

НАХОДКІН М.Г. © and other present ©...

ФУНКЦІОНАЛЬНА ЕЛЕКТРОНІКА

ПІДРУЧНИК

Київський національний університет
імені Тараса Шевченка
2005

Основні позначення

E - енергія носіїв заряду,

E_C та E_V - енергії дна зони провідності та стелі валентної зони,

e - елементарний заряд,

\vec{F} , F - напруженість електричного поля,

F - рівень Фермі (електрохімічний потенціал),

$F'_{n,p}$ - квазірівень Фермі для електронів (дірок),

$g_{n,p}$ - швидкість генерації носіїв струму в одиниці об'єму,

h - стала Планка,

k_B - стала Больцмана,

L_e - довжина екранування, товщина просторового заряду біля поверхні напівпровідника,

$L_D = \sqrt{D\tau}$ - глибина дифузії,

$L_{F,n,p} = \mu_{n,p} F \tau_{t,n,p}$ - глибина дрейфу носіїв в електричному полі з напруженістю F ,

m_0 - маса ізолюваного електрона,

$m_{n,p}^*$ - скалярна ефективна маса електрона (дірки),

$n_{e,p}$ - концентрація електронів (дірок),

n_i - концентрація носіїв у власному напівпровіднику, коли $n = p$,

N_d - концентрація донорів,

N_a - концентрація акцепторів,

$N_{c,n,p}$ - ефективна густина станів в зоні провідності (валентній зоні),

N_{ss} - густина поверхневого заряду,

$\mu_{n,p}$ - рухливість електронів (дірок),

T - температура,

$\tau_{i,n,p} = \tau_{n,p}$ - час життя нерівноважних електронів (дірок),

$\tau_M = \epsilon / 4\pi\sigma_d = \epsilon_r / 4\pi$ - час максвелівської релаксації,

ψ_0 - енергетичний рівень середини забороненої зони.

Передмова

Функціональна мікроелектроніка є одним із перспективних напрямків розвитку сучасної електроніки та мікроелектроніки. Носієм сигналу в ній є динамічна неоднорідність, що являє собою локальний нерівноважний стан в однорідному континуальному середовищі. Прикладом динамічних неоднорідностей є зарядові динамічні неоднорідності в напівпровідникових лініях затримки, зарядові неоднорідності в приладах з зарядовим зв'язком, домени сильного поля в діодах Ганна, акустичні хвилі в приладах акустоелектроніки та акустооптики, неоднорідності середовища, що виникають при його взаємодії з електромагнітними хвилями оптичного діапазону довжин хвиль і використовуються в оптоелектронних та інтегрально-оптичних пристроях, спінові хвилі тощо. В середовищі можна одночасно створювати динамічні неоднорідності різної фізичної природи, котрі взаємодіють між собою, наприклад, акустичних та оптичних неоднорідностей. Ця обставина визначає першу характерну позитивну особливість пристроїв функціональної електроніки, котра дозволяє здійснювати інтеграцію різних фізичних ефектів, що суттєво зменшує кількість міжчарункових з'єднань і тим самим збільшує надійність приладів. Другою позитивною рисою функціональних пристроїв є те, що вони дозволяють здійснювати не тільки послідовну, але й паралельну обробку та перенесення великих масивів інформації. Третьою позитивною рисою функціональної електроніки є можливість використання групових методів їх виготовлення, що дозволяє використовувати відомі переваги технологічної інтеграції, притаманної сучасній мікроелектроніці. Четвертою позитивною рисою функціональної електроніки є те, що вона, як і наноелектроніка, може використовувати квантові розмірні явища, що відбуваються в низькорозмірних системах (коли їх розміри стають сумірними або меншими довжини хвилі де Бройля). За допомогою цих явищ, наприклад, були створені ефективні інжекційні напівпровідникові лазери - мініатюрні ефективні джерела світла оптоелектронних пристроїв. Таким чином, функціональна електроніка не тільки використовує переваги технологічної інтеграції, притаманні мікроелектроніці, але й додатково використовує ще дві важливі позитивні особливості фізичної інтеграції та паралельної обробки інформації, а також використовує позитивні риси наноелектроніки, зв'язані з корисним використанням квантових розмірних ефектів, що забезпечує подальшу мініатюризацію та створення більш складних та ефективних функціональних пристроїв та їх подальше широке застосування.

Існує значна кількість статей, оглядів та монографій, присвячених окремим класам приладів або розділам функціональної електроніки. Проте дуже мало учбової літератури, в якій би в доступній та лаконічній формі були викладені основні принципи та засади функціональної електроніки. Зокрема відповідні україномовні видання нам невідомі, що створює значні труднощі для українських студентів при вивченні елементів функціональної електроніки. Ця обставина спонукала нас підготувати посібник з елементів функціональної електроніки. Він написаний на основі лекцій, що на протязі декількох останніх років читались одним із авторів на радіофізичному факультеті Київського Національного університету імені Тараса Шевченка, як третя частина курсу "Фізичні основи мікроелектроніки". Разом з тим ця книжка не є конспектом лекцій, а задуманий, як учбовий посібник і тому містить в деяких розділах додатковий матеріал для тих, хто бажає вивчити матеріал більш детально. Посібник розрахований на осіб, що володіють матеріалом фізичних та математичних курсів в об'ємі програм фізичних та радіофізичних факультетів університетів та фізико-технічних факультетів інших вузів. Для вивчення матеріалу, що входить до посібника, необхідно знати основи статистичної фізики, квантової механіки та фізики напівпровідників в об'ємі звичайних університетських

Передмова

ких курсів. Автори не ставили перед собою дати вичерпне викладення теоретичних та експериментальних питань всіх розділів функціональної електроніки, а вважали корисним забезпечити студентам та магістрам необхідну початкову базу основ функціональної електроніки.

При виборі матеріалу для посібника ми віддавали перевагу викладенню основних фізичних принципів, засад та явищ, що використовуються в функціональній електроніці, а не опису роботи та особливостей окремих приладів. Ми сподіваємося, що такий вибір матеріалу дозволить зменшити небезпеку того, що матеріал застаріє ще до виходу посібника з друку. Крім того ми намагались обмежити об'єм посібника так, щоб студент зміг його прочитати при всій його зайнятості іншими предметами. Звичайно, що при виборі матеріалу певний вплив визначили наукові інтереси авторів. Так, у посібнику основна увага приділялась явищам, що відбуваються в напівпровідниках і напівпровідникових функціональних пристроях, а розділи, присвячені магнітним середовищам, динамічним неоднорідностям в них, спіновим хвилям та численним НВЧ приладам опущені. Проте ці розділи досить добре висвітлені в науковій та учбовій літературі. Кожний розділ завершується контрольними запитаннями та задачами, які дозволяють здійснити самоперевірку засвоєння матеріалу. До кожного розділу додається також короткий список основної літератури, вивчення якої дозволить більш детально познайомитись з матеріалом цього розділу.

Для позначення фізичних величин, що використовуються при викладенні матеріалу, не вистачає літер латинського та грецького алфавіту. Тому досить часто різні величини позначаються однаковими символами. Їх зміст завжди вказується у відповідних місцях тексту. Список найбільш широко вживаних позначень наведений у спеціальній таблиці. Формули та рисунки мають подвійну нумерацію. Перша цифра вказує номер глави, а друга - номер формули або рисунка.

Всі формули дані в системі одиниць Гаусса. Однак іноді чисельні дані характеристик пристроїв або напівпровідникових матеріалів наводяться в практичних одиницях (наприклад, напруга - в В, струм - в А, рухливість в $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, тощо).

Глава 1. ФУНКЦІОНАЛЬНА ЕЛЕКТРОНІКА

1.1. Визначення та загальні особливості

Сучасна мікроелектроніка використовує ідеї схемотехнічної та технологічної інтеграції і класичну теорію електричних кіл. Вона має свою теоретичну границю подальшого ускладнення і розвитку електронних систем на основі використання відомих на сьогодні фізичних принципів їх роботи, про що свідчить хоча б те, що останні роки темп розвитку мікроелектроніки суттєво сповільнився.

Одним із наступних кроків розвитку мікроелектроніки є використання функціональної інтеграції. Якщо в традиційній мікроелектроніці для перетворення сигналів використовувались статичні неоднорідності (р-n-переходи, контакти Шоттки тощо), котрі створювались в твердих тілах під час виготовлення електронних приладів, то в функціональній електроніці зникає поняття окремих елементів радіоелектронних кіл (резисторів, конденсаторів, транзисторів тощо), тому що при цьому працює все середовище системи. В середовищі систем функціональної електроніки сигнали різної природи (механічні, акустичні, електричні, магнітні, електромагнітні тощо) створюють локальні динамічні неоднорідності. Динамічні неоднорідності взаємодіють між собою та з сигналами, що забезпечує інтеграцію різноманітних фізичних явищ в одному пристрої, що називають також *функціональною інтеграцією*. Таким чином схемотехнічна інтеграція доповнюється або замінюється функціональною фізичною інтеграцією.

Функціональною електронікою називають такий напрямок розвитку мікроелектроніки, в якому носієм інформації служить багатовимірний сигнал, наприклад, поле електромагнітної хвилі, параметрами якого керують динамічні неоднорідності середовища, котрі виникають в потрібний момент часу під дією керуючого сигналу і керовано переміщуються або змінюються під дією керуючого сигналу. Термін функціональна електроніка походить від того, що її пристрої призначені реалізовувати певну функцію апаратури на основі використання одного або декількох фізичних явищ в твердому тілі без використання стандартних базових елементів мікросхем (транзисторів, резисторів, ємностей тощо). Таким чином, замість технологічної (або схемотехнічної) інтеграції функціональна електроніка використовує функціональну (або фізичну) інтеграцію.

На рис.1.1 зображені три різновиди схем функціональних

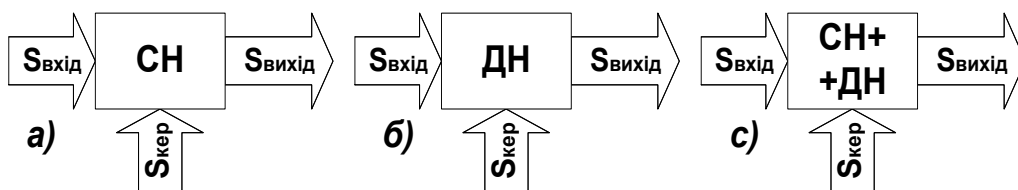


Рис.1.1. Схема функціональних пристроїв (ФП): а - з статичними неоднорідностями, б - з динамічними неоднорідностями, в - з статичними та динамічними неоднорідностями в середовищі.

приладів. До їх складу входять:

- генератор вхідного сигналу акустичного, електричного, магнітного, електромагнітного (оптичного)),
- середовище розповсюдження вхідного сигналу, в якому відбувається взаємодія вхідного сигналу з динамічними неоднорідностями,

- генератор керуючого сигналу, що створює динамічні неоднорідності в середовищі,
- детектор вихідного сигналу.

Середовище розповсюдження сигналів функціональних пристроїв має певну геометричну форму. Воно може бути однорідним або мати статичні неоднорідності, параметри яких можуть бути сталими або змінюватися за допомогою спеціальних сигналів. Вхідний сигнал (акустичний, електричний, магнітний, електромагнітний (оптичний)) генерує в середовищі локальні динамічні неоднорідності густини, механічних напружень, заряду, електричних та магнітних полів, показників заломлення тощо. Динамічні неоднорідності розповсюджуються в середовищі з відповідними швидкостями у вигляді хвиль будь-якої природи: акустичних, електромагнітних (оптичних), спінових тощо. Вони призначені для перенесення інформації. В деяких випадках, коли генератори вхідного сигналу дозволяють здійснювати внутрішню модуляцію, то несучі інформацію хвилі будуть також модульованими. Керуючий сигнал або сигнали призначені для обробки інформації. Вони створюють додаткові динамічні неоднорідності в цьому середовищі. Додатково створені керуючим сигналом динамічні неоднорідності середовища взаємодіють з існуючими статичними та динамічними неоднорідностями, що створюються вхідним сигналом. Виникає новий розподіл динамічних неоднорідностей в середовищі, котрий є вихідним сигналом. Взаємодія динамічних неоднорідностей середовища, викликаних сигналами різної фізичної природи, забезпечує здійснення функціональної (або фізичної) інтеграції. На рис.1.1 наведено, як вже вказувалося, три різновиди функціональних пристроїв. На рис.1.1.а зображена схема з статичними неоднорідностями, в якій керуючий сигнал створює в середовищі статичні неоднорідності. Зарядові неоднорідності, що пересуваються в цьому середовищі, або несучі хвилі, створені вхідним сигналом, взаємодіють в цьому випадку з статичними неоднорідностями і утворюють вихідний сигнал. На рис.1.1.б та 1.1.в зображені системи, в якій хвилі - динамічні неоднорідності, створені вхідним сигналом, взаємодіють з динамічними неоднорідностями, створеними в середовищі керуючим сигналом, або з динамічними та статичними неоднорідностями відповідно. Після взаємодії з статичними або динамічними неоднорідностями утворюються результуючі (вихідні) динамічні неоднорідності у вигляді змінених зарядових неоднорідностей, модульованих коливання або хвилі тощо. Вони надходять до входу наступної ступені складної інформаційної системи або виділяється детектором у вигляді електричного сигналу. Таким чином на відміну від традиційної мікроелектроніки, котра використовує здебільшого статичні технологічні неоднорідності, *функціональна мікроелектроніка використовує разом з статичними також динамічні неоднорідності*. Наведемо такі приклади типових пристроїв функціональної електроніки, котрі здебільшого є пристроями аналогової обробки сигналів: лінза, здатна до інтегрального перетворення Фур'є, випрямляч змінного струму на ефекті Пельт'є, генератор Ганна, лінії затримки, акустоелектричні аналізатори спектра, корелятори та конвойлери, різноманітні оптоелектронні системи тощо.

Однією з особливостей елементів функціональної електроніки є використання *середовищ з розподіленими параметрами*. В цих середовищах не можливо виділити області, котрі виконують окремі схемотехнічні функції, тому що вся система з динамічними неоднорідностями впливає на багатовимірну функцію вхідного сигналу і перетворює його у вихідний сигнал. Зникає необхідність об'єднання великої кількості окремих елементів в системи, тобто зникає необхідність формування на одному кристалі множини структурних елементів з своїми міжелементними з'єднаннями.

Функціональна електроніка використовує особливості різноманітних хвильових процесів і розподіленої взаємодії електромагнітних полів з електронами, атома-

ми і молекулами конденсованих середовищ різної природи: металів, напівпровідників, магнітодіелектриків, п'єзоелектриків, сегнетоелектриків, а також гомо- і гетероструктур цих матеріалів. В ній *використовуються такі фізичні явища:*

- скінченні значення швидкостей дрейфу основних носіїв струму,
- зміщення зарядів в зв'язаних системах областей просторових зарядів в напівпровідниках,
- електричні неоднорідності (домени сильного поля),
- плазмові явища в твердих тілах (лавиноподібний пробій, шнури струмів, плазмові коливання),
- взаємодія електромагнітних хвиль і електронів з фононами,
- взаємодія електромагнітних хвиль з магнітними неоднорідностями, наприклад, спіновими хвилями,
- електро- та п'єзострикційні явища,
- взаємодія когерентних та некогерентних електромагнітних хвиль оптичного діапазону з статичними і динамічними неоднорідностями середовища,
- квантові розмірні явища, що відбуваються в низькорозмірних системах, сумірних за розмірами з довжиною хвилі де Бройля,
- взаємодія сигналів з молекулами органічних сполук в тому числі і білкових молекул.

Функціональна (фізична) інтеграція має такі *позитивні риси:*

- по-перше, завдяки функціональній інтеграції зменшується кількість міжелектродних з'єднань, що при однакових із звичайною мікроелектронікою функціональних можливостей забезпечує більшу надійність функціональних пристроїв,
- по-друге, нові функціональні можливості електронних систем, що еквівалентне суттєвому збільшенню інтеграції по відношенню до звичайних інтегральних мікросхем (ІМС),
- по-третє, можливість не тільки послідовної, але й паралельної обробки інформації, що забезпечує велику продуктивність систем обробки аналогової та цифрової інформації,
- по-четверте, вона дозволяє використовувати груповий метод виготовлення схем, що дозволяє зберігати переваги технологічної інтеграції, притаманні звичайній мікроелектроніці,
- по-п'яте, вона плідно використовує мікромініатюризацію, що в деяких випадках дозволяє ефективно використовувати квантові розмірні ефекти, зокрема при побудові мініатюрних інжекційних лазерів з подвійним електронним та оптичним обмеженням.

Таким чином *функціональна електроніка* в ідеалі *поєднує позитивні риси фізичної або функціональної інтеграції*, яка полягає у використанні різноманітних явищ, що відбуваються в твердому тілі і на його поверхні, для інтеграції різноманітних схемотехнічних функцій та функціональних пристроїв, з позитивними рисами, притаманним груповим методам їх виготовлення тобто з *позитивними рисами технологічної інтеграції* електронних мікросхем, а також використовує *квантові розмірні ефекти*, що дозволяє не тільки зменшувати розміри систем, але збільшувати їх ефективність. Проте слід зауважити, що функціональна інтеграція на відміну від інтегральних мікросхем, здатних до чисельної обробки будь-яких функцій, спеціалізує свої пристрої для виконання однієї або обмеженої кількості функцій, що здебільшого відбувається у вигляді аналогової обробки сигналів. Деякі пристрої функціональної електроніки здатні також до чисельної обробки сигналів, проте вони потребують ще подальшого вдосконалення та розвитку.

Групи фізичні явища, що використовуються в роботі функціональних пристроїв, можуть бути використані для класифікації різновидів функціональної мікроелектроніки (ФМЕ). Проте загальновизнана класифікація ще не створена. В подальшому викладенні матеріалу ми обмежимося фрагментарним оглядом таких розділів ФМЕ, які вже знайшли практичне застосування, а саме: зарядові динамічні неоднорідності, функціональну акустоелектроніку, акустооптику, оптоелектроніку та інтегральну оптику (див. рис.1.2). Основна увага при цьому буде приділятися розгляду принципів роботи

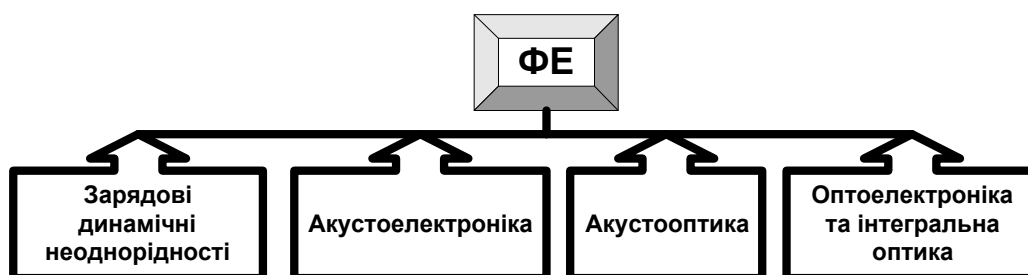


Рис.1.2. Основні класи пристроїв функціональної електроніки.

та фізичних обмежень основних груп найбільш вживаних приладів ФМЕ, не зупиняючись на деталях будови конкретних приладів.

1.2. Контрольні запитання та задачі

1. Дайте визначення функціональної електроніки.
2. Наведіть схему будови функціональних пристроїв та приклади їх будови.
3. Які явища використовуються в функціональній електроніці?
4. Які основні розділи входять до складу функціональної електроніки?
5. Наведіть приклади функціональних пристроїв.
6. Сформулюйте основні позитивні риси функціональної електроніки.
7. В чому сутність фізичної або функціональної інтеграції і чим вона відрізняється від технологічної інтеграції?

Література

1. Суємадцу Я., Катаока С., Кисино К., Кокубун Я., Судзуки Т., Исио О., Енедзава С. /Основы оптоэлектроники. Пер. с япон. -М.: Мир, 1988. -288с., ил.
2. Рычина Т.А., Зеленский А.В. / Устройства функциональной электроники и электрорадиоэлементы. М.: Радио и связь, 1989, - 352, ил.
3. Литвиненко О.Н. / Основы радиооптики. К.: Техніка, 1974, - 208с., ил.
4. Экспериментальная радиооптика, под ред В.А. Зверева и Н.С. Степанова, М.: Наука, 1979, - 117 с., ил.

Глава 2. ЗАРЯДОВІ ДИНАМІЧНІ НЕОДНОРІДНОСТІ

2.1. Зарядові динамічні неоднорідності

За допомогою електричного поля в напівпровідниках можна створювати три різновиди *зарядових динамічних неоднорідностей (ЗДН)*.

1. *По-перше*, інжектовані зарядові пакети надлишкових носіїв, здатні рухатися в об'ємі напівпровідника під дією електричного поля з швидкістю дрейфу неосновних носіїв v_d .
2. *По-друге*, групи надлишкових носіїв з інверсним знаком заряду, що надходять в потенціальні ями в умовах сильного збіднення основними носіями, створені електричним полем в приповерхневих областях напівпровідників. Ці групи носіїв можна пересувати в просторі за допомогою електричного поля із однієї ями в іншу потенціальну яму.
3. *По-третє*, домени сильного поля, які періодично утворюються міждолинним перерозподілом основних носіїв заряду в об'ємі багатодолинних напівпровідників електричним полем більше порогового, дрейфують в напівпровіднику під дією електричного поля та зникають біля поверхні одного з його.



Рис.2.1. Схема функціональних пристроїв (ФП) з зарядовими динамічними неоднорідностями (ЗДН)

Електричне поле або кванти світла, що поглинаються твердим тілом, служать входним сигналом ($S_{вх}$), що створює зарядові динамічні неоднорідності. Збереження, зміщення та рух зарядових пакетів або динамічних неоднорідностей в твердих тілах а також їх взаємодія з статичними, динамічними та одночасно статичними та динамічними неоднорідностями, створеними керуючим сигналом ($S_{кер}$), використовуються для формування вихідного сигналу ($S_{вих}$) в різноманітних електронних пристроях. Вони є напівпровідниковими приладами, в яких використовуються неосновні (надлишкові) або основні носії заряду. Проте на відміну від звичайних напівпровідникових приладів в них важко розрізнити окремі частини призначені для виконання функції окремих схемотехнічних елементів. Тому вони віднесені до пристроїв функціональної електроніки. Схема будови таких функціональних приладів (ФП) зображена на рис.2.1. В залежності від різновиду зарядових динамічних неоднорідностей (ЗДН) і їх властивостей, котрі використовуються в роботі ФП, вони можуть бути поділені на три великих групи різноманітних ФП, а **самовприлади з зарядовими пакетами інжектованих надлишкових носіїв**, в яких використовується скінчена швидкість їх дрейфу в напівпровіднику на протязі часу їх життя та взаємодія зарядового пакета під час його руху з статичними та динамічними неоднорідностями, створеними керуючим сигналом, - різноманітні *лінії затримки*,

2. функціональні прилади з *зарядовим зв'язком (ПЗЗ)*, в яких використовується здатність накопичування, зберігання та керований зсув інверсних носіїв в потенціальних ямах збіднених основними носіями заряду, локально створених електричним полем в приповерхневій області напівпровідника або оптичними сигналами та взаємодія з полями створеними керуючим сигналом,
3. *діоди Ганна*, в яких використовуються домени сильного поля (домени Ганна), що періодично виникають шляхом міждолинних переходів основних носіїв та дрейфують під дією електричного поля в об'ємі багатодолинних напівпровідників та

взаємодія з статичними та динамічними неоднорідностями, котрі створюються сигналом керування.

Схема класифікації цих напівпровідниковими ФП наведена рис.2.2. Видно, що в ко-

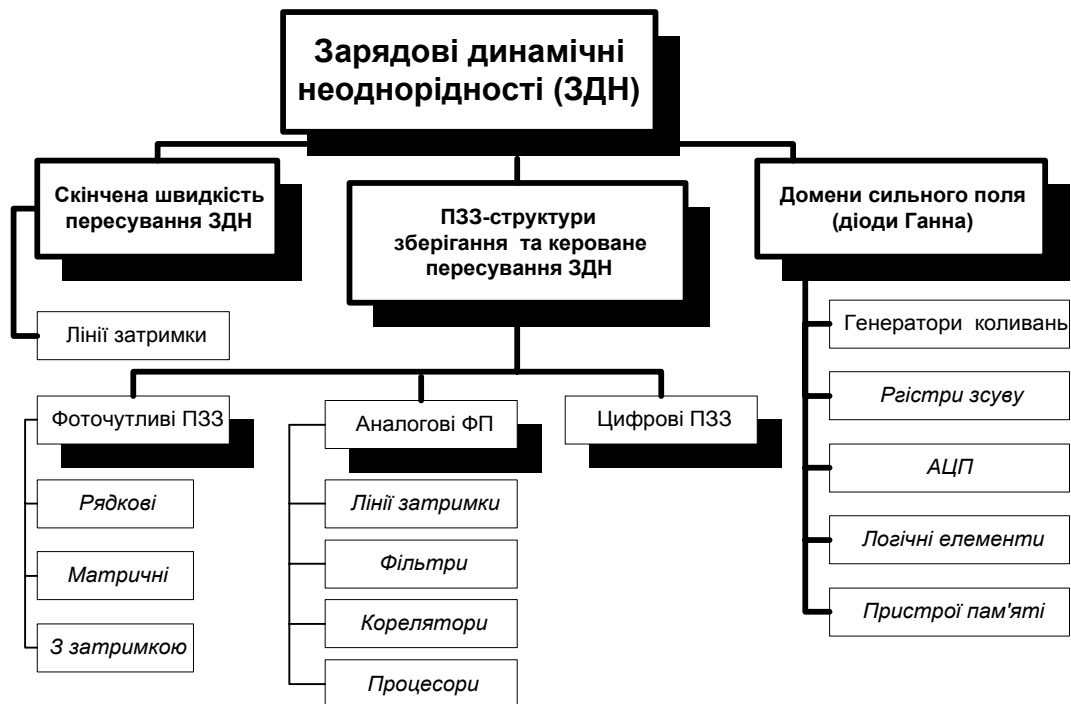


Рис.2.2. Напівпровідникові ФП з зарядовими динамічними неоднорідностями

жній групі пристроїв створено і використовується досить значний набір їх різноманітних різновидів: бездисперсійні та дисперсійні лінії затримки, фільтри, генератори коливачів, аналого-цифрові перетворювачі, корелятори, логічні елементи, аналогові та цифрові процесори. Найбільш широке застосування знайшли фоточутливі ПЗЗ структури, що визначається їх високою чутливістю та можливістю застосування для різноманітних способів обробки інформації в оптичному діапазоні довжин хвиль. Тому ПЗЗ структури іноді відносять до пристроїв оптоелектроніки.

Кожна і трьох груп ФП має свої особливості створення зарядових динамічних неоднорідностей, їх руху, взаємодії з статичними неоднорідностями, взаємодії з керуючим сигналом та детектором. Вони мають також свої особливості, з'язані з різним їх функціонуванням та призначенням. Розглянемо приклади таких пристроїв.

2.2. Генерація та детектування зарядових неоднорідностей

Кожний різновид з трьох зарядових динамічних неоднорідностей зарядові пакети інжектують надлишкових носіїв в напівпровідниках, пакети інверсних носіїв, котрі заповнюють потенціальні ями, створені електричним полем в приповерхневих областях напівпровідників, та домени сильного поля, що виникають в сильних полях при міждолинних переходах основних носіїв, мають свої особливості створення. Розглянемо особливості їх генерації та детектування окремо.

Зарядові пакети утворюються в напівпровідниках за допомогою інжекції надлишкових носіїв заряду. Інклекцією (від лат. *injectio* - викидання) називається введення нерівноважних (надлишкових) носіїв заряду в напівпровідник під дією електричного поля. Під час інжекції носії надходять із металевих контактів в напівпровід-

ник або з напівпровідника з одним знаком провідності, наприклад, n - типу в напівпровідник з іншим знаком провідності, наприклад, p - типу. Для цього носіям заряду необхідно подолати потенціальний бар'єр, що існує на гомо або гетеропереході між ними. На рис.2.3.а зображені три приклади потенціальних бар'єрів. Видно, що при відсутності різниці потенціалів на переході $V = 0$ від зовнішнього джерела живлення електрони з металу або напівпровідника n - типу не можуть подолати потенціальний бар'єр, створений контактною різницею потенціалів. Напруга V , прикладена від зовнішнього джерела живлення в прямому напрямку, як це показано на рис.2.3, зменшує висоту потенціального бар'єру на контакті, що збільшує ймовірність переходу

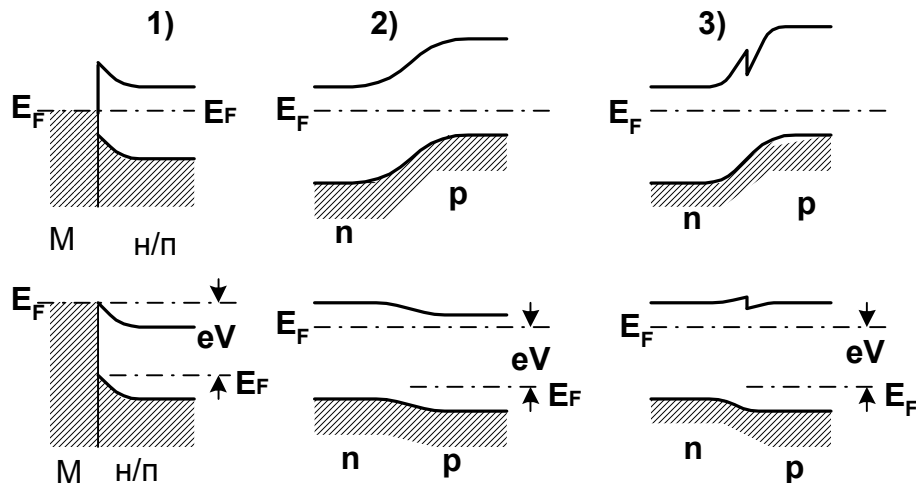


Рис.2.3. Схеми гомо та гетеропереходів: 1 - метал - напівпровідник, 2 - p - n перехід, 3 - гетероперехід.

електронів з металу в напівпровідник або з напівпровідника n - типу в напівпровідник p - типу шляхом надбар'єрної або тунельної емісії. Крім електричного поля інжекцію можна здійснити за допомогою квантів світла. Кванти світла, що поглинаються твердим тілом, передають свою енергію електронам. Якщо цієї енергії достатньо, для того щоб подолати потенціальний бар'єр, то буде мати місце фотозбудження електронів - їх фотоінжекція.

