без втрат у хвильоводі і його поглинання в такому "хвильовідному" детекторі відбувається за рахунок зсуву краю поглинання світла у бік великих λ під дією сильного поля, яке локалізовано в зворотно-зміщеній структурі (вже згадуваний ефект Франца – Келдиша).

Інший метод монолітної інтеграції каналного хвильоводу з фотодетектором ґрунтується також на гетеротехнології: коли на ділянці хвильоводу витравлюють поглиблення, у якому потім вирощують матеріал з меншою шириною забороненої зони і легують його так, щоб утворилася структура, що випрямляє, (наприклад, у хвильоводі з GaAs створюється фотодіод на основі GaInAs). Високу швидкодію (кілька десятків пікосекунд) мають фоторезистори на основі епітаксціальних плівок GaAlAs, GaInAs, AlInAs. Для області 0,8...1,1 мкм основними є кремнієві фотодетектори, які з'єднуються з інтегрально-оптичною схемою методами гібридної технології.

Призначення лазерних діодів, у тому числі і в інтегрально-оптичному виконанні, не обмежується тільки генеруванням оптичного випромінювання. Рівень інжекції можна зробити достатнім для створення інверсного заселення, але недостатнім для генерації, і тоді промінь, що пройшов через активне середовище, підсилиться (регенеративний підсилювач). Очевидно, посилення світла буде відбуватися і при його проходженні через активне середовище без резонатора (підсилювач біжучої хвилі). І в цьому, і в іншому випадку одночасно з посиленням світла відбудеться зменшення концентрації електронно-діркових пар, тобто струм через діод зменшиться. Процес такого "негативного" фотоефекту спостерігається при нульовому чи зворотному зсуві. Лазерний діод, таким чином, може використовуватися принаймні в трьох якостях: генератора оптичного випромінювання з можливістю внутрішньої модуляції, підсилювача по оптичному каналу, а також швидкодіючого фотоприймача. На цьому ґрунтується робота ліній двосторонньої передачі з ідентичними кінцевими пристроями і ретрансляторами.

12.5. Волоконно-оптичні датчики

Розробка волоконних світловодів відкриває широкі можливості розвитку нових методів виміру різних фізичних величин. Світловолокно може використовуватися насамперед для передачі оптичного сигналу, що несе інформацію про вимірювану величину. Хоча при цьому світловод відіграє пасивну роль, його використання дає цілий ряд істотних переваг: виключається вплив зовнішніх електромагнітних впливів, забезпечуються високі волого- і теплостійкість, хімічна інертність, можливість роботи у важкодоступних місцях, вибухонебезпечних середовищах, простота і гнучкість вимірювальних методик та ін. Найпростіший приклад подібного використання – оптичний волоконний лічильник яких-небудь предметів, заснований на перериванні світлового променя (рис. 12.7, *а*). Такий пристрій, що являє собою, власне кажучи, довгий оптрон з відкритим оптичним каналом, може застосовуватися при відповідній модифікації вимірювальної схеми як датчик наявності рідини, стану поверхні предмета, швидкості його обертання, частоти коливань, просторового положення об'єкта (наприклад, високовольтного вимикача, при автоматичному зважуванні) і т. п. Якщо зазор у розриві світловолокна зробити малим, один кінець жорстко закріпити, а інший встановити на потрібну деталь, то інтенсивність світла, що переходить з одного волокна в інший, виявиться чутливою до бічного зсуву деталі.

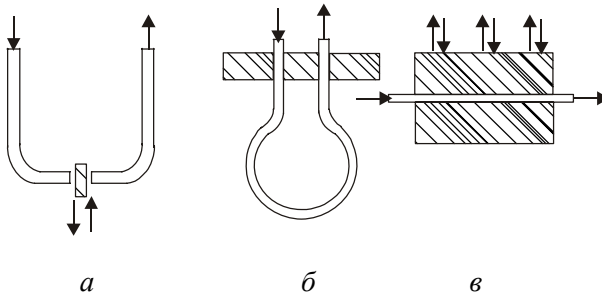


Рис. 12.7 – Приклади найпростіших волоконно-оптичних датчиків: на основі відкритого оптрона (*а*), для виміру густини рідини (*б*) і тиску (*в*)

Наносячи на торець волокна люмінесцентну речовину і використовуючи температурну залежність інтенсивності (чи спектра) світіння, можна вимірювати температуру в заданій області (наприклад, у важкодоступних місцях і т. п.). Випромінювання, що збуджує лю-

мінесценцію, подають тим самим волокном, але в іншій спектральній області. Діапазон вимірюваних температур визначається типом люмінофора (наприклад, 220...470 K для $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}$). Для виміру високих температур на торець світловоду наносять як первинний датчик тонкоплівкове покриття (іридій, оксид алюмінію), що виконує роль чорного тіла, а його випромінювання, як і фотолюмінесценцію, реєструють фотодетектором.

У волоконно-оптичних датчиках абсорбційного типу використовується температурна залежність оптичного пропускання нанесеного на торець волокна шару рідкого кристала, термохромного матеріалу. Високу точність визначення температури забезпечують диференціальні методи, для чого вимірювання пропускання роблять на двох довжинах хвиль.

Робота волоконно-оптичного датчика може ґрунтуватися на явищах, що відбуваються на границі розділу серцевини волокна з оболонкою і зовнішнім середовищем. Якщо, наприклад, кінець світловолокна з дзеркальним торцем помістити в рідину, то при зміні температури зміниться різниця показників заломлення серцевини і рідини, а значить і коефіцієнт відбивання світла від торця світловоду. Порівнюючи інтенсивність відбитого світла з тим, що надходить на фотодетектор безпосередньо від джерела (світлодіода), можна домогтися високої точності вимірювання температури (не гірше 0,1 K). Зрозуміло, за значенням коефіцієнта відбиття від торця світловоду можна визначати і абсолютне значення показника заломлення речовини, в яку занурений кінець світловоду (волоконно-оптичний рефрактометр).

Помітно впливають на проходження світла умови на бічній поверхні світловолокна, особливо якщо з нього зняти оболонку. Відрізок світловолокна успішно застосовують для вимірювання рівня рідини: по мірі занурення світловоду в рідину змінюється довжина волокна, що контактує з рідиною, а її показник заломлення звичайно помітно більший ніж повітря. Ділянка світловолокна, покрита паладієм, є датчиком наявності водню, що міститься в газовій суміші. При взаємодії з воднем шар паладію розширюється, у результаті чого виникає додатковий зсув фази переданого волокном оптичного сигналу. Зсув фази визначають методом порівняння з опорним сигналом, що пройшов таке саме світловолокно, але не покрите паладієм.

Відрізок світловолокна, вигнутого, як показано на рисунку 12.7, б, причому необов'язково звільненого від оболонки, може слугувати датчиком тиску. Форма вигину петлі (яка може бути мініатюрною) залежить від тиску в навколишньому середовищі, тобто, зміна тиску

обов'язково вплине на інтенсивність світла, що проходить петлею. За допомогою такого датчика можна визначити також густину рідини, наприклад, електроліту в кислотному акумуляторі, а це, у свою чергу, надає інформацію про ступінь його зарядженості. Досвід показує, що інтенсивність світла, що пройшло через петлю, в робочому інтервалі зміни густини електроліту змінюється в кілька разів, тобто досить помітно для точних вимірів.

Для реєстрації низьких тисків світловолокно встановлюють у пристрій, що дозволяє створювати мікровигини, що чергуються (рис. 12.7, в). Оптичні втрати на вигинах волокна зростають при збільшенні тиску, що дозволяє реєструвати досить малі його зміни (до $10^{-4} \dots 10^{-5}$ Па). Подібний пристрій може слугувати також високочутливим датчиком акустичних коливань.

Для волоконного датчика може ґрунтуватися на процесах, що відбуваються в самому матеріалі волокна. Оптичні втрати у волокні зростають, зокрема, у результаті дії іонізуючих випромінювань, що використовуються для виміру накопиченої (поглиненої) дози рентгєнівського чи γ -випромінювання. Доза в 1 рад зменшує пропускання скловолокна на сотні децибелів, що дозволяє вимірювати малі дози опромінення. Відпал відновлює властивості волокна і його знову можна використовувати для вимірювань. Полімерне світловолокно, леговане ароматичними сполуками, саме є **сцинтилятором**, тому, реєструючи збуджені у волокні спалахи, можна визначати характеристики іонізуючого випромінювання (інтенсивність, енергію та ін.). В основі роботи волоконно-оптичного датчика може бути також **явище Черенкова – Вавилова** – релятивістський ефект, що полягає у виникненні світіння в речовині (у даному світоволокні) при проходженні крізь нього заряджених часток з швидкістю, що перевищує швидкість світла в цій речовині.

Кварцове волокно, леговане рідкоземельними елементами (неодимом, європієм та ін.), люмінесцує при освітленні його короткохвильовим ультрафіолетовим випромінюванням. Явище температурного гасіння такої люмінесценції дозволяє досить точно вимірювати температуру навколишнього середовища в інтервалі 300...500 К. Можна, нарешті, використовувати теплове випромінювання світловолокна. Для високотемпературної області аж до 2000...2200 К світловод виготовляють у вигляді тонкого волокна із сапфіру. Усі волоконно-оптичні датчики температури особливі тим, що мають незначну теплоємність і теплопровідність, малі постійні часу, високу чутливість, хімічно інертні, у багатьох випадках незамінні при вимірах усередині порожнин, у тканинах і т.п.

Для реєстрації реакції волоконно-оптичного датчика на той чи інший вплив у багатьох випадках використовують інтерференційні схеми, що найчастіше забезпечують високу чутливість і стабільність роботи вимірювальної системи. Пояснимо роботу датчика механічних навантажень. Один із двох однакових відрізків волокна з дзеркальними торцями приклеюють до потрібного елемента конструкції, а інший залишають ненавантаженим. Обидва світловолокна живляться від того самого джерела когерентного світла. Зміна довжини “вимірювального” волокна викликає додатковий зсув фаз відносно променя, який пройшов “еталонним” волокном, що відбивається на результаті додавання обох променів, і на сигналі, який реєструє фотодетектор. Розглянуту оптичну схему можна пристосувати для виміру напруженості магнітного поля, прикріпивши вимірювальний відрізок світловолокна до пластини з магнітострикційного матеріалу. Під дією магнітного поля розміри пластини разом з довжиною волокна змінюються, що і зареєструється фотодетектором.

Для виміру електричних напруг світловолокно прикріплюють до пластини з п'єзоелектричного матеріалу, що деформується при розміщенні її в електричному полі. Якщо до п'єзоелектричного елемента прикріпити контакти, то величину прикладеної до них електричної напруги можна визначити, виходячи зі зміни фази світлового пучка, що проходить через волокно.

Самостійний інтерес представляють **волоконно-оптичні гіроскопи**, призначені для виміру кутових швидкостей і кутів повороту. Такі пристрої, на відміну від механічних гіроскопів, які використовуються для навігації і стабілізації рухомих об'єктів, не містять швидкообертових масивних маховиків. Дія волоконно-оптичного гіроскопа ґрунтується на явищах, аналогічних тим, що відбуваються в оптичних (квантових) гіроскопах. Чутливим елементом оптичного гіроскопа є **кільцевий лазер**, відкритий резонатор якого утворено не двома дзеркалами, спрямованими назустріч один одному, а трьома чи більше, змонтованими на твердій основі, так що світлові промені поширюються по замкнутому контуру. При обертанні приладу навколо осі, перпендикулярній до площини контуру, між біжучими назустріч одна одній хвилями виникає різниця фаз пропорційна швидкості обертання (**ефект Саньяка**).