Інжекція супроводжується рекомбінацією, тому існування інжектованих носіїв характеризується в напівпровіднику ефективним часом їх життя $\tau_{f,n,p}$. Ефективний час життя інжектованих носіїв не є параметром речовини, визначається умовами генерації та рекомбінації нерівноважних носіїв і залежить від концентрації рівноважних носіїв. Інжекція порушує термодинамічну рівновагу електронної системи напівпровідника. В перший момент своєї появи надлишкові носії заряду можуть бути нерівномірно розподілені в об'ємі зразка і можуть мати надлишкову енергію та імпульс. Згодом завдяки численним зіткненням з іншими носіями та фононами відбувається релаксація їх енергетичного розподілу до розподілу рівноважних носіїв. Цей процес називається термолізацією інжектованих носіїв і характеризується часом релаксації τ ($\tau \sim 10^{-10}$ с). Здебільшого час релаксації інжектованих носіїв менший часу їх життя ($\tau < \tau_{f,n,p}$), тому енергетичний розподіл інжектованих носіїв наближається до розподілу рівноважних носіїв. Проте повна концентрація носіїв в напівпровіднику ($n = n_0 + \Delta n$, $p = p_0 + \Delta p$) стає більшою за рівноважну його концентрацію (n_0, p_0), котра визначається температурою T , та виникає просторовий розподіл заряду, відмінний від розподілу рівноважних носіїв заряду. Для того щоб визначати концентрації надлишкових носіїв за формулами подібними до формул, доведених для концентрації

рівноважних носіїв, в них вводять квазірівні Фермі електронів та дірок F'_n та F'_p . Тоді формули для функцій розподілу електронів $f_n(E)$ та дірок $f_p(E)$ набувають такого вигляду:

$$\begin{aligned} f_n(E) &= \frac{1}{1 + \exp\left\{\frac{(E - F'_n)}{k_B T}\right\}} \\ f_p(E) &= \frac{1}{1 + \exp\left\{\frac{(F'_p - E)}{k_B T}\right\}} \end{aligned} \quad (2.1)$$

де E - енергія, T - температура, k_B - стала Больцмана. Концентрація електронів n' та дірок p' є сумою концентрацій відповідних рівноважних носіїв n та p та нерівноважних Δn та Δp

$$n' = n + \Delta n = N_{cn} \exp\left\{-\frac{E_c - F'_n}{k_B T}\right\}; \quad p' = p + \Delta p = N_{cp} \exp\left\{-\frac{F'_p - E_v}{k_B T}\right\} \quad (2.2)$$

де E_c та E_v - енергії дна зони провідності та стелі валентної зони відповідно, а ефективна густина станів в зоні провідності (валентній зоні) $N_{c,n,p}$ визначається за формулою

$$N_{c,n,p} = 2 \left(\frac{2\pi m_{n,p}^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2.3)$$

де $m_{n,p}$ - ефективні маси електронів та дірок, а h - стала Планка. Якщо ввести - концентрація рівноважних носіїв у власному напівпровіднику n_i , коли $n = p = n_i = p_i$, то

$$np = n_i p_i = n_i^2 = p_i^2 = N_{c,n} N_{c,p} \exp\left\{-\frac{2E_i}{k_B T}\right\} = N_{c,n} N_{c,p} \exp\left\{-\frac{E_c - E_v}{k_B T}\right\} \quad (2.4)$$

За допомогою цієї формули можна знайти значення n_i . Наприклад для кремнію при кімнатній температурі $n_i = 6.81 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, тобто один рівноважний електрон та одна дірка на $7.3 \cdot 10^{11}$ атомів кремнію. Значення концентрації нерівноважних носіїв можна розраховувати за формулами

$$n = n_i \exp\left\{\frac{F'_n - E_i}{k_B T}\right\}; \quad p = p_i \exp\left\{-\frac{F'_p - E_i}{k_B T}\right\} \quad (2.5)$$

де E_i - енергетичний рівень середини забороненої зони.

Інжектвані надлишкові носії проникають в об'єм напівпровідника на глибину, яка визначається процесами їх рекомбінації і тому залежить від їх часу життя $\tau_{f,n,p}$. В слабких полях глибина проникнення визначається дифузійною довжиною $L_{Dn,p}$

$$L_{D,n,p} = \sqrt{2D_{n,p} \tau_{fn,p}} \quad (2.6)$$

де $D_{n,p}$ - коефіцієнти дифузії електронів або дірок. В сильних полях з напруженістю F , коли $eFL_{Dn,p} \gg k_B T$, де e - елементарний заряд, глибина проникнення визначається довжиною дрейфу носіїв $L_{En,p}$

$$L_{F,n,p} = \mu_{n,p} F \tau_{fn,p} \quad (2.7)$$

де $\mu_{n,p} = \frac{e}{k_B T} D_{n,p}$ - рухливість електронів (дірок). Таким чином, якщо на контакт метал - напівпровідник або n - p перехід подати імпульс напруги тривалістю $\tau_i \ll \tau_{fn,p}$, то в напівпровіднику утворюється зарядовий пакет протяжністю

$$\Delta x = \mu_{n,p} \frac{V}{L} \tau_i \quad (2.8)$$

де V - напруга імпульсу, L - довжина напівпровідника. Зарядовий пакет дрейфує в об'ємі напівпровідника. Коли за час менший часу життя ($t < \tau_{f,n,p}$) він доходить до протилежного електрода або до відповідного зворотно зміщеного n - p переходу, то на контакті або на переході заряди, що входять до складу пакета, рекомбінують і йде струм. Це дозволяє або безпосередньо детектувати пакет за появою струму в колі напівпровідника або за сплеском струму в зворотно зміщеному n - p переході.

Групи надлишкових носіїв з інверсним знаком заряду ПЗЗ структур створюються заповненням потенціальних ям, сильно збіднених основними носіями. Потенціальні ями створюються в напівпровідниках за допомогою статичних неоднорідностей у вигляді систем МОН - структур (систем метал-оксид-напівпровідник) або кон-

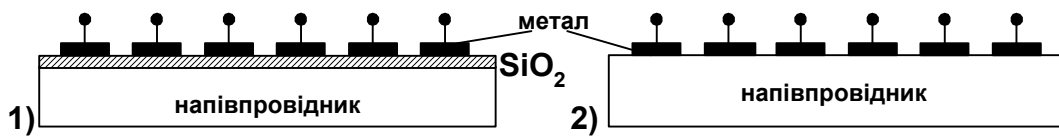


Рис.2.4. Схема ПЗЗ: 1) - з МОН структурами, 2) - з бар'рами Шотткі.

тактів напівпровідник - метал з бар'єром Шотткі. Поперечний переріз такої ПЗЗ структури схематично зображений на рис.2.4. Напруга на електродах цих структур створює в приповерхневій області напівпровідників електричне поле, яке призводить до появи запірного вигину зон і створення режиму глибокого збіднення приповерхневої області основними носіями заряду. Розподіл потенціалу $\Delta V(xyz)$ визначається рівнянням Пуассона.

$$\Delta V(xyz) = - \frac{4\pi\rho(xyz)}{\varepsilon} \quad (2.9)$$

де $\rho(xyz) = e(N_d^+ - N_a^- + n_p - n_e)$ - густина повного просторового заряду, N_d^+ та N_a^- - концентрації іонізованих донорів та акцепторів, n_p та n_e - концентрації електронів та дірок відповідно. Характерний масштаб приповерхневої зміни потенціалів за порядком величини рівний радіусу екранування $L_e = \sqrt{\frac{\varepsilon k_B T}{4\pi e^2 n_p}}$, де n_p - концентрація дірок,

T - температура, ε - діелектрична стала, e - елементарний заряд, k_B - стала Больцмана. Радіус екранування визначає протяжність збідненої області, в якій зменшується концентрація основних носіїв заряду і виникає некомпенсований заряд акцепторних (донорних) домішок. На рис.2.5 зображена зонна структура в приповерхневій області напівпровідника p - типу. Початковий вигин зон при нульовій напрузі створює контактну різниця потенціалів. При запірній різниці потенціалів $V \neq 0$ відбувається збіднення приповерхневої області основними носіями створюється запірний вигин зон, котрий збільшується при збільшенні V . Коли в напівпровіднику, наприклад, p - типу, як на рис.2.5, рівень Фермі перетне дно зони провідності E_c , то утворюється глибока потенціальна яма. Вона починає заповнюватись рівноважними носіями в даному випадку електронами, які існують в напівпровіднику за рахунок теплової генерації та за рахунок їх дифузії з інших областей напівпровідника, розташованих в околі збідненої області на відстанях менших глибини дифузії. Утворюється потенціальна яма, яка може заповнюватись носіями інверсного знаку (в даному випадку електронами) до рівня Фермі. Її протяжність L_c менша за глибину екранування L_e ($L_c < L_e$), тобто тонкий інверсний шар завжди ізолюваний від основного об'єму напівпровідника

більш широким запірним шаром. Для інверсії заряду потрібно, щоб потенціал, який створює вигин зон, був більшим за критичний потенціал інверсії V_{inv} . При критичному потенціалі інверсії густина поверхневого заряду стає рівною заряду іонізованих домішок в приповерхневому шарі. У випадку невідродженого напівпровідника n - типу

$$eN_{ss} = eN_d L_e \quad (2.10)$$

де N_{ss} - густина поверхневого заряду. Сильна інверсія настає, коли поверхневий потенціал задовольняє умові

$$V_{s,inv} = 2V_B = \frac{2kT}{e} \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) \quad (2.11)$$

де V_B - різниця між рівнем Фермі та його положенням у власному напівпровіднику. Процес заповнення потенціальної ями тобто перехід із стану глибокого збіднення в стан інверсії відбувається за певний час τ_3 . Іноді він називається часом релаксації або часом зберігання. Час заповнення носіями потенціальної ями τ_3 можна наближено оцінити, допустивши, що нейтралізація нерухомого заряду донорів відбувається в збідненому шарі лише за рахунок теплової генерації носіїв в цьому шарі. Тоді

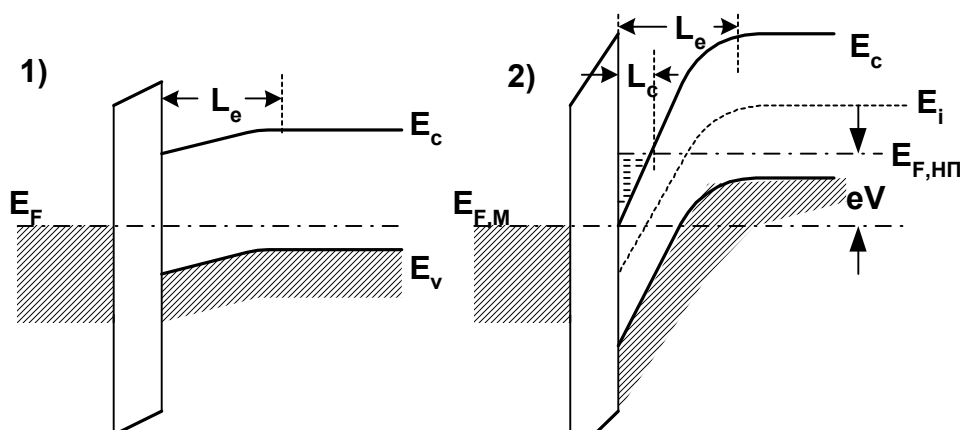


Рис.2.5. Енергетична схема МОН(метал-оксид-напівпровідник) - структури: 1 - $V = 0$; 2 - $V \neq 0$.

$$g_T L_e \tau_3 = N_a L_e \quad (2.12)$$

де g_T - швидкість генерації носіїв струму в одиниці об'єму. Враховуючи те, що $g_T = n_i/2\tau_f$, де τ_f - час життя носіїв струму в збідненій області, а n_i - їх концентрація у власному напівпровіднику, маємо

$$\tau_3 = \frac{N_a}{g_T} = \frac{N_a}{n_i} 2\tau_f \quad (2.13)$$

Ця оцінка показує, що час формування поверхневого шару інверсного заряду τ_3 залежить від об'ємної концентрації домішок N_a та центрів рекомбінації (через залежність τ_f від природи та концентрації центрів рекомбінації) а також від концентрації носіїв у власному напівпровіднику n_i , котра залежить від температури. Безперечно, що час формування поверхневого інверсного заряду залежить також і від концентрації поверхневих центрів рекомбінації. Наприклад, для кремнію при кімнатній температурі $n_i = 6.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, тому при $N_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ $\tau_3/\tau_f \sim 10^5$.

Потенціальна яма може бути також заповнена сигнальними зарядами за допомогою інжекції носіїв в потенціальну яму із сусіднього вхідного n - p переходу або фотоефекту. Зчитування виконується також за допомогою спеціального вихідного зворотного зміщеного p - n переходу, в якому збільшується струм, якщо в його об'єм зможуть надходити носії з сусідньої потенціальної ями. Заряди, що знаходяться в по-

тенціальних ямах, можуть бути передані в сусідню яму при певних напругах, коли ці сусідні ями знаходяться на відстані меншій за довжину дифузії носіїв. Ці властивості знайшли використання для побудови спеціальних функціональних пристроїв приладів з зарядовим зв'язком (ПЗЗ).

Доменн сильного поля (або доменн Ганна) утворюються в об'ємі багатодолинних напівпровідників при певних напруженостях електричного поля більших за критичні ($E > E_c$), наприклад, в n - типу GaAs, InP, InSb, InAs, твердих розчинах GaAlAs, InSbGa, GaAs-GaP, а також в Ge p - типу. Ці напівпровідники мають характерну багатодолину дисперсійну криву, приклад якої наведений на схематичному рис.2.6. Видно, що електрони можуть

знаходитись в двох долинах зони провідності з різними ефективними масами. В нижній долині з меншою ефективною масою, а в верхній з більшою ефективною масою. Рухливість електронів залежить від їх ефективної маси ($\mu = e/m^*$), тому електрони в нижній долині зони провідності мають більшу рухливість по зрівнянні з їх рухливістю у верхній долині.

Електричне поле з напруженістю F , воно прискорює носії заряду. Коли енергія електронів в електричному полі стає більшою за енергію, яку вони втрачають при розсіянні ($\Delta\epsilon$)

$$eF_c \ell \geq \Delta\epsilon \quad (2.14)^1$$

вони починають збільшувати свою середню кінетичну енергію, яка стає більшою за середню кінетичну енергію теплового руху. Електричне поле за цих умов розігріває носії. Коли кінетична енергія розігрітих електронів стане більшою за величину енергії зазору між долинами ($\langle E \rangle > \Delta E$) тобто, коли напруженість електричного поля стає більшою за критичне значення, то вони можуть подолати цей енергетичний бар'єр і перейти в верхню долину з більшою ефективною масою. Носії з більшою ефективною масою мають менші рухливості і тому провідність за їх участю зменшується. Сумарну густину струм в цьому разі можна представити у вигляді суми двох членів

$$J = e\mu_1(m_1^*)n_1F + e\mu_2(m_2^*)n_2F \quad (2.15)$$

При $F < F_c$ $n_1 \neq 0$ і $n_2 = 0$, а при $F > F_c$ $n_2 \neq 0$. Таким чином вольтамперна крива залежності густини струму від напруженості електричного поля (від різниці потенціалів, тому що $F = V/L$) має N подібний характер в багатодолинному напівпровіднику (рис.2.7) з характерною спадаючою областю. В спадаючій області має місце від'ємна диференціальна провідність

$$\sigma_d = \frac{dJ}{dF} < 0 \quad (2.16)$$

¹ При розсіянні електрони передають енергію на створення оптичних фононів $\Delta\epsilon = \hbar\omega_0 / (2N_\Phi + 1) = \hbar\omega_0 \cdot \text{th}(\hbar\omega_0 / 2k_B T)$, де $\hbar\omega_0$ - енергія оптичних фононів, а $N_\Phi = (\exp\{\hbar\omega_0 / k_B T\} - 1)^{-1}$ - функція рівноважного розподілу фононів.

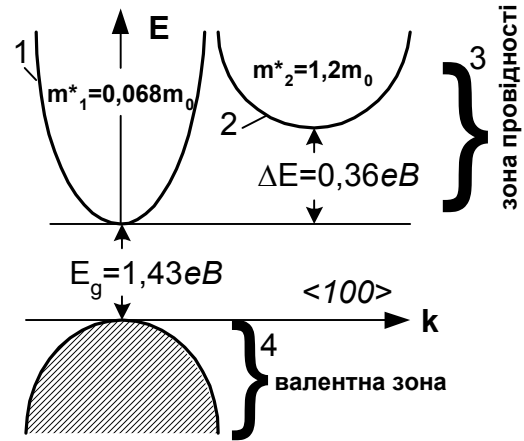


Рис.2.6. Структура зон GaAs n - типу. 1 - нижня долина, 2 - верхня долина, 3 - зона провідності, 4 - валентна зона.

В цій області флуктуацій густини заряду не будуть розсмоктуватись через максвеллівську релаксацію заряду, а будуть збільшуватись, тому що при від'ємній диференціальній провідності час максвеллівської релаксації змінює знак

$$\delta\rho = \delta\rho_0 \exp\{-t/\tau_m\} = \delta\rho_0 \exp\{t/|\tau_m|\} \quad (2.17)$$

тому що $\tau_m = \varepsilon/4\pi\sigma_d = \varepsilon/4\pi(-|\sigma_d|) = -|\tau_m|$. Таким чином в багатодолинних напівпровідниках, що знаходяться в електричних полях з напруженостями більшими за критичні ($F > F_c$), виникають сприятливі умови для виникнення флуктуацій нестійкостей густини заряду. Технологічно однорідний зразок за цих умов стає просторово не однорідним. В ньому виникає новий стан просторового неоднорідного розподілу заряду. Нехай в довільній точці зразка виникла флуктуація заряду, котра локально збільшує напруженість електричного поля по відношенню до середньої напруженості. В цій точці раніше настає умова сприятлива для переходу електронів із нижньої в верхню долину. В зв'язку з тим, що напруга на зразку не змінюється, локальне збільшення напруженості електричного поля в деякій точці призведе до зменшення напруженості поля у всіх інших його точках. При цьому утворюється новий рівноважний стан з електричним *доменом сильного поля (доменом Ганна)*. Напівпровідник, в об'ємі якого можуть виникати домени сильного поля і у якого вольт-амперна крива має характерний N подібний характер, називається *діодом Ганна*. Він був відкритий американським фізиком Дж. Б. Ганном в 1963 році. На його передній стінці виникає збіднений електронами шар, а на задній - збагачений, як це показано на схематичному рис.2.13.2. Середня відстань між передньою та задньою стінками домену тобто його розмір L_d знаходиться в межах 1 - 5 мкм. Так як напруженість електричного поля в домені більше середньої напруженості поля в зразку ($F_{i,d} > F_{сер}$) та $L_d < L$, то час формування домену менший часу дрейфу зарядів в межах домену $\tau_d = L_d/\mu F_{i,d} < \tau_{dr} = L/\mu F_{сер}$. Поява домену зменшує середнє значення напруженості поля в зразку, тому в ньому з'являється здебільшого лише один домен. Ймовірність появи домену більша в тих місцях, в яких найбільша кількість неоднорідностей зразка, котрі полегшують створення флуктуацій електричного поля. Тому здебільшого домени з'являються на катоді, хоча штучно можна створити умови для появи доменів і в інших точках зразка. При деяких полях домени сильного поля відриваються від точки їх виникнення і дрейфують в електричному полі вздовж зразка. Для того щоб домен сильного поля міг існувати бути зареєстрований, потрібно, щоб час максвеллівської релаксації, який визначає час розсмоктування флуктуацій заряду, був більший за час його дрейфу $\tau_m < \tau_{dr}$.

$$\frac{\varepsilon}{4\pi\sigma} = \frac{\varepsilon}{4\pi e\mu n} < \frac{L}{v_{dr}} \quad (2.18)$$

Вираз (2.18) є необхідною умовою появи доменів сильного поля в об'ємі багатодолинних напівпровідників.

Коли домен надходить до анода і відбувається його релаксація, середнє електричне поле зразка при цьому зростає і виникають умови для повторного виникнення домену сильного поля. З появою домену та зменшенням середнього електричного поля відбувається зменшення струму в колі зразка, зникнення домену на аноді супроводжується зростанням поля і струму в колі зразка (рис.2.13). Тому не виникає потреб створювати допоміжні умови для детектування доменів сильного поля.

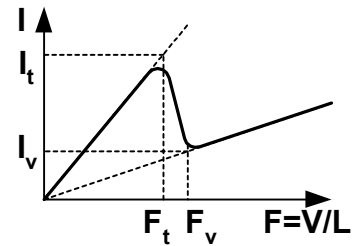


Рис.2.7. Вольт-амперна характеристика діодів Ганна.

2.3. Лінії затримки

Лінія затримки являє собою лінійну або матричну напівпровідникову структуру, котра має пристрій для перетворення вхідного сигналу - вхідної напруги ($V_{вх}$) в зарядові пакети - зарядові динамічні неоднорідності (ЗДН) та вихідний пристрій, який здійснює обернене перетворення ЗДН у вихідну напругу ($V_{вих}$). В цих приладах використовуються скінчена дрейфова швидкість зарядового пакету у напівпровіднику v_d , яка значно менша швидкості світла в пустоті ($v_d < c$). На рис.2.8 зображена найпростіша лінійна бездисперсійна напівпровідникова лінія затримки, в якій здійснюється послідовна організація просування зарядового пакету. Вона виготовлена із кремнієвої пластинки n - типу з двома

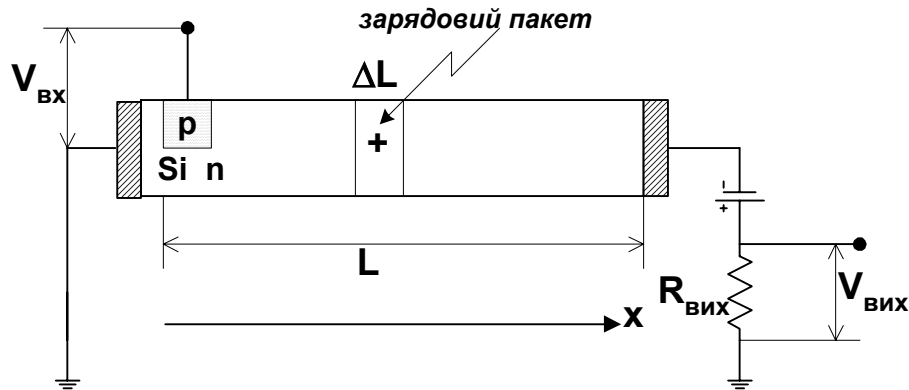


Рис.2.8. Напівпровідникова лінія затримки.

омічними контактами і р-n переходом. Вхідний імпульс напруги $V_{вх} < 0$ на р-n переході викликає інжекцію дірок в об'єм Si. За час дії вхідного імпульсу $V_{вх}$ в Si формується вузький просторовий пакет дірок - неосновних носіїв струму. Під дією поздовжнього електричного поля, створеного різницею потенціалів $V < 0$ від зовнішнього джерела напруги, цей пакет дрейфує вздовж осі x до правого електрода із швидкістю v_d

$$v_d = \mu_p \frac{V}{L} \quad (2.19)$$

де L - довжина дрейфу пакета. Пакет доходить до правого омічного електрода за час дрейфу t_{dr}

$$t_{dr} = \frac{L}{v_{dr}} = \frac{L^2}{\mu_p V} \quad (2.20)$$

Опір провідника з зарядовим пакетом R_{pak} буде менший опору без пакета R

$$\Delta R = R - R_{pak} = (\rho - \rho_{pak}) \frac{\Delta L}{S} \quad (2.21)$$

ΔL - розмір пакета, S - площа поперечного перерізу провідника. $\Delta R > 0$, тому що $\rho_{pak} < \rho$. Менший опір провідника з пакетом спричиняє збільшення вихідної напруги, що падає на вихідному опорі $R_{вих}$

$$V_{вих} = \frac{VR_{вих}}{R - \Delta R} = \frac{VR_{вих}}{R} \frac{1}{1 - \Delta R/R} \quad (2.21)$$

Епюри вхідної і вихідної напруг зображені на рис.2.9.

В момент часу між t_1 і t_1+t_{dr} в просторі між лівим та правим омичними контактами

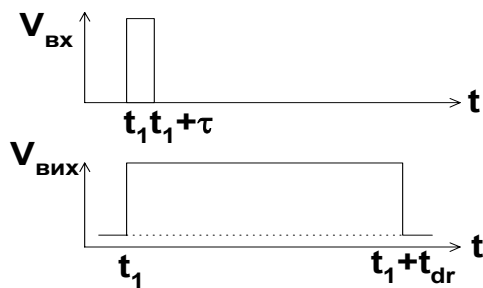


Рис.2.9. Епюри напруг на лінії затримки.

зміщений p-n перехід.

виникає і рухається пакет з питомим опором меншим питомого опору напівпровідника, що призводить до зростання вихідної напруги. Форма вхідного та вихідного імпульсів зображена на схематичному рис.2.9 і не потребує додаткових пояснень.

Вихідний сигнал можна отримати також, якщо біля правого електрода розташувати ще один зворотно

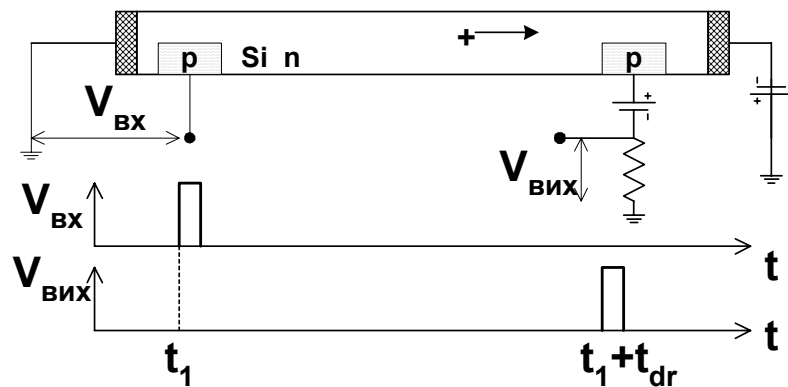


Рис.2.10. Лінія затримки з двома зворотно зміщеними p-n переходами.

Пакет інжекттованих дірок дрейфує до вихідного переходу і захоплюється його полем. У вихідному колі такого p - n переходу з'являється струм I . Він створює падіння потенціалів на вихідному опорі $V_{вих} = IR_{вих}$. Схема такої напівпровідникової лінії затримки та епюри вхідної та вихідної напруг зображені на рис.2.10. Її довжина L не повинна перевищувати відстань, на яку може дрейфувати зарядовий пакет за середній час життя неосновних носіїв $L < v_{dr}\tau_{f,n,p} = \mu_{n,p}\tau_{f,n,p}(V/L)$ або $L < (\mu_{n,p}\tau_{f,n,p} V)^{1/2}$.

В напівпровіднику, крізь який дрейфує пакет носіїв, можна створювати різні *статичні неоднорідності*, а саме: локальні зміни поперечного перерізу, локальні зміни електропровідності напівпровідника за допомогою неоднорідного легування або фотогенерації неосновних носіїв, наносити на його поверхні металеві електроди тощо. Динамічна неоднорідність - зарядовий пакет, рухаючись в околі статичної неоднорідності, локально змінює миттєве значення концентрації зарядів, що призво-

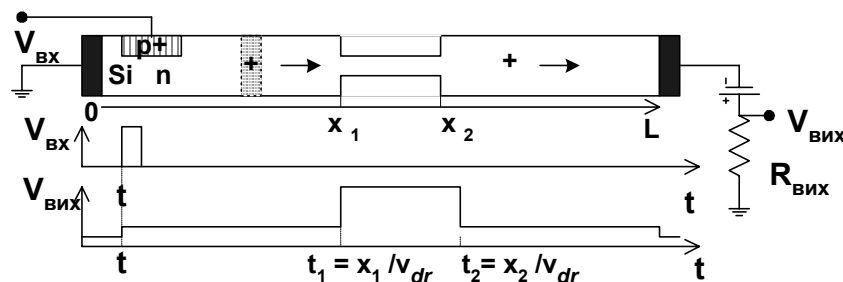


Рис.2.11. Лінія затримки змінного профілю і епюри її напруг.

дить до відповідних змін ефективного опору лінії. Локальна зміна опору впливає на

струм в колі лінії, що призводить до змін вихідного сигналу. Ці зміни будуть відносно більшими в тих місцях, де концентрації рівноважних носіїв найменші або де відсутні ділянки, спроможні створити шунт для проходження струму. Розглянемо два найпростіші приклади статичних неоднорідностей: тонку перетяжку (рис.2.11) та металевий шар на поверхні (рис.2.12).

Статична неоднорідність - зміна поперечного перерізу напівпровідникової лінії зображена на рис.2.12. Опір напівпровідника в області перешийка найбільший. Тому найбільшій зміні опору лінії слід чекати, коли пакет інжекттованих носіїв попаде в її перешийок. Інжекттовані носії, що переносяться пакетом, зменшують опір перешийка, що збільшує струм в колі лінії. Це призводить до зростання падіння потенціалів на вихідному опорі тобто до зростання вихідного сигналу, як це видно на епюрах напруги, зображеному на рис.2.11. Створений заздалегідь складний профіль поперечного перерізу напівпровідникової лінії - її статична неоднорідність може формувати сигнали складної форми. Ця властивість використовується для створення сигналів заданої форми для їх кодування сигналів і керованої зміни їх форми.

Розглянемо тепер другий випадок найпростішої статичної неоднорідності, коли на поверхню напівпровідника нанесений металевий шар. Така лінія зображена на рис.2.12. Доки зарядовий пакет не дійшов до металевого

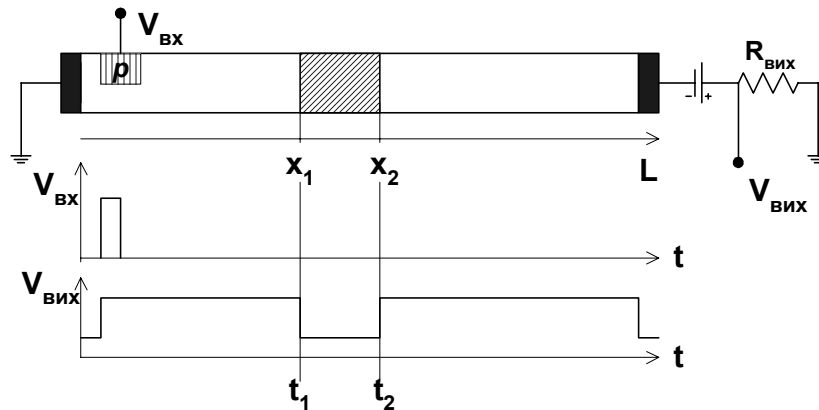


Рис.2.12. Лінія затримки з металевим шаром на поверхні напівпровідника.

шару, він мало змінює електропровідність і тому майже не впливає на величину вихідного струму $I_{\text{вих}}$, який формує вихідний сигнал у вигляді падання потенціалів на вихідному опорі ($V_{\text{вих}} = I_{\text{вих}} R_{\text{вих}}$). Вихідний сигнал лише трохи зростає по відношенню до вихідної напруги у відсутності пакета інжекттованих носіїв. Коли пакет доходить до металевого шару і знаходиться під ним ($x_1 \leq x \leq x_2$), то металевий шар шунтує напівпровідник і струм в колі напівпровідникової лінії йде, головним чином, крізь металевий шар. Лише незначна його частина продовжує йти крізь напівпровідник. Поки пакет дрейфує під металевим шаром струм майже не йде у вихідному опорі і тому вихідний сигнал - падіння напруги на ньому - прямує до нуля. Епюри вхідної і вихідної напруг зображені на рис.2.12. Форма вихідного сигналу залежить від форми і розмірів металевого шару на поверхні лінії. Це дає змогу створювати різні електронні прилади: *кодери*, *декодери*, *фільтри* тощо. При довжині лінії затримки $L = 0,03 \text{ см}$ і рухливості носіїв $\mu_p = 500 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ час затримки становить 1 мкс . Максимальний час затримки визначається часом життя неосновних носіїв ($t_{\text{max}} < \tau_{n,p,f}$). Оскільки час життя суттєво залежить від концентрації пасток, то при виготовленні ліній затримки потрібно слідкувати за тим, щоб концентрація пасток була не дуже великою. Відомо, що в тонких шарах з товщиною сумірною з довжиною вільного пробігу носіїв заряду, час життя починає обмежуватись їх поверхневим розсіянням,

тому ця обставина також повинна враховуватись при створенні реальних напівпровідникових ліній затримки.

Напівпровідникові лінії затримки мають малі розміри. Вони виготовляються за традиційною для мікроелектроніки технологією і тому досить легко електрично і структурно узгоджуються з іншими елементами мікроелектроніки і являють собою один із приладів функціональної електроніки. В них зарядові пакети послідовно зсуваються крізь всю структуру лінії. Позитивною рисою напівпровідникових ліній затримки є надзвичайна легкість при їх керуванні. Проте вони мають обмежений та не дуже великий час затримки, який визначається часом життя надлишкових носіїв в напівпровіднику.

2.4. Прилади з зарядовим зв'язком

В приладах з зарядовим зв'язком (ПЗЗ) використовується *здатність зберігання неосновних носіїв заряду* в локальних потенціальних ямах, створених в напівпровідниках під дією електричного поля напругами на затворах, та його *перенесення* із однієї потенціальної ями в сусідню під дією поздовжнього електричного поля, створеного напругами на зовнішніх електродах. Локалізований в потенціальній ямі зарядовий пакет, котрий може зберігатися або переноситись, є *динамічною неоднорідністю*. Керуючий сигнал створюється напругами на затворах або оптичним сигналом, котрий генерує електронно-діркові пари в напівпровіднику. Під дією керуючого сигналу динамічні неоднорідності змінюють свої параметри (локальну густину заряду динамічної неоднорідності). Вихідний сигнал створюється рекомбінацією неосновних носіїв перенесеного до виходу ПЗЗ зарядового пакету, де виникає імпульс вихідного струму.

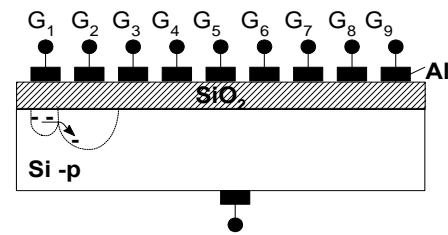


Рис.2.13. Поперечний переріз ПЗЗ структури.

Ідея використання зарядового зв'язку для створення функціональних ПЗЗ належить американським фізикам Б. Бойлю та Дж. Сміту (патент США 1970р). Після першої реалізації в 1969 році ПЗЗ зайняли значне місце в ієрархії мікроелектронних приладів через їх виняткову функціональну широту. Функціональна широта обумовлена такими корисними властивостями ПЗЗ:

- направленим розповсюдженням сигналів в кристалі ПЗЗ та неруйнівним доступом до неї;
- самоскануванням через перенесення динамічних неоднорідностей, що суттєво зменшує кількість необхідних міжз'єднань;
- послідовним та паралельним вводом та виводом великих масивів інформації, наприклад, двовимірних кольорових зображень;
- оперування цифровими та аналоговими багаторівневими сигналами тощо.

Ці властивості ПЗЗ дозволяють вважати їх типовими приладами функціональної електроніки.

ПЗЗ складаються із ланцюжків або матриць одностипних МОН конденсаторів або контактів з бар'єром Шотткі, котрі є *статичними неоднорідностями*. На рис. 2.14 схематично зображений поперечний переріз ПЗЗ. Елементарні МОН конденсатори мають спільну нижню обкладинку. Металеві електроди ПЗЗ структур G_i називаються, як і МОН транзисторів, затворами. Напруги V_{G_i} на металевих затворах G_i створює *динамічні неоднорідності у вигляді локалізованих пакетів просторового заряду неосновних носіїв*, тобто утворюється система заряджених конденсаторів. Здебільшого використовують *інверсний просторовий заряд*, тому що він локалізується в менших областях простору ($L_i < L_c$ (рис.2.5)). В розділі 2.3 було показано, що для інверсії заряду біля затвору G_i потрібно, щоб його потенціал V_{G_i} за абсолютною величиною був більший критичного потенціалу інверсії $V_{G_{i,C}}$. При напругах $V_{G_i} > V_{G_{i,C}}$ виникає сильно збіднений носіями шар напівпровідника товщиною L_c , в якому відсутні рухливі носії заряду. Збіднений шар напівпровідника заповнюється інверсними носіями іншого знаку, котрі утворюються при тепловій їх генерації або дифузії з сусідніх областей напівпровідника за час релаксації або час формування інверсного заряду τ_3 . Як вже вказувалось час релаксації τ_3 може бути значно більшим часу життя

часу життя надлишкових носіїв, якщо $N_a/n_i > 1$. Час релаксації залежить від концентрації об'ємних та поверхневих центрів рекомбінації та температури.

Режим, в якому відсутнє поздовжнє електричне поле, називається режимом накопичення та збереження заряду. В цьому режимі під затворами, як це показано на рис.2.14, утворюються глибокі потенціальні ями.

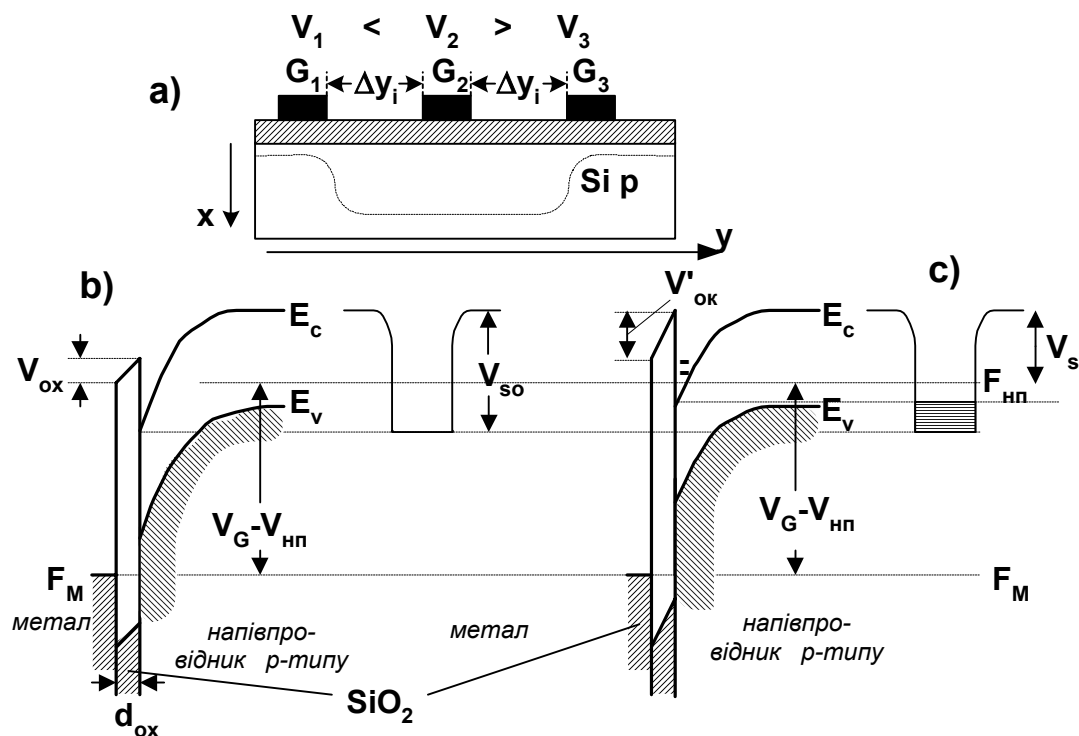


Рис.2.14. Енергетична діаграма МОН - ємності: а - поперечний розріз елементу ПЗЗ; б - вигин зон при повному збідненні і зображення незаповненої потенціальної ями біля електроду G_2 , $V_{S0} = V_G - V_{нп} - V_{ox}$, $V_{ox} = Q/C_{ox}$; в) - вигин зон і зображення частково заповненої потенціальної ями при наявності рухливого заряду на границі розділу SiO_2 - напівпровідник, $V_S = V_G - V_{нп} - V'_{ox}$.

Напруга на затворі V_G розподіляється на напругу плоских зон $V_{нп}$, при якій початковий вигин зон в напівпровіднику вирівнюється, напругу на оксидному шарі V_{ox} та вигин зон поля просторового заряду, що характеризується поверхневим потенціалом V_S (рис.2.14).

$$V_G = V_{нп} + V_{ox} + V_S \quad (2.22)$$

Напругу V_{ox} можна зв'язати з зарядом через ємність одиниці площі оксидного шару

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{4\pi d_{ox}} \quad (2.23)$$

де ϵ_{ox} та d_{ox} - діелектрична стала та товщина оксидного шару.

$$V_{ox} = \frac{1}{C_{ox}} (eN + eN_a L) \quad (2.24)$$

де L - ширина збідненої області напівпровідника, N - кількість рухливих зарядів на одиницю площі, N_a - об'ємна концентрація нерухомих зарядів (для прикладу на рис.2.14 це концентрація акцепторів). Розв'язок одновимірного рівняння Пуассона (2.9) дає таке значення для L

$$L = \left(\frac{\epsilon_{\text{нп}} V_s}{2\pi e N_a} \right)^{1/2} \quad (2.25)$$

де $\epsilon_{\text{нп}}$ - діелектрична стала напівпровідника. Комбінуючи рівняння (2.22 - 2.25), знайдемо

$$V_s = (V_G - V_{\text{нп}}) - [2(V_G - V_{\text{нп}})V_0 + V_0^2]^{1/2} \quad (2.26)$$

де $V_0 = \frac{\epsilon_{\text{нп}} e N_a}{4\pi C_{\text{ox}}^2}$. Аналіз виразу (2.26) показує, що глибина потенціальної ями збільшується при зменшенні концентрації домішок N_a та товщини оксидного шару d_{ox} . Ці властивості використовуються при створенні ефективних ПЗЗ.

Між окремими динамічними неоднорідностями з'являється взаємодія, якщо між ними менша за довжину дифузії неосновних носіїв заряду $x_{i,i+1} < L_D = (D_{\text{n,ef}} t)^{1/2}$ і між ними прикладені напруги, котрі створюють поздовжнє крайове електричне поле. Для визначення крайового електричного поля необхідно враховувати двовимірний розподіл потенціалу в активному шарі ПЗЗ. Його величина залежить від геометрії системи, товщини оксидного шару, рівня легування та напруг $V_{G,i}$. Типове значення крайового поля становить $\sim 2 \cdot 10^3$ В/см. Крайове електричне поле переносить динамічну неоднорідність - зарядовий пакет з інверсним знаком заряду від однієї статичної неоднорідності (області біля одного затвору) до сусідньої шляхом перетікання пакета інверсного заряду із області з меншим потенціалом, в область з більшим потенціалом на затворі $V_{G,i+1} > V_{G,i}$. В явищі перенесення динамічної неоднорідності ПЗЗ можна виділити три основних фізичних механізмів, а саме: термічну дифузію, самоіндукований дрейф та дрейф в крайових полях. Воно описується рівняннями неперервності, збереження частинок та Пуассона з урахуванням двовимірного розподілу потенціалу. Наближено явище перенесення в присутності крайового поля можна розглядати, як дифузію з ефективним коефіцієнтом дифузії D_{ef} збільшеним по відношенню до коефіцієнта термічної дифузії під дією крайового електричного поля

$$D_{\text{n,ef}} = \frac{\mu_n e n(x,t)}{C_{\text{ox}}} = D_n \frac{e^2 n(x,t)}{C_{\text{ox}} k_B T} \quad (2.27)$$

де $n(x,t)$ - поверхнева концентрація неосновних носіїв (електронів в напівпровіднику р - типу). Ефективний коефіцієнт дифузії дозволяє оцінити верхню граничну відстань між сусідніми затворами

$$\Delta x_{i,i+1} = x_{i+1} - x_i = (2D_{\text{n,ef}} t_i)^{1/2} = \left(\frac{2\mu_n n e^2 t_i}{C_{\text{ox}} \cdot k_B T} \right) \quad (2.28)$$

де t_i - час одного акту перенесення, n - поверхнева концентрація електронів в пакеті. Оцінка показує, що для перенесення зарядових пакетів необхідно, щоб відстань між затворами була $\Delta x_{i,i+1} \leq 1$ мкм. Розглянемо три сусідні статичні неоднорідності (області під трьома сусідніми затворами G_1, G_2, G_3 , котрі зображені на рис.2.15. Нехай в області під першим затворним електродом G_1 утворився інжектований пакет неосновних зарядів. Якщо інші електроди знаходяться під напругою вищою за порогову, то даний зарядовий пакет буде пересуватись вздовж напівпровідника під дією електричного поля, створеного трьохтактною системою напруг V_{G1}, V_{G2}, V_{G3} . Заряди пересуватимуться поки не попадуть в створену потенціалом V_{G3} потенціальну яму, в якій накопичуватиметься заряд $Q = C_0(V_{\text{відс}} - V_s)$, де C_0 - ємність МОН - структури, V_s та $V_{\text{відс}}$ - потенціали підкладинки під затворним електродом, що знаходиться під потенціалом V_{G3} в присутності та відсутності зарядового пакета. Різні значення цих потенціалів дозволяють запам'ятовувати інформацію про наявність заряду в даній точці.

Перенесення заряду забезпечує дію механізму самосканування, що суттєво зменшує кількість міжз'єднань.

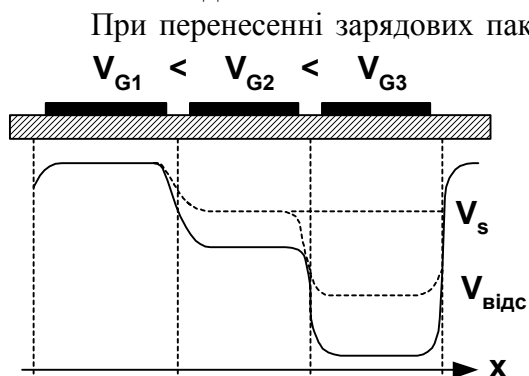


Рис.2.15. Схематичне зображення 3-х чарунк в ПЗЗ регістрі зсуву і розподіл потенціалів на них.

Якщо помножити χ на k - кількість переносів в ПЗЗ, то добуток $k\chi$ буде описувати повну неефективність ПЗЗ. Якісне перенесення, при якому вихідний сигнал найменше спотворюється, має місце при умові $k\chi < 1$. При збільшенні $k\chi$, коли $k\chi \geq 1$, не весь заряд динамічної неоднорідності встигає бути перенесеним в наступну потенціальну яму за проміжок часу $\Delta t = v_{\text{такт}}^{-1}$ між тактовими імпульсами. Тому за першим вихідним імпульсом виникають наступні, створені залишковим зарядом в потенціальній ямі. Вихідний сигнал одного зарядового пакету розмивається і частина його імпульсів з'являється у більш пізній час, як це показано на схематичному рис.2.16.

Неефективність ПЗЗ у відсутності пасток визначається часом переносу t_i , який для зменшення χ повинен бути меншим часу між окремими імпульсами Δt . Проміжок часу Δt обернено пропорційний тактовій частоті $v_{\text{такт}} = 1/\Delta t$. Тому $t_i < \Delta t = v_{\text{такт}}^{-1}$. Ця умова дозволяє отримати необхідну умову для зменшення неефективності ПЗЗ. Для цього скористаємося значенням t_i із формули (2.28), тоді

$$\frac{2\mu_n n_0 e}{k_B T C_{\text{ox}} \Delta x_{i,i+1}^2} > v_{\text{такт}} \quad (2.29)$$

Ця формула показує, що для збільшення тактової частоти потрібно вибирати напівпровідники з великими рухливостями (μ_n), зменшувати відстань між затворами ($\Delta x_{i,i+1}$) та температуру. Наявність об'ємних та поверхневих пасток суттєво зменшують неефективність ПЗЗ. В момент існування динамічної неоднорідності пастки заповнюються електронами. Коли динамічна неоднорідність переноситься в наступну потенціальну яму, пастки віддають захоплені електрони, які за допомогою наступного тактового імпульсу будуть створювати на виході ще один сигнал. Неефективність ПЗЗ, обумовлена пастками, пропорційна їх густині, тому намагаються при виготовленні ПЗЗ забезпечити умови, при яких зменшується концентрація пасток. Для кремнієвих ПЗЗ $\chi = 10^{-3} \dots 10^{-4}$. Коефіцієнт неефективності χ вдається зменшити шляхом занурення каналу ПЗЗ в глибину напівпровідника за допомогою зворотно зміщеного р-n переходу біля поверхні окси-

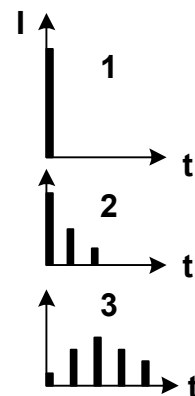


Рис.2.16. Вихідний сигнал при різних значеннях $k\chi$: 1 - 0.01; 2 - 0.2; 3 - 10.

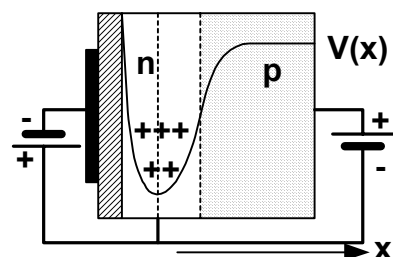


Рис.2.17. Схема чарунки ПЗЗ з захованим каналом переносу.

ду. Такий різновид називається ПЗЗ з захованим каналом переносу. Його схема зображена на рис.2.17. В захованому каналі переносу відсутні поверхневі центри рекомбінації та пастки, тому ймовірність втрат заряду в ньому значно менша, що зменшує коефіцієнт χ до 10^{-5} при кімнатній температурі. При зниженні температури коефіцієнт неефективності швидко майже експоненціально зменшується, що обумовлено захватом носіїв донорними рівнями в забороненій зоні. Ці донорні рівні, наприклад, в забороненій зоні кремнію виникають при формуванні n - каналів методом імплантації домішок. При температурі $T = 77\text{ K}$ χ може зменшуватись на 1 - 2 і більше порядків величини у приладах з захованим каналом. ППЗ з поверхневим каналом, хоча і мають більший рівень шумів порівняно з ППЗ з захованим каналом, можуть мати менші значення χ , тобто бути більш ефективними при криогенних за рахунок меншого впливу домішок.

Інформаційний заряд - вхідний сигнал вводиться в ПЗЗ за допомогою вхідного р-п переходу шляхом керованої інжекції носіїв струму або за допомогою світлового променя, що діє на напівпровідник, з якого побудований ПЗЗ - прилад. Допоміжний р-п перехід на вихідному боці ПЗЗ можна також використати для виводу сигналу. Для зменшення потенціальних бар'єрів між сусідніми потенціальними ямами ПЗЗ, наявність яких негативно впливає на g і інші характеристики ПЗЗ, проміжки між окремими електродами зменшують або зовсім усувають, як це показано на рис.2.18. Такі електроди виготовляють із полікристалічного кремнію, термічне окислення якого дозволяє утворювати міжелектродну ізоляцію. Матричні ПЗЗ мають кількість елементів розкладу до 2048×2048 , тобто їх ступінь інтеграції перевищує 4×10^6 активних елементів на кристал, а розміри кристалів можуть сягати $25 \times 25\text{ мм}$. Кількість транзисторів, які керують роботою кожної комірки, в залежності від вибраної схеми, може в декілька разів перевищувати наведені вище цифри. Діапазон зарядів, що детектуються за допомогою ПЗЗ, знаходиться в межах від 10 до 5×10^7 елементарних зарядів.

За допомогою ПЗЗ створюють такі функціональні прилади:

1. фоточутливі ПЗЗ (ФПЗ):

- рядкові,
- матричні, перетворювачі зображень у відеосигнал,
- ФПЗ з часовою затримкою та накопиченням;

2. аналогові ПЗЗ:

- лінії затримки,
- фільтри,
- корелятори,
- аналогові процесори.

3. цифрові ПЗЗ:

- регістри зсуву,
- системи пам'яті сигналів.
- арифметичні та логічні елементи та системи тощо

Прилади з зарядовим зв'язком дозволяють збільшити майже на порядок величини реальний рівень інтеграції по відношенню до звичайних інтегральних мікросхем, знизити потужність джерел енергії, необхідних для їх роботи, збільшити швидкодію і зменшити вартість в розрахунку на один біт інформації. В зв'язку з цим

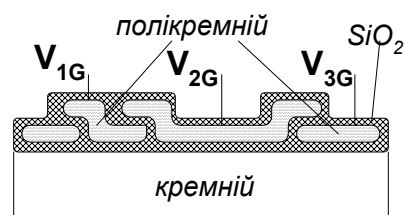


Рис.2.18. Елемент ПЗЗ з трьохшаровою структурою електродів: електроди V_1 , V_2 , V_3 трьох фаз відповідно.

ПЗЗ знайшли широке практичне застосування. Технічний рівень кремнієвих ПЗЗ на період 90-х років характеризується такими параметрами: густина елементів в пристроях пам'яті - $10^7 \div 10^8 \text{ см}^{-2}$ (при середніх розмірах кристалів $1 \div 2 \text{ см}^2$); коефіцієнт неефективності передачі заряду при кімнатній температурі - 10^{-5} , густина темнових струмів - $10^{-9} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$, динамічний діапазон вхідних сигналів - $60 \div 80 \text{ дБ}$, чутливість підсилювачів - $2 \text{ мкВ} \cdot \text{електрон}^{-1}$, тактові частоти - $(2 \div 5) \times 10^7 \text{ Гц}$. Використання в ПЗЗ напівпровідників з більшими рухливостями носіїв, наприклад GaAs, зменшує час їх дифузії між електродами ($t \sim L^2/D = L^2 e / \mu kT$), що дозволяє збільшувати тактову частоту до 500 МГц . В цьому випадку замість метал - діелектрик - напівпровідникових (МДН) затворів використовують затвори у вигляді бар'єрів Шотткі.

Звичайно, що ПЗЗ мають свої фізичні обмеження, а саме:

- обмежену кількість послідовних каскадів через неповний механізм переносу заряду;
- обмеження максимального часу затримки в лініях через наявність темнових струмів;
- обмеження тактової частоти через скінчений час переносу заряду;
- обмеження динамічного діапазону через фоновий, тепловий шуми та шум захоплення заряду.

Найбільш широко використовуються ФПЗЗ. Неосновні носії в них створюються при поглинанні фотонів. Кількість неосновних носіїв, що накопичуються в потенціальних ямах залежить від їх кількості тобто від інтенсивності світлового сигналу. Ця властивість дозволяє передавати за допомогою ПЗЗ оптичні зображення. В цих приладах знайшли втілення принципи суцільної інтеграції, коли на одному кристалі з матрицею ФПЗЗ виготовляється система електронного зчитування сигналів, схема формування тактових імпульсів та оптичні фільтри для просвітлення та кольорового поділу оптичних сигналів. Їх фоточутливість та шумові властивості визначаються так само, як і інших фотодетекторів (глава 9). Для розширення спектрального діапазону, який у кремнієвих ФПЗЗ обмежується спектральним інтервалом $\lambda \approx 0,3 \div 1,1 \text{ мкм}$, використовують інші напівпровідники. В ультрафіолетовій області спектру та для м'яких рентгенівських променів чутливі елементи ФПЗЗ виготовляють на основі CdTe та CdZnTe, але для обробки інформації, що надходить від цих фоточутливих приймачів, використовують кремнієві ПЗЗ, з'єднаними з матрицею CdTe та CdZnTe за допомогою мікроконтактів, наприклад з індію. Такі структури в мікроелектроніці називають гібридними структурами.

Найбільш чутливими фотоприймачами в ІЧ діапазоні є гібридні фотоприймачі, в яких ІЧ випромінювання реєструється за допомогою вузькощілинних напівпровідників, а обробка зарядових пакетів проводиться за допомогою кремнієвих ПЗЗ структур. Наприклад, в приладах ІЧ діапазону спектра сумірного з вікнами атмосферної прозорості ($\lambda = 3 \div 5 \text{ мкм}$ та $8 \div 14 \text{ мкм}$) матриці фоточутливих ПЗЗ приймачів випромінювання виготовляють на основі вузькощілинних напівпровідників, наприклад твердих розчинів InAsSb, InGaAsP, HgCdTe, PbSnTe. Вузькощілинні напівпровідники мають малу величину забороненої зони ($E_g \leq 0,1 \text{ eV}$) і дозволяють створювати на їх основі ФПЗЗ більш чутливі за ФПЗЗ, котрі виготовляються з домішкового кремнію, і які працюють при помірних охолодженнях до температур $77 \div 150 \text{ К}$.

2.5. Функціональні елементи на основі діода Ганна

Відомо (§2.8), що в багатодолинних напівпровідниках n- типу провідності таких, як GaAs, InP, InSb, InAs, CdTe, Ge, твердих розчинах $\text{GaSb}_x\text{As}_{1-x}$, $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$, $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$, а також в одновісно деформованому германії р-тип при напруженостях електричного поля більших порогових ($F > F_c$) виникають міждолинні переходи. При $F > F_c$ електрони, що знаходяться в нижній долині і мають більшу рухливість, переходять у верхню долину, де набувають меншої рухливості, тому що в цій долині збільшується їх ефективна маса. Значення порогової напруженості поля визначаються нерівністю

$$EF_c L_{dr} > \Delta E \quad (2.30)$$

Де ΔE - енергія міждолинного переходу, $L_{dr} = v_{dr} \cdot \tau_e$ - довжина дрейфу, v_{dr} - дрейфова швидкість електронів, τ_e - час релаксації. Енергія міждолинного переходу становить $\Delta E \sim 0.2 - 0.4 \text{ eV}$, час релаксації електронів $\tau_e \sim 10^{-12} \text{ c}$ і $v_{dr} \sim 2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$. Тоді згідно (2.30) $F_c \sim (1 - 2) \cdot 10^3 \text{ В/см}$. Якщо до пластини багатодолинного напівпровідника приєднати металеві омичні електроди, то утвориться напівпровідниковий діод, який називається *діодом Ганна* (рис.2.19.1). Його пластинка, вирізана з монокристалу багатодолинного напівпровідника з довільною орієнтацією відносно кристалографічних осей, має діаметр $\sim 10 - 100 \text{ мкм}$ та товщину $L \sim 1,5 - 15 \text{ мкм}$.

Міждолинний перехід відображається на вольт-амперній характеристиці діоду Ганна у вигляді N-подібної сходинки, що спадає, (рис.2.19), тобто з'являється область з від'ємною диференціальною провідністю $\sigma_d = (dj/dF) < 0$. Це означає, що діоди Ганна можна використовувати, як генератори коливань, перемикачі тощо. Дійсно, в них при $F > F_c$ спостерігаються високочастотні коливання струму. При цьому флуктуації просторового заряду, що виникають в об'ємі напівпровідника, зростають і утворюються так звані *електричні домени сильного поля*. Здебільшого домени сильного поля зароджуються біля катоду або на неоднорідності легування. Вони рухаються під дією електричного поля в напрямку до аноду з швидкостями близькими до швидкості дрейфу носіїв струму в напівпровіднику ($v_{dr} = \mu F$) поза доменом. Для появи домену необхідно, щоб час максвеллівської релаксації просторового заряду τ_M був меншим за час дрейфу домену $\tau_M < t_{dr}$, тобто виконувалась умова Кремера (2.18)

$$n \cdot L > \frac{\varepsilon \cdot v_{dr}}{4\pi e \mu} \quad (2.22)$$

Домени сильного поля є динамічними неоднорідностями, котрі використовуються для побудови різноманітних функціональних приладів. Вони згідно формулі (2.22) формуються в достатньо довгих зразках, в яких легуванням забезпечується достатня концентрація основних носіїв. Для арсеніду галію це має місце при $nL \geq 10^{12} \text{ см}^{-2}$. В цьому разі флуктуація просторового заряду в зразку зростає, що локально збільшує напруженість електричного поля до величини F_m (рис.2.19.2) і утворюється домен сильного поля. Воно в домені більше порогового поля утворення домену ($F_m > F_c$). В останній частині зразка воно менше порогового ($F_r < F_c$), так що F_m

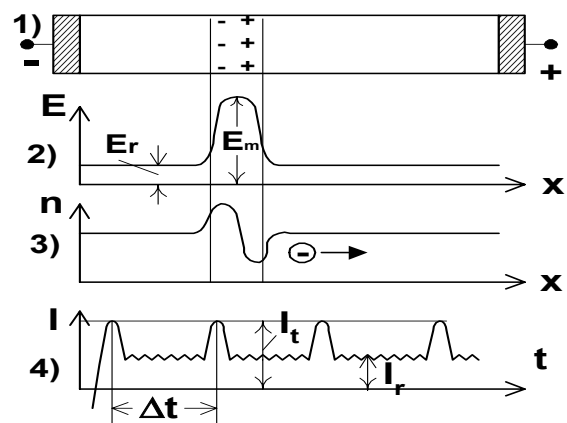


Рис.2.19. Схема діода Ганна: 1 – діод Ганна, 2 – просторовий розподіл електричного поля, 3 – просторовий розподіл носіїв, 4 – коливання струму $\Delta t = L^2/\mu V$.

$> F_c > F_r$ (рис.2.19.2). Протяжність домену d можна оцінити із умови $d = (F_c - F_r)/(F_m - F_r)$. Для стаціонарного розповсюдження домену сильного поля необхідно, щоб його протяжність була меншою від довжини діоду ($d < L$). Поява домену з сильним локальним електричним полем в області домену $F_m > F_c$ і зменшення електричного поля в останній частині зразка $F_c > F_r$ супроводжується зменшенням густини струму в зразка від $j_t = e\mu n F_c$ до $j_r = e\mu n F_r$. Коли домен пролітає крізь діод та попадає на його анод, зникає, відбувається миттєве зростання струму в діоді (рис.2.19.4). Після цього поле в зразка зростає і стає більше порогового. Знову народжується домен сильного поля і знову зменшується струм в діоді. Домен, що народився, починає рухатись в поздовжньому електричному полі до анода і процес народження і руху домену повторюється. Таким чином в діоді Ганна неперервно народжуються і пролітають домени сильного поля, що призводить до появи коливань струму у його вихідному колі. Коливання струму мають вигляд періодичної послідовності імпульсів (рис.2.19.3). Частота коливань струму в діоді Ганна обернено пропорційна часу прольоту домену крізь діод.

$$v \sim 1/\Delta t = v_{dr}/L = \mu V/L^2 \quad (2.23)$$

Підстановка виразу для частоти в формулу (2.22) дає таку нерівність

$$\frac{n}{v} \geq \frac{\epsilon}{4\pi e\mu} \quad (2.24)$$

для арсеніду галію $n/v \geq 5 \cdot 10^4 \text{ с} \cdot \text{см}^{-3}$. Граничні частоти визначаються часом переходу електронів в верхню долину і часом прольоту домену. Проте час переходу в верхню долину значно менший часу прольоту, тому саме він визначає верхню граничну частоту $\sim 200 \text{ ГГц}$. Робочі частоти генераторів Ганна трохи менші граничної частоти $\sim 10-100 \text{ ГГц}$. В більш коротких зразках, довжина яких менша розмірів домену, також виникають коливання струму. Вони викликаються коливанням густини просторового заряду не повністю сформованого домену сильного поля.

Діод Ганна один із небагатьох напівпровідникових приладів, в якому використовуються об'ємні властивості напівпровідників. В його об'ємі під дією зовнішнього джерела напруги створюються динамічні неоднорідності - домени сильного поля, котрі або взаємодіють з статичними неоднорідностями і генерують НВЧ коливання, або взаємодіють з статичними та динамічними неоднорідностями, що дозволяє використовувати їх для створення цілого класу функціональних пристроїв:

- генераторів та підсилювачів НВЧ коливань,
- логічних елементів,
- регістрів зсуву,
- пристроїв пам'яті,
- аналого-цифрові перетворювачі тощо.

Розглянемо декілька прикладів

По-перше, діод Ганна, навантажений послідовним або паралельним резонансним контуром, використовується як генератор НВЧ коливань. Конструкція та еквівалентна схема зображені на рис.2.20. Діод Ганна розташовується в хвилеводі або в резонаторі.

Крім того за допомогою діодів Ганна створюються ефек-

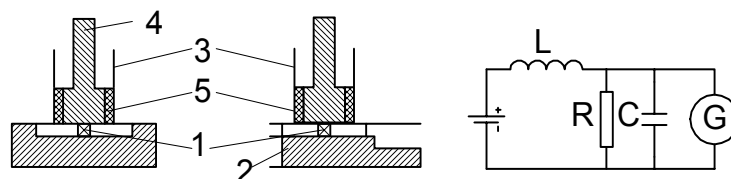


Рис.2.20. Конструкція та еквівалентна схема генератора Ганна: 1 - діод Ганна, 2 - хвилевід, 3 - фільтр, 4 - ввід напруги, 5 - діелектрик.

тивні підсилювачі НВЧ діапазону та функціональні пристрої радіоімпульсного типу.