У волоконно-оптичному гіроскопі замкнутий контур створюється за допомогою світловолокна. На обидва його кінці випромінювання лазерного чи суперлюмінесцентного діода посилають за допомогою світлоподільника. Після проходження світловолокна обидва промені потрапляють на фотодетектор і на схему реєстрації. З вимі-

ряної різниці фаз знаходять миттєву швидкість обертання об'єкта, на якому закріплений контур; інтегруючи сигнал, одержують кут повороту і т. д. Використовуючи, наприклад, добове обертання Землі, визначають широту місцевості. Сигнал, знятий з детектора, можна використовувати для керування об'єктом, що рухається.

Волоконно-оптичні гіроскопи мають явні переваги в порівнянні з механічними: малі габарити і вагу (особливо при сполученні світловолокна з інтегрально-оптичною схемою), високу надійність, працездатність в умовах високих механічних навантажень, практично миттєву готовність до роботи, простоту технології і низьку вартість, незначне споживання енергії, нарешті, високу чутливість за рахунок використання багатовиткових котушок світловолокна (десяті чи соті частки градуса в годину і менше).

Ми бачимо, що використання інтегральної і волоконної оптики дозволяє перевести обробку і передачу інформації на якісно інший рівень, вирішувати багато науково-технічних задач з нових позицій.

Інші питання побудови і застосування оптоелектронних датчиків описано в [6].

Наприкінці лекції хотілось зазначити, що сучасна волоконна оптика досягла досить високого розвитку і відокремилась від оптоелектроніки в окрему галузь, тому вивчається на інших спеціальностях як окремий предмет “Волоконно-оптичні системи передачі інформації”. Тут більше уваги приділено питанням розповсюдження світлового променя уздовж хвилеводу на основі теорії Максвелла, розповсюдження хвиль уздовж хвилеводів різної структури, проблемам побудови аналогових і цифрових систем передачі тощо, які не охоплює курс оптоелектроніки.

Лекція 13. ІНДИКАТОРНІ ПРИЛАДИ

- *Характеристики зору.*
- *Вакуумні люмінесцентні прилади.*
- *Газорозрядні індикатори.*

13.1. Характеристики зору

Однією із ланок автоматичних систем керування є *оптоелектронні пристрої відображення інформації*. Різного роду пристрої, які мають табло, мнемосхеми, екрани як колективного, так і індивідуального користування, подають отриману інформацію у візуальній формі. Основним елементом подібних пристроїв є *індикаторні прилади*, які перетворюють електричні сигнали в оптичні. Всі такі пристрої відображення інформації мають бути узгоджені з людським оком, яке як фотоприймач має ряд особливостей.

Для ока характерний відносно вузький діапазон довжин хвиль, який воно сприймає, причому в цьому діапазоні чутливість ока до різних довжин хвиль неоднакова. Для опису цієї властивості ока вводиться функція відносної спектральної світлової ефективності $f(\lambda)$ монохроматичного випромінювання. Ця функція визначається як відношення потоків світла

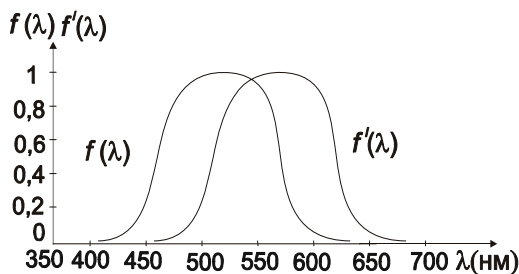


Рис. 13.1 – Графіки функцій $f(\lambda)$ та $f'(\lambda)$ для денного і нічного зору

з довжинами хвиль λ і λ_m , які викликають нормальне сприйняття однакової сили (λ_m вибирається таким чином, щоб максимальне значення цього відношення дорівнювало одиниці). На рис. 13.1 приведені графіки функцій $f(\lambda)$ і $f'(\lambda)$ для денного та нічного зору відповідно.

Для яскравості $L \geq 10$ кд/м² максимум функції $f(\lambda)$ спостерігається на довжині хвилі $\lambda = 555$ нм (на цій довжині хвилі 1 Вт потоку відповідає 680 лм світлового потоку). В умовах яскравості ($L \leq 0,01$ кд/м²) функція $f'(\lambda)$ має максимум при $\lambda \sim 508$ нм.

Така властивість ока пояснюється наявністю в ньому рецепторів двох типів (палочки та колбочки), які вміщують світлочутливі пігменти двох типів (родопсин і йодоксин). Більш чутливі (палочки) працюють при низьких рівнях освітленості (яскравості) і реагують на світло в інтервалі довжин хвиль 380...640 нм. Колбочки менш чутливі. Положення максимуму кривої в інтервалі 0,01...10 кд/м² визначається результатом реакції світлорецепторів як одного, так і другого типу.

Око є унікальним фотоприймачем, який сприймає світло в дуже широкому діапазоні значень яскравості. Нижній поріг чутливості ока (мінімальна яскравість світлової плями, яка ще може бути виявлена на темному фоні) складає біля 10⁻⁷ кд/м², верхній поріг (за яким виникають болі в очі) становить 10⁵...10⁶ кд/м². В індикаторній техніці використовують джерела, яскравість яких 10...1000 кд/м². Так, наприклад, яскравість чорно-білого телевізійного кінескопа в межах 100...200 кд/м², а яскравість сигнальної таблички “ВИХІД” в кінотеатрах – біля 10 кд/м².

Важливою характеристикою фотоприймача є його **роздільна здатність**. Вона оцінюється мінімальним кутом α_{\min} , при якому вдається ще розрізнити дві сусідні точки об'єкта. Так, якщо L_0 – відстань до об'єкта (наприклад, елемента символу, який висвічується індикатором), а H_0 – його висота, то для впевненого читання має виконуватись умова:

$$H_0 \geq \alpha_{\min} L_0, \quad (13.1)$$

де α_{\min} виражається в радіанах.

Обхват зони максимальної роздільної здатності ока характеризується кутами 16...20° по горизонталі та 12...15° по вертикалі. У відповідності до цього формат екрана для відображення інформації вибирають таким чином, щоб відношення його ширини до висоти складало від 4/3 до 5/3.

Для впевненого читання потрібно, щоб яскравість джерела на деяку величину ΔL_a перевищувала середню яскравість L_a всього навколишнього інформаційного поля, разом з можливими іншими джерелами, які потрапляють у поле зору. Мінімальне значення відношення:

$$k_{\Pi} = \frac{\Delta L_a}{L_a}, \quad (13.2)$$

при якому ΔL_a розрізняється оком при даному рівні L_a , називають **пороговим контрастом**. У робочому діапазоні яскравості (10...1 000 кд/м²),

де $k_{II} = 0,02 \dots 0,05$, необхідно, щоб контраст зображення k (відношення яскравості об'єкта і фону) перевищував k_{II} не менше ніж в 10 разів.

При побудові систем відображення інформації, в яких зображення виникають під дією періодичних сигналів, потрібно враховувати те, що зір має інерційність. Існує гранична частота, при перевищенні якої зникає ефект мигання індикатора. Для індикатора з $L > 100$ кд/м² критична частота мигання становить 50 Гц. Важливе значення при створюванні систем відображення інформації є правильний вибір кольору передачі. Здатність ока сприймати колір базується на тому, що один із типів рецепторів (колбочки) має три різновиди, які відрізняються складом світлочутливої речовини, що реагують на світло певних областей спектра – червоний, зелений та синій. Багатокольорова картина навколишнього світу є результатом комбінації реакцій цих рецепторів на дію довжин хвиль трьох основних кольорів. Математично таку комбінацію можна представити в вигляді вектора в тривимірному просторі, осі координат якого задаються векторами, які відповідають червоному ($\lambda_r = 700$ нм), зеленому ($\lambda_g = 564,1$ нм) та синьому ($\lambda_b = 435,8$ нм) кольорам.

13.2. Вакуумні люмінесцентні прилади

В основі роботи приладів цього типу є явище **катодолюмінесценції**, яке виникає при збудженні люмінофора прискореними електронами. Якщо енергія електронів невелика (до декількох десятків електронвольт), то катодолюмінесценція називається **низьковольтною** і використовується у вакуумних люмінесцентних індикаторах. Катодолюмінесценція, яка виникає в електронно-променевих трубках, характеризується значно більшою енергією електронних пучків (десятки кілоелектронвольт).

При опроміненні люмінофора частина первинних електронів, які потрапляють на поверхню кристалів, проникає в люмінофор на деяку глибину, тим більшу, чим більша енергія електронів, а частина пружно або непружно відбивається від поверхні. Ця енергія йде на створення елементарних збурень кристалічної ґратки – екситонів, електронно-діркових пар, плазмонів (колективних коливань вільних електронів) тощо, які мігруючи кристалом, можуть збуджувати центри люмінесценції. Окрім цього, електрони великих енергій можуть іонізувати атоми, вибиваючи на своєму шляху вторинні електрони, які також здатні приймати участь у створенні елементарних збурень кристалічної ґратки. У результаті область, в якій виникає люмінесцен-

ція, виявляється значно ширшою області, в яку проникають електрони з падаючого пучка. Залежність яскравості катодолюмінесцентних пристроїв від умов збудження (густини струму j електронного пучка та прискорюючої напруги U) описується співвідношенням:

$$L \approx j(U - U_{\Pi})^{\delta}, \quad (13.3)$$

де U_{Π} – порогова напруга, при якій починається люмінесценція, δ – коефіцієнт, який залежить як від властивостей самого люмінофора, так і від значення U .

Як правило, δ зменшується із збільшенням U (від $\sim 1,5$ до $\sim 0,8$), причому у випадку низьковольтної катодолюмінесценції досить точно можна вважати, що $\delta = 1$. Наявність порогової напруги U_{Π} викликана виникненням потенціального бар'єра біля поверхні зерен люмінофору, зв'язаного з поверхневим зарядом, який відштовхує первинні електрони. Стабільну катодолюмінесценцію отримують тільки при такій прискорюючій напрузі, коли число вторинних електронів, які вибиваються із кристала дорівнює числу первинних електронів, що проникають у кристал. У матеріалів, які складають групу високовольтних катодолюмінофорів, U_{Π} складає сотні вольт, тому прискорююча напруга висока (5...50 кВ), що є одним із основних недоліків приладів, в яких використовують такі люмінофори. Люмінофори, які використовують в низьковольтних катодолюмінесцентних індикаторах, мають підвищену електропровідність, тому заряд на поверхні значно менший, що приводить до зниження U_{Π} до одиниць вольтів.

Залежність яскравості катодолюмінесценції від густини струму електронного пучка лінійна, в широкому діапазоні значень j . При великих густинах струму ця залежність виходить на насичення, що обумовлено насиченням центрів люмінесценції, збільшенням гальмівного поля, а також температурним гасінням (температура кристала, який бомбардується електронами, зростає). Одночасно починає знижуватись енергетичний вихід – все більша частина енергії падаючих електронів йде в теплоту. Практично яскравість катодолюмінесцентних пристроїв не перевищує 200...700 кд/м², при цьому робочий діапазон зміни густини струму становить 0,5...20000 мкА/см². Основні втрати енергії при катодолюмінесценції зв'язані з тим, що створені в люмінофорі “гарячі” електрони і дірки дуже швидко (порядка 10...12 с) втрачають частину енергії і перетворюються в звичайні теплові електрони і дірки. Частка енергії, яка переходить в теплові коливання кристалічної ґратки, досить велика і складає 65...70 % від всієї енергії.

Таким чином, реальні значення енергетичного виходу катодолюмінесценції порядку 20...25 % (люмінофор ZnS:Cu).