По-друге, функціональні елементи зі змінним профілем або з просторовим розподілом електропровідності в діоді Ганна. За допомогою таких пристроїв можна створювати коливання складної форми. Їх дія спирається на те, що густина струму крізь діод Ганна j визначається середнім полем E_r $j = e\mu n(x)E_r$, а повний струм крізь зразок залежить ще і від площі поперечного перерізу зразка $S(x)$

$$I(t) = j(t) S(x) = e\mu n(x)S(x)E_r = e\mu n(v_{dr}t)S(v_{dr}t) E_r \quad (2.25)$$

Формула (2.25) показує, що струм діода Ганна залежить від часу, тому що від часу залежить добуток $n(v_{dr}t)S(v_{dr}t)$. Таким чином просторовий розподіл концентрації носіїв струму $n(v_{dr}t)$ і поперечного перерізу $S(x)$ діода Ганна модулює його вихідний імпульс струму. На рис.2.21 наведені приклади зміни величини струму за допомогою складного профілю поперечного перерізу діода Ганна. Видно, що за допомогою діода Ганна зі змінним профілем можна створювати аналогово - цифровий перетворювач або кодер. Управляти величиною вихідного струму в діоді Ганна можна також за допомогою локальної зміни концентрації носіїв струму в напівпровіднику, що здійснюється його

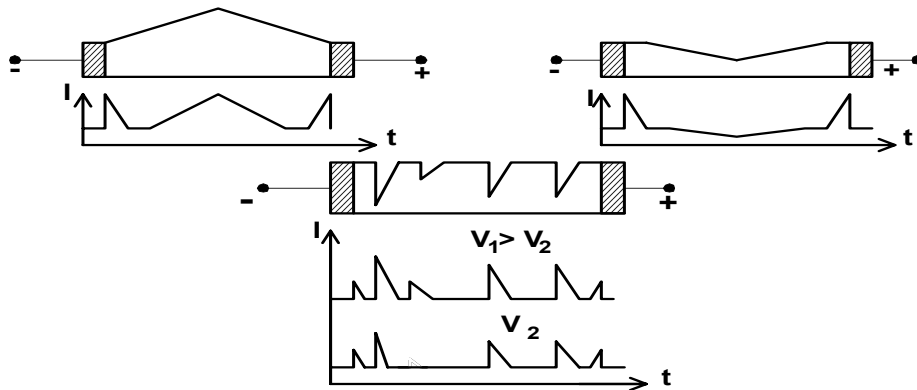


Рис.2.21. Кодування сигналу в діоді Ганна зміною форми напівпровідникового зразка.

легуванням, під дією світла або електронів тощо. При цьому сигнал в діод Ганна сканується з швидкістю розгортки, яка збігається з швидкістю розповсюдження домену сильного поля.

По-третє, діод Ганна можна використовувати для створення швидкодіючих (~ 10 пс) логічних елементів з використанням мінімальної кількості допоміжних пасивних схемних елементів. На рис.2.22.а зображено логічний елемент "І". Він складається із трьох паралельно з'єднаних діодів Ганна, до яких прикладена стала напруга від зовнішнього джерела. При збудженні домену в одному із його вхідних діодів в ньому зменшується струм. Це призводить при сталій напрузі до збільшення струму у вихідному діоді Ганна (див. задачу 2). Параметри схеми підбираються таким чином, щоб у вихідному діоді струм досяг критичної величини лише тоді, коли домени одночасно виникають в обох вхідних діодах. За цих умов у вихідному контурі з'являється коливання тобто з'являється вихідний сигнал.

На рис.2.23.б зображена компаратор - схема комірки "або". Вона складається із одного діода Ганна з двома маленькими катодами. Її структура така, що, коли напруга подається на один із катодів K_1 або K_2 , то виникає домен сильного поля і у вихідному колі спостерігаються коливання струму. А коли вхідний сигнал подається на обидва катода, то утворюється електричне поле менше за середнє, котре не достатнє для створення доменів і у вихідному колі відсутні коливання струму. Компаратор дозволяє здійснювати чотири стани, котрі характеризуються таблицею 2.1.

Таблиця 2.1

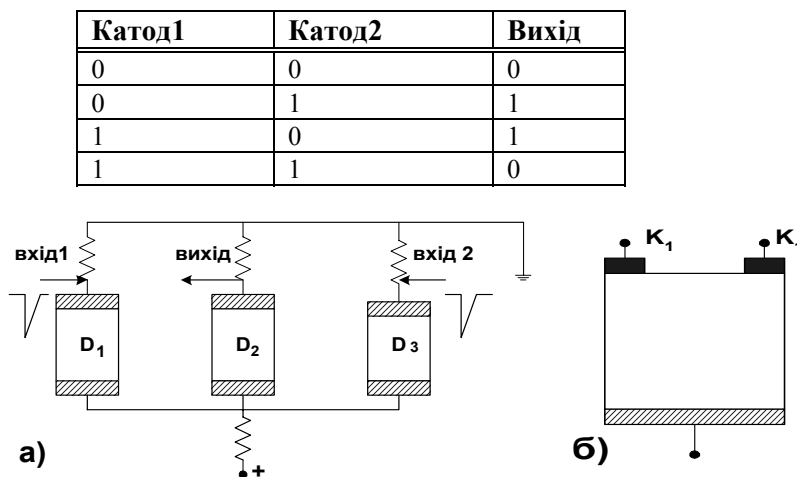


Рис.2.22. Логічні елементи: а) - “І”, б) - “або”.

На рис.2.23 зображений динамічний бістабільний елемент пам'яті на двох паралельно з'єднаних діодах Ганна. При подачі вхідного імпульсу на вхід 1 в діоді D_1 виникає генерація доменів. Коли домен проходить біля вирізу в діоді D_1 , в ньому зменшується струм і збільшується поле і струм в діоді D_2 . При певному виборі напруги і опорів при цьому в діоді D_2 виникають домени. На виході виникнуть коливання. Цей стан назовемо - стан “1”. Він існує довго, бо кожного разу, коли в D_2 домен сильного поля пролітає біля вирізу, струм збільшується і в D_1 знову зароджується домен. Подача імпульсу напруги на вхід “0” припиняє генерацію доменів і повертає систему у стан “0”.

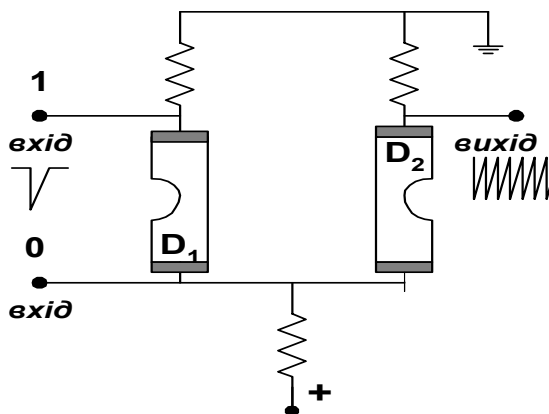


Рис.2.23. Схема динамічного бістабільного елемента пам'яті на діодах Ганна.

Функціональні прилади, побудовані з застосуванням діоду Ганна, за ступенем інтеграції не можуть конкурувати з напівпровідниковими ІМС. За рівнем потужності та швидкодією вони переважають кремнієві ІМС. Вони можуть працювати при частотах $\nu > 10^{12}$ Гц. Наприклад, НВЧ генератори Ганна використовуються в радіолокації в діапазоні частот 1...80 ГГц з рівнем потужності 20...350 мВт в прольотному режимі і 1...400 Вт в імпульсному режимі. Тому вони знайшли свою окрему нішу використання і продовжують вдосконалюватись.

2.6. Контрольні запитання та задачі

1. Порівняйте напівпровідникові і акустичні лінії затримки. При якій рухливості носіїв струму час затримки при довжині лінії 30 мкм буде в цих лініях однаковим.

Розв'язок задачі №2.1.

$$\frac{t_a}{t_{sem}} = \frac{L_a v_{dr}}{L_{sem} v_a} = \frac{\mu V L_a}{v_a L_{sem}^2} > \frac{\mu V L_a e}{kT \mu \tau_n} = \frac{100 L_a}{10^5 \tau_n} \propto \frac{100 L_a}{10^5 10^{-4}} \propto 10 L_a$$

$$eV/kT \sim 10/0,1 = 100; \tau_n < 10^{-4} \text{ с.}$$

2. Які різновиди зарядових динамічних неоднорідностей, що використовуються в роботі функціональних приладів, створюються за участю основний, а які за участю неосновних носіїв заряду?
3. Які властивості зарядових динамічних неоднорідностей використовуються для побудови пристроїв функціональної електроніки?
4. **Задача 2.4.** Оцініть довжину лінії та можливий час затримки сигналу, що проходить крізь напівпровідникову лінію затримки, котра побудована на основі кремнію р - типу з рухливістю носіїв $\mu_p = 200 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ та часом життя $\tau_{fn} = 10^{-3} \text{ с.}$

Розв'язок задачі 2.4. $\tau_{затр} < \tau_{fn} = 1 \text{ мс.}$

$$L = \sqrt{\mu_n V \tau_{затр}} < \sqrt{\mu_n V \tau_{fn}} = \sqrt{200 \cdot 10 \cdot 10^{-3}} = 1,4 [\text{см}]$$

5. **Задача 2.5.** Доведіть формулу (2.25) для ширини збідненої області в напівпровіднику та оцініть. У скільки разів вона відрізняється від глибини екранування при кімнатній температурі, якщо $V_s = 0,3 \text{ В.}$

Розв'язок задачі 2.5. Рівняння Пуассона має вигляд

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{4\pi\rho}{\epsilon}; \text{ де } \rho = -eN_a$$

Граничні умови $x = 0, V = 0; x = L, V = V - V_s, dV/dx = 0$. Інтегрування дає $V = V_s + V - (2\pi e N_a / \epsilon)(x^2 - d^2)$. Звідки при $x = 0 \quad L = (\epsilon V_s / 2\pi e N_a)^{1/2} \cdot L / L_e = (2eV_s / k_B T)^{1/2} \sim 2,5$.

6. Чим визначається формування поверхневого інверсного заряду та при яких умовах він формується?

5. На якій відстані повинні знаходитись окремі затвори ПЗЗ структур?

6. Для чого в ПЗЗ структурах біля поверхні створюється р-п перехід?

7. **Задача 2.7.** Оцінити значення сигнального струму та кількість електронів, що створює сигнал в ПЗЗ, котрий працює в імпульсному режимі на частоті $\nu = 1 \text{ МГц}$ при амплітуді напруги $V_G = 10 \text{ В.}$ ПЗЗ структура має такі параметри: довжина та ширина затворів $\ell \times w = 10 \times 20 \text{ мкм}$, товщина оксидного шару $d_{ox} = 150 \text{ мкм}$, $\epsilon_{SiO_2} = 3,9$.

Розв'язок задачі 2.7. $I = Q\nu = V_G C\nu = V_G \frac{\epsilon \ell w}{4\pi d_{ox}} \nu = 0,46 [\text{мкА}]$

$$N = I\nu/e = 2,8 \cdot 10^6 [\text{ел}]$$

8. **Задача 2.8.** Розрахувати прилад з зарядовим зв'язком (ПЗЗ), котрий повинен формувати зображення. Знайти розміри квадратного затвору ($\ell \times \ell$). Порогове значення заряду, що детектується, складає 2500 електронів на елемент зображення. Заряд кожного елемента компенсується до нуля кожні $10^{-2} \text{ с} = 10 \text{ мс.}$ Поверхнева густина зарядів в інверсному шарі кремнію р-типу в ПЗЗ структурі при кімнатній темпера-

турі складає $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, час життя нерівноважних носіїв $\tau_{fn} = 1,5 \text{ нс} = 1,5 \cdot 10^{-9} \text{ с}$. При освітленні ПЗЗ структура концентрація носіїв струму збільшується в 25 разів по зрівнянні з концентрацією, що визначає пороговий сигнал.

Розв'язок задачі №2.8.

При тепловій рівновазі на кожному затворі ПЗЗ структури знаходиться $I^2 n_e = I^2 10^{13}$ електронів в інверсному шарі. Допустима кількість електронів, що утворюються при тепловій генерації, повинна становити $1/25 = 0,04$ частину від порогової кількості електронів

$$n_T = 0,04 \cdot 2500 = 100 \text{ електронів.}$$

Розглянемо тепер кремнієву пластинку р-типу з концентрацією акцепторів (атомів бору) N_a . Швидкість зміни заряду в приповерхневому шарі визначається швидкістю дифузії носіїв і швидкістю рекомбінації

$$-\frac{dQ}{dt} = \frac{en_T L_d}{2\tau_{fn}} - \frac{en' L_D}{2\tau_{fn}}$$

де n' -концентрація не теплових електронів, τ_{fn} -середній час життя. Двійка виникає в моделі рекомбінації Шоклі-Ріда при умові рівних ймовірностей рекомбінації електронів і дірок. Відомо, що $n_T = n_i/N_a$, тоді

$$-\frac{dQ}{dt} = \frac{Q_T - Q}{\tau_n}$$

де Q_T - заряд, що генерується за рахунок теплової енергії, Q - заряд не теплового походження, $\tau_n = \frac{2\tau_{fn} N_a}{n_i}$ - середній час життя для поверхневої рекомбінації.

$$Q = Q_T \left(1 - \exp \left\{ -\frac{t}{\tau_n} \right\} \right) = I^2 n_e \left(1 - \exp \left\{ -\frac{tn_i}{2\tau_{fn} N_a} \right\} \right)$$

В нашому випадку $Q(t=10^{-2}) = e100$. Підставимо це значення в попереднє рівняння

$$100 = I^2 10^{13} \left(1 - \exp \left\{ -10^{-2} n_i / 21,5 \cdot 10^{-3} N_a \right\} \right)$$

Концентрацію домішок виберемо такою, щоб при подальших змінах N_a рухливність носіїв змінювалась не дуже сильно. Ця умова виконується при $N_a \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ і $n_i^2 = N_c N_v \exp \{ -Q_{Si}/kT \}$. При кімнатній температурі $n_i/N_a \sim 2 \cdot 10^{-4}$. В цьому разі остаточно отримаємо $\ell = 10^{-4} \text{ см}$, $\tau_a \sim 15 \text{ с}$. Характеристичний час життя τ_a носіїв біля поверхні виявився значно більшим за середній час життя неосновних носіїв струму в об'ємі зразку.

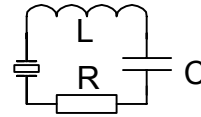
9. **Задача 2.9.** Прилад ПЗЗ створений на основі кремнію р - типу з концентрацією акцепторів $N_a = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Розміри затворів та товщина оксидного шару рівні $\ell = 10 \text{ мкм}$, $w = 20 \text{ мкм}$, $d_{ox} = 100 \text{ нм}$. Знайдіть потенціал поверхні та глибину збідненого шару під затвором, коли на затвор подано потенціал $V_G = 25 \text{ В}$. Нехай заряд сигналу $Q_s = 0$ та знехтуйте впливом напруги плоских зон.

Розв'язок задачі 2.9. Вказівка: скористайтесь формулами (2.23), (2.25) та (2.26).

10. Для чого використовується в приладах з зарядовим зв'язком скритий канал переносу? Як він утворюється?
11. Оцінити при яких напругах в GaAs виникають домени сильного поля.
12. Об'ємні чи поверхневі властивості використовуються в діоді Ганна?
13. Наведіть приклади пристроїв, в яких використовуються домени сильного поля.

14. **Задача №2.14.** Покажіть, що наявність від'ємного диференціального опору призводить до розвитку коливань в контурі. Від чого залежать робочі частоти приладів, в яких використовуються домени сильного поля? Як зміниться гранична частота діода Ганна при зміні рухливості в 10 разів?

Розв'язок задачі №2.14. Розглянемо контур, в якому з'єднані діод Ганна з опором R , індуктивність L та ємність C . Тоді



$$IR = -Q/C - L(dI/dt)$$

$$\frac{d^2Q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{LC} = 0$$

$$Q = Q_0 \exp\{-\beta t\} \cos\{\omega t + \alpha\}$$

де $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$; $\beta = R/2L$. Коли $R < 0$, то $\beta < 0$ і амплітуда коливань збільшується.

15. **Задача №2.15.** Оцінити напругу, при якій виникають в діоді Ганна із GaAs домени сильного поля, та частоту коливань, якщо $\varepsilon = 13,5$, $n = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $\ell = 10 \text{ мкм}$, $\mu = 9000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

Розв'язок задачі №2.15. Домен сильного поля виникає тоді, коли час максвеллівської релаксації більший за час дрейфу носіїв струму ($\tau_M > \tau_{др}$)

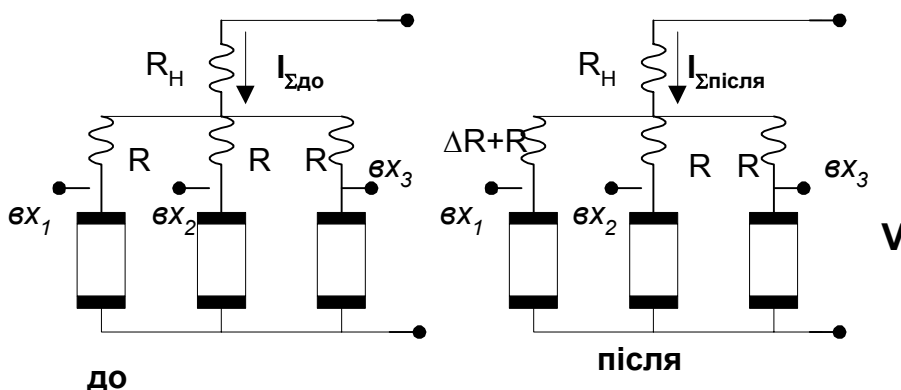
$$\frac{\varepsilon}{4\pi\sigma} = \frac{\varepsilon}{4\pi e n \mu} \geq \frac{\ell^2}{\mu V}$$

$$V > \frac{4\pi e n \ell^2}{\varepsilon} \approx 0,14 \text{ [В]}$$

$$\nu \approx \frac{\mu V}{\ell^2} = \frac{9000 \cdot 1}{10^{-6}} = 9 \text{ [ГГц]}$$

16. **Задача 2.16.** Показати, що в схемі логічного елементу "і", що складається з однакових діодів Ганна та однакових опорів навантаження та R_H , струм у вихідному діоді збільшується при появі домену сильного поля у вхідному діоді.

Розв'язок задачі №2.16. Поява домену сильного поля супроводжується збільшенням опору діода, тому еквівалентні схеми логічного елементу "і" до та після появи



домени мають такий вигляд

$$\frac{I_{\text{вих.після}}}{I_{\text{вих.до}}} = \frac{V - R_n I_{\Sigma \text{після}}}{V - R_n I_{\Sigma \text{до}}} = \frac{1 - \frac{R_n}{R_{\Sigma \text{після}}}}{\frac{R_n}{R_{\Sigma \text{до}}}} \quad \text{Треба порівняти між собою } \frac{R_n}{R_{\Sigma \text{після}}} \text{ і } \frac{R_n}{R_{\Sigma \text{до}}}$$

$$\frac{R_n}{R_{\Sigma \text{до}}} = \frac{3}{3 + \frac{R}{R_n}}; \quad \frac{R_n}{R_{\Sigma \text{після}}} = \frac{3 + 2 \frac{\Delta R}{R}}{3 + 2 \frac{\Delta R}{R} + \frac{R}{R_n} + \frac{\Delta R}{R_n}} = \frac{R_n}{R_{\Sigma \text{до}}} \frac{1 + \frac{2\Delta R}{3R}}{1 + \frac{2\Delta R}{3 + \frac{R}{R_n}} + \frac{\Delta R}{\left(3 + \frac{R}{R_n}\right)R}}$$

$$\text{При умові } R=R_n \quad \frac{R}{R_{\Sigma \text{після}}} = \frac{R}{R_{\Sigma \text{до}}} \frac{1 + \frac{2\Delta R}{3R}}{1 + \frac{3\Delta R}{4R}}; \quad \text{тобто} \quad \frac{R}{R_{\Sigma \text{після}}} < \frac{R}{R_{\Sigma \text{до}}} \text{ і тому}$$

$I_{\text{вихідне після}} > I_{\text{вихідне до}}$

Література

1. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. /Физика полупроводников. М.: Наука, 1977, - 671с., ил.
2. Левин С. / Основы полупроводниковой микроэлектроники. Пер. с англ., М.: Советское радио, 1966, - 343с., ил.
3. Левинштейн М.Е., Пожела Ю.К., Шур М.С. / Эффект Ганна. / М.: Советское радио, 1975, - 288с., ил.
4. Секен К., Томпсет М. / Приборы с переносом заряда. Пер. с англ., М.: Мир, 1978, - 327с., ил.
5. Росадо Л. / Физическая электроника и микроэлектроника. Пер. с испанск., М.: Высшая школа, 1991, - 351с., ил (стр. 289-292).
6. Барб Д.Ф., Кэпман С. / Изображающие приборы с зарядовой связью. Достижения в технике передачи и воспроизведения изображений том 3. Под ред Б. Кейзана. М.: Мир, 1980, - 310с., ил. (стр. 180-300).
7. Приборы с зарядовой связью. Под ред. М. Хоувза и Д. Моргана, Пер. с англ. М.: 1981, - 376с., ил.
8. Левинштейн М.Е., Пожела Ю.К., Шур М.С. / Эффект Ганна. М.: Советское радио, 1975, - 288с., ил.
9. Воронкова Г.М., Орлова Л.К., Старосельская В.И., Судзиловский В.Ю. / Функциональные элементы на основе эффекта Ганна. В сб. статей "Микроэлектроника" под ред. Ф.В. Лукина, вып. 4, М.: Советское радио, 1971, - 392с. (стр. 58-77).
10. Маллер Р., Кейминс Т. Элементы интегральных схем. Пер. с англ. - М.: Мир, 1989, - 630 с., ил. (с. 483 –497).
11. Кайно Г. Акустические волны: Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов: Пер. с англ. – М.: Мир, 1990 – 656 с., ил., (с. 370 – 395 и 639 –642).

12. Рычина Т.А., Зеленский А.В. / Устройства функциональной электроники и электрорадиоэлементы. М.: Радио и связь, 1989, - 352, ил.

Глава.3. АКУСТОЕЛЕКТРОНІКА

3.1. Вступ

Акустoeлектроніка є розділом електроніки, в якому вивчається і використовується взаємодія акустичних хвиль з електромагнітними полями та електронами провідності в конденсованих середовищах. Ця взаємодія використовується в роботі акустoeлектронних пристроїв. Загальна схема роботи акустoeлектронних пристроїв подібна до схем інших пристроїв функціональної електроніки, зображених на рис.1.1. Спочатку вхідний електричний сигнал перетворюється в акустичний. Акустичний сигнал надходить в звукопровід є середовищем, в якому акустичні хвилі розповсюджуються та взаємодіють з статичними та динамічними неоднорідностями звукопроводу, створеними електромагнітними керуючими сигналами. Ця взаємодія перетворює вихідний акустичний сигнал у вихідний. На останньому етапі вихідний акустичний сигнал перетворюється в вихідний електричний сигнал, який надходить у електричний пристрій для подальшої обробки. Тому до складу акустoeлектронних пристроїв входять: генератори акустичних хвиль, генератори керуючих сигналів,

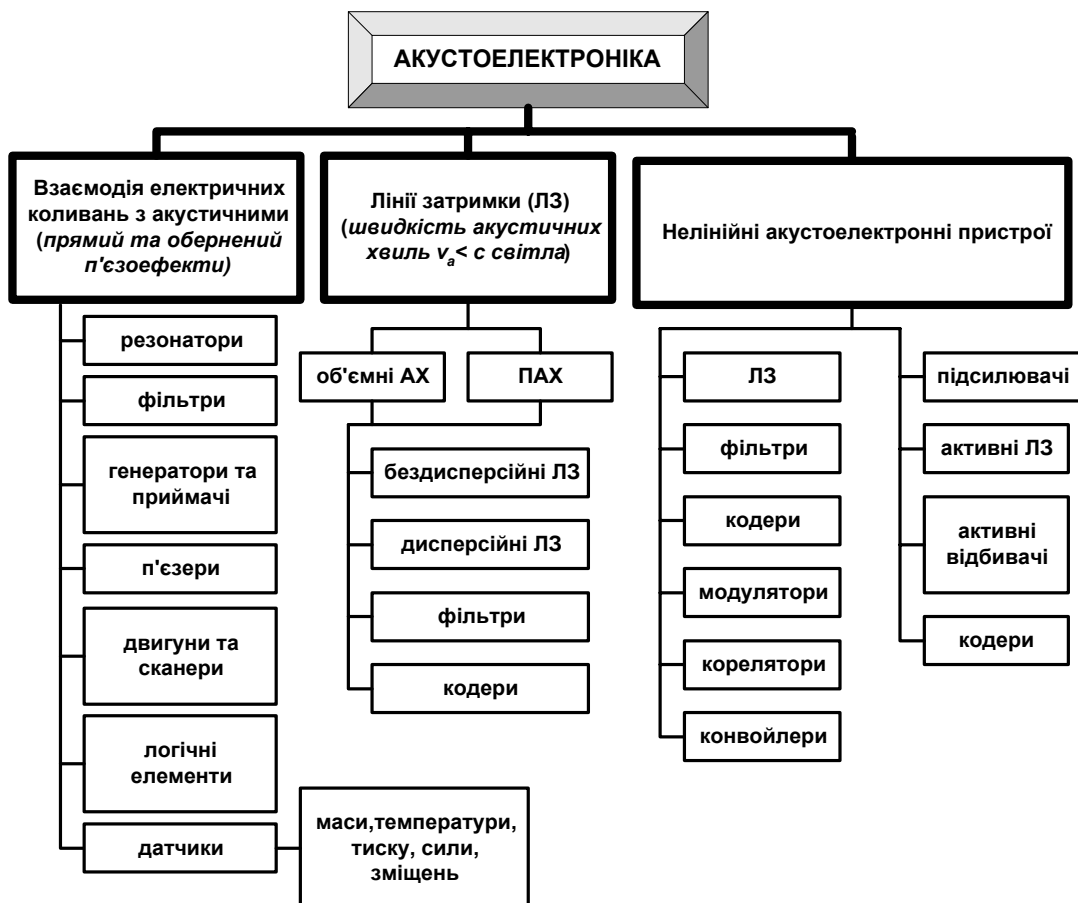


Рис.3.1.

акустичне середовище (звукопровід), та система для зворотного перетворення акустичних коливаль після їх взаємодії з динамічними неоднорідностями в електричний сигнал. Під дією напруженості електричного поля (Е), механічного напруження (Т) та температури в твердих тілах відбуваються декілька головних та спряжених ефектів. На рис.3.2 наведено діаграму зв'язку між фізичними параметрами в діелектриках, яка дозволяє нагадати, які явища, що спостерігаються при цьому. Для генерації

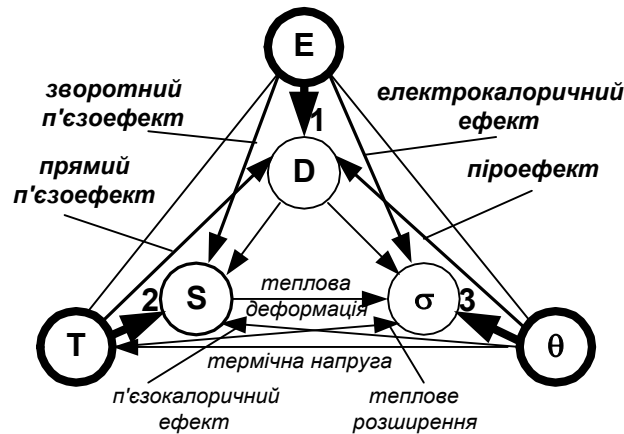


Рис.3.2. Діаграма зв'язку між фізичними параметрами, що призводять до головних та спряжених ефектів в діелектриках. Головні ефекти: 1 – поляризація ($E \rightarrow D(P)$), 2 – деформація ($T \rightarrow S$), 3 – зміна ентропії ($\theta \rightarrow \sigma$). Спряжені ефекти: прямий п'єзоефект ($T \rightarrow D$), зворотний п'єзоефект ($E \rightarrow S$), п'єзокалоричний ефект ($T \rightarrow \sigma$), електрокалоричний ефект ($E \rightarrow \sigma$), теплове розширення ($\theta \rightarrow S$), піроефект ($\theta \rightarrow D$). E – напруженість електричного полі, D – електростатична індукція, θ – температура, σ – ентропія, T – механічна напруженість, S – деформація.

акустичних хвиль, створення динамічних неоднорідностей в звуководі та зворотного перетворення акустичних хвиль в електричний сигнал використовується такі *фізичні процеси*: прямий та зворотний п'єзоелектричні ефекти, електрострикцію, електроакустичні ефекти - взаємодію акустичних хвиль з електронами провідності (електрон - фононну взаємодію), деформаційний потенціал - зміну енергії електронів з зоні провідності або дірок у валентній зоні при деформації, магнітострикцію тощо. При цьому використовують як лінійну, так і нелінійну взаємодію. На основі цих явищ створено велика кількість різноманітних акустоелектронних приладів: *резонаторів, фільтрів, п'єзоелектричні перетворювачі для об'ємних та поверхневих акустичних хвиль, п'єзотрансформатори або п'єзерів, функціональних елементів, п'єзодвигуни, координатно записуючі пристрої, сканери, лінії затримки, модулятори, кодери, корелятори, ковайлери тощо*, котрі працюють в області частот $10^5 - 10^9$ Гц.

За принципом дії, як це видно з рис.3.1 їх можна розділити на три групи пристроїв:

1. *взаємодії (здебільшого резонансної) електричних коливань з акустичними;*
2. *взаємодії акустичних хвиль, які розповсюджуються в звуководі з швидкістю (v_a) меншою за швидкість електромагнітних хвиль (c), з неоднорідностями звуководу;*
3. *пристрої нелінійної взаємодії акустичних хвиль.*

За допомогою акустоелектронних пристроїв можна здійснювати перетворення сигналів за амплітудою, фазою, частотою, частотним спектром, часовим положенням, а також здійснювати функціональні перетворення, такі як кодування та декодування, отримувати згортку та кореляцію сигнальних функцій. Застосування акустоелектронних пристроїв дозволило значно зменшити габарити та масу пристроїв, призначених для обробки інформації.

3.2. Взаємодія електричних коливань з акустичними

Для генерації акустичних коливань та хвиль та для їх перетворення в електромагнітні сигнали здебільшого використовуються прямий і зворотний

п'єзоелектричний ефекти - електромеханічний зв'язок електричної поляризації та механічних деформацій. *Прямий п'єзоелектричний ефект*, відкритий в 1880 році братами П'єром і Жаном Кюрі, полягає в тому, що в деяких діелектричних кристалах (*п'єзоелектриках*) виникає зміна поляризації (P_i) або електростатичної індукції D_i при механічних деформаціях (S_{ij}) навіть у відсутності електричних полів:

$$\mathbf{D}_i = \epsilon_{ij} \mathbf{E}_j + e_{ijk} S_{jk} \quad (3.1)$$

де \mathbf{D}_i та \mathbf{E}_j - складові векторів електростатичної індукції та напруженості електричного поля відповідно, S_{jk} - тензор деформацій 2-го рангу, що має 9 компоненти, ϵ_{ij} - тензор діелектричної сталої п'єзодіелектрика, e_{ijk} - п'єзоелектричний модуль - тензор третього рангу. Індеси п'єзомодуля i, j, k пробігають значення 1, 3, 3. Тому тензор 3-го рангу п'єзомодуля має в загальному випадку 27 компонентів. Через симетрію відносно перестановки двох останніх індексів ($e_{ijk} = e_{ikj}$) кількість незалежних компонент зменшується від 27 до 18. Це дозволяє записати матрицю п'єзомодулів в формі, де перший індекс залишається незмінним, а два останніх замінюється одним індексом за правилом: 11→1, 22→2, 33→3, 23(32)→4, 13(31)→5, 12(21)→6. П'єзоелектричний модуль зв'язує зміни електростатичної індукції з деформацією при сталому електричному полі

$$e_{ijk} = \left(\frac{\partial D_i}{\partial S_{jk}} \right)_E \quad (3.2)$$

Зворотний п'єзоелектричний ефект полягає в появі механічних напруг (T_{ij}) під дією електричних полів.

$$\mathbf{T}_{ij} = -e_{ijk} \mathbf{E}_i + c_{iklm}^E S_{lm} \quad (3.3)$$

де модуль пружності c_{iklm}^E зв'язує компоненти тензора 2-го рангу механічних напруг T_{ij} , що має 9 компонент, і тензор 2-го рангу деформації S_{lm} при сталому електричному полі E і сталій ентропії одиниці об'єму σ :

$$c_{iklm}^E = \left(\frac{\partial T_{ik}}{\partial S_{lm}} \right)_{\sigma, E} \quad (3.4)$$

Зв'язок між деформацією і електричним полем в обох випадках має здебільшого лінійний характер.¹ Значний п'єзоэффект має місце у таких кристалах: сегнетова сіль, турмалін, кварц, ніобат літію (LiNbO_3), германат вісмуту ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$), менший, але помітний у таких напівпровідників, як CdS, ZnS, GaAs, InSb тощо.

П'єзоелектричні ефекти виникають лише в кристалах, що не мають центра симетрії, тобто п'єзоелектричний ефект виникає лише при наявності полярних напрямків в кристалах. Дійсно, якщо недеформований кристал має центр симетрії, то він зберігається і при однорідній деформації кристала і не виникає зміщення зарядів, необхідне для його поляризації. Кожний кристал має свої значення компонентів п'єзоелектричних модулів і модулів пружності і їх кількість залежить від симетрії кристалу (таблиця 3.1). Наприклад, кристали гексагональної симетрії (кристалів типу CdS) мають лише три складових тензора п'єзоелектричного модуля e_{ijk} (e_{31} , e_{33} , e_{15}); кубічні кристали без центра інверсії мають лише один модуль. В таблиці 3.1 наведені параметри деяких п'єзоелектриків, які використовуються на практиці.

¹ Зворотний п'єзоелектричний ефект потрібно відрізнити від *електрострикції*, котра квадратично залежить від напруженості електричного поля.

Крім об'ємних акустичних хвиль в твердих тілах можна також збуджувати поверхневі акустичні хвилі (ПАХ), які розповсюджуються вздовж поверхні твердого тіла і збуджуються інакше за об'ємні акустичні хвилі. До групи пристроїв, котрі використовують взаємодію електричних коливань з акустичними, належать: *кварцові резонатори, п'єзоелектричні перетворювачі для об'ємних та поверхневих акустичних хвиль, п'єзотрансформатори або п'єзери і різноманітні функціональні елементи, в яких використовуються п'єзери, а саме: логічні елементи, помножувачі частоти, п'єзодвигуни, координатно записуючі пристрої, сканери тощо (рис.3.1).*

Таблиця 3.1. Параметри п'єзодіелектриків

Речовина	П'єзоелектричний модуль, Кл·м ⁻²						Діелектр. Проникність 10 ⁻¹¹ Ф·м	
Кубічна система	e_{14}						ϵ	
GaAs	-0,16						9,73	
Bi ₁₂ GeO ₂₀	0,99						34,2	
Гексагональна	e_{15}	e_{21}		e_{33}		ϵ_{11}	ϵ_{33}	
ZnO	-0,59	-0,61		1,14		7,38	7,83	
CdS	-0,21	-0,24		0,44		7,99	8,44	
Тетрагональна	E_{14}	e_{15}		e_{31}	e_{23}		ϵ_{11}	ϵ_{33}
BaTiO ₃	0	21,3		-2,65	3,64		1744	97
Тригональна	e_{11}	E_{14}	e_{15}	e_{22}	e_{31}	e_{33}	ϵ_{11}	ϵ_{33}
LiNbO ₃	0	0	3,7	2,5	0,21	1,3	38,9	25,7
α -кварц (SiO ₂)	0,17	-0,04	0	0	0	0	3,92	4,1

3.3. Генератори та приймачі об'ємних акустичних хвиль

Генерація та прийом об'ємних акустичних хвиль (ОАХ) здійснюється вхідним та керуючим сигналами п'єзоелектричними перетворювачами за допомогою зворотного і прямого п'єзоелектричних ефектів. При чому перетворення об'ємних і поверхневих акустичних хвиль мають свої специфічні особливості. В цьому параграфі розглянемо особливості перетворювачів ОАХ. Генерація об'ємних акустичних хвиль (ОАХ) здійснюється за допомогою зворотного п'єзоефекту, коли змінне електричне поле в кристалах, що не мають центру симетрії, створює механічні деформації (формула (3.3)). На рис.3.3 схематично зображений такий генератор. Він виготовляється з п'єзоелектричного матеріалу (кварцу, інших п'єзоелектричних кристалів, кераміки тощо), на поверхні якого нанесені два металевих електроди. Електричне поле вхідного сигналу, прикладеного до електродів, викликає коливання п'єзоелектрика. Один із електродів п'єзоелементу приєднується до поверхні звукопроводу таким чином, щоб на контакті були найменші втрати на відбиття та поглинання акустичних хвиль. Генератори акустичних хвиль дозволяють здійснювати внутрішню модуляцію за допомогою електричного сигналу. Об'ємна акустична хвиля проникає крізь контакт в звуковід і розповсюджується в ньому. Матеріал, зріз та форма п'єзоелементу вибираються такими, щоб в звуководі розповсюджувалась потрібна мода акустичної хвилі. Для того

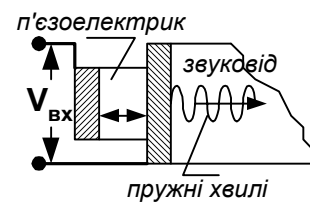


Рис.3.3. Генератор об'ємних акустичних хвиль.

щоб не було нелінійних спотворень амплітуди коливань вибирають значно меншими за довжини акустичних хвиль.

При детектуванні ОАХ акустичні коливання за допомогою прямого п'єзоефекту (формула (3.1)) перетворюється в електричні коливання, які обробляються традиційними методами за допомогою електронних пристроїв. Для цього використовуються перетворювачі ОАХ в електричні коливання аналогічні генераторним п'єзоелектричним перетворювачам. Таким чином, для генерації та прийому ОАХ здебільшого використовуються п'єзоелектричні пластинчасті або плівкові перетворювачі різних типів.

3.3.а. Кварцовий резонатор

Кварцовий резонатор є одним із резонансних приладів функціональної акустоелектроніки, що найбільш широко використовуються на практиці. Він являє собою однорідну пластинку кварцу, в якій змінне електричне поле викликає змінні пружні механічні коливання внаслідок дії п'єзоелектричного ефекту. Кристали α - кварцу відносяться до тригональної системи.² Він має три вісі симетрії другого порядку X_1 , X_2 , X_3 (рис.3.4.а). Ці осі є полярними осями кристала кварцу. Кожна з них з'єднує протилежні ребра шестигранної призми. Як видно з рис.3.4 ці ребра нерівнозначні,

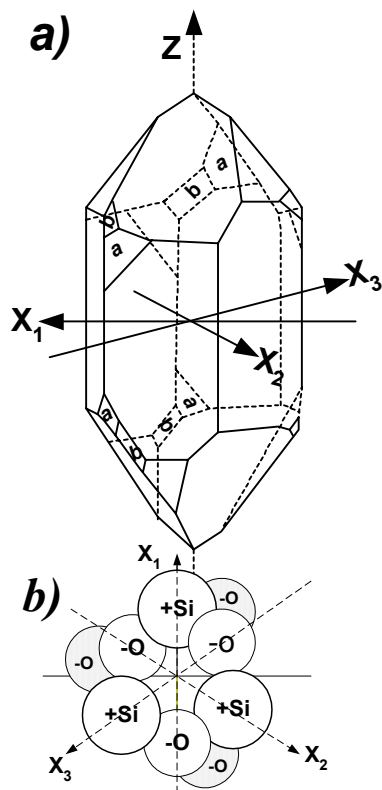


Рис.3.4. Кристал кварцу а) і схема розподілу атомів в площині п'єзовісей.

тому що на краю одного ребра є, а на другому немає маленьких граней, позначених на рис.3.4 через а і b. Четверта вісь Z є віссю симетрії третього порядку. Вона називається оптичною віссю кристала. Вздовж оптичної осі Z п'єзоелектричні властивості не спостерігаються. На рис.3.4.б схематично зображено поперечний переріз перпендикулярний до осі Z, на якому видно розподіл атомів кремнію і кисню. Зміщення атомів, що викликається напруженнями або деформаціями в цій площині, призводить до появи перерозподілу зарядів тобто до появи поляризації. Тому кварцові пластинки вирізають з кристала так, щоб площини її зрізів були перпендикулярними до однієї з полярних осей кристала кварцу (на рис.3.5 полярні осі розташовані в площині XY).

Запишемо зв'язок між поляризацією P, що виникає при появі напружень T_{ij} на пластинці з кристалу кварцу, зображений на рис.3.5. Полярні осі розташовані в площині XY. Вісь X є електричною віссю, а перпендикулярна до осі X вісь Y - механічною віссю.

$$P_x = e_{11}(T_{xx} - T_{yy}) + e_{14}T_{xy}$$

$$P_y = -e_{11}(T_{xz} - 2T_{xy})$$

$$P_z = 0$$

Перший індекс вказує напрямок зовнішньої нормалі площини, до якої прикладена сила натягнення, а другий - напрямок координатної осі, на яку проектується сила. Якщо $T_{xx} \neq 0$, а $T_{xz} = T_{xy} = 0$, то сили прикладені паралельно осі X стискають або розтягують зразок і викликають поляризацію вздовж лише цієї осі, тобто лише $P_x \neq 0$. Тому ця вісь називається електричною

віссю. В тих випадках, коли крім

² Для тригональна або ромбоєдричної кристалічної системи $a = b = c$ і $120^\circ > \alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$.

розтягальних або стискаючих сил є ще зсувові сили $T_{xz} \neq 0$ і $T_{xy} \neq 0$, то $P_x \neq 0$ і $P_y \neq 0$, тобто виникають заряди в площинах ZX і ZY. П'єзоефект кварцу визначається лише двома п'єзоелектричними модулями $e_{11} = 6,99 \cdot 10^{-8} \text{ дн}^{-1/2} \cdot \text{см}$ і $e_{14} = -2,0 \cdot 10^{-8} \text{ дн}^{-1/2} \cdot \text{см}$. Ці модулі визначають два значення швидкості розповсюдження пружних (акустичних) хвиль в кварці. Якщо електричне поле прикладемо вздовж осі X, то виникають лише коливання густини. Коли є складові сил і в іншому напрямку, то виникають більш складної форми, які включають також коливання зсуву. Таким чином тип коливання та п'єзоелектричні сталі навіть для одного і того ж кристала суттєво залежать від зрізу, який використовується в даному випадку, і від форми п'єзоелемента.

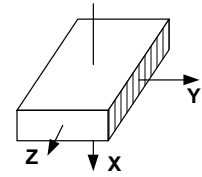


Рис.3.5.

Найбільш легко збуджувати об'ємні коливання кварцової пластинки на резонансній частоті, котра визначається її товщиною d і швидкістю звука v_a в кварці. Резонансна частота визначається за формулою

$$v_p = v_a / \lambda = v_a / 2d \quad (3.5)$$

Кожному зрізу притаманна своя частотна стала. Для даного зрізу і форми п'єзоелемента при сталій температурі резонансна частота кварцового резонатора фіксована. Частотна стала для кварцу знаходиться в межах $v_p \cdot d = 0,4 \div 6,3 \text{ МГц}$.

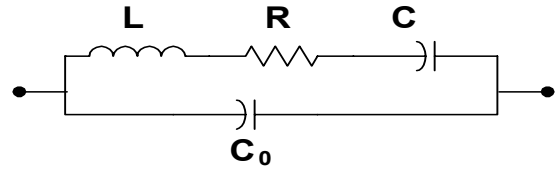


Рис.3.6. Еквівалентна схема кварцового резонатора.

Зміна температури призводить до зміни розмірів і п'єзоелектричних модулів, тому резонансна частота залежить від температури. В залежності від зрізу температурний коефіцієнт частоти $\Delta f/f$ змінюється в межах від $\pm 10^{-7} \text{ град}^{-1}$ до $\pm 10^{-4} \text{ град}^{-1}$. В об'ємі кварцової пластинки не вдається виділити окремих областей, котрі виконують функції індуктивності ємності або опору. Кварцовий резонатор в цілому еквівалентний зображеному на рис.3.6 резонансному контуру. Видно, що в еквівалентному контурі має місце як послідовний резонанс напруг в гілці LRC, так і паралельний резонанс струму в контурі LRCC₀, де C₀ - статична ємність резонатора, а LCR-динамічні параметри резонатора. Послідовний резонанс має місце на частоті

$$\omega_p = 2\pi v_p \cong (LC)^{-1/2} \quad (3.6)$$

а паралельний на частоті

$$\omega_a = 2\pi v_a \cong [C_{ef}L]^{-1/2} = [(C+C_0)/LCC_0]^{-1/2} \quad (3.7)^3$$

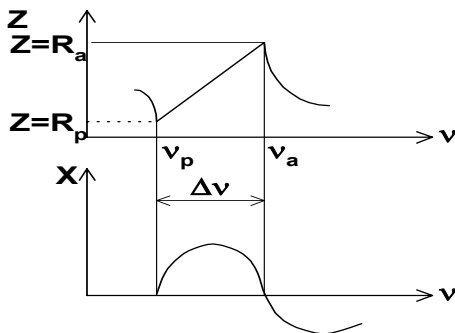


Рис.3.7. Залежність імпедансу Z і його реактивної складової X від частоти для кварцового резонатора.

Типові залежності імпедансу резонатора і його реактивної складової від частоти зображені на схематичному рис.3.7. Видно, що в частотному інтервалі $\Delta v = v_a - v_p$, коли має місце резонанс, опір контуру носить індуктивний характер, а при інших частотах - характер ємності⁴. На частотах v_p і v_a опір активний ($Z_a = R_a$, $Z_p = R_p$). Величина добротності Q - відношення реактивної потужності P_r до активної P_a визначається величинами L і C

$$Q = P_r/P_a = (L/C)^{1/2}/R \quad (3.8)$$

³ $v_a \cong \frac{1}{2\pi} (LC_{ef})^{-1/2}$, де $\frac{1}{C_{ef}} = \frac{1}{C} + \frac{1}{C_0}$

⁴ Для індуктивної схеми $X_L = L\omega$, а для ємнісної - $X_C = 1/C\omega$.

Для кварцового резонатора вона має більші значення $10^4 \dots 10^6$ по відношенню до керамічних резонаторів, для яких вона становить $10^2 \dots 10^4$.

Кварцові резонансні п'єзоперетворювачі широко використовуються для стабілізації частот та частотної селекції, а також як п'єзоелектричні перетворювачі різних фізичних величин, наприклад, генератори та приймачі звуку та ультразвуку, п'єзоелектричні термометри, датчики сили або тиску, п'єзоелектричні двигуни, датчики вібрацій, малих переміщень, маси тощо.

3.3.6. П'єзонапівпровідникові перетворювачі

Окрім кварцових генераторів використовуються п'єзонапівпровідникові перетворювачі. Вони утворюються збідненими носіями тонкими шарами п'єзонапівпровідників таких, як CdS, ZnO, CdSe, GaAs, AlN, GaP, ZnS та Se, що знаходиться на поверхнях низькоомних п'єзонапівпровідників, котрі служать звуководом. В цих напівпровідниках можна локально в досить широких межах змінювати електропровідність, майже не змінюючи їх п'єзоелектричні властивості. На рис.3.8 схематично зображені п'ять різновидів перетворювачів. Збіднений носіями високоомний шар утворюється різними способами:

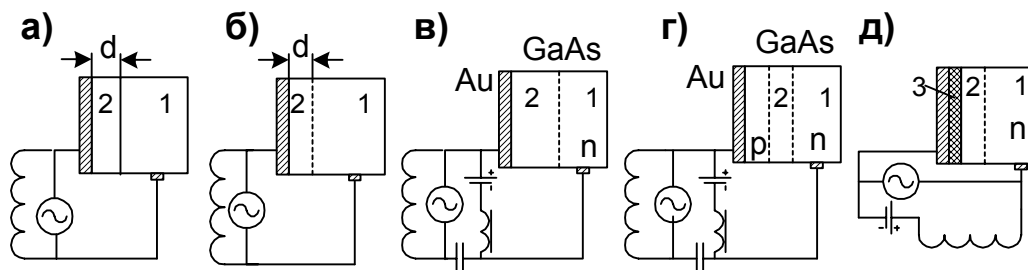


Рис.3.8. Схеми п'єзонапівпровідникових перетворювачів електричних коливань в акустичні: а) – плівковий, б) – з дифузійним шаром, в) – з запірним шаром Шотткі, г) – з р-п переходом, д) – польовий перетворювач. 1 – тіло перетворювача, 2 – активна зона, 3 – шар діелектрика.

- нанесенням плівки високоомного п'єзонапівпровідника (плівковий перетворювач (рис.3.8.а));
- легуванням приповерхневого шару (п'єзоперетворювач з дифузійним шаром (рис.3.8.б), наприклад термодифузією міді в кристал CdS);
- створенням діода з бар'єром Шотткі (перетворювач з запірним Шотткі шаром (рис.3.8.в), наприклад, при напыленні шару золота на низькоомний GaAs);
- зворотно зміщеним р-п переходом (перетворювач з р-п переходом (рис.3.8.г);
- за допомогою ефекту поля (польовий перетворювач (рис.3.8.д), наприклад, коли біля поверхні CdS або GaAs створюється електричне поле з напруженістю $1 \div 100 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$).

Напівпровідникові п'єзоелектричні перетворювачі належать до вібраторів пластинчастого типу. Вони працюють на резонансній частоті поздовжніх або поперечних коливань по товщині пластинки d , котра визначається товщиною плівки або ефективною товщиною збідненого шару п'єзонапівпровідника. Її можна змінювати в за допомогою напруги зміщення. Резонансна частота $\nu_p = n \nu_a / 2d$ визначається ефективною товщиною d , де n - ціле число, а ν_a - швидкість акустичних хвиль. Напівпровідникові перетворювачі мають ефективні товщини d менші за відповідні товщини кварцових резонаторів, тому вони працюють в більшому частотному діапазоні, а саме: від 10 МГц до 75 ГГц. Всі п'єзоелектричні генератори дозволяють здійснювати

внутрішню модуляцію акустичних коливань за допомогою електричного сигналу в колі їх збудження. Крім того вони являють собою єдину жорстку конструкцію перетворювача і звуководу з природнім контактом між ними. Ця особливість зменшує втрати і полегшує технологію їх виготовлення. Вони використовуються для збудження акустичних хвиль в різноманітних лініях затримки, інших функціональних пристроях та системах обробки інформації.

3.4. П'єзотрансформатор або п'єзер

Використання зворотного та прямого п'єзoeлектричних ефектів в одному пристрої дає змогу конструювати функціональні пристрої, котрі називаються *п'єзотрансформаторами або п'єзерами*. Вони складається із монолітного або складного твердого тіла, в якому розрізняють вхідну і вихідну частини.

На рис.3.9. зображена схема однієї із конструкцій п'єзера. В його вхідній секції електричні коливання перетворюються в коливання деформації твердого тіла за допомогою зворотного п'єзoeлектричного ефекту. Пружні деформації в кристалі, створюють механічні напруження у вихідній секції п'єзера. Напруження кристалу за допомогою прямого п'єзoeлектричного ефекту призводить до появи заряду Δq на вихідних електродах п'єзера або вихідної напруги $V_{\text{вих}}$

$$V_{\text{вих}} = \Delta q / C_{\text{вих}} \quad (3.9)$$

де $C_{\text{вих}}$ - вихідна ємність генераторної секції.

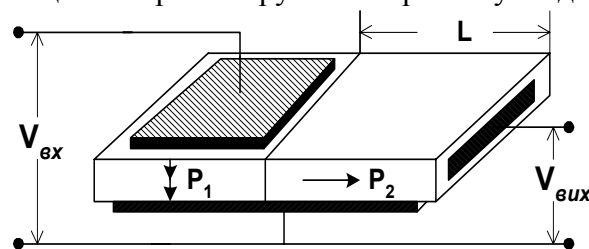


Рис.3.9. Схема будова п'єзера.

Використання прямого і зворотного п'єзoeфектів дає можливість одержувати значний коефіцієнт трансформації на резонансній частоті сигналу. Резонансні частоти сучасних п'єзерів знаходяться в інтервалі від 10 кГц до 10 МГц. Вхідна та вихідна секції здебільшого поляризовані. Напрямки поляризації в цих секціях можуть бути взаємно перпендикулярними, як це показано на рис.3.9, або паралельними. Резонансна частота і коефіцієнт трансформації п'єзера (K) - відношення вихідної і вхідної напруг залежать від частоти і його геометричних розмірів

$$K = \xi L / d \quad (3.10)$$

де ξ - коефіцієнт, який характеризує матеріал, L і d - довжина і товщина генераторної секції. Вибором параметрів матеріалів, геометрії п'єзоматеріалів та електродів мож-

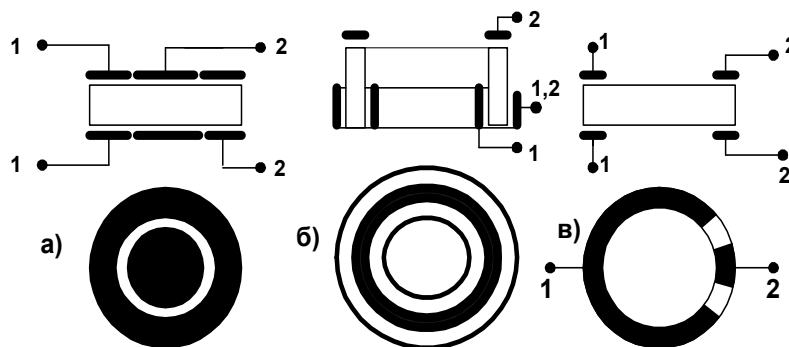


Рис.3.10. Конструкції п'єзерів: а) - дискова, б) - циліндрична, в) - кільцева.

на отримати коефіцієнт трансформації K більший за 1. Наприклад, $K > 1$ при $L/d > 1$. Проте треба пам'ятати, що збільшення L зменшує резонансну частоту.

П'єзери мають різні варіанти конструкцій: дискові, циліндричні, кільцеві тощо, приклади яких зображені на рис.3.10 і не потребують пояснень.

П'єзери використовуються для побудови різноманітних пристроїв:

- підсилювачів ($K > 1$),
- резонансних підсилювачів зі змінною добротністю,
- вузько смугових фільтрів тощо.

Електричне поле, що створюється за допомогою зовнішніх джерел живлення, змінює характеристики п'єзоелектриків. Ця властивість використовується для побудови п'єзерів, що управляються, та для амплітудної модуляції сигналів. П'єзери можна також використовувати як *логічні комірки*.

3.5. Генерація та прийом поверхневих акустичних хвиль

Поверхневі акустичні хвилі (ПАХ) за своїми властивостями відрізняються від ОАХ. Вони розповсюджуються вздовж вільної поверхні твердого тіла або вздовж його границі з іншим середовищем і загасають при віддаленні від границі на відстанях сумірних з довжиною звукової хвилі λ_a . Фазова швидкість ПАХ ($v_{\text{ПАХ}}$) менша фазової швидкості об'ємних акустичних хвиль (v_a), тому що поверхневі атоми менш сильно зв'язані з твердим тілом по відношенню до його об'ємних атомів. Розрізняють два класи ПАХ: з вертикальною поляризацією, у яких вектор зміщення часточок речовини в хвилі і напрям розповсюдження хвилі знаходяться в площині перпендикулярній до граничної поверхні, і з горизонтальною поляризацією, у яких вектор зміщення часточок речовини паралельний граничній площині і перпендикулярний напрямку розповсюдження хвилі. На практиці здебільшого використовують ПАХ

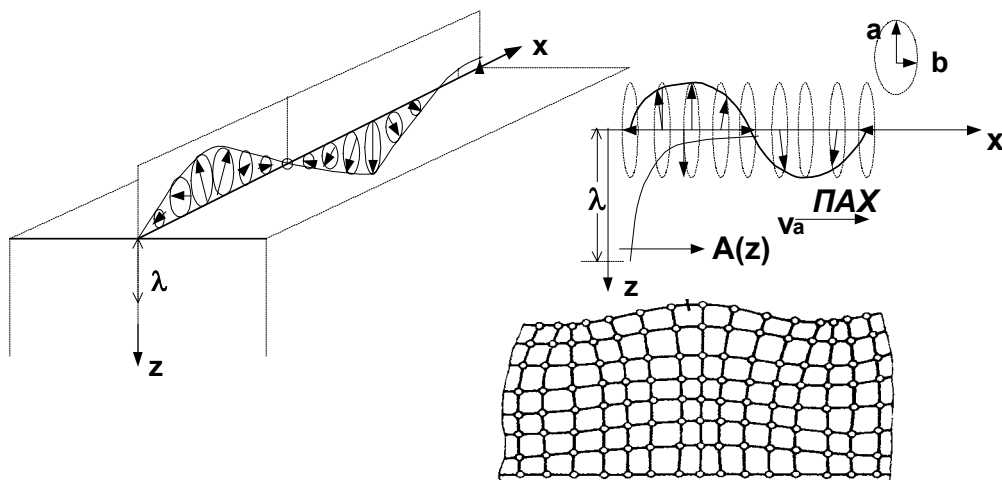


Рис.3.11. ПАХ Релея, $A(z)$ - затухання амплітуди ПАХ.

Релея з вертикальною поляризацією (рис.3.11). Їх фазова швидкість $v_{\text{ПАХ}}$ приблизно рівна 0,9 фазової швидкості плоскої поперечної об'ємної хвилі ($v_{\text{ПАХ}} \approx 0,9v_a$). В ізотропному середовищі хвилі Релея складаються із двох компонент позовжньої і поперечної, котрі зсунуті по фазі на $\pi/2$ одна до одної. Частина середовища при розповсюдженні хвиль Релея рухаються по еліпсам в площині перпендикулярній до границі середовища, як це показано на рис.3.11. Велика напівісь еліпса **a** перпендикулярна, а мала напівісь **b** паралельна границі середовища і збігається з напрямком розповсюдження ПАХ. Кожна складова по різному зменшується при збільшенні глибини z . На глибині $\sim 2\lambda$ амплітуди коливань обох складових практично рівні нулеві.

Таким чином, є три властивості ПАХ, за якими вони відрізняються від властивостей об'ємних акустичних хвиль (ОАХ):

- меншою глибиною розповсюдження, що дозволяє використовувати плівкові системи;
- легше керуються статичними і динамічними неоднорідностями;
- по іншому збуджуються.

Вони мають такі позитивні риси:

- двовимірність;
- доступність хвильового фронту в будь-якій точці звукопроводу;

- високу концентрацію енергії;
- незначні втрати енергії, що йде на перетворення сигналу, що обробляється.

Ці риси забезпечують ПАХ широке застосування в акустoeлектронних приладах, а виготовлення хвильовідних структур для ПАХ доступне сучасній технології виготовлення інтегральних мікросхем.

3.5.а. Збудження ПАХ

Для збудження ПАХ можна використовувати перетворювачі об'ємних акустичних хвиль у поверхневі. Два таких перетворювачі клин та гребінка схематично

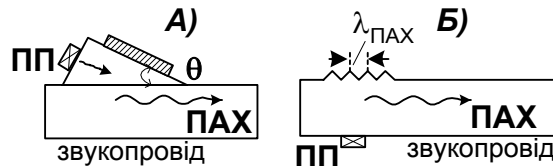


Рис.3.12. Методи трансформації об'ємних АХ в ПАХ: А) клину ($v_{ф.ПАХ} = v_a \cdot \sin\theta$); Б) гребінки.

зображені на рис.3.12. Однак ці методи мають недоліки, одним із яких є збудження супутніх об'ємних хвиль. Тому здебільшого для збудження ПАХ використовують зустрічно-штирьові перетворювачі (ЗШП), котрі наносяться на поверхню звукопроводу. Вони складаються із двох груп металевих штирів вкладених назустріч один одному. Типова форма ЗШП зображена на рис.3.13. Змінне електричне поле, що утворюється електронним сигналом між штирями ЗШП, генерує стиснення та розтяг середовища поблизу поверхні звукопроводу, котрі породжують ПАХ. ПАХ повинні розповсюджуватись у вигляді направленої променя. Для цього довжина штирів (D) в напрямку перпендикулярному до напрямку розповсюдження хвилі (апертура збудника) повинна бути значно більшою довжини звукової хвилі ($D > \lambda_a$). Якщо до ЗШП прикладена напруга, що змінюється в часі за синусоїдальним законом, то коливання, утворені окремими парами штирів, складаються. При умові, що відстань між штирями h рівна половині довжини пружної хвилі

($h = \lambda/2$) настає акустичний синхронізм, коли електричний сигнал найбільш ефективно перетворюється в ПАХ. Тому ЗШП є частотно – вибірко-вим елементом, амплітудно частотна характеристика якого має максимум на частоті акустичного синхронізму ν_0

$$\nu_0 = \frac{v_a}{\lambda_a} = \frac{v_a}{2h} \quad (3.13)$$

Максимально можливі частоти обмежуються можливостями фотолітографії, котра дозволяє відтворювати край структури із скінченим крайовим розмиттям Δ . Якщо крайову розмиття за порядком величини $\Delta \sim 0,2 \text{ мкм}$, то $\nu_{0\max} = (v_a/4\Delta) \sim 2...4 \text{ ГГц}$.

Тривалість сигналу визначається часом проходження ПАХ вздовж ЗШП t

$$t = \frac{(N-1)h}{v_a} = \frac{(N-1)}{2\nu_0} \quad (3.14)$$

де N – кількість штирів ЗШП. Якщо допустити, що імпульсний відгук ЗШП оперує з синусоїдальними сигналами з частотою ν_0 , то скінчена тривалість сигналу (t), що

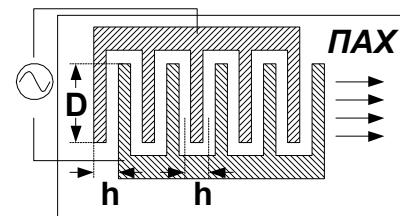


Рис.3.13. ПАХ Релея, $a(z)$ - зату-хання амплітуди ПАХ.

збуджується в ЗШП, накладає обмеження на його частотну характеристику, яка є Фур'є перетворенням імпульсного відгуку

$$\frac{F(\omega)}{F(0)} = \frac{\text{Sin}x}{x} \quad (3.15)$$

де після підстановки t із (3.14)

$$x = \pi t(v - v_0) = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right) \quad (3.16)$$

Таким чином, смуга пропускання ЗШП обернено пропорційна кількості його штирів ($\Delta v/v_0 \sim (N-1)^{-1}$).

3.5.6. Прийом ПАХ

Для і перетворення акустичних коливань в електричні при прийомі ПАХ використовується прямий п'єзоелектричний ефект, за допомогою якого деформації в поверхневій області п'єзоелектрика створюють електричні коливання в приймальному зворотньо-штировому перетворювачі.

3.6. Розповсюдження акустичних хвиль. Лінії затримки

При розповсюдженні акустичних хвиль в середовищі звуководу відбуваються коливальні зміщення його матеріальних точок на величину $u_i(x_k, t)$ від початкових координат x_k та з'являються внутрішні напруження $T_{ij}(x, t)$. За допомогою другого закону Ньютона можна встановити зв'язок між $u_i(x_k, t)$ і $T_{ij}(x, t)$

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_i} \quad (3.17)$$

де ρ - густина середовища, а $\partial T_{ij} / \partial x_i = f_i$ є сила, що діє на одиничний елемент середовища. Для малих зміщень (малих амплітуд коливань), коли можна знехтувати $\partial u / \partial x_i$ по зрівнянню з одиницею ($\partial u / \partial x_i \leq 1$) і коли виконується лінійний закон Гука

$$T_{ij} = e_{ijkl} \cdot S_{kl} \quad (3.18)$$

де e_{ijkl} - модуль пружності, S_{kl} - тензор деформацій. При малих деформаціях, коли $\partial u / \partial x_i \leq 1$, він стає пропорційний градієнту зміщення $S_{ij} = \partial u_i / \partial x_j$. Тоді хвильове рівняння спрощується і стає лінійним

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = v_a \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (3.19)$$

де $v_a = \sqrt{e_{ijkl} / \rho}$ - фазова швидкість пружних хвиль. Акустичним хвилям в лінійному наближенні притаманний принцип суперпозиції. З урахуванням граничних умов та взаємодії хвиль з статичними неоднорідностями середовища фазова швидкість хвиль може складним чином залежати від хвильового вектора, що визначає закон дисперсії хвиль в середовищі. Все це визначає різний хвилевідний ефект звуководів.