Типову залежність енергетичного виходу катодолюмінесценції η_e від прискорюючої напруги U наведено на рис. 13.2. Доки зростає

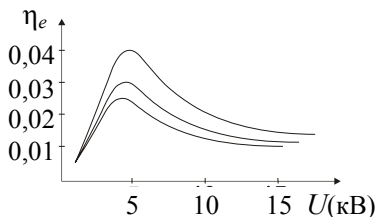


Рис. 13.2 – Залежність виходу катодолюмінесценції від прискорюючої напруги

напруга, функція $\eta_e(U)$ зростає (із збільшенням U число електронів, які досягають люмінофора, збільшується). Починаючи із деякого значення функція $\eta_e(U)$ починає спадати – енергія електронів, які падають на люмінофор, витрачається на створення великого числа гарячих електронів і дірок, тобто збільшуються втрати на теплоту.

Яскравість, енергетичний вихід, колір світла залежать від хімічного складу люмінофора. Як приклад можна привести деякі з тих, що застосовуються для кольорових телевізійних кінескопів: люмінофори на основі ZnS:Ag (колір синій), ZnCd:Cu, Al (колір зелений), $Y_2O_3:Eu$ (червоний). Яскравість таких пристроїв складає 50...300 кд/м². У вакуумних люмінесцентних індикаторах використовують кристаллофосфори на основі оксиду та сульфиду цинку (ZnO:Zn, ZnS:Ag, ZnS:Cu + ZnO), діоксиду олова ($SnO_2:Eu$), суміш SnO_2 та $Y_2O_3:Eu$ та інші. Ці люмінофори характеризуються низьким потенціалом початку люмінесценції (для ZnS він дорівнює 6...7 В, для ZnCd – 4...5 В), тому загальна напруга, яка прикладається до таких пристроїв, не перевищує 50...70 В, тоді яскравість досягає великих значень (до 1 000 кд/м²).

Від складу люмінофора залежить і час висвічування: він може змінюватись від 10^{-5} с до декількох хвилин (в електронно-променевих трубках з довгим часом висвітлювання, які використовуються в запам'ятовуючих осцилографах).

Принципова схема вакуумного люмінесцентного індикатора показана на рис. 13.3.

Такий індикатор, по суті, є вакуумним діодом або тріодом, причому функції анода виконують декілька електродів, покритих люмінофором. Електрони вилітають із катоду 1, який має температуру 900...1000 К, прискорюються електричним полем сітки 2, сегментів анода 6. Досягаючи цих анодів (сегментів), електрони збуджують люмінофор 5, викликаючи люмінесценцію.

Для керування індикатором напруга подається лише на ті сегменти анода, які формують необхідне зображення. Всі інші сегменти

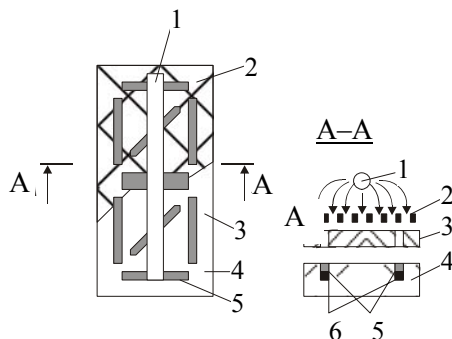


Рис. 13.3 – Принципова схема люмінесцентного індикатора

знаходяться під тиском напругою, що і катод; електрони, відбиваючись від них, потрапляють на екран 3, який з'єднаний із сіткою. На цей же екран попадає та частина електронів, яка не досягає позитивно заряджених сегментів анода.

Сітка 2 необхідна для того, щоб потік електронів в області анода був більш рівномірний, її потенціал, як правило, рівний потенціалу анода. У вихідному стані, коли керуюча напруга ще не подана, для запобігання небажаного висвітлювання люмінофором сітка має від'ємний потенціал, на декілька вольт нижчий ніж у катода. Всю систему електродів разом з підкладкою 4, розміщують у вакуумний скляний балон.

Застосування в вакуумних люмінесцентних індикаторах катодолюмінофорів різних типів дозволяє отримати світло від синьої ($\text{ZnS:Ag+In}_2\text{O}_3$) до червоної ($\text{ZnCdS:Ag+In}_2\text{O}_3$) областей спектра. У деяких люмінофорів спектр випромінювання залежить від прикладеної напруги – при більших енергіях первинних електронів збуджуються більш глибокі центри люмінесценції. При збільшенні анодної напруги від 20 до 60 В колір світла індикаторів з $\text{SnO}_2\text{:Eu}$ і ZnS:Cl,Ag люмінофорами змінюється від помаранчевого до жовто-зеленого. На практиці найбільш поширеного застосування набув відносно дешевий люмінофор ZnO:Zn , який дає інтенсивне випромінювання в синьо-зеленій області спектра (максимум спектра відповідає довжині хвилі 510 нм). Змінювати колір світла таких люмінофорів можна за допомогою світлофільтрів.

Існують різні типи вакуумних люмінесцентних індикаторів: одно- і багатозарядні, сегментні, матричні, аналогові та інші. Широке застосування вакуумних люмінесцентних індикаторів обумовлено їх

великим (до 10^4 годин) терміном експлуатації та достатньо високою швидкістю (10^{-3} с). Об'єднуючи велику кількість багаторозрядних індикаторів можна отримати екрани для відображення інформації. До недоліків вакуумних люмінесцентних індикаторів відносять невисоку контрастність (що особливо помітно при великому рівні зовнішньої освітленості), обмежений кут огляду та деякі інші.

Пристрої, які використовують явища катодолюмінесценції, яка збуджується електронами з високою енергією (декілька кілоелектрон-вольт) належать до класу електровакуумних приладів, робота яких побудована на формуванні зображення одним або декількома електронними пучками. Інтенсивність та просторове положення променів задаються за допомогою спеціальних систем керування. Серед загальної маси приладів цього типу основне місце займають електронно-променеві трубки, які виділяються великою світловою віддачею ($10...25$ лм/Вт) (відношенням світлового потоку до споживаної потужності), простотою адресації, задовільною яскравістю (300 кд/м²) і контрастністю зображення. Основними недоліками пристроїв цього типу є необхідність використання високої напруги, а також значні габарити. Розроблено нові плоскі електронно-променеві пристрої, які вже склали звичайним електронно-променевим трубкам серйозну конкуренцію.

13.3. Газорозрядні індикатори

Дія приладів цього типу обумовлена виникненням світла при електричному розряді в газовому середовищі. Як правило, використовують режим тліючого розряду (з холодним катодом). Скляний балон індикатора заповнений інертним газом при невеликих тисках (біля 40 мм рт. ст.). Поки енергія електронів, які вилітають із катоду мала, в індикаторі проходять пружні зіткнення цих електронів з атомами газу. При підвищенні анодної напруги енергія електронів поступово збільшується і досягає значень, необхідних для іонізації атомів газу. Зіткнення електронів з атомами стають непружними: у результаті зіткнення утворюються додаткові електрони, які також направляються до анода, а позитивно заряджені іони досягають катоду та виривають із нього додаткові (вторинні) електрони.

Струм через лампу при цьому зростає, однак, оскільки рухливість позитивних іонів значно менша ніж рухливість електронів, то навколо катода створюється область позитивного просторового заряду. При цьому навіть зменшення напруги на аноді супроводжується зростанням струму за рахунок збільшення прикатодного поля. У результаті на вольт-амперній характеристиці з'являється ділянка, що відповідає від'ємному опору.

Газорозрядні прилади мають значну інерційність. Вона зв'язана з тим, що час запізнювання імпульсу струму в газорозрядному проміжку відносно імпульсу керуючої напруги визначається як статистичними закономірностями “народження” електронів холодним катодом, так і часом формування електронної лавини. У той самий час після зупинення дії анодної напруги електрони та іони рекомбінують протягом певного часу. У результаті швидкодія подібних індикаторів, як правило, не перевищує 10^{-3} с.

Основна газова суміш, яка використовується в газорозрядних індикаторах, є суміш гелію з неоном. Видиме випромінювання електричного розряду в цій суміші знаходиться в помаранчево-червоній області спектра. Додаток невеликої кількості аргону призводить до зсуву спектру в більш короткохвильову область. Світлова віддача індикаторів цього типу складає 0,2...0,3 лм/Вт; в червоній області спектра, де 1 Вт дорівнює приблизно 100 лм, енергетичний вихід дорівнює 0,2...0,3 %. У той самий час яскравість індикаторів може досягати 10 000 кд/м². Для підвищення світловіддачі та забезпечення багатокольоровості в газорозрядних індикаторах часто використовують фотолюмінофори, які перетворюють ультрафіолетове випромінювання в видиме. Аналогічний механізм формування світлового потоку використовується в лампах денного світла, світлова віддача яких може досягати 100 лм/Вт. Світлова віддача газорозрядних індикаторних приладів з використанням фотолюмінофорів значно нижча (0,5...1 лм/Вт), при цьому енергетичний вихід не перевищує 1 %.

Серед існуючих газорозрядних індикаторів можна виділити прилади трьох типів: знакових індикатори, індикаторні тиратрони та газорозрядні індикаторні панелі, плазмові панелі (ГПП). У свою чергу ГПП діляться на три підгрупи: *ГПП постійного струму з зовнішньою адресацією, ГПП постійного струму з самоскануванням та ГПП змінного струму.*

У знакових індикаторах використовують слабе світло тліючого розряду поблизу катода (світло покриває весь катод, який має форму потрібного символу). Система незалежних символів дозволяє отримати різні зображення. Випромінювання виходить через анод, який виготовляють у вигляді сітки (рис. 13.4).

На відміну від знакових індикаторів індикаторні тиратрони мають декілька керуючих електродів – сіток і анодів, що дозволяє більш ефективно керувати електричним розрядом. У приладах цього типу ультрафіолетове випромінювання газу перетворюється в видиме за допомогою фотолюмінофора. В одному скляному балоні індикатора можуть розміщуватися декілька світлових комірок люмінофору, в яких кожна має свій колір.

Схема конструкції ГПП постійного струму з зовнішньою адресацією показана на рис. 13.5.

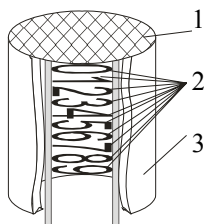


Рис. 13.4 – Будова знакового індикатора: 1 – прозора частина анода; 2 – катоди; 3 – непрозора частина анода

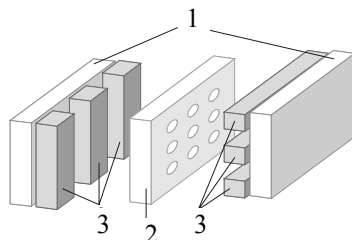


Рис. 13.5 – Схема конструкції плазмової панелі: 1 – скляні пластини; 2 – діелектрична матриця; 3 – прозорі електроди

Така панель є сукупністю великої кількості двохелектродних газорозрядних комірок; світло виникає лише в комірках, які знаходяться на перетині тих каналних електродів, на які подана напруга. Для підвищення стабільності роботи панелі між верхніми та нижніми електродами розміщується діелектрична пластина з отворами. У газорозрядних панелях може використовуватись як світло газового розряду, так і світло шару люмінофора.

Особливістю ГПП постійного струму з самоскануванням є наявність внутрішньої розгортки. Уздовж кожної стрічки такої панелі періодично пробігає розряд, який проводить попередню іонізацію газового проміжку комірок; світло самого розряду дуже слабе і непомітне. Якщо тепер на яку-небудь комірку подати керуючу напругу, то виникає розряд. у таких панелях розряд є однорідним і стабільним.

У ГПП змінного струму електроди покривають тонким шаром діелектрика, в зв'язку з чим через панель може протікати лише змінний струм. На поверхні діелектрика накопичується заряд, напруженість за рахунок заряду може бути як паралельна, так і непаралельна напруженості зовнішнього електричного поля. Якщо збуджуюча напруга U збігається з різницею потенціалів U_H (створена зарядом), то в комірці виникає електричний розряд, який приводить до локальної перезарядки діелектриків. Загальна напруга зменшиться при цьому до значення $U - U_H$ (при відповідному виборі напруги такою, що $U < U_M < U + U_M$, де U_M – напруга запалювання тліючого розряду) і розряд погасне. Після зміни полярності напруги U процес повториться, в результаті чого комірка буде випромінювати періодичні імпульси світла. У той самий час ті комірки, на які не було попередньо надано напругу U_H , не будуть запалюватись взагалі. Таким чином, такі ГПП мають властивість запам'ятовувати інформацію, що важливо при конструюванні матричних екранів. Газорозрядні індикатори мають досить великий термін (біля 10000 год) експлуатації.

Лекція 14. ТВЕРДОТІЛЬНІ СВІТЛОВИПРОМІНЮЮЧІ ПРИЛАДИ

- *Індикатори на основі світлодіодів.*
- *Індикатори на основі порошкоподібних електролюмінофорів.*
- *Індикатори на основі плівкових електролюмінофорів.*

14.1. Індикатори на основі світлодіодів

Принцип роботи напівпровідникових індикаторів, в яких використовується явище *інжекційної електролюмінесценції*, розглянутий раніш, тому тут ми зупинимося лише на деяких характеристиках приладів, що випускаються.

Успіхи в розробці технології одержання світлодіодів привели до створення індикаторів, що випромінюють у червоній, жовтій і зеленій частинах спектра. Основними матеріалами для подібних приладів є $\text{GaAs}_{1-X}\text{P}_X$ (варіюючи X від 0,4 до 1, вдається змінювати колір випромінювання індикатора від червоного до зеленого), GaP (при легуванні його азотом виникає випромінювання зеленого кольору, а при легуванні цинком і киснем – червоного), а також SiC (жовте світіння). Донедавна найбільших труднощів викликало виготовлення світлодіодів, що мають більш короткохвильове випромінювання. Проте індикатори на основі SiC , що випромінюють світло в блакитній області спектра, випускаються серійно, причому по мірі удосконалення технології виробництва їх вартість все більше знижується, наближаючись до вартості світлодіодів інших кольорів світіння.

Загальною перевагою напівпровідникових індикаторів перед індикаторами інших типів є низька робоча напруга, що дозволяє безпосередньо стикувати світлодіоди з інтегральними напівпровідниковими схемами керування. У світлодіодів великий термін експлуатації (до 10^6 год), висока швидкодія (10^{-8} ... 10^{-9} с), широкий діапазон робочих температур (від -60°C до $+125^\circ\text{C}$).

Розроблено напівпровідникові індикатори з керованим кольором світіння. Так, на основі GaP виготовляється прилад із двома p – n -переходами, легованими різними акцепторними домішками. Кожен p – n -перехід має окремі виводи, що дозволяє регулювати колір світіння від зеленого до червоного. Існують і інші способи варіації кольору світіння напівпровідникових індикаторів: зустрічно-паралельне ввімкнення двох світлодіодів, що випромінюють у різних областях спектра, використання антистоксових люмінофорів (перетворюючих інфрачервоне випромінювання одного зі світлодіодів у видиме), виготовлення p – n -пе-

реходів спектр випромінювання яких має не один, а два максимуми, причому, відношення інтенсивностей цих смуг визначається струмом, що протікає через перехід.

У залежності від необхідних розмірів напівпровідникові індикатори виготовляють у монолітному чи в гібридному виконанні. У першому випадку знакові індикатори з розмірами символів до 3 мм являють собою блок світлодіодів, виконаний на одному напівпровідниковому кристалі. Для створення панелей великих розмірів ви-

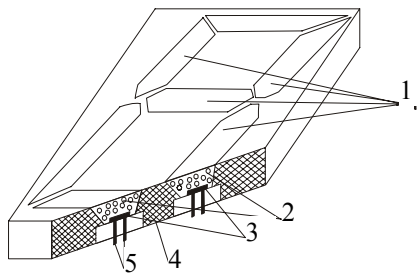


Рис. 14.1 – Конструкція індикатора на основі світлодіодів:

- 1 – сегменти, що відображаються; 2 – світлорозсіювальний матеріал; 3 – світлодіоди; 4 – пластмасова підкладка; 5 – електричні виводи**

користовують гібридну технологію, при якій здійснюють складання окремих світло-випромінюючих діодів у пластмасовому (полімерному) корпусі (рис. 14.1).

Оскільки розміри випромінюючої області світлодіодів малі (близько $0,3 \text{ мм} \times 0,3 \text{ мм}$), у напівпровідникових індикаторах широко використовують світлорозсіювальні пластмасові середовища, а також лінзи і рефлектори. Це дозволяє не тільки збільшити розміри знака (до 10 мм), але одночасно різко знизити втрати на внутрішнє відбивання при виході випромінювання з індикатора.

Вольт-амперна характеристика світлодіода аналогічна вольт-амперній характеристиці напівпровідникового діода. Допустима зворотна напруга, яка подається на світлодіод, невелика (не більш 3...7 В). Постійна пряма напруга, що прикладається до світлодіода, рівна 1...2 В.

Яскравість світлодіода залежить від його конструкції, струму, що проходить через прилад. Звичайно яскравість змінюється від 10 до 50 кд/м^2 , хоча є відомості про розробку випромінювачів з яскравістю 250 кд/м^2 і вище. У залежності від кольору світіння світлова віддача серійних напівпровідникових індикаторів складає 0,1...1 лм/Вт, енергетичний вихід при цьому дорівнює 0,1...0,5 %. Перспективи підвищення ККД світлодіодів визначаються шляхом вирішення задачі збільшення частки випромінювальних рекомбінацій у світлодіодній структурі. Реально досяжний зовнішній енергетичний вихід складає десятки відсотків, це відповідає світловій віддачі 300...500 лм/Вт, для світлодіодів із зеленим і 100 лм/Вт – з червоним кольорами світіння.

Набір напівпровідникових індикаторів, що випускаються, надзвичайно великий. Серед виробів цього типу – одиночні світлодіоди, сегментні і матричні індикатори, мнемосхеми та ін. Великого поширення одержали світлодіодні цифрові індикатори для мікрокалькуляторів і електронних годинників.

На основі світлодіодів випускають модулі для екранів систем відображення інформації. Число елементів, що світяться у таких випромінювачах, може досягати 100×100 і більше. У той самий час внаслідок досить високої крутизни вольт-амперної характеристики світлодіода, а також через сильну залежність яскравості від температури особливої гостроти набуває задача забезпечення ідентичності параметрів усіх випромінювачів модуля. Труднощі забезпечення однорідності параметрів окремих світлодіодів модуля істотно позначаються на його вартості, у результаті вона виявляється помітно вище вартості екранів, робота яких заснована на інших фізичних принципах. Крім того, світлова віддача існуючих світлодіодних екранів невелика (менш 1 лм/Вт), тому розсіювальна такими екранами потужність, (навіть без обліку витрат на функціонування системи керування) виявляється вище, ніж в екранів практично всіх інших типів (крім газорозрядних).

14.2. Індикатори на основі порошкоподібних електролюмінофорів

В індикаторах на основі порошкоподібних електролюмінофорів використовується явище *передпробійної електролюмінесценції*, при якій електрони, що потрапляють в область сильного поля, прискорюються до енергій достатніх для початку ударної іонізації атомів кристалічної ґратки і домішок (Лекція 3).

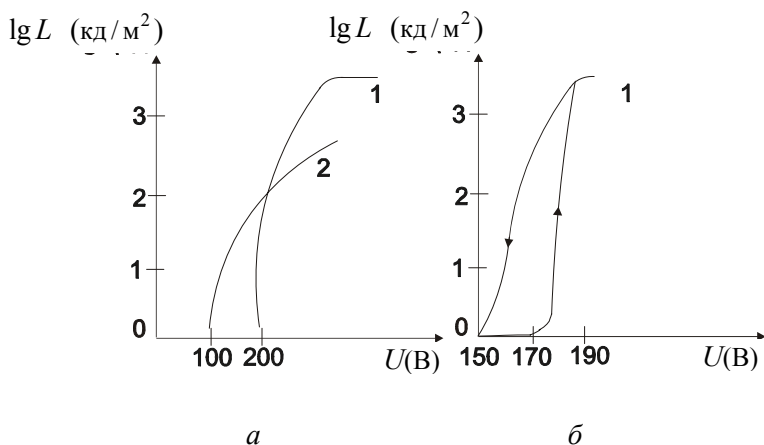
Розрізняють порошкоподібні електролюмінофори, що працюють на змінній і постійній напругах. Загальним для цих люмінофорів є наявність в їх складі міді, роль якої подвійна: по-перше, вона може входити до складу центрів світіння і, по-друге, сприяти утворенню енергетичних бар'єрів, в яких відбувається концентрація електричного поля і прискорення електронів. У більшості випадків ці бар'єри формуються на границі розділу фаз: Zn і Cu_xS , де Cu_xS – фаза, що утворюється на поверхні зерен люмінофора в процесі його синтезу (значення x коливається від 1,75 до 1,96). Провідність фази Cu_xS вище провідності Zn , тому електричне поле в зерні люмінофора концентрується в бар'єрній області сульфиду цинку, що прилягає до поверхні розділу фаз.

Принципова конструкція електролюмінесцентного конденсатора зображена на рис. 3.4. Типові параметри люмінофорно-діелект-

ричного шару: товщина 50...80 мкм, матеріал – діелектричне легкоплавке цинкоборосилікатне скло, органічні лаки (наприклад, ВР-530 на основі ціанетилового ефіру, полівінілового спирту), епоксидні лаки (наприклад, ЕП-96); вагове співвідношення “люмінофор – сухий залишок діелектрика” від 1:1 до 2:1.

Шар, що одночасно захищає та відбиває, призначається для захисту конденсатора від пробоя і відбиває частину випромінювання люмінофора для того, щоб воно виходило крізь прозорий електрод, і складається з порошку TiO_2 , диспергованого в діелектрик, і має приблизно таку ж товщину, що і люмінофорно-діелектричний шар.

Якщо сполучним матеріалом є склоемаль, то непрозорим електродом звичайно є металева (сталева, нікелева) підкладка, на якій формується вся структура. Вольт-яскравісна характеристика конденсатора на основі порошкоподібного електролюмінофора зображена на рис. 14.2, а, крива 2. Відповідно до виразу $L = L_1(f)U^n$, де $L_1(f) \approx f^m$. Тут L – яскравість індикатора, U і f – відповідно амплітуда і частота напруги збудження; n і m – коефіцієнти, причому $n = 3...4$, $m = 0,7...0,8$. Люмінофори ZnS леговані міддю, мають зелений чи голубий (у залежності від умов виготовлення) колір світіння. Порошки, леговані марганцем, мають помаранчево-жовтий колір світіння, що визначається переходами всередині іонів Mn^{+2} .