Скінченність швидкості акустичних хвиль і те, що вона v_a менша швидкості розповсюдження електромагнітних хвиль $c/n > v_a$, де n - показник заломлення, дозволяє створювати цілий клас функціональних приладів - **лінії затримки**. В них електромагнітний сигнал за допомогою зворотного п'єзоелектричного ефекту перетворюється в акустичну хвилю, котра розповсюджується в звукопроводі певний час за-

тримки τ , а потім знову за допомогою зворотного п'єзоелектричного ефекту перетворюється в електромагнітний сигнал.

Акустичні лінії затримки характеризуються такими основними параметрами:

- часом затримки сигналу t_3 ;
- робочою частотою ν_0 , котра приблизно рівна резонансній частоті акустичної лінії ($10^6 - 10^{10} \text{ Гц}$);
- смугою пропускання $\Delta\nu$;
- коефіцієнтом втрат $D = 10 \cdot \lg(W_{\text{вх}}/W_{\text{вих}})$, де $W_{\text{вх}}$ і $W_{\text{вих}}$ – потужності вхідного і вихідного сигналів;
- рівнем хибних (несправжніх) сигналів $\xi = A_{\text{м,хиб}}/A_{\text{вх}}$, де $A_{\text{вх}}$ – амплітуда вхідного і $A_{\text{м,хиб}}$ – максимальна амплітуда хибного сигналу, час затримки якого відрізняється від t_3 ;
- температурним коефіцієнтом затримки (ТКЗ) $\alpha = (1/t_3)(dt/dT)$, який виникає через залежність швидкості акустичної хвилі від температури;
- максимальною потужністю сигналів, що проходять в лінії без її руйнування.

В залежності від типу акустичних хвиль, що збуджуються в звуководах, розрізняють акустичні лінії затримки на *об'ємних і на поверхневих акустичних хвилях*.

3.7. Лінії затримки на об'ємних акустичних хвилях

В лініях затримки на об'ємних акустичних хвилях ОАХ генеруються у всьому звукопроводі, розміри якого більші за довжину акустичної хвилі. При цьому кожна хвиля є комбінацією декількох поздовжніх і зсувових хвиль. Звукопроводи виготовляються із кварцу, рубіну, ніобату літію або плівок CdS і ZnO. На кінцях звукопроводів приклеюються або приварюються за допомогою дифузійного зварювання п'єзоперетворювачі. Вони виготовляються із кварцу, тонких напилених шарів CdS або використовується зворотно зміщені р-п переходи. Бездисперсійна лінія затримки на об'ємних акустичних хвилях, що працює на прохід, зображена на схематичному рис.3.14. Вона складається із бруска речовини - звукопроводу, на кінцях якого приєднані або створені п'єзоелектричні перетворювачі. Електричні коливання у вхі-

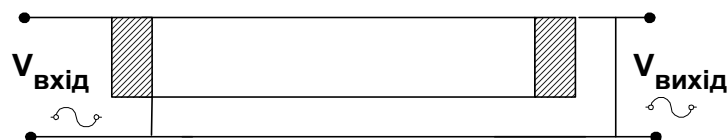


Рис.3.14. Схема бездисперсійної лінії затримки на ОАХ.

дному перетворювачеві створюють в звукопроводі акустичну хвилю, котра розповсюджується з швидкістю $v_a \sim 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. ОАХ за час затримки t доходить до вихідного п'єзоелектричного перетворювача, де вона за допомогою прямого п'єзоелектричного ефекту створює на виході електричний сигнал. Час затримки $t_3 = L/v_a$ залежить від довжини звукопроводу L і швидкості звуку в ньому. Робочі частоти ν_0 підбираються так, щоб вони були рівними резонансній частоті вхідного і вихідного перетворювачів. Здебільшого вони рівні $100 \dots 200 \text{ МГц}$. Смуга пропускання $\Delta\nu$ визначається добротністю перетворювачів звукових коливань в електричні і навпаки електромагнітних в акустичні.

Розповсюдження акустичної хвилі супроводжується її *загасанням*, основними причинами якого є: розходження акустичної хвилі при її віддаленні від джерела, розсіяння на неоднорідностях середовища, незворотного переходу енергії хвилі в інші

інші форми тобто поглинання. Тому в широкосмугових лініях затримки смуга пропускання також залежить від частотної характеристики втрат акустичних хвиль в звуководі. Для збільшення шляху звукової хвилі в звуководі, тобто для збільшення часу затримки t_z використовують не тільки *однопрохідні лінії*, в яких акустичні хвилі розповсюджуються від входу до виходу по прямій лінії, але й *багатопохідні*, в яких використовується відбиті від границь звуководу хвилі. В *багатопохідних лініях* акустичні хвилі розповсюджуються від входу до виходу по ламаній траєкторії. В таких лініях вдається отримувати затримку до 100 мкс. В таблиці 3.2 наведені основні параметри акустичних ліній затримки на об'ємних акустичних хвилях.

Таблиця 3.2. Основні параметри акустичних ліній затримки на об'ємних акустичних хвилях

Матеріал звуководу	Параметри				
	t_z мкс	v_0 МГц	$\Delta v/v_0$	D дБ	ТКЗ, T^{-1}
Плавлений кварц	>4000	15 - 60	0.2-0.5	>60	10^{-4}
Al_2O_3	0.1 - 20	$(1-18)10^{-3}$	0.05-0.8	~80	10^{-5}

Дисперсія ліній затримки залежить від взаємодії акустичних хвиль з їх матеріалом звуководу та його границями. Змінюючи інтенсивність поглинання або створюючи відповідний дифракційний просторовий розподіл акустичної хвилі, можна змінювати дисперсію лінії. Ця властивість використовується в дисперсійних лініях затримки. Прикладом дисперсійної лінії затримки є смужкова лінія, товщина якої менша половини довжини акустичної хвилі. Для збільшення поглинання на одну із її бокових поверхонь наноситься тонкий шар металу, наприклад, алюмінію. Замість металевго шару можна використати акустичну дифракційну ґратку. Дисперсійні лінії пропускають окремі частотні складові вхідного сигналу з різними швидкостями. Це успішно використовується в системах обробки сигналів, коли потрібно змінювати їх форму, наприклад, стискувати або розтягувати.

3.8. Лінії затримки на поверхневих акустичних хвилях

Використання ЗШП для збудження ПАХ і перетворення їх на виході в електричні коливання дозволяє створювати різноманітні лінії на ПАХ: однопрохідні та багатопохідні, бездисперсійні та дисперсій, смугові фільтри, стабілізовані генератори ПАХ та інші функціональні прилади.

3.8.а. Однопрохідні та багатопохідні лінії затримки на ПАХ

Однопрохідна лінія затримки з ЗШП зображена на рис.3.15.а і не потребує додаткових пояснень. Час затримки визначається часом проходження поверхневої акустичної хвилі відстані між вхідним та вихідним ЗШП $t_z = L/v_a$.

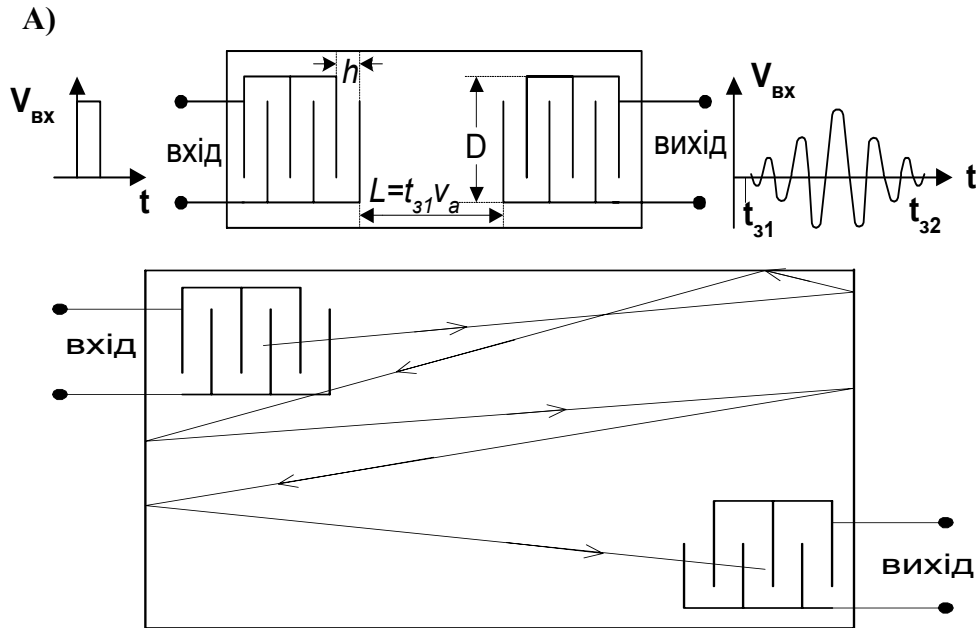


Рис. 3.15. Бездисперсійні акустичні лінії затримки, в яких використовуються поверхневі акустичні хвилі (ПАХ): А) - однопрохідна лінія і вхідний та вихідний сигнали в ній, Б) - багатопрохідна лінія;

$$\Delta t = t_{32} - t_{31} = [2(N-1)h + L]/v_a, \text{ де } N - \text{кількість штирів ЗШП.}$$

Багатопрохідні акустичні лінії затримки використовують для збільшення часу затримки t_3 . Збільшення t_3 здійснюється за допомогою відбиття ПАХ від країв звукопроводу. Це призводить до збільшення повного шляху ПАХ в лінії від вхідного до вихідного ЗШП $L_\Sigma = nL_n$, де n - кількість проходів ПАХ в лінії. Збільшення шляху L_Σ збільшує час затримки сигналу $t_3 = L_\Sigma / v_a = nL_n / v_a$. Приклад багатопрохідної акустичної лінії затримки зображений на схематичному рис.3.15.Б, який не потребує додаткових пояснень. Максимальний час затримки багатопрохідної лінії обмежується втратами ПАХ на шляху розповсюдження від входу до виходу, а також спотвореннями вихідного сигналу.

3.8.6. Дисперсійні лінії затримки ПАХ

Крім бездисперсійних ліній затримки використовують акустичні дисперсійні лінії

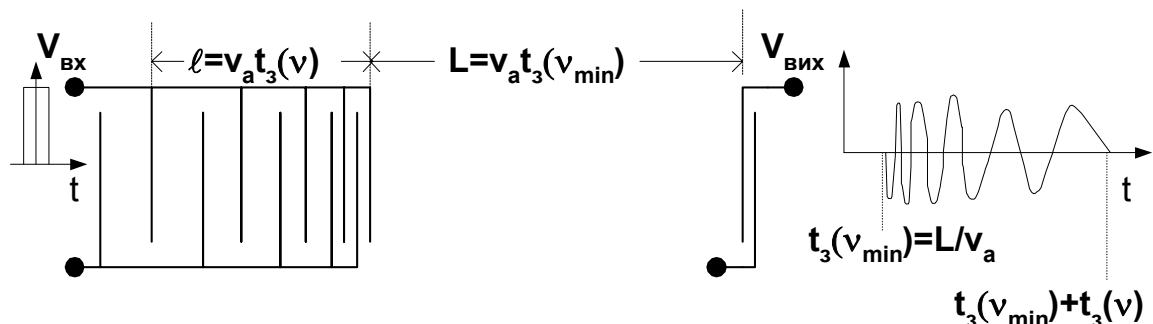


Рис.3.16. Узгоджена з частотно модульованим сигналом лінія затримки на ПАХ з ЗШП із змінним шагом штирів.

затримки ПАХ. Навіть при знехтуванні дисперсією поверхневого звуководу дисперсії утворюється завдяки різниці у відстанях між металевими штирями вхідного і ви-

хідного ЗШП. При цьому змінюються граничні умови для розповсюдження ПАХ, внаслідок чого змінюється дисперсія системи. На рис.3.16 зображена лінія затримки на ПАХ з змінним кроком штирів вхідного ЗШП, коли крок h зменшується. Вихідний ЗШП складається із однієї пари штирів. Видно, що коливання з високою частотою, які створюються тією частиною ЗШП, що має найменший крок h , доходять до приймального модуля за найменший час затримки ($t_3(v_{\max}) = L/v_a$) по зрівнянні з коливаннями менших частот, тому що час затримки коливань менших частот збільшується через необхідність пройти додатковий шлях крізь ЗШП ($t_3(v_{\min}) = (L+\ell)/v_a > t_3(v_{\max})$). Таким чином, в лінії, що зображена на рис.3.16, сигнал з більшими частотами має менший час затримки. Проходження через лінію частотно модулює сигнал. Проте можна створити і інші дисперсійні лінії затримки з ЗШП зі змінним кроком між штирями. На рис.3.17 наведено два приклади ліній затримки, в яких час затримки зростає або спадає із зростанням частоти сигналу ν в залежності від того, як розташовані два ЗШП зі змінним кроком один по відношенню до іншого. Наприклад, якщо відстані між штирями вхідного ЗШП поступово зменшуються, а вихідного ЗШП збільшуються, як це показано на рис.3.17.а, то час затримки також зменшується при збільшенні частоти сигналу ν і навпаки, якщо відстань між штирями вхідного ЗШП поступово збільшується, а вихідного зменшується, як це показано на рис.3.17.б, то час затримки сигналу також збільшується при збільшенні частоти сигналу.

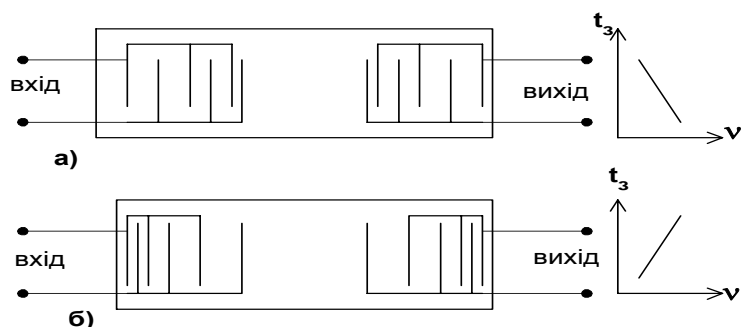


Рис.3.17. Дисперсійні акустичні лінії затримки на поверхневих акустичних хвилях: а) - t_3 зменшується при збільшенні ν ; б) - t_3 збільшується при збільшенні ν .

В реальних лініях потрібно додатково враховувати дисперсію пов'язану з розповсюдженням ПАХ в самій лінії, особливо в багатопрорідній, тому що дисперсія зв'язана з геометрією хвилеводу, та дисперсію матеріалу, з якого виготовлений ліній.

Таблиця 3.3. Основні параметри акустичних ліній затримки на поверхневих акустичних хвилях

Матеріал звукопроводу	параметри				
	t_3 мкс	ν_0 МГц	$\Delta\nu/\nu_0$	D дБ	ТКЗ, T^{-1}
LiNbO ₃ ніобат літію	1 - 65	5-2500	0.04-0.6	10-20	$\sim 10^{-4}$
Be ₁₂ GeO ₂₀ германат віс-мугу	>1000	40-80	>0.8	>50	$\sim 10^{-4}$
SiO ₂	>300	5-200	>0.5	>45	$4 \cdot 10^{-6}$

Лінії затримки на ПАХ дозволили реалізувати затримки сигналів 0,1...100 мкс на частотах 1...10³ МГц із смугою пропускання до 100% робочої частоти. Затримки залежать від температури, тому що має місце теплове розширення речовини і залеж-

ність швидкості звука від температури. В таблиці 3.3 наведені типові дані для акустичних ліній затримки.

3.8.в. Смугові фільтри

Досить часто лінії затримки використовуються, як *смугові фільтри*. В першому наближенні, якщо знехтувати впливом ширини штирів на частотну характеристику ЗШП, то амплітуду поверхневої акустичної хвилі $A(t)$ можна записати у вигляді суми дельта функцій⁴

$$A(t) = \sum_k (-1)^k A_0 \delta(t - t_k) \quad (3.20)$$

де A_0 - амплітуда акустичної хвилі, що збуджується парою штирів, $(-1)^k$ - функція, котра враховує, що на кожному проміжку між штирями h відбувається зміна знаку електричного поля, $t_k = t_0 + k(h/v_a) = t_0 + k(\pi/\omega_0)$ - час проходження ПАХ відстані до k -го штиря. Знайдемо частотну характеристику ЗШП

$$A(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t) \exp\{-i\omega t\} dt \quad (3.21)$$

Для знаходження $A(\omega)$ підставимо в (3.21) вираз для $A(t)$ із (3.20), тоді

$$\begin{aligned} A(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} A(t) \exp\{-i\omega t\} dt = A_0 \int_{-\infty}^{\infty} \sum_k (-1)^k \delta(t - t_k) \exp\{-i\omega t\} dt = \\ &= A_0 \sum_k (-1)^k \exp\{-i\omega t_k\} = A_0 \exp\{-i\omega t_0\} \sum_{k=0}^{N-2} (-1)^k \exp\{-i\pi k/\omega_0\} = \\ &= A_0 \exp\{-i\omega t_0\} \sum_{k=0}^{N-2} \exp\{-ik\pi(\omega/\omega_0 - 1)/\omega_0\} \end{aligned} \quad (3.22)$$

де $t_k = t_0 + k(h/v_a) = t_0 + k(\pi/\omega_0)$ і використано, що $(-1)^k = \exp\{i\pi k\}$. За допомогою формули для суми геометричної прогресії, знайдемо

$$A(\omega) = A_0 \exp\{-i\omega t_0\} \frac{[1 - \exp\{-i(N-2)\pi(\omega/\omega_0 - 1)\}]}{[1 - \exp\{-i\pi(\omega/\omega_0 - 1)\}]} \quad (3.23)$$

або

$$A(\omega) = A_0 \exp\left\{-i(\omega t_0) + (N-2) \frac{\pi}{2} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - 1\right)\right\} \frac{\sin\left\{(N-1) \frac{\pi}{2} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - 1\right)\right\}}{\sin\left\{\frac{\pi}{2} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - 1\right)\right\}} \quad (3.24)$$

Таким чином, частотна характеристика при частотах $\omega_m = (2m+1)\omega_0$ набуває вигляду

$$\frac{A(\omega)}{A_0} \approx \frac{\sin\left\{(N-1)\pi \frac{(\omega - \omega_0)}{2\omega_0}\right\}}{\left\{\pi \frac{(\omega - \omega_0)}{2\omega_0}\right\}} = \frac{\sin(N-1)x}{x} \quad (3.25)$$

⁴ Недоліком моделі δ - джерел є те, що вона не дозволяє визначати втрати та вхідний та вихідний імпеданси ліній.

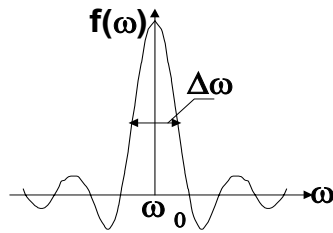


Рис.3.18. Графік функції $\frac{A(\omega)}{A_0}$.

де $x = \pi \frac{\omega - \omega_0}{2\omega_0}$, $\omega_0 = \frac{\pi k}{t_k}$, а $t_k = \frac{h}{v_a}$. Така

характеристика притаманна фільтрам. Вона зображена на схематичному рис.3.18. Видно, що смуга пропускання $\Delta\omega$ залежить від параметрів ЗШП. Так на рівні $f(\omega) = 0,3$ $\Delta\omega_{0,3} = 2v_a/Nh$, а на рівні $f(\omega) = 0,7$ $\Delta\omega_{0,7} = v_a/Nh$. Таким чином, вибором певних значень періоду ЗШП h і кількості

штирів N можна змінювати смугу пропускання фільтра.

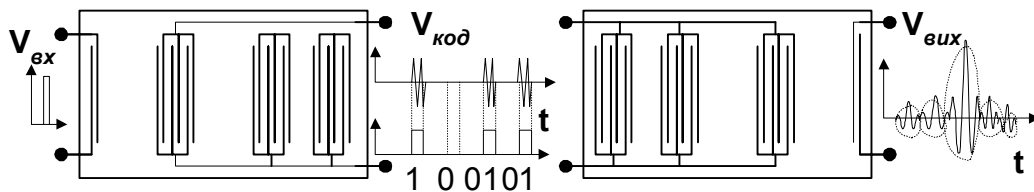


Рис. 3.19. Схема, що дає можливість здійснити амплітудний код.

Дисперсійні лінії можна використовувати для здійснення систем кодування та прийому кодованого сигналу на частотах 0,01 - 100 МГц. Приклад такої системи зображений на рис.3.19. На ньому також схематично зображені вхідний, кодовий та вихідний сигнали.

3.8.г. Стабілізовані ПАХ- генератори

ПАХ - фільтри використовують для створення стабілізованих генераторів. Схема такого генератора зображена на рис.3.20. Він складається з електронного підсилювача, в коло зворотного зв'язку якого включена лінія затримки на ПАХ. Ця лінія створює позитивний зворотний зв'язок на резонансній частоті лінії затримки. Стабільність лінії затримки дозволяє отримати стабільну генерацію електричних коливань на виході генератора. Існують і інші різновиди генераторів, наприклад, з внутрішньою петлею зв'язку тощо. Генератори стійко працюють в інтервалі частот від 100 МГц до 4 ГГц.

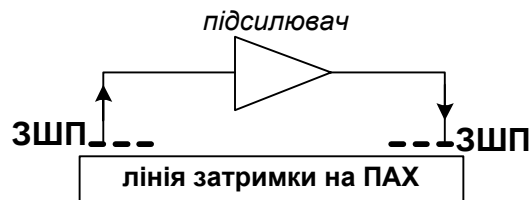


Рис.3.20. ПАВ - генератор з зовнішнім електричним зворотним зв'язком.

3.9. Нелінійна взаємодія

Відомо, що при великих деформаціях ($S > 10^{-4}$) і великих напруженостях електричного поля виникають відхилення від законів Гука і Ома. Ця обставина є причиною виникнення *нелінійних взаємодій*. Зокрема закон Гука стає квадратично залежати від тензора деформацій S_{kl} ⁵

$$T_{ij} = e_1 S_{kl} + e_2 S_{kl}^2 \quad (3.26)^6$$

В цьому разі хвильове рівняння (3.11) стає нелінійним

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{e_1}{\rho} \left(1 + \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial u}{\partial x} \right) \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (3.27)$$

Фазова швидкість стає залежати від деформацій S_{kl} або градієнта зміщень $\partial u / \partial x$

$$v_a = \sqrt{\frac{e_1}{\rho} \left(1 + \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial u}{\partial x} \right)}^{1/2} \quad (3.28)$$

і перестає виконуватись принцип суперпозиції.

Нелінійність взаємодії впливає на розповсюдження самої акустичної хвилі в середовищі, тобто виникає *нелінійна самодія*, так і на розповсюдження інших хвиль в нелінійному середовищі, тобто *виникає нелінійна взаємодія хвиль*. Під час нелінійної самодії фазова швидкість (3.28) залежить від деформації або зміщення матеріальних точок тобто від фази хвилі, яка змінюється при розповсюдженні хвилі. Тому в нелінійному випадку *самодії* змінюється форма хвильового фронту, виникає самофокусування, змінюється спектральний склад хвилі і вона збагачується гармоніками з кратними частотами тощо. При нелінійній *взаємодії* хвиль з'являються кратні частоти $\omega_1 \pm \omega_2$, відбувається модуляція, підсилення тощо.

Нелінійна взаємодія викликається різними механізмами, а саме:

- відхиленням від лінійного закону Гука (формула (3.26));
- геометричною нелінійністю - відхиленням зв'язку між S_{kl} і $\partial u / \partial x$ від лінійного;
- концентраційною нелінійністю, яка є наслідком взаємодії акустичних хвиль з електронами провідності, коли порушується закон Ома;
- нелінійним відхиленням залежності п'єзоефекту від напруженості електричного поля;
- електрострикційними ефектами тощо.

Ці різновиди нелінійної взаємодії відносяться до *внутрішньої нелінійності*. Крім неї в акустoeлектроніці використовують також *зовнішня нелінійність*, наприклад, нелінійність діодів, включених в електричні кола електродів, розташованих на поверхні п'єзоакустичного звукопроводу. Приклад такої конструкції схематично зображений на рис.3.21. Така система дозволяє знизити внутрішні втрати при збереженні динамічного

5

$T_{ij}(S_{kl}) = T_{ij}(0) + \frac{\partial T_{ij}}{\partial S_{kl}} \Big|_{S_{kl}=0} \cdot S_{kl} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial S_{kl} \partial S_{mn}} \right) \Big|_{S_{kl}=0, S_{mn}=0} \cdot S_{kl} S_{mn} + \cong e_1 S_{kl} + e_2 S_{kl} S_{mn} + \dots;$

6

$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_n}{\partial x_i} + \frac{\partial u_m}{\partial x_j} \right)$

діапазону. Її виготовлення здійснюється за технологією сумісною з традиційною технологією виготовлення інтегральних мікросхем.

Детальний розгляд нелінійних акустoeлектронних взаємодій виходить за межі курсу функціональної електроніки. Тому обмежимося розглядом лише концентраційної нелінійності, котра є домінуючим різновидом нелінійної взаємодії в акустoeлектроніці, тому що вона з'являється в п'єзoeлектричних напівпровідниках при таких амплітудах, коли ще не відбувається відхилення від лінійного закону Гука.

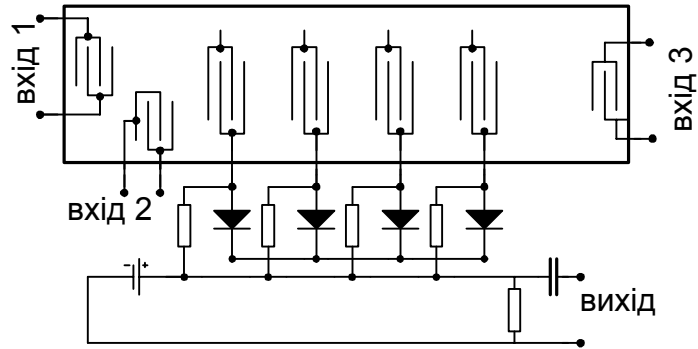


Рис.3.21. Двохканальний пристрій згортки з зовнішньою нелінійністю.

3.9.а. Концентраційна нелінійність

Концентраційна або струмова нелінійність полягає в тому, що деформація, котру створює акустична хвиля, призводить до просторового перерозподілу електронного заряду в п'єзoeлектричних напівпровідниках. Локальна електронна концентрація $n(\mathbf{r})$ буде тепер відрізнятися від середньої концентрації n_0

$$n(\mathbf{r}) = n_0 + \hat{n} \quad (3.29)$$

де \hat{n} - концентрація додаткового заряду, створеного деформацією. Частина цього заряду $e\hat{n}$ може бути рухливою, тому в твердому тілі виникне струм густиною

$$\mathbf{j} = e(n_0 + e\hat{n})\mu\mathbf{E} - (kT/e)\mu\gamma(\partial n/\partial \mathbf{x}) \quad (3.30)$$

де μ - рухливість носіїв, E - напруженість електричного поля, T - температура, k і e - стала Больцмана і елементарний заряд відповідно. Оскільки додатковий заряд $e\hat{n}$ в свою чергу залежить від напруженості електричного поля E , то стає зрозумілою нелінійна залежність густини струму \mathbf{j} від амплітуди акустичної хвилі $a(t, \mathbf{x})$

$$\mathbf{j}(t, \mathbf{x}) = A_1 a(t, \mathbf{x}) + A_2 a^2(t, \mathbf{x}) + \dots \quad (3.31)$$

Розглянемо тепер пластинку нелінійного діелектрика, наприклад, із ніобату літій, в якій назустріч одна одній розповсюджуються дві поверхневі акустичні хвилі

$$\begin{aligned} \hat{f}(t, \mathbf{x}) &= f\left(t - \frac{\mathbf{x}}{v_a}\right) \exp\left\{i\omega_1\left(t - \frac{\mathbf{x}}{v_a}\right)\right\} \\ \hat{g}\left(t - \frac{L - \mathbf{x}}{v_a}\right) &\exp\left\{i\omega_2\left(t - \frac{L - \mathbf{x}}{v_a}\right)\right\} \end{aligned} \quad (3.32)$$

Взаємодія цих хвиль визначається сумарною хвилею

$$\hat{a}(t, \mathbf{x}) = \hat{f} + \hat{g} \quad (3.33)$$

Обмежимося в нашому розгляді аналізом лише дійсних складових хвиль

$$\text{Re } \hat{a}(t, \mathbf{x}) = a(t, \mathbf{x}) = \hat{f} + \hat{f}^* + \hat{g} + \hat{g}^* \quad (3.34)$$

Тоді

$$\mathbf{j}(t, \mathbf{x}) = A_1(\hat{f} + \hat{f}^* + \hat{g} + \hat{g}^*) + A_2(\hat{f} + \hat{f}^* + \hat{g} + \hat{g}^*)^2 \quad (3.35)$$

де зірочкою позначені комплексно спряжені величини. Аналіз формули (3.35) показує, що у виразі для густини струму з'являються члени, що залежать не тільки від частот ω_1

і ω_2 , але й від $2\omega_1$, $2\omega_2$, $(\omega_1 + \omega_2)$ і $(\omega_1 - \omega_2)$, які свідчать про існування нелінійності. Ця нелінійність визначається другим членом формули (3.31) і є нелінійністю другого порядку. Розглянемо один із складових членів другого доданку правої частини в формулі (3.35)

$$j_3(t, x) = A_2 f\left(t - \frac{x}{v_a}\right) g\left(t - \frac{L - x}{v_a}\right) e^{i(\omega_1 + \omega_2)t} e^{i(\omega_1 - \omega_2)\frac{x}{v_a}} e^{-i\omega_2\frac{L}{v_a}} \quad (3.36)$$

або, якщо ввести позначення $A_2' = A_2 \exp\{-i\omega_2 L/v_a\}$, то

$$j_3(t, x) = A_2' f\left(t - \frac{x}{v_a}\right) g\left(t - \frac{L - x}{v_a}\right) e^{i(\omega_1 + \omega_2)t} e^{-i(\omega_1 - \omega_2)\frac{x}{v_a}} \quad (3.37)$$

Сигнал $j_3(t, x)$ може бути зареєстрований за допомогою зустрічно-штиркового перетворювача (ЗШП) з таким періодом d , що зсув фаз на довжині, рівній періоду d для сигналу з частотою $(\omega_1 - \omega_2)$ змінюється на 2π , тобто при умові

$$\frac{(\omega_1 - \omega_2)d}{v_a} = 2\pi \quad (3.38)$$

На рис.3.22 зображена схема розташування ЗШП для детектування сигналу з частотою $(\omega_1 - \omega_2)$. У тому випадку, коли $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, вихідний сигнал змінюється з частотою 2ω і не виникає зміни фаз, тому що $(\omega_1 - \omega_2)/v = 0$. Цей вихідний сигнал з частотою 2ω можна зареєструвати за допомогою пластинки шириною ℓ_m замість ЗШП. Сигнал, що реєструється пластинкою, має вигляд

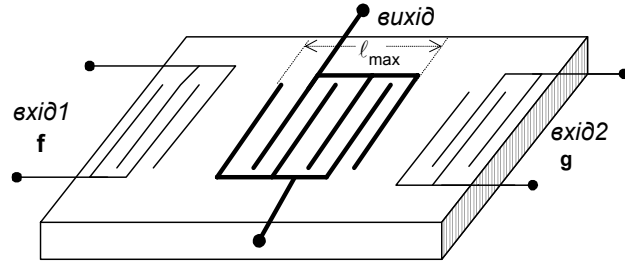


Рис.3.22. Схема детектування сигналу на частоті $\omega_1 + \omega_2$.

$$\begin{aligned} j_3(\omega_1 = \omega_2) &= A_2 e^{i\omega\frac{L}{v}} e^{i2\omega t} \int_{\frac{L-\ell_m}{2}}^{\frac{L+\ell_m}{2}} f\left(t - \frac{x}{v_a}\right) g\left(t - \frac{L-x}{v_a}\right) dx = \\ &= A_2' e^{i2\omega t} \int_{t-\frac{L-\ell_m}{2v}}^{t+\frac{L+\ell_m}{2v}} f(\tau) g(2t - \tau - T) d\tau \end{aligned} \quad (3.39)$$

де $\tau = t - x/v$, $T = L/v$, $t_m = (\ell_m/v) + \tau$, $A_2' = A_2 \exp\{i2\omega t\}$. Якщо просторова протяжність імпульсів менша за ℓ_m , то інтегрувати можна до нескінченності і ми отримаємо згортку функцій або кореляційну функцію, якщо в (3.40) замість $f(\tau)$ або $g(\tau - 2t)$ взяти комплексно спряжені функції $f^*(\tau)$ або $g^*(\tau - 2t)$ відповідно

$$j_3 \propto \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) g(\tau - 2t) d\tau \quad (3.40)$$

На відміну від згортки кореляційна функція некомутативна.