**Рис. 14.2 – Вольт-яскравісні характеристики електролюмінесцентних конденсаторів, які не мають (а) і мають (б) властивість пам’яті:
1 – тонкоплівковий випромінювач; 2 – індикатор на основі порошкового електролюмінофора**

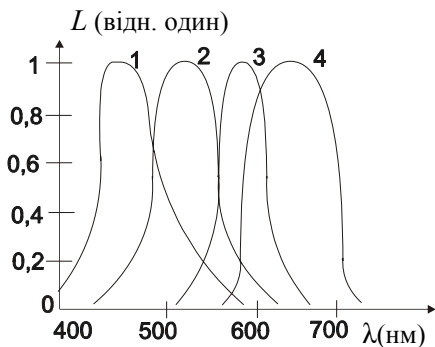


Рис. 14.3 – Спектри випромінювання промислових електролюмінофорів (частота напруги збудження 1 кГц): 1 – ЕЛ-455; 2 – ЕЛ-510М; 3 – ЕЛ-580М; 4 – ЕЛ-670

Червоний колір світіння виходить при використанні як основи матеріалу змішаного складу типу (Zn, Cd) (S, Se), що має більш вузьку, чим Zn, заборонну зону. Легуючою домішкою і в цьому випадку є мідь.

Спектри електролюмінесценції ряду промислових люмінофорів подані на рис. 14.3. Типові значення яскравості індикаторів у стандартному (220 В, 400 Гц) режимі збудження складають 10...50 кд/м². Меншу яскравість мають випромінювачі з

червоним і блакитним, з жовтим і зеленим кольорами світіння.

Максимум залежності $L(T)$ в промислових люмінофорів знаходиться в області кімнатних температур; при подальшому збільшенні T яскравість індикаторів спадає. Одночасно знижується і енергетичний вихід, що звичайно має 1...3 %. У випадку порошкових люмінофорів постійного струму фаза Cu_xS , що знаходиться на поверхні зерен у більшій кількості чим у люмінофорів, збуджених змінною напругою, забезпечує протікання по шару люмінофора постійного струму. Світіння виникає одночасно з процесом ударного збудження іонів Mn^{+2} . Енергетичний вихід при цьому невеликий – соті, десятки частки процента. Типові значення густини струму через такі осередки складають 5 мА/см², напруги – порядку 100 В. Колір світіння – помаранчево-жовтий, хоча легування люмінофора не марганцем, а рідкоземельними іонами дозволяє одержувати й інші кольори (наприклад, Zn: Cu, Er має зелений колір світіння). При цьому, однак, знижуються як ККД, люмінесценції, так і яскравість світіння індикаторів.

Порівняно проста технологія виготовлення дозволяє одержувати панелі, що мають значні (до 1 м × 1 м) розміри при гарній рівномірності світіння; подібним чином можна одержувати, зокрема, багатокольорові мнемосхеми. Електролюмінесцентні знакові індикатори і мнемосхеми випускаються промисловістю; на основі порошкових електролюмінофорів постійного струму розроблений плоский екран, що може бути використаний для одержання телевізійного зображення.

Істотним недоліком розглянутих індикаторів є їх старіння – поступове зниження яскравості в процесі роботи. Термін експлуатації

(час, за який яскравість зменшується вдвічі) не перевищує 3 тис. год, причому він значно знижується при збільшенні f , U і особливо T . Причиною старіння є електроміграція іонів міді в сульфіді цинку, а оскільки мідь входить до складу всіх люмінофорів цього типу, то в результаті цей недолік порошкоподібних електролюмінофорів усунути не вдається.

14.3. Індикатори на основі плівкових електролюмінофорів

Тонкоплівкові електролюмінесцентні випромінювачі одні з самих перспективних для цілей створення плоских екранів систем відображення інформації. Конструкція випромінювача подібного типу подана на рис. 3.4. На скляну підкладку з прозорим електродом у вакуумі послідовно напіляються: шар діелектрика (Al_2O_3 , Y_2O_3 , $BaTiO_3$ чи інші), шар люмінофора (ZnS , легований марганцем або рідкоземельними елементами), ще один шар діелектрика і непрозорий плівковий електрод (Al). Товщина кожного із шарів діелектрика – 200...500 нм, товщина шару люмінофора – 300...1 000 нм. Деколи між шаром діелектрика і непрозорим електродом вводиться додатковий шар, що поглинає світло і сприяє підвищенню контрасту картини, яку висвічує індикатор.

Люмінофор у випромінювачах цього типу не містить міді, випромінювання є внутрішньоцентровим і виникає внаслідок переходів у збуджених електронами іонах Mn^{+2} чи рідкоземельних елементах (Tb^{+3} , Er^{+3} , Pr^{+3} и т. д.). В область сильного поля (яке при досить великих напругах може поширюватися на всю товщину плівки люмінофора) електрони переходять з уловлювачів на границях розподілу “люмінофор – діелектрик”. І структура плівок, і параметри уловлювачів безпосередньо впливають на яскравість світіння індикаторів, що може бути досить значна (до $10^3...10^4$ кд/м²). Так само, як індикатори на основі порошкоподібних люмінофорів, які збуджуються змінною напругою, тонкоплівкові випромінювачі є електролюмінесцентними конденсаторами, робочі напруги і частота яких звичайно складають відповідно 100...200 В і 1...5 кГц. Вольт-яскравісна характеристика тонкоплівкового електролюмінесцентного конденсатора подана на (рис. 14.2, *a*, крива 1, з якої видно, що вона має ділянку набагато більшої крутизни, чим аналогічна характеристика порошкоподібних люмінофорів. На такій ділянці залежність $L(U)$ описується формулою вигляду $L = L_1(f)U^n$, у якій $n = 10...30$. Наявність яскраво вираженої граничної напруги запалювання (при якій починається ефективне прискорення електронів і ударне руйнування іонів активатора) і значна крутизна вольт-

яскравісної характеристики мають важливе значення при створенні систем керування подібними індикаторами.

Найбільше значення яскравості і енергетичного виходу (реально до 0,5 % при світловій віддачі близько 2 лм/Вт) виходить в індикаторів, люмінофорний шар який активований марганцем. Колір світіння таких індикаторів – помаранчево-жовтий. Для одержання випромінювачів інших кольорів сульфід цинку активують тербієм (зелене світіння), ербієм (червоне), празеодимом (біле). При цьому, однак, знижуються яскравість і світлова віддача, зменшується термін експлуатації (до сотень годин замість 10^4 годин для ZnS: Mn). Найбільшу гостроту ця проблема має для зразків із блакитним світінням (Zn:Tm); один з способів її вирішення – перехід до люмінофорів на іншій основі (наприклад, SrS:Ce). Важливою особливістю тонкоплівкових ZnS: Mn-конденсаторів є можливість одержання петлі гістерезису на вольт-яскравісній характеристиці (рис. 14.2, б). Наявність та відсутність петлі визначається матеріалом діелектрика і технологією виготовлення індикатора. Петля має місце на ділянці найбільшої крутизни вольт-яскравісної характеристики, її ширина становить 10...20 В.

Наявність гістерезису означає, що подібна структура має здатність запам'ятовувати інформацію, що істотно спрощує систему керування подібними екранами, дозволяє підвищити середню яскравість при порядковому режимі збудження (почерговому висвічуванні рядків). У тонкоплівковому екрані з пам'ятю напруга з амплітудою, близькою до граничної напруги запалювання, одночасно подається на всі рядки відразу, а порядкове керування збуджується імпульсами напругою 20 В (трохи більше ширини петлі гістерезису). Навіть після переходу до чергового рядка збуджені елементи продовжують світитися (знаходяться в “верхньому” стані на петлі гістерезису), тому середня яскравість екрана виявляється набагато більшою. Запам'ятовування відбувається в тих випадках, коли керуючі імпульси складаються з безперервно поданою напругою. Практичне використання тонкоплівкових пристроїв з гістерезисом вольт-яскравісної характеристики ускладнено тим, що він зникає через кілька десятків або сотень годин безперервної експлуатації. У той самий час відомі екрани, в яких гістерезис вольт-яскравісної характеристики зберігався більше 1000 год.

У даний час головною областю застосування тонкоплівкових електролюмінесцентних випромінювачів є екрани дисплеїв ЕОМ. Передбачається використання подібних індикаторів і у вигляді сигнальних індикаторів, світлових шкал та ін. Сполучення в одному приладі випромінюючих і фотопровідних (наприклад, CdS) плівок дозволить створити перетворювачі випромінювання і зображення, що мають високу роздільну здатність і велику крутизну передаточної характеристики.

Лекція 15. ІНДИКАТОРИ НА РІДКИХ КРИСТАЛАХ ТА ІНШІ ТИПИ ІНДИКАТОРІВ

- *Прилади на рідких кристалах.*
- *Електрохромні індикатори.*
- *Індикатори інших типів.*

15.1. Прилади на рідких кристалах

Рідкий кристал (РК) – це агрегатний стан речовини, в якому вона проявляє властивості як рідини (текучість, в'язкість, поверхневий натяг), так і твердого тіла (анізотропія оптичних та електричних властивостей). Незвичайні властивості РК вперше описав в 1888 році Ф. Рейнітцер. Такі властивості обумовлені, з одної сторони, тим, що осі (або площини симетрії) сусідніх молекул РК є практично паралельними, з другої сторони – центри мас цих молекул не утворюють періодичної структури, а розміщуються хаотично в просторі і при цьому можуть вільно перемішуватися.

Впорядкованість розміщення сусідніх молекул обумовлена існуванням слабких сил електричної (дипольної) взаємодії, вплив якої стає помітним, якщо молекули рідини мають витягнуту форму. У більшості РК молекули мають сигароподібну форму. Підвищення температури збільшує хаотичний рух молекул, У результаті чого їх орієнтація порушується і РК перетворюється у звичайну рідину.

Розрізняють три основних фази РК: смектичну, нематичну, холестеричну. **Смектична** характеризується найбільшою впорядкованістю розміщення молекул – їх осі не тільки паралельні, але і центри мас молекул лежать в одній площині. У результаті в такому РК утворюються шари однаково зорієнтованих молекул, розміщених на однакових відстанях одна від одної. У **нематичних** РК спільна орієнтація осей молекул зберігається, але центри їх ваги вже не лежать в одній площині, а розміщені в просторі хаотично. У **холестеричних** РК осі молекул лежать в одній площині, направлені в одну сторону, але осі молекул у сусідній, паралельній площині повернуті відносно них на деякий кут.

Таким чином, холестеричний РК складається із окремих шарів, взаємна орієнтація молекул в яких монотонно змінюється при переході від шару до шару.

РК є діелектриками. Їх питома провідність залежить від присутності домішок і знаходиться в межах $10^{-6} \dots 10^{-9} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$. Вони мають анізотропію відносної діелектричної проникності та показника

заломлення. Якщо врахувати, що орієнтація молекул може змінюватись під дією зовнішнього електричного поля, то ясно, що РК можна використати в пристроях з електричним керуванням параметрами світлового пучка.

Використання електрооптичних ефектів лежить в основі роботи індикаторів та екранів на РК.

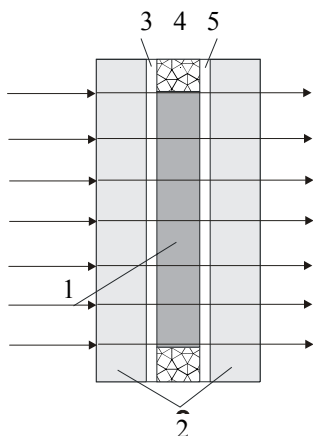


Рис. 15.1 – Будова РК-індикатора, який працює на просвічування

Необхідно вказати, що такі індикатори є пасивними, оскільки вони діють на зовнішній потік. У зв'язку з цим їх перевагою є дуже малі потужності споживання. Очевидний їх недолік: при недостатній освітленості і в темноті вони не можуть працювати. Конструкція елементарної комірки, яка працює на просвічування, подана на рис. 15.1, де 1 – рідкий кристал, 2 – скляні пластини, 3 – прозорий електрод, 4 – ізоляційна прокладка, 5 – прозорий або відбиваючий електрод у випадку комірки, яка працює на відбивання.

Робота індикаторів на РК побудована на наступних ефектах.

При подачі на електроди напруги, достатньої для порушення дипольної взаємодії між молекулами РК, їх орієнтація порушується та набуває хаотичного характеру. Внаслідок цього різко зростає розсіювання світла РК. Цей ефект отримав назву **ефекту динамічного розсіювання**.

Переважну орієнтацію молекул РК можна задати, якщо використовувати підкладки з вибраними напрямками полірування поверхні. Зокрема, якщо в готовій комірці підкладки розвернуті таким чином, що ці напрямки складають кут 90° , то кінці векторів директора (переважного напрямку орієнтації молекул РК), які описують напрямки осей молекул РК у просторі між електродами, розміщуються по спіралі, а орієнтація молекул РК від шару до шару змінюється, як це показано на рис. 15.2.

Подаючи напругу на електроди можна зруйнувати цю спіраль, заставивши молекули зорієнтуватися вздовж силових ліній електричного поля. Описаний ефект носить назву **твіст-ефекту**, саме він

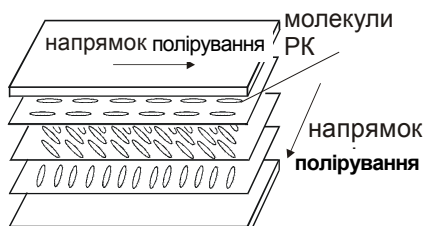


Рис. 15.2 – Зміна орієнтації молекул РК

(на рис. 15.2 цей кут 90°). У готовій комірці обидві підкладки також розміщені перпендикулярно (тобто напрямки поліровки в них взаємно перпендикулярні). При відсутності електричного поля світло проходить через комірку, яка знаходиться між схрещеними поляризатором та аналізатором, тому РК повертає площину поляризації на 90° . Якщо ж на такий індикатор подати напругу, достатню для виникнення твіст-ефекту, то осі молекул РК повернуться вздовж поля і поворот площини поляризації проходити вже не буде, тому світло крізь таку комірку вже пройти не зможе.

В індикаторах на твіст-ефекті із-за використання поляризатора і аналізатора втрачається більше 50 % падаючого світла. Окрім цього, меншим (ніж в індикаторах на ефекті *динамічного розсіювання*) в них виявляється і кут огляду. У той самий час такі індикатори мають і переваги – вони характеризуються меншою густиною струму, що проходить через комірку (приблизно 3 мА/см^2 замість 10 мА/см^2), що призводить до збільшення терміну їх експлуатації та зниженню до 5...10 В (замість 15...40 В) їх робочої напруги.

Перспективним є також індикатори на ефекті “гість – господар”. У таких індикаторах у склад речовини РК (“господаря”) вводяться молекули барвника (“гостя”). Молекули РК та барвника орієнтуються в одному напрямку (паралельно поверхні підкладок). Світло, поляризоване уздовж цього напрямку, поглинається барвником і не виходить із комірки (рис. 15.3, а).

Світло молекулою барвника поглинається в тому випадку, коли її довга вісь паралельна площині поляризації падаючого світла (електричне поле викликає рух електронів від одного кінця молекули до другого, на що витрачається енергія). Зовнішнє електричне поле, яке подається на індикатор, повертає молекулу РК, вслід за ними повертаються молекули барвника і в результаті цього світло проходить через комірку (рис. 15.3, б).

лежить в основі більшості індикаторів на РК. Практичне використання цього ефекту побудовано на тому, що РК, який заповнює міжелектродний простір, здатний повертати площину поляризації світла, що проходить через нього на кут розвороту молекул у цьому просторі

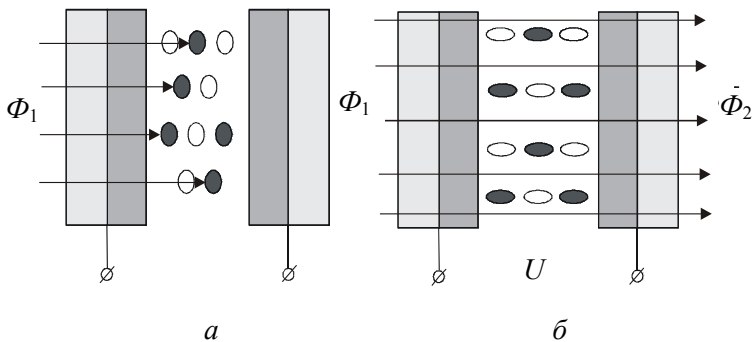


Рис. 15.3 – Пояснення ефекту “гість – господар”:
 Φ_1 – вхідний світловий потік; Φ_2 – вихідний світловий потік
a – напруги на індикаторі немає; ***б*** – напруга на індикаторі є

Одним з основних параметрів індикаторів на РК є яскравісний контраст $k_{\text{Я}}$ (відношення яскравості об’єкта та фону). Він, як правило, досить значний і складає 0,85...0,9. Контраст залежить від кута спостереження та прикладеної напруги. Тому, як і на інші типи індикаторів, у паспорті на такі прилади вказується допустимий кут обзору і приводяться вольт-контрастні характеристики, подібні тим, які показані на рис. 15.4.

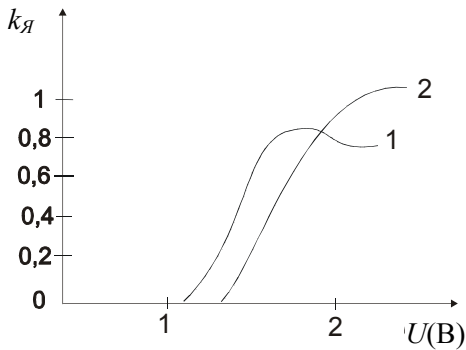


Рис. 15.4 – Вольт-контрастні характеристики індикатора на РК, який працює на твіст-ефекті:
1 – кут спостереження 0°;
2 – кут спостереження 45°

Можливості отримання кольорового зображення на РК пов’язані з рядом ефектів, серед яких можна відмітити і ефект “гість – господар”, та ефект *вибіркового відбивання* світла холестеричними РК. Так, якщо в комірці, яка працює на ефекті “гість – господар”, розчинити складний барвник або кілька різних барвників, то можна добитися того, що при увімкненні напруги змінювалась як інтенсивність пройденого світла, так і його колір. Що стосується холестеричного кристала, то при відбиванні світла від тих площин, мо-

теричного кристала, то при відбиванні світла від тих площин, мо-

лекули, в яких орієнтовано однаковим чином, виникає інтерференція, в результаті якої підсилюється відбите світло з довжиною хвилі, яка дорівнює кроку спіралі холестеричного РК. При цьому такий кристал здається забарвленим. Керуючі за допомогою електричного поля кроком спіралі РК, можна неперервно змінювати забарвлення індикатора.

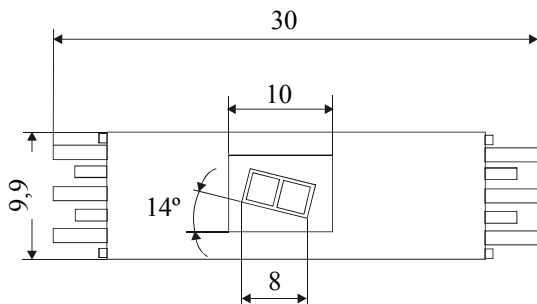


Рис. 15.5 – Індикатор для індикації цифр на РК

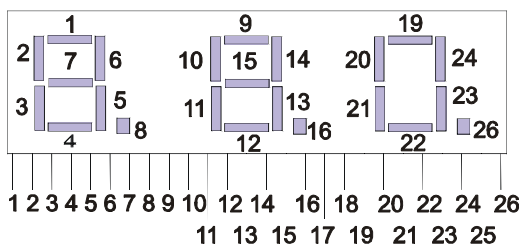


Рис. 15.6 – Багаторозрядний індикатор на трьох елементах

По суті такий індикатор є найпростішим дисплеєм на РК компактної плоскої конструкції. На такому дисплеї можуть бути зображені і більші за розміром знаки та символи.

Джерела світла, які необхідні для роботи індикаторів на РК, можна розміщувати як перед ними, так і позаду них. У першому випадку позаду цифрових сегментів встановлюють дзеркальну пластину (рис. 16.7, де 1 – шар РК, 2 – скляна підкладка, 3 – прозорий електрод, 5 – дзеркальний електрод, 4 – герметизуюча прокладка), світло відбивається від неї і проходить через сегменти, прозорість яких залежить від величини струму. При роботі індикатора в відбитих променях як джерело світла можна використовувати навколишнє освітлювання.

Для індикації цифр використовуються елементи, які складаються із вісьмох сегментів (рис. 15.5) (кожний сегмент – це елементарна комірка РК). Сім із них використовуються для зображення десяти цифр, а восьмий сегмент призначений для індикації коми, яка відділяє десяткові дробі від цілих чисел. Для отримання зображення тої або іншої цифри необхідно діяти електричним сигналом на ті або інші сегменти (елементарні комірки РК). На рис. 15.6 показаний багаторозрядний індикатор на трьох елементах.

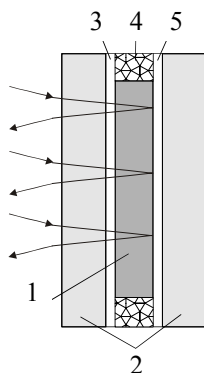


Рис. 15.7 – Будова РК-індикатора, який працює на відбивання

В іншому випадку джерело світла (мініатюрні лампи розжарювання або люмінесцентні джерела) розміщують так, щоб створити підсвічування зображень символів або картин на екрані дисплея.

Іноді замість дзеркальної пластини використовується чорна матова поверхня. Індикатор працює на пропускання. При використанні відповідних фільтрів можна отримати кольорове зображення тих або інших знаків.

Для керування роботою індикатора на РК необхідний пристрій, який вмикає напругу до того або іншого сегмента за заданою програмою. Для цього може бути використана схема, яка приведена на рис. 15.8.

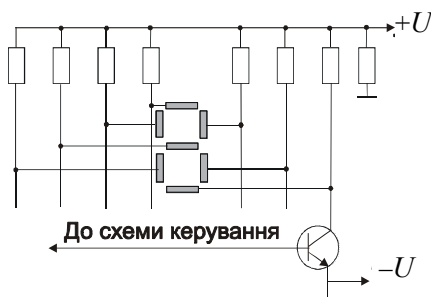


Рис. 15.8 – Схема комутації сегментів РК-індикатора

Тут до кожного сегмента підводиться живлення лише в тому випадку, якщо відповідний транзистор відкритий (на рисунку показаний тільки один транзистор). Між спільним електродом і полюсом джерела ввімкнено обмежувальний опір $R_{обм} = 10...100$ кОм. За допо-

могою високоомних резисторів встановлюється необхідна напруга на сегментах (порядка 5 В). При відкритому транзисторі відповідний цифровий сегмент є заземленим, на РК буде прикладена повна напруга живлення і він стане прозорим, що призведе до засвічування того або іншого символу.

До недоліків індикаторів на РК слід віднести те, що вони погано працюють при понижених температурах. Зниження температури призводить до різкого зниження швидкодії приладів (яка і так невелика і складає приблизно 0,1 с) і визначається вона в'язкістю РК. Термін експлуатації індикаторів на РК – біля 10^4 годин, для його збільшення комірки рекомендується збуджувати змінним електричним полем (при цьому інтенсивність електрохімічних процесів різко зменшується).