Амплітуда вихідного сигналу (j_3 - згортка або кореляційна функція) лінійно залежить від амплітуди вхідного сигналу ($f(t - x/v_a)$), що обробляється, при фіксованому амплітуди опорного сигналу g . Тому з точки зору обробки сигналів, наприклад, радіоелектронних згортка або кореляційна функція відносяться до *лінійних перетворень*.

Таким чином використання нелінійних акустоелектронних ефектів дозволяє створювати функціональні прилади для складної лінійної обробки сигналів.

Корелятори та конвойлери знайшли широке застосування в системах обробки сигналів. Одним із прикладів є сканування оптичних зображень. Нехай на поверхні п'єзодіелектричного звукопроводу знаходиться шар напівпровідника (рис.3.23).

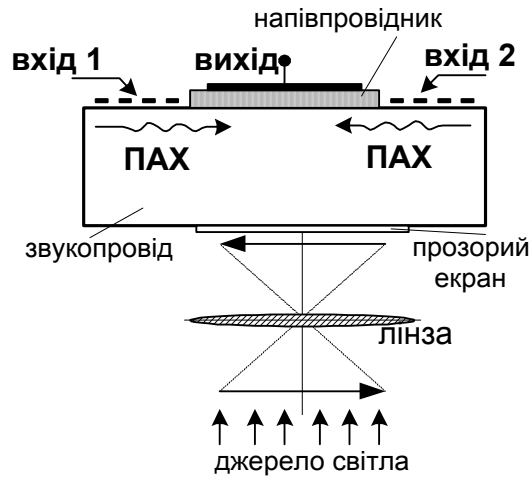


Рис.3.23. Двохканальний пристрій згортки з зовнішньою нелінійністю.

Оптичне зображення (для спрощення одновимірне) просторово модулює густину вільних носіїв $n_0(x)$ у напівпровіднику. Вхідні сигнали $f(t, \omega)$ та $g(t, \omega)$ створюють згідно формулі (3.39) вихідний сигнал струму $j_3(2\omega)$ на частоті 2ω . Він змінює заряд біля границі з напівпровідником. Електричне поле цього заряду формує вихідний сигнал в напівпровіднику пропорційний $n_0(x)j_3(2\omega)$

$$U_{\text{вих}} = A e^{i2\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} f\left(t - \frac{x}{v_a}\right) \cdot g\left(t - \frac{x-L}{v_a}\right) \cdot n_0(x) dx \quad (3.41)$$

де A - розмірний множник. Нехай тепер сигнал $f(t)$ має вигляд дельта функції $f(t) = \delta(t)$, а другий сигнал $g(t)$ є довгий прямокутний імпульс. Тоді вихідний сигнал набуває вигляду:

$$U_{\text{вих}} = A e^{i2\omega t} \cdot n_0(v_a t) \quad (3.42)$$

Його амплітуда відображає часову розгортку оптичного зображення $n_0(v_a t)$. Тобто система здійснює сканування оптичного зображення - перетворює його в часову послідовність електричних сигналів.

3.9.6. Акустoeлектронна взаємодія

Акустoeлектронна взаємодія обумовлена тим, що при розповсюдженні акустичних хвиль в кристалічному твердому тілі відбувається деформація кристалічної ґратки і виникають локальні електричні поля, що діють на електрони провідності. Взаємодія між електронами провідності і фононами супроводжується обміном енергією і імпульсами, що є причиною електронного поглинання звуку та появи акустoeлектричного струму або електрорушійної сили (ЕРС). Дійсно, акустична хвиля в п'єзонапівпровідниках створює локальні напруження в кристалі. Ці напруження за рахунок прямого п'єзоефекту створюють змінне супутнє електричне поле $E(x,t)$, яке взаємодіє з електронами провідності. Супутнє електричне поле, що супроводжує акустичну хвилю, віддає енергію електронам. Відбувається поглинання енергії хвиль

$$w_a = \alpha_{e,a} \cdot I \Delta x \quad (3.43)$$

і кожному електрону в середньому передається імпульс

$$\Delta p = \hbar \omega_a / v_a = I / (v_a n_\phi) \quad (3.44)$$

де n_ϕ - концентрація фононів, $\alpha_{e,a}$ - коефіцієнт поглинання акустичної хвилі електронами, I - інтенсивність хвилі [$\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$]. З'являється *електроакустичний струм* або *електроакустичне електричне поле* $E_{a,e} = I_{a,e} / \sigma$, де σ - електропровідність. Це явище називається *електроакустичним ефектом*.

$$E_{a,e} \sigma = I_{a,e} = e n_e \frac{\Delta p}{m_e} = \frac{e n_e}{m_e} \cdot \frac{I}{v_a n_\phi} \quad (3.45)$$

Зробимо заміну $e/m_e = \mu/\tau_e$, де μ і τ_e - рухливість і час релаксації електронів. Тоді вираз для акустoeлектричного струму стає рівним

$$I_{a,e} = \frac{n_e}{n_\phi v_a \tau_e} \cdot \mu \frac{I}{v_a} = \alpha_{a,e} \mu \frac{I}{v_a} \quad (3.46)$$

де $n_e / (n_\phi v_a \tau_e) = \alpha_{a,e}$. Якщо до кристалу прикласти таку напругу від зовнішнього джерела, щоб її електричне поле E_0 поле в кристалі прискорювало електрони провідності в напрямку розповсюдження акустичної хвилі, то змінюються умови взаємодії електронів з акустичними хвилями. Коефіцієнт повного поглинання визначиться наближено так:

$$\Gamma = \frac{w_a + w_{a,e}}{I \Delta x} = \frac{w_a \pm I_{a,e} E_0 \Delta x}{I \Delta x} = \frac{\alpha_{e,a} (I/v_a) \Delta x \pm \alpha_{e,a} I \mu \Delta x E_0}{I \Delta x} = \alpha_{e,a} \left(1 \pm \frac{v_{dr}}{v_a} \right) \quad (3.47)$$

Спочатку при малих дрейфових швидкостях електронів, коли $v_{dr} < v_a$, електричне

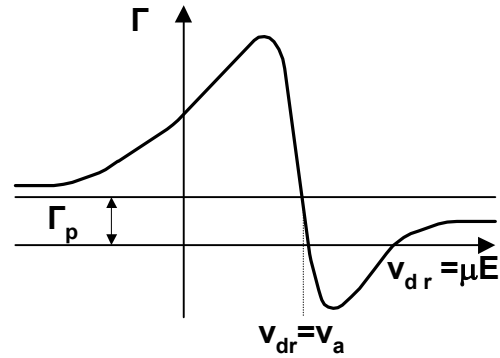


Рис.3.24. Залежність коефіцієнта поглинання звуку від дрейфової швидкості електронів провідності. Γ_p - коефіцієнт поглинання звуку кристалічною ґраткою.

поле, що супроводжує хвилю, випереджає електрони і тому прискорює їх. Це призводить (рис.3.25.2) до передачі енергії хвилі електронам ($\Gamma > 0$ (рис.3.24)). При умові, коли дрейфова швидкість електронів стає рівною швидкості звука $v_{др} = v_a$ (рис.3.25.3), електронні скупчення рухаються синфазно з хвилею без передачі енергії. Поглинання в цьому разі рівно нулеві ($\Gamma = 0$ (рис.3.24)). Коли $v_{др} > v_a$ (рис.3.25.4), відбувається зміна знаку інкременту затухання хвиль ($\Gamma < 0$) (рис.3.24), тому що електрони передають свою енергію хвилям. В цьому разі має місце *електронне підсилення акустичних хвиль*. Воно відбувається за рахунок енергії джерела напруги, яке підтримує надзвуковий дрейф носіїв струму. Звичайно, що при ще більших дрейфових швидкостях коефіцієнт підсилення проходить через максимум і зменшується при подальшому зростанні дрейфової швидкості електронів, тому що вони вже не встигають ефективно взаємодіяти з акустичною хвилею.

Підсилення спостерігається експериментально тільки тоді, коли воно переважає поглинання ($\Gamma > \Gamma_p$), обумовлене взаємодією звукових хвиль з ґраткою (рис.3.24).

Явище підсилення звуку відноситься до невзаємних явищ, тому що при зміні знаку поля відбувається лише ослаблення звуку. Підсилення звуку спостерігалось при поширенні ультразвуку в п'єзоелектричних напівпровідниках таких, як CdS, CdSe, Te, GaAs, InSb, котрі знаходились в електричному полі. Воно досягає при частотах 15 - 500 МГц 20 - 80 дБ·см⁻¹.

Акустоелектричний ефект використовується для створення на його основі таких активних акустоелектронних пристроїв:

- генераторів АХ;
- підсилювачів;
- активних ліній затримки;
- активних відбивачів акустичних хвиль.

тичних хвиль.

Схема багатошарового *акустоелектричного підсилювача* зображена на рис.3.26. Він складається із декількох шарів різних речовин. Поверхневі акустичні хвилі (ПАХ) збуджуються і розповсюджуються в п'єзоелектричному звуководі, наприклад, із ніобату літію (LiNbO₃). Звукова хвиля проникає крізь тонкий шар ($d < \lambda_{ак}$) SiO₂ в напівпровідник, в якому відбувається дрейф носіїв. Напівпровідник вибирають з великою рухливістю заряду, наприклад, InSb. В напівпровіднику за допомогою зовнішнього джерела напруги створюється електричне поле, що прискорює носії. Взаємодія ПАХ з рухоми-

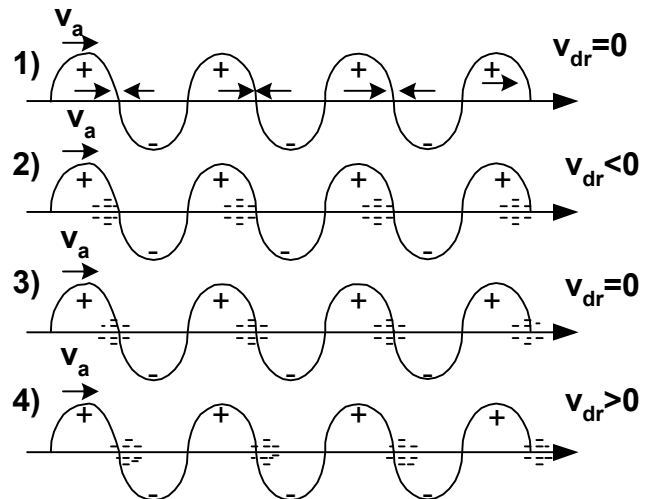


Рис.3.25. Схема взаємодії супутньої електромагнітної хвилі з електронами провідності.

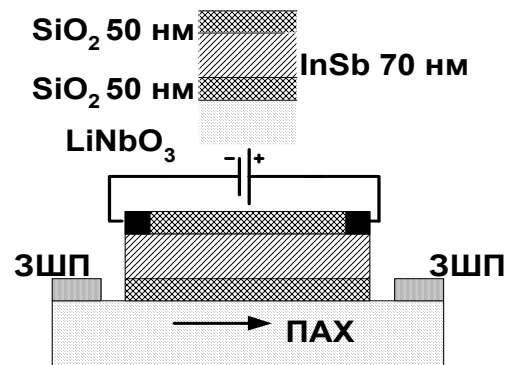


Рис. 3. 26. Схема акустоелектричного підсилювача.

ми носіями заряду при умові, що $v_{dr} \sim v_a$, призводить до електронного підсилення акустичної хвилі. В діапазоні частот $\nu \sim 10 \dots 10^4$ МГц інкременти затухання ультразвуку були за порядком величини рівними $\sim 20 - 80$ дБ·см⁻¹. В цілому за рівнем підсилення, рівнем потужності, що розсіюється при роботі акустoeлектронних приладів, та за коефіцієнтом корисної дії ці прилади ще поступаються транзисторним підсилювачам, проте вони ще не вичерпали своїх можливостей і можна сподіватись, що при подальшому вдосконаленні їх характеристики стануть значно кращими.

Цих прикладів досить для того, щоб переконатись, що *нелінійні властивості п'єзоелектриків є основою конструювання цілого класу функціональних акустoeлектронних приладів, які дозволяють перетворювати сигнали у часі (затримка сигналів, зміна їх тривалості), за частотою і фазою (зсув фаз, перетворення частоти і спектру), за амплітудою (підсилення, модуляція), а також виконувати більш складні функціональні перетворення (інтегрування, кодування і декодування, згортка функцій, кореляція тощо). Акустoeлектроніка в деяких випадках дозволяє здійснювати складні перетворення сигналів таким способом, що за габаритами, вагою і швидкодією вони переважають відповідні пристрої, побудовані методами традиційної мікроелектроніки. Акустoeлектронні пристрої здебільшого працюють в ультразвуковому та гіперзвуковому діапазонах: на об'ємних акустичних хвилях в області частот від 1 МГц до 10 ГГц, на ПАХ - від 5 МГц до декількох МГц. Пристрої, в яких використовуються ПАХ мають малі втрати і дозволяють змінювати сигнал в будь-яких точках пристроїв, що полегшує керування сигналами.*

3.10. Контрольні запитання та задачі

1. Дайте визначення акустoeлектроніка.
2. Що таке п'єзоелектричний ефект і де він знайшов застосування?
3. Які три різновиди фізичних явищ використовують при створенні акустoeлектронних пристроїв?
4. Чим відрізняються об'ємні акустичні хвилі від поверхневих акустичних хвиль?
5. Від чого залежить резонансна частота кварцових резонаторів?
6. Задача 3.6. Оцінити вплив температури на точність вимірювання товщини плівок за допомогою кварцового резонатора.

Розв'язок задачі 3.6.

$$v_a = \frac{v_a}{d} = \frac{\sqrt{K(T)}}{d(T)}; \frac{\Delta v_a}{v_a} = \Delta \ln v_a = \Delta \ln v_a + \Delta \ln d = \frac{1}{2} \Delta \ln K + \frac{1}{2} \Delta \ln \rho + \Delta \ln d = \frac{\Delta K}{2K} + \frac{\Delta \rho}{2\rho} + \frac{\Delta d}{d} \approx \alpha_1 \frac{\Delta T}{T}$$

α_1 - лінійний коефіцієнт температурного розширення.

$$d = d_0(1 + \alpha_1 T)$$

7. Як змінюється резонансна частота кварцового резонатора при переході від послідовного до паралельного резонансу.
8. Як зробити, що коефіцієнт підсилення п'єзоелектричного трансформатора був більшим за одиницю?
9. Поясніть будову генераторів об'ємної несучої акустичної хвилі. Чи можлива внутрішня модуляція несучої хвилі акустoeлектронних пристроїв?

10. Визначте особливості збудження поверхневих акустичних хвиль.
11. Назвіть позитивні риси ПАХ для створення функціональних приладів.
12. За яким принципом побудовані акустичні дисперсійні лінії затримки?
13. Наведіть приклад дисперсійної лінії затримки на ПАХ.
14. **Задача 3.14.** Оцініть довжину 400 прохідної лінії затримки з плавленого кварцу, якщо час затримки 400 нс, частота 40 МГц.

Розв'язок задачі 3.14.

$$\ell = \frac{v_a \cdot t}{400} = \frac{5,97 \cdot 10^5 \cdot 4 \cdot 10^{-4}}{400} = 5,97 \text{ [мм]}$$

15. За яких умов на основі акустoeлектронних явищ можна створювати корелятори та конвойлери?
16. Чи можливе підсилення акустичних хвиль, а якщо можливо, то за яких умов?
17. **Задача 3.17.** Знайдіть смуги пропускання та тривалість сигналу на частоті 2 МГц, що генерується ЗПП з 9 штирями, якщо вони знаходяться на поверхні ніобату літій.

Розв'язок задачі 3.17. Тривалість сигналу визначається часом проходження акустичної хвилі крізь ЗПП $t = (N-1)/2v_a = 2 \text{ [нс]}$. Смуга пропускання на рівні 3 дБ $\Delta v_a \approx 1,77v_a/(N-1) = 0,44 \text{ [Гц]}$

18. Що таке п'єзoeлектричний ефект і де він знайшов застосування?
19. Від чого залежить смуга пропускання зустрічно-штирьових перетворювачів?
20. Що таке частота синхронізму або резонансна частота ЗПП і від чого вона залежить?
21. У чому причина виникнення струмової нелінійної взаємодії акустичних хвиль?
22. Як отримати згортку за допомогою акустичних хвиль?

3.11. Література

1. Красильников А.В., Крылов В.В. Введение в физическую акустику. Учебное пособие / Под ред. В.А. Красильникова.- М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1984. – 400с., ил.
2. Дьелесан Э., Руае Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. Пер. с франц. /Под ред. В.В. Леманова. – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982. – 424с., ил.
3. Кайно Г. Акустические волны: Устройства для обработки сигналов: Пер. с англ. – М.: Мир, 1990 – 656 с., ил.
4. Плужников В.М., Семенов В.С. Пьезокерамические твердые схемы. М.: Энергия, 1971 – 166 с.
5. Ультразвук. Маленькая энциклопедия. Глав. Ред. И.П. Голямин, М.: Советская энциклопедия, 1979, - 400с., ил.
6. Рычина Т.А., Зеленский А.В. / Устройства функциональной электроники и электро-радиоэлементы. М.: Радио и связь, 1989, - 352, ил.
7. Коршак Б.А., Лямов В.Е., Солодов И.Ю., Еленский В.Г. Нелинейные акустические устройства обработки информации. Зарубежная радиоэлектроника №1, 56- 77, 1981.

ГЛАВА 4. АКУСТООПТИКА

4.1. Вступ

Акустооптика є розділом функціональної електроніки, в якому вивчається і використовується взаємодія електромагнітних хвиль (здебільшого оптичного діапазону) з акустичними хвилями в твердих тілах та рідинах. Носієм інформації в акустооптиці є електромагнітне поле оптичного діапазону довжин хвиль. Його параметрами керують за допомогою динамічних неоднорідностей, котрі створюються вхідним керуючим акустичним сигналом - акустичною хвилею, що розповсюджується в акустооптичному середовищі (рис.4.1). Акустооптичне середовище (АОС) прозоре для вхідної оптичної хвилі призначене для створення параметричного зв'язку між

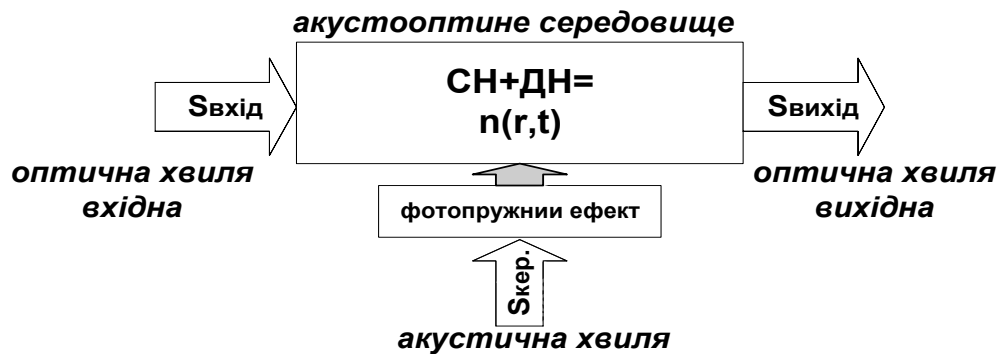


Рис.4.1

акустичними і оптичними хвилями, що одночасно розповсюджуються в речовині. Параметричний зв'язок здійснюється в два етапи:

- по-перше, взаємодією акустичних хвиль з речовиною АОС;
- по-друге, взаємодією оптичних хвиль з динамічними неоднорідностями, створеними акустичною хвилею в речовині АОС.

На першому етапі акустична хвиля при її розповсюдженні в речовині АОС створює періодичні деформації з просторовим періодом, рівним довжині акустичної хвилі λ_a . Механічні деформації створюють локальні неоднорідності параметрів речовини АОС: густини, концентрації електронів та збуджень електронної і атомної підсистем. Взаємодія акустичних хвиль з речовиною здійснюється за допомогою таких ефектів: *фотопружного ефекту та ефекту Погкельса або лінійного електрооптичного ефекту*.

Фотопружним ефектом називається зміна діелектричної проникності $\Delta\epsilon(S)$ або відповідного показника заломлення $\Delta n(S) = \left| 0,5 \cdot \epsilon^{-1/2} \Delta\epsilon(S) \right|$ під дією деформації S . Фотопружний ефект існує у всіх трьох фазах речовин: твердій, рідкій та газовій. *Фотопружність створює оптичну анізотропію* в ізотропних тілах або змінює її в анізотропних тілах. Виникає подвійне променезаломлення та дихроїзм. При одновісному розтягу або стисненні ізотропне тіло набуває властивостей одновісного кристала¹ з оптичною віссю паралельною напрямку розтягу або стиснення. Для малих одновісних деформацій зміна показника заломлення прямо пропорційна відносній деформації

¹ Одновісний кристал – кристал, в якому відбувається подвійне променезаломлення для всіх напрямків розповсюдження оптичної хвилі, що падає, крім одного, яке називається оптичною віссю кристала. Вздовж оптичної осі швидкості звичайного та незвичайного променів однакові.

$$\Delta\epsilon/\epsilon_0 = 2\Delta n/n_0 = -(\epsilon/\epsilon_0)pS = n_0^2 pS \quad (4.1)$$

де n_0 і Δn - показник заломлення речовини та його зміна відповідно, S - відносна деформація p - пружнооптична стала. Фотопружні сталі для більшості практично важливих матеріалів знаходяться в межах $0,04 \div 0,3$. В загальному випадку діелектрична проникність ϵ_{ij} , відносна деформація S_{kl} і фотопружні коефіцієнти p_{ijkl} є тензорами, тому

$$\Delta\left(\frac{1}{\epsilon_{ij}}\right) = p_{ijkl} \cdot S_{kl} \quad (4.2)$$

де p_{ijkl} - фотопружний тензор 4-го рангу, котрий для триклинної системи має 36 компонент.

Лінійний електрооптичний ефект або ефект Поккельса полягає в зміні показника заломлення під дією електричного поля. Ефект Поккельса виникає в електрооптичних матеріалах – прозорих п'єзоелектричних кристалах, що не мають центра симетрії, при розповсюдженні в них пружних хвиль. Деформація п'єзоелектриків призводить до появи в них електричного поля. Це поле змінює головні показники заломлення. Оптичні властивості речовини характеризуються оптичною індикатрисою², яка при умові, що головні оптичні осі кристала збігаються з напрямком осей системи координат, має вигляд еліпсоїда:

$$a_x^2 x^2 + a_y^2 y^2 + c^2 z^2 = 1 \quad (4.3)$$

де $a_{x,y} = n_{x,y}^{-1}$ і $a_z = c = n_z^{-1}$ - обернені величини головних показників заломлення або головних фазових швидкостей розповсюдження світла в кристалі. Взаємодія акустичних коливань з оптичними хвилями відбувається в два етапи. Фотопружний ефект викликаний деформаціями біжучої або стоячої акустичної хвилі змінює головні показники заломлення. Змінюється орієнтація і величини напівосей еліпсоїда показників заломлення тобто змінюється оптичну індикатрису АОС. Утворюється відповідний просторовий розподіл діелектричної проникності $\epsilon(\mathbf{r},t)$ або показника заломлення $n(\mathbf{r},t)$, який майже синхронно змінюється з акустичними коливаннями. Таким чином, *керуючий акустичний сигнал* просторово і в часі модулює оптичні параметри АОС тобто *створює в ній просторові динамічні неоднорідності*.

На другому етапі оптична хвиля взаємодіє з просторово модульованим акустооптичним середовищем, що призводить до зміни умов її проходження крізь АОС тобто виникає параметрична взаємодія вхідного оптичного сигналу з керуючим акустичним сигналом. Просторова модуляція оптичних сталих речовини $n(\mathbf{r},t)$ змінюється в часі з частотою акустичних хвиль значно меншою частоти електромагнітних хвиль ($\nu_a < \nu_\phi$). Часові зміни модуляції оптичних властивостей речовини під дією акустичних хвиль відбуваються за час значно більший часу проходження світла крізь речовину та період його електромагнітних коливань. Утворюється *рухлива фазова дифракційна ґратка*, яка змінює умови розповсюдження світла від входу до виходу. Зміна $\Delta n(\mathbf{r},t)$ впливає на фазу світлової хвилі, що розповсюджується в АОС. І хоча зміна $\Delta n(\mathbf{r},t)$ досить мала $\sim 10^{-4}$, взаємодія когерентного оптичного випромінювання з фазово-модульованим акустооптичним середовищем (АОС) впливає на взаємодію світла з такою речовиною, що дозволяє змінювати такі параметри світлового випромінювання:

- напрям розповсюдження,
- амплітуду,

² Оптична індикатриса (від франц. indicatrice - та, що вказує) - допоміжна поверхня, котра характеризує залежність показника заломлення середовища від напрямку.

- частоту,
- фазу,
- поляризацію,
- спектральний склад.

При цьому здебільшого *використовується когерентне випромінювання*, тому що фазово-модульоване світло потребує сумісного використання фазово-когерентної системи детектування. Саме тому поява когерентних джерел випромінювання світла стимулювало розвиток акустооптики та виникнення акустооптичних пристроїв. Їм притаманні такі позитивні якості: універсальність, швидкодія, простота конструкцій тощо. Вони також дозволяють здійснювати паралельну обробку інформації в реальному часі. В залежності від різновиду взаємодії оптичного променя з речовиною, що збуджується акустичними хвилями, розрізняють такі групи явищ (рис.4.2):

- *акустооптичну рефракцію,*
 - *акустооптичну дифракцію;*
 - *акустооптичну зміну оптичної анізотропії,*
 - *розсіяння Мандельштама-Бриллюена,*
 - *нелінійні акустооптичні ефекти.*

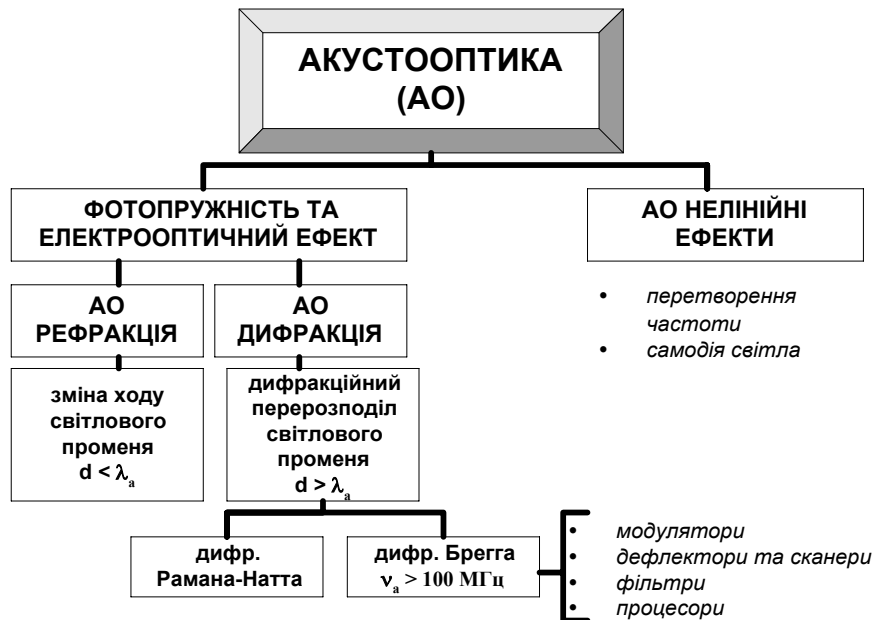


Рис.4.2.

Вони мають свої специфічні особливості, пов'язані з використанням короткохвильового оптичного діапазону електромагнітних хвиль. Іноді їх розглядають в оптоелектроніці, тому що вони заходять застосування при конструюванні складних оптоелектронних приладів. Здебільшого на практиці використовуються перші три групи явищ, в яких використовується фотопружний та лінійний електрооптичний ефекти. Такі фотоакустичні ефекти, як фототермічний, електронно-деформаційний, електрострикція та зворотний п'єзоефект ще не знайшли широкого застосування, тому що потребують досить значних інтенсивностей сигналів.

До складу акустооптичних систем входять:

- генератори електромагнітних хвиль оптичного діапазону,
- генератори акустичних сигналів,
- акустоактивне середовище,

- фотодетектори вихідної оптичної хвилі, модульованої акустичним сигналом.

Генератори акустичних хвиль в акустооптиці використовуються такі самі, як і в акустоелектроніці. Принцип їх роботи викладений в попередній главі (глава 3). Генератори оптичних хвиль а також фотодетектори акустооптичних пристроїв, подібні до таких, що використовуються в оптоелектроніці і описані в 5-й главі. Більш того іноді акустооптику взагалі розглядають, як розділ оптоелектроніки, в якому для зовнішньої модуляції світлової хвилі використовують її акустооптичну взаємодію із збуреною акустичним сигналом акустоактивної речовини. Ми розглядаємо цей розділ окремо, тому що на відміну від оптоелектроніки, де електричний сигнал здебільшого безпосередньо модулює оптичний сигнал, в акустооптиці електричний сигнал спочатку перетворюється в акустичний, котрий потім модулює вхідний оптичний сигнал.

4.2. Джерела світла. Когерентність світла.

В акустооптиці використовуються когерентні та некогерентні джерела світла. Когерентними джерелами світла в функціональній електроніці служать напівпровідникові лазери, а некогерентних - світловипромінюючі діоди. Вони мають достатню інтенсивність, досить мініатюрні і можуть стати при подальшому розвитку та вдосконаленні технології їх виготовлення ще більш економічними та мініатюрними. За своїм атомним складом, будовою, функціонуванням та груповою технологією виготовлення вони сумісні з іншими елементами оптоелектроніки та мікроелектроніки і придатні для використання в інтегральних оптоелектронних системах. Їх будова та основні властивості розглядаються в 5-й главі. В цьому розділі обмежимося лише розглядом деяких особливостей когерентного та некогерентного світла.

Термін *когерентність* походить від лат. *coherens* - знаходження в зв'язку. Цим терміном визначають корельоване (взаємозалежне) протікання в часі та просторі декількох випадкових або хвильових процесів. *Когерентність світлових хвиль* характеризує здатність їх до інтерференції.³ Розрізняють когерентні, частково когерентні та некогерентні світлові хвилі. Ступінь когерентності характеризують за допомогою нормованої взаємної кореляційної функції для комплексних амплітуд хвильових полів $a_1(\vec{r}, t)$ та $a_2(\vec{r}, t)$

$$|\gamma_{1,2}(\tau)| = \frac{\langle a_1(t) \cdot a_2^*(t) \rangle}{\langle a_1(t) \rangle \cdot \langle a_2(t) \rangle} \quad (4.4)$$

де $\langle a_1(t) \cdot a_2^*(t + \tau) \rangle = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T a_1(t) \cdot a_2^*(t + \tau) dt$ - кореляційна функція, а

$\langle a_{1,2}(t) \rangle = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T a_{1,2}(t) dt$ - середня за часом реалізація. Ступінь когерентності ви-

значає контраст інтерференційної картини К. Наприклад, в окремому випадку інтерференції двох хвиль з інтенсивностями $I_1 = a_1 \cdot a_1^*$ та $I_2 = a_2 \cdot a_2^*$ визначається за формулою

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = 2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma_{12}(\tau)| \quad (4.5)$$

Для повністю когерентного світла $|\gamma_{12}(\tau)| = 1$, для некогерентного світла $|\gamma_{12}(\tau)| = 0$.