Одною із основних переваг індикаторів на РК є низька споживана потужність, що зумовлює їх широке використання в годинниках, мікрокалькуляторах та багатьох інших пристроях. На основі РК розроблені багатоелементні екрани для відображення інформації (зокрема екрани для телевізорів, комп'ютерів). При цьому в екрани часто приходиться вводити компактні джерела підсвічування (наприклад на основі гнучких електролюмінесцентних каналів), які збільшують затрати енергії на роботу екранів.

15.2. Електрохромні індикатори

До цього класу відносяться індикатори, в яких накладання зовнішнього електричного поля приводить до зміни кольору активного середовища. До речовин, які змінюють свій колір, можуть відноситись триоксид вольфраму (WO_3), іридієво-оксидні плівки, ряд інших неорганічних оксидів, деякі органічні речовини – віологени, біперілові солі, деякі рідкі кристали. Схематичне зображення електрохромного індикатора показано на рис. 15.9, де 1 – скляна пластина, 2 – прозорий електрод, 3 – шар аморфного WO_3 , 4 – шар діелектрика, 5 – електрод.

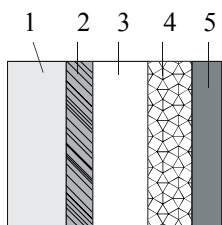


Рис. 15.9 – Будова електрохромного індикатора

Шар WO_3 товщиною 0,1...1 мкм наноситься на скляну підкладку (він наноситься на прозорий електрод, плівка In_2O_3 товщиною 0,1...0,2 мкм), шляхом термічного напилювання. Поверх активного шару напилюють шар діелектрика (наприклад, SiO_2 товщиною 0,05 мкм) а потім плівковий електрод (золото, товщиною 0,01 мкм).

Якщо на прозорий електрод (2) такої комірки подається від'ємний потенціал, то з нього в WO_3 будуть інжектуватися електрони. У

результаті на катоді відбудеться реакція утворення вольфрамової бронзи і в активному шарі виникають центри забарвлення: колір плівки стає синім. Реакція утворення вольфрамової бронзи зворотна: при зміні полярності живлення індикатор відновлює початковий колір (інжекції електронів із плівки золота перешкоджає шар діелектрика 4. Робоча напруга таких індикаторів складає частки вольт, а контраст 2:1 досягається приблизно за 1 секунду.

Важливою особливістю електрохромного індикатора є наявність пам'яті: забарвлення активного шару може зберігатися протягом багатьох годин, до тих пір, доки не буде поданий імпульс стираючої напруги протилежної полярності. Заряд, який необхідний для зміни кольору індикатора не є великим (до 5 мКл/см²). Таким чином, прилади цього типу є ще економніші, ніж прилади на РК.

Основні недоліки електрохромних індикаторів: інерційність (час перемикання може досягти 1 с) та недостатня довговічність. Вони витримують не більше як 10⁷ перемикань, а це значить, то їх термін експлуатації буде біля 3 000 годин (біля 120 діб). Швидкодію можна збільшити, використовуючи як активний матеріал не тверду речовину, а рідину, але термін експлуатації при цьому ще більше знижується (у коміріці можуть проходити неконтрольовані хімічні реакції), гірший і контраст при використанні рідини як активне середовище.

У цілому електрохромні індикатори цілком придатні для відображення інформації, яка повільно змінюється, де і проявляються їх переваги – економічність та високий (не гірший, ніж в індикаторах на РК) контраст. Температурний діапазон роботи електрохромних індикаторів навіть більш широкий (від – 29 до 70 °C), ніж в індикаторах на РК.

15.3. Індикатори інших типів

Використання технології, розробленої для виробництва елементів мікроелектроніки, відкрило нові можливості для створення вакуумних розжарювальних індикаторів, нагрівання окремих елементів яких (вольфрамових ниток) дозволяє відображувати необхідний символ. За законом Стефана – Больцмана для теплового випромінювання, яскравість таких індикаторів визначається температурою ($T = 1\,200...1\,300\text{ }^{\circ}\text{C}$) вольфрамової нитки і може досягати 10 000 кд/м², що суттєво вище ніж у індикаторів інших типів. Підкладка, на якій розміщені вольфрамі нитки, виготовляється чорного кольору, що дозволяє отримати дуже високу контрастність зображень. Термін експлуатації вакуумних

розжарувальних індикаторів складає $10^4 \dots 10^5$ годин, колір випромінювання – білий (застосування кольорових світлофільтрів забезпечує багатокольоровість при досить високій яскравості). Залежність яскравості від напруги добре описується виразом виду $L \approx U^7$ [2].

Принциповим недоліком вакуумних розжарювальних індикаторів є їх низький коефіцієнт корисної дії (декілька процентів), оскільки при тій температурі, яку має вольфрамова нитка, основна частка випромінювання знаходиться в інфрачервоній області спектра. Швидкодія їх також не дуже висока і складає 10^{-2} с.

Явище **електрофорезу** (направленого руху заряджених частинок одного кольору в діелектричній рідині іншого кольору) використовується в роботі електрофорентних індикаторів. У залежності від полярності прикладеної напруги електричне поле переміщує частинки пігменту (найчастіше порошку TiO_2) до одного або іншого електрода комірки. Типові характеристики електрофорентних індикаторів: в елементі товщиною 50 мкм напруга в 30 В переміщує частинки при густині струму 1 мкА/см^2 приблизно за 100 мс. Ресурс роботи складає $10^7 \dots 10^8$ циклів, робочий діапазон температур $-15 - +50^\circ\text{C}$. Індикатори “мають пам’ять” (зображення зберігається після вимкнення напруги. Підбір пігментів та діелектричної рідини може забезпечити великий набір кольорів. До недоліків електрофорентних індикаторів відносять порівняно великі (десятки вольт) напруги для керування та низьку швидкодію (0,1...1 с).

В основі роботи електролітичних індикаторів лежать процеси зворотного осадження на поверхню електрода плівки металу (плівка утворюється в результаті електролізу розчину, який знаходиться між двома електродами, один з яких прозорий). При осаджуванні металу (срібла) плівка на прозорому електроді поглинає світло, яке на неї падає, в результаті цього елемент відображення здається темним на білому фоні. Прикладена напруга зворотної полярності приводить до просвічування електрода. Робоча напруга таких комірок – одиниці вольт, ресурс роботи – біля 10^7 циклів, робочий діапазон температур – від -40°C до $+60^\circ\text{C}$. Зображення може зберігатися протягом декількох діб. Недоліком їх є велика інерційність (час запису та стирання складає 0,2...1 с).

Як пасивні індикатори можуть використовуватись електрично-керовані оптичні транспаранти, які розглянуті раніш (наприклад на основі кристалів KDP, DKDP, ADP, PLZT-кераміки).

У таблиці 15.1 наведено основні параметри деяких індикаторів, які виготовляються в промисловості.

Таблиця 15.1 – Основні параметри індикаторів, які використовуються в системах відображення інформації

Тип індикатора	Яскравість	Колір світла	Час перемикання, с	Керуюча напруга, В	Кут огляду
Активні					
Вакуумні розжарювальні	500...20 000	Жовтий	$10^{-2} \dots 10^{-1}$	5	$\pm 60^\circ$
Вакуумні люмінесцентні	30...1 000	Зелений, Жовтий, Червоний	10^{-3}	50...70	$\pm 45^\circ$
Світлодіодні	10...400	Червоний	$10^{-8} \dots 10^{-6}$	1,5...10	$\pm 50^\circ$
Газорозрядні	50...900	Зелений, Жовтий, Червоний	$10^{-4} \dots 10^{-3}$	70...300	$\pm 45^\circ$
Електролюмінесцентні (порошкові)	10...70	Голубий, Зелений, Жовтий, Червоний	10^{-2}	115...220	$\pm 80^\circ$
Пасивні					
На РК	—	—	10^{-1}	3...30	$\pm 30^\circ$
Електрохромні	—	—	$10^{-2} \dots 1$	0,1...1	$\pm 60^\circ$

Лекція 16. ЕКРАНИ В СИСТЕМАХ ВІДОБРАЖЕННЯ ІНФОРМАЦІЇ

- *Загальні вимоги до екранів.*
- *Електронно-променеві трубки.*
- *Електролюмінесцентні екрани.*
- *Рідкокристалічні екрани.*
- *Лазерні проекційні системи.*

16.1. Загальні вимоги до екранів

Індикаторні прилади, які відображають порівняно невелике число знаків, на практиці широко замінюють екрани, що дозволяють одержувати багатоелементне кольорове зображення, що рухається. Фізичні принципи дії таких екранів аналогічні принципам дії відповідних індикаторних приладів. Нижче коротко розглянуті характеристики тих з них, що найбільш часто використовуються в дисплеях – приладах, що поєднують як самі екрани, так і системи керування, що забезпечують їх роботу.

При створенні комплексів, що включають пристрої візуального відображення інформації, виникає ряд специфічних проблем, що стосуються узгодження характеристик машини – системи відображення інформації і людини – оператора. Крім загальних вимог, яким повинно задовольняти робоче місце оператора, важливу роль відіграють ергономічні вимоги до якості зображення на екрані дисплея: яскравість зображення повинна піддаватися плавному регулюванню в межах від 0 (світіння немає) до $150...200 \text{ кд/м}^2$ (звичайно яскравість екрана близько 100 кд/м^2); контраст зображення при освітленості $300...500 \text{ лк}$ повинний складати від 1:8 до 1:15; для реалізації можливостей ока розрізняти деталі з кутовими розмірами не менше хвилини розміри окремих світних крапок екрана не повинні бути більше 0,3 мм, при цьому на відображуваний символ по висоті повинно приходиться не менш 10...12 точок, щоб не була видна зерниста структура символу; для одержання злитих фаз руху, зафіксованого на сусідніх кадрах зображення, що рухається, необхідно забезпечити показ від 16 до 24 кадрів у секунду (вимоги обумовлені інерційністю сприйняття світлового сигналу оком людини); бажано використовувати багатокольорові екрани, причому рекомендується надавати самому оператору вибір зручного для нього сполучення кольорів (коли це можливо). При використанні ж монохромних екранів варто пам'ятати, що втомлюваність оператора менша при відображенні інформації темними символами на світлому фоні, а не навпаки.

Облік вимог ергономіки, спрямованих на зниження втоми оператора і збільшення ефективності його роботи, накладає додаткові обмеження на вибір елементної бази для екрана дисплея. Так, незважаючи на великий (десятки тисяч годин) термін експлуатації і гарну яскравість (до 200 кд/м² при контрастності 1:25) газорозрядні індикаторні панелі як екрани для дисплеїв практично не використовуються, оскільки вони одноколірні, мають низьку роздільну здатність (розмір світної точки звичайно складає близько 0,5 мм і можуть експлуатуватися лише при відносно невеликих (приблизно до 100 лк) рівнях зовнішнього засвічення, і крім того, у таких пристроїв відсутня можливість передачі градацій яскравості, що не дозволяє використовувати їх для передачі напівтонових картин.

16.2. Електронно-променеві трубки

Найбільш широко застосовуваним елементом систем відображення інформації у наш час залишаються **електронно-променеві трубки** (ЕПТ), незважаючи на те, що вони вимагають високих керуючих напруг, мають великий об'єм при порівняно обмеженому розмірі екрана і т. д. Проте, поки саме ЕПТ є основою багатокольорових дисплеїв, що мають необхідну яскравість.

На базі існуючих кінескопів (розміри кроку кольорових триад на екрані яких можливо знизити до 0,3 мм) можуть бути реалізовані відтворюючі пристрої з підвищеною чіткістю вище 1 000 ліній на екран і навіть більше. Картинка, одержувана на такому екрані, за якістю не уступає кольоровому зображенню на кіноекрані, подібні системи вже знайшли широке застосування в телебаченні. Варто вказати, що незважаючи на великі надії, зв'язані з використанням кінескопів із щільними масками, як і раніше широко використовуються ЕПТ зі звичайним дельтоподібним розташуванням джерел електронів (кожний з яких відповідає за збудження люмінофора одного з трьох основних кольорів світіння).

Електронно-променеві трубки дозволяють вивести на екран значний обсяг інформації. Існуючі дисплеї з кольоровим зображенням звичайно висвітлюють 25 рядків символів, монохроматичні – 32 рядки, а телевізійні монітори підвищеної чіткості до 80 рядків. Кращі дисплеї цього типу мають 1 280 × 1 024 елементів відображення – кольорових триад, відстань між якими складає 0,15 мм.

Необхідно вказати, що створення систем з підвищеною чіткістю зображення вимагає підвищення частоти рядкового розгортання, що, у свою чергу, приводить до збільшення потужності, яка ви-

трачається на нагрівання екрана, і в кінцевому рахунку до зниження терміну експлуатації кінескопа.

Конкуренція з боку різних виробників екранів інших типів змусила вжити заходи, спрямовані до зміни традиційної конструкції електронно-променевих трубок і, зокрема, до зменшення їх товщини. Створений зразок кінескопа, горловина якого є електронно-променева гармата, розташована не як звичайно (перпендикулярно поверхні екрана), а паралельно йому. Для повороту електронного променя в місці вигину кінескопа використовується спеціальний електростатичний пристрій. В іншому зразку “вигнутий” подібним чином електронний промінь періодично оббігає пластину мікроканального підсилювача, електрони з виходу якого у свою чергу збуджують люмінофорний екран.

Незважаючи на вагомі результати, одержані в ході розробки “плоских” ЕПТ, екрани цього типу все-таки не можуть мати посправжньому плоскої поверхні, а значить і забезпечувати великий кут огляду, однакові різкість і передачу кольору як у центрі так і на його периферії. Особливо помітними стають ці недоліки в зв’язку з спробами створення екранів великих розмірів (1,5...2 м по діагоналі) і малої (кілька сантиметрів) товщини. Саме тому широким фронтом йде розробка екранів, що працюють за іншими фізичними принципами.

16.3. Електролюмінесцентні екрани

Світлодіодні індикатори є масовим виробом сучасної електронної промисловості. Спроби об’єднання таких індикаторів у світлодіодну матрицю, вимагають досить складних технологічних і схемотехнічних вирішень. Тому, коли говорять про електролюмінесцентні екрани, то, як правило, мають на увазі екрани тих двох типів, що освоєні промисловістю: тонкоплівкові, які збуджуються змінною напругою, і порошкові, які працюють на постійному струмі.

Дисплеї на основі тонкоплівкових електролюмінесцентних випромінювачів випускаються в ряді країн. Основна перевага екранів цього типу – мала товщина, невелика споживана потужність, підвищена механічна міцність. Типові плівкові електролюмінесцентні екрани мають близько 10^5 елементів, яскравість 100 кд/м^2 і мають роздільну здатність 26 ліній/см. Вдосконалювання параметрів тонкоплівкових електролюмінесцентних екранів продовжується. Створено повнокольоровий екран розміром $12,2 \times 9,1$ см (відстань між елементами-тріадами люмінофора різного кольору світіння 0,38 мм). Розроблено екрани розміром 40×40 см, що містять $2\,000 \times 2\,000$ елементів відображення і споживають всього 50 Вт тощо.

Труднощі, пов'язані із застосуванням тонкоплівкової технології, вдається багато в чому подолати, використовуючи в електролюмінесцентних екранах порошкові люмінофори, що працюють на постійному струмі. Такі екрани виявляються дешевші тонкоплівкових і, крім того, вимагають менших напруг для роботи (факт, що має немаловажне значення при створенні систем керування). Виготовлені в даний час пристрої цього типу містять до 640×480 елементів, здатних відобразити 16 градацій яскравості. Колір світіння електролюмінесцентних екранів постійного струму – жовто-помаранчевий.

16.4. Рідкокристалічні екрани

Пристрої цього типу одні з перших, котрі “спробували” скласти конкуренцію електронно-променевим трубкам у системах відображення інформації. Принципова схема сучасного матричного рідкокристалічного екрана виглядає в такий спосіб: шар рідкого кристала, розташований між двома скляними пластинами з взаємно перпендикулярними смужками електродів підсвічується розташованими позаду (у деяких збоку, з торця екрана) люмінесцентними джерелами білого світла. Скло одночасно є поляризатором, змінюючи напругу на окремому елементі, можна регулювати яскравість пройденого крізь нього світла. На лицьовій скляній пластині розташовують тріади кольорових світлофільтрів, розміри яких близькі до розмірів люмінофорних тріад на екрані кінескопа. В одному з рідкокристалічних екранів зображення створюється $640 \times 450 \times 3$ елементами відображення (тріади червоного, зеленого і синього кольорів). Ширина смужок електродів подібного екрана всього 5 мкм. Такий екран практично вже замінив електронно-променевий монітор для персональних комп'ютерів.

Важливою проблемою на шляху створення матричних екранів усіх типів є ефективне керування кожною коміркою екрана, загальне число яких може досягати декількох мільйонів. Для цих цілей розроблена технологія одержання матриць плівкових транзисторів на основі аморфного кремнію. Тонкоплівкова технологія дозволяє наносити плівки аморфного кремнію на скляні підкладки, що є одночасно основою для рідкокристалічного або електролюмінесцентного шару. Типовий рідкокристалічний екран, що використовує твіст-ефект, містить до 1 млн елементів відображення і ключових транзисторів, має розміри $15,8 \times 15,8$ см, коефіцієнт контрастності понад 50:1, при куті огляду більш 50° .

Темпи удосконалювання і зростання виробництва рідкокристалічних екранів настільки великі, що на сучасному етапі розвитку

техніки вони повністю витісняють електропроменеві трубки. Мабуть, лише тільки електролюмінесцентні екрани, темпи розвитку яких ще вищі, зможуть взяти участь в “суперечці” цих гігантів оптоелектронної техніки.

16.5. Лазерні проекційні системи

Основний прийом, що лежить в основі створення лазерних систем відображення інформації – пряма проекція зображення на звичайний екран. У наш час для одержання багатокольорових зображень використовують аргонів (синього і зеленого кольорів світіння) і криптонів (червоного кольору світіння) лазери. Модуляція інтенсивності, а також відхилення променів на задані кути здійснюються приладами, що використовують акусто- і електрооптичний ефекти, що розглянуті вище.

Перевагою сучасних лазерних проекційних систем є відтворення зображень на екрані великої (кілька квадратних метрів) площі при значній (100 кд/м^2) яскравості, гарний контраст (до 1:100) і висока роздільна здатність.

До недоліків систем цього типу варто віднести в першу чергу низький ККД газових лазерів, який не перевищує десятих часток процента, що призводить до значного споживання енергії (декілька кіловат для висвічування квадратного метра зображення). У сукупності з пристроями модуляції і відхилення вартість лазерних проекційних систем виявляється досить високою. Сучасні гіганти оптоелектронної промисловості Panasonic, Sony, LG, Samsung тощо, проводять розробку лазерних систем для побутових умов використання: проекційний пристрій, закріплений під стелею і який створює яскраве кольорове зображення на стіні-екрані, отже може стати повсякденною реальністю, витіснивши звичайний телевізор.

У таблиці 16.1 наведені деякі характеристики та параметри екранів для відображення інформації.

Таблиця 16.1 – Параметри деяких екранів для відображення інформації

Фірма-виробник, країна	Марка, тип екрана	Розміри, см	Кількість елементів	Розмір точки, мм	Колір світіння	Яскравість, кд/м^2
1	2	3	4	5	6	7
Sany'o, Японія	LCD-558-01A (рідко-кристалічний)	31,0×16,0	640×200	0,38	Чорні символи на сірому фоні	–

Продовження таблиці 16.1

1	2	3	4	5	6	7
Sharp, Японія	DSP14CH01 (електронно-променева трубка)	24×18,0	640×480	0,3	Багато-кольоровий	400
—“—	Lj-512401 (тонко-плівковий електролюмінесцентний)	17,9×4,5	512×123	0,38	Жовто-помаранчевий	103
—“—	LT1400 (світлодіодний модуль)	5,7×5,7	16×16	0,5	Жовто-зелений	50
IBM, США	IBM-581 (газо-розрядний)	34,1×27,3	960×768	0,5	Помаранчевий	100
Noritake, Японія	DM256×256C (вакуумний люмінесцентний)	15,0×15,0	256×256	0,6	Синьо-зелений	70
LG, Південна Корея	FLL1511S, Flatron (рідко-кристалічний)	28,5×21,2	800×600	0,28	Багато-кольоровий	—
—“—	FLL1511S, Ivory (рідко-кристалічний)	35,6×23,2	1024×768	0,24	—“—	—
—“—	T710BHK, Alrue – Flatron (електронно-променева трубка)	35,6×23,2	1024×768	0,28	—“—	1000

1. Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. – М.: Радио и связь, 1989. – 360 с.
2. Верещагин И.К. Введение в оптоэлектронику / И.К. Верещагин, Л.А. Косяченко, С.М. Кокин. – М.: Высшая школа, 1991. – 191 с.
3. Корнейчук В.И. Оптические системы передачи / В.И. Корнейчук, Т.В. Макаров, И.П. Панфилов. – К.: Техніка, 1994. – 388 с.
4. Епифанов Г.И. Физика твердого тела. – М.: Высшая школа, 1977. – 287 с.
5. Тамир Т. Интегральная оптика. – М.: Мир, 1978. – 344 с.
6. Окоси Т. Волоконно-оптические датчики. – Л.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.
7. Шевцов Е.А. Фотоприемные устройства волоконно-оптических систем передачи / Е.А. Шевцов, М.Е. Белкин. – М.: Радио и связь, 1992. – 224 с.
8. Скворцов В.В. Оптические системы передачи: Учебник для вузов / В.В. Скворцов, В.И. Иванов / Под ред. В.И. Иванова. – М.: Радио и связь, 1994. – 224 с.
9. Семенов А.С. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации / А.С. Семенов, В.Л. Смирнов, А.В. Шалько. – М.: Радио и связь, 1990. – 225 с.
10. Хансперджер Р. Интегральная оптика: Теория и технология / Пер. с англ. – М.: Мир, 1985. – 384 с.
11. Андрушко А.М. Волоконно-оптические линии связи / А.М. Андрушко, И.И. Гроднев, И.П. Панфилов. – М.: Радио и связь, 1984. – 136 с.
12. Заспа Ю.П. Волоконно-оптичні системи передачі інформації та оптоелектроніка. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт / Ю.П. Заспа, В.Б. Дроздовський, Ю.М. Бойко. – Ч. 1. – Хмельницький: ТУП, 2001. – 43 с.
13. Дроздовський В.Б. Оптоелектроніка та волоконно-оптичні системи передачі інформації. Завдання контрольних робіт для студентів заочної форми навчання спеціальностей “Комп’ютерні системи та мережі” і “Радіотехніка” / В.Б. Дроздовський, Ю.П. Заспа, Ю.М. Бойко. – Хмельницький: ТУП, 2002. – 24 с.
14. Епифанов Г.И. Твердотельная электроника: Учеб. для студентов вузов / Г.И. Епифанов, Ю.А. Мома. – М.: Высшая школа, 1986. – 304 с.
15. Гвоздева Н.П. Физическая оптика / Н.П. Гвоздева, В.И. Кульянова, Т.М. Леушина. – М.: Машиностроение, 1991. – 304 с.
16. Ресурси мережі Internet.