³ Інтерференція (від лат. *inter* - взаємно, між собою та *ferio* - вдаряю, вражаю) - взаємне підсилення або ослаблення двох (або більшої кількості) хвиль при їх накладанні одна на другу при одночасному розповсюдженні у просторі.

Взаємно кореляційна функція $|\gamma_{12}(\tau)|$ залежить від відстані між точками випромінювання O_1 та O_2 та інтервалу часу між подіями випромінювання в цих точках. Тому розрізняють часову $|\gamma_{11}(\tau)|$ та просторову $|\gamma_{12}(0)|$ когерентності. *Часова когерентність* відноситься до подій, що відбуваються в одній точці ($O_1 = O_2$) в різні моменти часу $t_1 \neq t_2$ ($\tau = t_2 - t_1 \neq 0$). Вона визначається спектральним складом випромінювання (його монохроматичністю) та залежить від протяжності випромінювання цугу світлових хвиль $\tau_{\text{ког}}$

$$\Delta\nu \cdot \tau_{\text{ког}} > 1 \quad (4.6)$$

Просторова когерентність відноситься до подій одночасного випромінювання світла в двох різних точках O_1 та O_2 ($O_1 \neq O_2$). Джерела випромінювання називаються просторово когерентними, коли за час спостереження $2T$ різниця фаз двох світлових полів в цих точках не перевищує π . Просторова когерентність характеризує поперечні розміри джерела випромінювання, при яких ще спостерігається інтерференційна картина.

Когерентність світла, що випромінюється некогерентними джерелами, можна збільшувати за допомогою класичних пристроїв (рис.4.3), а саме:

- по-перше, монохроматичність світла збільшується за допомогою інтерференційних фільтрів,
- по-друге, просторова когерентність збільшується обмеженням розмірів світлової плями за допомогою лінзи діаметром D з фокусною відстанню f та діафрагми діаметром d до розмірів дифракційного кружка діаметром $d \sim 2\lambda f/D$. Оптична схема обмеження розмірів світлової плями зображена на рис.4.3.б. При цьому корисна інтенсивність такого ефективного джерела світла з підвищеною когерентністю суттєво на порядки величини зменшується, що призводить до необхідності використовувати дуже потужні первинні джерела світла, непридатні для створення інтегральних акустооптичних пристроїв, або до відмови від використання цих джерел світла.

Основна властивість когерентного світла в процесі утворення зображень полягає в то-

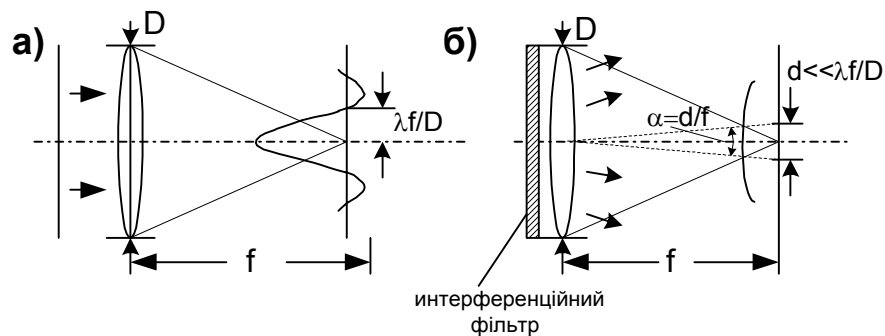


Рис.4.3. Схема для збільшення монохроматичності та просторової когерентності джерела світла: а) - дифракційна картина плоскої хвилі, б) - виділення діафрагмою діаметром d частини розподілу інтенсивності в фокальній площині лінзи.

му, що в ньому використовуються комплексні амплітуди світлових хвиль. Здатність когерентного світла до інтерференції дозволяє реєструвати, як його амплітуду, так і фазу, тобто дозволяє використовувати всю інформацію при хвилі.

Застосування принципів Гюйгенса - Френеля та суперпозиції (лінійності) до дифракції світла на апертурі вікна дозволяє отримати двовимірне перетворення функції пропускання просторового розподілу амплітуд електричного вектора на апертурі вікна⁴. Розподіл амплітуд, наприклад, утворюється як зображення об'єкта в фокальній площині тонкої збираючої лінзи великого діаметра. На рис.4.4 зображена схема тако-

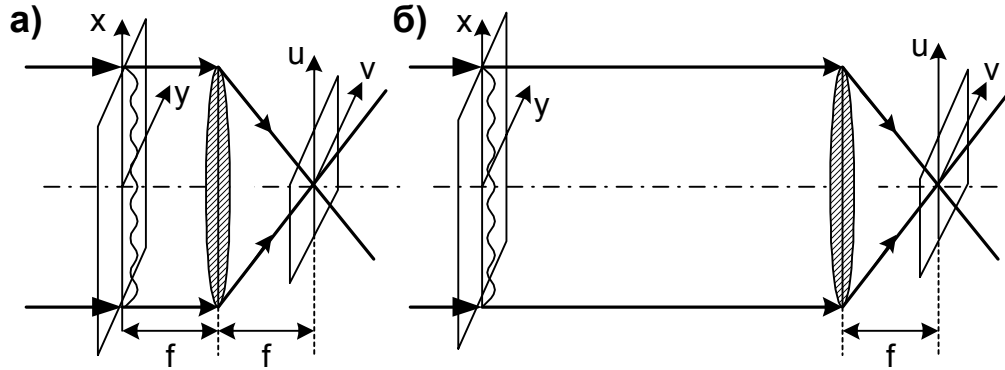


Рис.4.4. Схема отримання фур'є-образу за допомогою лінзи.

го дослідю. Розподіл комплексних амплітуд $F(u,v)$ в задній фокальній площині пропорційна фур'є - образу розподілу комплексних амплітуд електричного вектора об'єкту $\varphi(x,y)$, що генерує або пропускає світлову хвилю

$$F(u, v) = \iint \varphi(x, y) \exp\{-ik(ux - vy)\} dx dy = F\{\varphi(x, y)\} \quad (4.7)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ - хвильовий вектор, u/f , v/f - направляючі косинуси. Замість координат u , v по аналогії з електронікою використовують розмірні змінні $u/\lambda f = v_x [cm^{-1}]$, $v/\lambda f = v_y [cm^{-1}]$, котрі називаються просторовими частотами. Просторові частоти можна представити за допомогою простої схеми, зображеної на рис.4.5. Плоска хвиля після дифракції на транспаранті розповсюджується під кутом θ до нормалі транспаранта. Кут θ зв'язаний з просторовою частотою v_x співвідношенням

$$v_x \cdot \sin\theta = \lambda \quad (4.8)$$

Дифраговані під кутом θ промені збираються лінзою в точці з координатою x_2 її фокальної площини (рис.4.5). В наближенні малих кутів, коли $\theta \approx \sin\theta \approx x_2/f$, після підстановки виразу для $\sin\theta \approx x_2/f$ в (4.8) отримаємо

$$v_x = \frac{\sin\theta}{\lambda} = \frac{x_2}{f} \cdot \frac{1}{\lambda} \quad (4.9)$$

Аналогічно можна отримати і просторову частоту v_y .

Формулу (4.7) використовують, коли виконуються такі умови:

- існує фур'є - образ функції $\varphi(x,y)$,
- відсутні аберації або ними можна знехтувати,

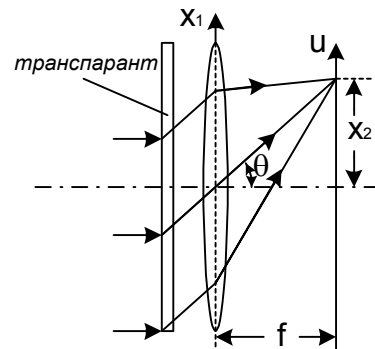


Рис.4.5. Схема, яка пояснює зв'язок між координатою в фокальній площині та просторовою частотою.

⁴ Наближеність використання принципу Гюйгенса-Френеля полягає в тому, що не враховуються реальні граничні умови на екранах або апертурах. Наближено вважається, що на границі екранів існують розриви хвильових функцій - в отворі амплітуда не рівна нулеві, а поза тілом екрану рівна нулеві.

- можна знехтувати дифракцією на апертурі при великих діаметрах лінзи D.

Найбільш важливою властивістю оптичних схем є те, що вони дозволяють здійснювати просторову фільтрацію. Дійсно, коли в задній фокальній площині збираючої лінзи розмістити фільтр у вигляді транспаранта з амплітудним пропусканням $H(u, v) = H(v_x, v_y)$, то сумарний розподіл комплексних амплітуд є добутком розподілів $G(u, v) = F(u, v) \cdot H(u, v)$. Відновлене після просторової фільтрації зображення, котре отримується за допомогою другої збираючої лінзи в її задній фокальній площині є фур'є - образом від добутку фур'є - образів $G(u, v) = F(u, v) \cdot H(u, v)$

$$g(x, y) = F\{G(u, v)\} = F\{F(u, v) \cdot H(u, v)\} \quad (4.10)$$

Згідно відомої теореми про згортку функцій

$$F\{F(u, v) \cdot H(u, v)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, y) h(x - \xi, y - \zeta) d\xi d\zeta = \varphi(x, y) * h(x, y) \quad (4.11)^5$$

Із (4.5) та (4.6) отримаємо

$$g(x, y) = \varphi(x, y) * h(x, y) \quad (4.12)$$

де $h(x, y)$ називається *передаточною функцією* світлового фільтра. Її фур'є - образ $F\{h(x, y)\} = H(u, v)$ називається *імпульсним відгуком* фільтра. Імпульсний відгук просторового фільтра є його зображенням при освітленні точковим джерелом світла, коли $\varphi(x, y) = \delta(x, y)$, де $\delta(x, y)$ - дельта функція, тоді

$$g(x, y) = \delta(x, y) * h(x, y) = h(x, y) \quad (4.13)$$

Просторова фільтрація, яка здійснюється за допомогою когерентного світла, є лінійною та інваріантною відносно зміщення вхідного зображення. Вона дозволяє майже миттєво (за час проходження світла) здійснювати такі операції:

- візуалізацію фур'є - образів двовимірного розподілу комплексних амплітуд електричного вектора світлової хвилі,
- зміну двовимірного масиву комплексних амплітуд $E(x, y)$, тобто фільтрацію,
- повністю відновлювати зображення за допомогою просторової фільтрації з інверсним просторовим фільтром, для якого імпульсний відгук має такий вигляд $H_{inv}(u, v) = 1/H(u, v)$. В цьому разі розподіл комплексних амплітуд в передній фокальній площині другої лінзи буде фур'є - образом зображення, котре відновлюється $G(u, v) H_{inv}(u, v) = F(u, v)$.
- отримувати двовимірні згортки функцій або будь-які лінійні просторово-інваріантні операції фільтрації над комплексними сигналами тощо, що свідчить про універсальність такої обробки.

Таким чином, просторова фільтрація в когерентному світлі виявила глибоку аналогію між задачами радіозв'язку та оптичної обробки зображень. Вона має значну швидкість, двовимірний характер обробки та універсальність, тому що дозволяє здійснювати будь-які лінійні просторово-інваріантні операції фільтрації над комплексними сигналами. Звичайно, що вона не позбавлена недоліків. Одним із найбільш важливих її недоліків є те, що вона менш захищена від шумів по відношенню до некогерентних оптичних систем. Тому також розвивається просторова фільтрація в некогерентному сві-

⁵ Дійсно

$$\begin{aligned} \varphi(r) * h(u) &= \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\xi) h(r - \xi) d\xi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\xi) \int_{-\infty}^{\infty} H(u) e^{i(r-\xi)u} du d\xi = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(u) e^{iru} du \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\xi) e^{-i\xi u} d\xi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(u) e^{iru} F(u) du = F\{H(u) \cdot F(u)\} \end{aligned}$$

тлі. В ній замість комплексних амплітуд $\bar{E}(\mathbf{r}, t)$ використовуються інтенсивності $|\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*|$ і втрачається фаза. Застосування некогерентної просторової фільтрації призводить до збільшення необхідної кількості каналів та фільтрів і потребує додаткового обладнання для реалізації повної передаточної функції $H_{\text{неког}}(\mathbf{u}, \mathbf{v})$, котра визначається автокореляцією передаточних функцій когерентної системи просторових фільтрів $H(\mathbf{u}, \mathbf{v})$

$$H_{\text{неког}}(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = H(\mathbf{u}, \mathbf{v}) * H(\mathbf{u}, \mathbf{v}) \quad (4.14)$$

4.3. Акустооптична рефракція

Акустооптична рефракція⁶ полягає в викривленні світлових променів в неоднорідно деформованій акустичною хвилею речовині, в якій за рахунок фотопружності відбувається модуляція показника заломлення. Рефракція виникає тоді, коли поперечний переріз світлового променя d значно менший довжини акустичної хвилі λ_a ($d \ll \lambda_a$). На рис.4.6 зображено випадок, коли світловий промінь діаметром d розповсюджується вздовж нормалі до поверхні плоскопаралельної пластинки, в об'ємі якої збуджується акустична хвиля. Розповсюдження періодичних пружних деформацій акустичної хвилі в середовищі $S(\mathbf{x}, t) = S_0 \cdot \sin(\omega_a t - \mathbf{x}/\lambda_a)$ за допомогою фотопружного ефекту перетворюється в періодичні зміни показника заломлення $\Delta n/n_0 = (n_0^2/2)pS(\mathbf{x}, t) = (n_0^2/2)pS_0 \cdot \sin(\omega_a t - \mathbf{x}/\lambda_a)$, де $\omega_a = 2\pi\nu_a$ і λ_a - частота і довжина акустичної хвилі відповідно, а p - пружнооптична стала. Виникає фазова модуляція АОС. На рис.4.6 пунктиром зображений просторовий розподіл показника заломлення при $t = \text{const}$. Тонкий світловий промінь з діаметром $d < \lambda_a$, що проходить крізь область з градієнтом показника заломлення $\Delta n/\lambda_a$ за час менший за період коливання акустичної хвилі ($t_c = L/c < \lambda_a/\nu_a = \tau_a$) відхиляється на кут β , прямо пропорційний довжині світлового променя приблизно рівному товщині пластинки L і градієнту показника заломлення

$$\beta = 2\pi L(\Delta n/n_0\lambda_a)\sin(\omega_a t) \quad (4.15)$$

В тих місцях, де $\Delta n/\lambda_a > 0$, промені сходяться (рис.4.6.А), а в місцях, де $\Delta n/\lambda_a < 0$, - розходяться (рис.4.6.В). Зрозуміло також, що, коли світловий промінь поширюється поблизу вузла просторової зміни показника заломлення, то він буде відхилятися на певний кут β .

Градiєнт показника заломлення змінюється в часі синхронно із акустичною хвилею з частотою ω_a , тому кут відхилення також змінюється в часі з частотою ω_a , що дає можливість створювати *сканування* світлового променя. Градієнт показника заломлення речовин залежить також від пружно оптичних сталих речовини, яка використовується в акустооптичних комірках

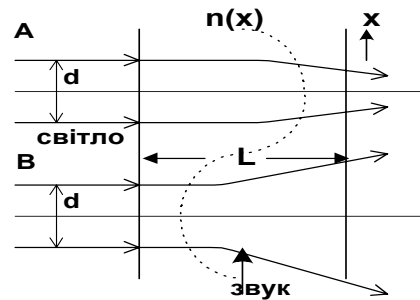


Рис.4.6. Схема акустооптичної рефракції.

⁶ Рефракція (від лат. refractus - заломлений) заломлення світла, зміна напрямку розповсюдження світлових променів при зміні показника заломлення n речовини, крізь яку ці промені проходять.

$$\Delta n = pn^3 S_3 / 2 \quad (4.16)$$

де S_3 - амплітуда відносної деформації акустичної хвилі, p - пружно оптична стала, котра для ніобату літію становить $\sim 0,075 \div 0,15$. Для води кут відхилення $\beta \sim 3^\circ$ при інтенсивності $\sim 10 \text{ Вт. см}^{-2}$. В п'єзоелектриках супутнє електричне поле, що супроводжує акустичну хвилю, викликає електрооптичний ефект Погккельса. В акустооптичних пристроях робочі частоти визначаються в основному не інерційністю ефекту Погккельса, а часом проходження акустичної хвилі крізь поперечний переріз світлового променя.

4.4. Акустооптична дифракція

Акустична модуляція показника заломлення створює в середовищі структуру аналогічну фазовій дифракційній ґратці, як це показано на рис.4.7. Взаємодія світла з речовиною, в якій акустична хвиля з довжиною хвилі λ_a меншою за діаметр світлового променя ($\lambda_a < d$) створила періодично модульований показник заломлення, призводить за принципом Гюйгенса-Френеля до появи системи вторинних точкових джерел світла 1, 2, 3,... Інтерференція світла, що випромінюється цими вторинними джерелами, спричиняє перерозподіл його інтенсивності, бо між окремими вторинними світловими променями виникає різниця фаз. Просторовий перерозподіл інтенсивності світла можна розглядати, як дифракцію світла на періодичних неоднорідностях середовища, тобто дифракцію світла на фазовій ґратці, в якій показник заломлення змінюється за формулою

$$n = n_0 + \Delta n \sin \left(\omega_a t - \frac{2\pi}{\lambda_a} x + \delta_0 \right) \quad (4.17)$$

де ω_a , $2\pi/\lambda_a = k_a$ - частота і хвильове число акустичної хвилі, δ_0 - сталий початковий зсув фаз. При нормальному падінні широкого світлового променя з плоским хвильовим фронтом діаметром більшим за довжину акустичної хвилі ($d > \lambda_a$) на таку акустооптичну комірку він розщепиться на декілька дифрагованих променів, котрі відрізняються порядком інтерференції N і розповсюджуються під різними кутами $\beta_{\pm N}$ симетрично відносно осі світлового променя

$$\sin \beta_{\pm N} = \pm N \frac{\lambda}{\lambda_a} \quad (4.18)$$

де порядком інтерференції $N = 0, 1, 2, \dots$

Цей аналіз не враховував тієї обставини, що фазова дифракційна ґратка має скінчену товщину L і світлові промені відхилені на певний кут β_N при дифракції біля вхідної і вихідної площин акустооптичної чарунки набувають певної різниці фаз, котра впливає на результуючий розподіл інтенсивності. Цю різницю фаз легко оцінити, користуючись схема-

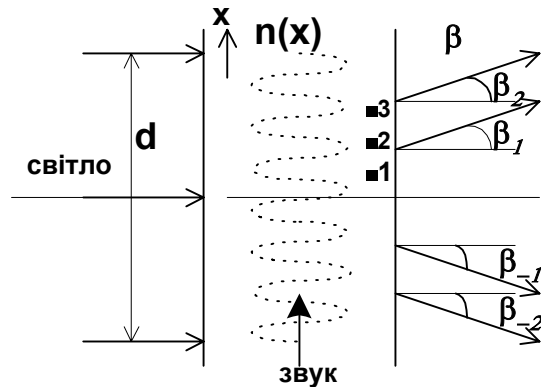


Рис.4.7. Схема появи фазової дифракційної ґратки при опроміненні акустичної комірки товщиною L .

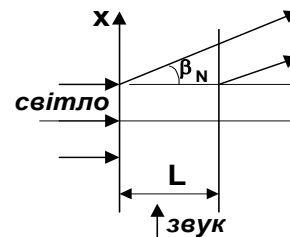


Рис.4.8. Схема появи зсуву фаз на об'ємній фазовій ґратці.

тичним рис.4.8

$$\Delta\delta = \frac{2\pi L}{\lambda} (1 - \cos\beta_N) \quad (4.19)$$

В залежності від величини різниці фаз $\Delta\delta$ розрізняють два різновиди акустооптичної дифракції, а саме: *дифракцію Рамана-Ната* ($\Delta\delta < 1$) і *дифракцію Брегга* ($\Delta\delta \sim \pi$).

4.4.а. Дифракція Рамана-Ната

Дифракція Рамана-Ната має місце на тонких акустооптичних комірках при малих звукових частотах, коли набігає лише мала різниця фаз $\Delta\delta \ll 1$. Вона характеризується появою багатьох дифракційних максимумів різних порядків, котрі не дуже сильно відрізняються за інтенсивністю. За цих умов досить легко утворюються дифраговані промені з малим кутом відхилення β . Із формули (4.18) видно, що при малих значеннях товщини комірки L кути дифракції β_N також малі. Комбінуючи (4.18) і (4.19) при малих β_N маємо

$$\Delta\delta \approx \frac{\pi L \lambda}{\lambda_a^2} N^2 \quad (4.20)$$

Для того, щоб не відбувалось спотворення дифракційної картини і спостерігалось декілька порядків дифракції потрібно, щоб різниця фаз $\Delta\delta$ була менша ніж π ($\Delta\delta \ll 1$), тоді

$$N^2 \frac{\pi L \lambda}{\lambda_a^2} \ll 1 \quad (4.21)$$

Ця умова дає можливість оцінити область існування *дифракції Рамана-Ната*. Вона має місце в області звукових частот $\nu_a \ll 50$ МГц, коли $L > \lambda_a$ і при малих кутах β (близьких до нуля).

4.4.б. Дифракція Брегга

Дифракція Брегга має місце при великих різницях фаз $\Delta\delta$ ($\Delta\delta \sim \pi$). Вона притаманна дифракції на об'ємній фазовій ґратці і характеризується виникненням лише дифракційних максимумів першого порядку дифракції при кутах дифракції Брегга (β_B), тому вона частіше використовується на практиці. Схема ходу променів у випадку акустооптичної дифракції Брегга зображена на рис.4.9. Світловий промінь падає на шар речовини товщиною L , в якій акустична хвиля вздовж осі x модулює показник заломлення з періодом, що збігається з довжиною акустичної хвилі λ_a . Розглянемо два світлові промені 1 і 2. На ґратці, що створюється під дією акустичної хвилі, поблизу вхідної площини акустооптичної комірки виникає різниця ходу променів

$$\Delta z = \lambda_a \sin\alpha - \lambda_a \sin(\alpha - \beta) \quad (4.23)$$

Якщо ця різниця фаз кратна довжині світлової хвилі, то виникає дифракційний максимум першого порядку

$$\sin\alpha - \sin(\alpha - \beta) = \frac{\lambda}{\lambda_a} \quad (4.24)$$

Для спостереження чіткої дифракційної картини необхідно, щоб не виникала додаткова різниця фаз між хвильовими фронтами в довільний момент часу, тобто повинна виконуватись умова

$$\frac{2\pi\ell(1 - \cos\beta)}{\lambda} - \frac{2\pi\ell\sin\alpha}{\lambda_a} = 0 \quad (4.25)$$

Її вдається виконати при будь-яких довжинах оптичного шляху ℓ лише для певних кутів падіння α

$$1 - \cos\beta = \frac{\lambda}{\lambda_a} \sin\alpha \quad (4.26)$$

Комбінуючи (4.24) і (4.25), отримаємо, що вони задовольняються лише при певних кутах $\alpha = \beta/2$.⁷ При цих кутах умовою появи дифракційного максимуму буде формула Брегга

$$2\lambda_a \sin\alpha = \lambda \quad (4.27)$$

Хвильові фронти акустичних хвиль служать начебто дзеркалами, на яких спостерігається відбиття світлових променів і дифракція Брегга першого порядку ($N = 1$). При чому, чим більша кількість хвильових акустичних фронтів перетинає світловий промінь, тим більше інтенсивність променю, дифрагує.

Важливою характеристикою матеріалів, які можна використовувати для акустооптичних чарунок, є *коєфіцієнт акустооптичної добротності* ζ . Він дозволяє оцінити потужність акустичних хвиль, необхідну для отримання значної дифракційної ефективності акустооптичної ґратки. Дифракційна ефективність дифракційної ґратки визначає відносну інтенсивність світлової хвилі в першому дифракційному максимумі

$$\zeta = \frac{i}{i_0} = \left| \frac{a}{a_0} \right|^2 \quad (4.28)$$

де a_0 амплітуда світлової хвилі, що падає на дифракційну ґратку, і a - амплітуда хвилі, котра попадає в перший дифракційний максимум. Для фазової дифракційної ґратки, у якій показник заломлення модульований за гармонічним законом

$$\Delta n = \Delta n_0 \sin(\omega_a(t - x_1/v_a)) \quad (4.29)$$

де $\omega_a = 2\pi\nu_a$ - частота акустичної хвилі, а v_a - її швидкість, дифракційна ефективність залежить від різниці фаз, яку оптична хвиля набуває після проходження акустооптичної чарунки товщиною ℓ ($\Delta\delta = 2\pi\ell\Delta n_0/\lambda_0$)

$$\zeta = \left| \frac{a}{a_0} \right|^2 = \sin^2\left(\frac{|\Delta\delta|}{2}\right) = \sin^2\left(\frac{1}{2} \left| \frac{2\pi\ell}{\lambda_0} \Delta n_0 \right| \right) \quad (4.30)$$

Здебільшого $\Delta\delta \leq \pi$, тому для найбільших значень дифракційної ефективності ґратки потрібно забезпечити умову ($2\ell\Delta n_0/\lambda_0 \leq 1$). Величина зміни показника заломлення під дією акустичної хвилі визначається, головним чином, фотопружним ефектом, для якого згідно (4.1) $\Delta n = 0,5n^3pS$, де p - пружно оптична стала, а відносна деформація S залежить від середньої густини акустичної потужності W

$$W = \frac{1}{2} \rho v_a^3 S^2 \quad (4.31)$$

де ρ - густина акустооптичної речовини чарунки. Комбінуючи (4.1), (4.30) з (4.31), остаточно отримаємо вираз для середньої потужності акустичних хвиль $P = W\ell^2$, не-

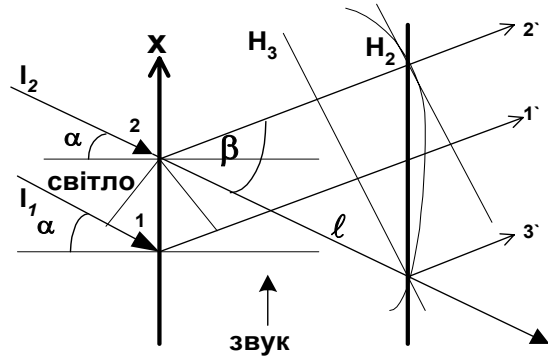


Рис.4.9. Схема ходу променів у випадку акустооптичної дифракції Брегга.

⁷ Підставимо λ/λ_a із формули (4.24) в (4.26). Тоді $(1 - \cos\beta) = \sin\alpha(\sin\alpha + \sin(\beta - \alpha))$; $2\sin^2\beta/2 = 2\sin\alpha\cos(\alpha - \beta/2)\sin\beta/2$; $\sin\beta/2 = \sin\alpha\cos(\alpha - \beta/2)$. Останнє задовольняється при умові $\alpha = \beta/2$.

обхідну для оптимальної дифракційної ефективності акустооптичної ґратки, яка утворюється акустичною хвилею в акустооптичній речовині

$$P = W\ell^2 = \lambda_0^2 / 8M \quad (4.32)$$

де введена нова величина $M = \frac{\rho^2 n^6}{\rho v_a^3}$, яка має розмірність $[c^3 \cdot dn^{-1}]$ і називається добро-

тністю акустооптичного матеріалу. Чим більша величина M , тим менша середня потужність акустичної хвилі створює фазову дифракційну ґратку з даною дифракційною ефективністю. Властивості деяких акустооптичних матеріалів наведені в таблиці 4.1.

Таблиця 4.1. Акустооптичні властивості матеріалів

Матеріал	АО середовище			Звук			Світло		Акустооптична якість $M \cdot 10^{-18}$, $c^3/2$
	Густина ρ , $г/см^3$	λ прозорості, $мкм$	Показник заломлення, n	Тип хвилі	Швидкість звуку $v_a \cdot 10^4$, $см/с$	Коеф. Поглин. При $v_a=500$ $МГц$, $дБ/см$	λ_0 , $мкм$	Напрямок розповсюдження	
SiO ₂ Плавлений кварц	2,20	0,2-4,5	1,46	L S	5,96 3,76	3 2,2	0,63 0,63	\perp або \perp	1,56 0,46
Te	5,99	0,35-5	$n_0=1,98$ $n_o=1,96$ $n_c=1,84$	L S	4,20 0,617	4 72	0,63 0,63	[100] кругова	34,5 793
LiNbO ₃	4,7	0,4-4,5	$n_0=2,29$ $n_c=2,20$	L S	6,57 3,59	0,045 0,5	0,63 0,63	 \perp	7,0 2,9
GaAs	5,34	1-11	3,37	L S	5,15 3,32	7,3 13	1,15 1,15	 або \perp	104 46,6

4.5. Дифракція світла на поверхневих акустичних хвилях

Поверхневі акустичні хвилі (ПАХ) деформують поверхню акустооптичного середовища і через фотопружність створюють модуляцію показника заломлення його приповерхневої області. Утворюється складна дифракційна ґратка, в якій дифракція відбувається на тонкій фазовій ґратці і при відбитті від поверхні. Проте є випадок, ко-

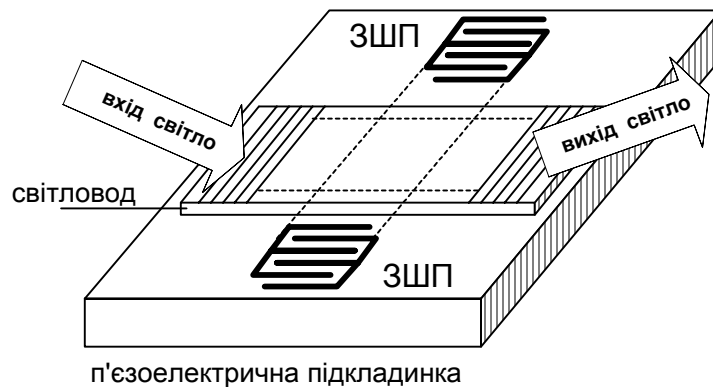


Рис.4.10. Пристрій, в якому використовується дифракція світла Бреґга на ПАХ.

ли має місце об'ємна дифракція світла на ґратці, утвореній ПАХ, що розповсюджуються в акустооптичному середовищі. Цей випадок здійснюється, коли світловий і акустичний хвилі розповсюджуються в АО середовищі паралельно його площині. Для цього потрібно створити світловод на поверхні АО середовища. Він утворюється на п'єзоелектричній підкладинці, яка одночасно використовується для збудження акустичних хвиль. Тонкий світловод може бути також створений легуванням приповерхневого шару п'єзоелектричної підкладки, наприклад, за допомогою термодифузії літію в кристал ніобату літію. Товщина світловоду повинна бути сумірною з довжиною оптичної хвилі ($d \sim \lambda_0 < 1 \text{ мкм}$) і меншою за довжину акустичної хвилі ($d \sim \lambda_0 < \lambda_a$). Приклад такої акустооптичної ґратки на ПАХ з використанням в ній дифракції Брегга зображена на рис.4.10. Смуґа частот акустооптичних пристроїв обмежена десятками мегагерц. Дійсно, режим дифракції подібний до дифракції Брегга настає при виконанні умови (4.20), коли $(\pi L \lambda_0 / \lambda_a^2) \approx \pi$ або коли

$$H_a \approx \frac{v_a}{\sqrt{L \lambda_0}} \quad (4.33)$$

Швидкість акустичних хвиль, як видно з таблиці 4.1, за порядком величини рівна $v_a \sim 5 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, $L \sim 0,1 \text{ см}$, $\lambda_0 \sim 0,6 \text{ мкм}$, то згідно (4.33) дифракція Брегга настає при частотах $v_a \sim 100 \text{ МГц}$. Висока концентрація енергії ПАХ поблизу границі розділу оптичного та п'єзоелектричного середовищ робить модуляцію оптичного середовища хвилюводу досить ефективною навіть при використанні матеріалів з малою акустооптичною якістю **М**.

4.6. Розсіяння світла Мандельштама-Брилюєна

Дифракція світла відбувається не тільки на фазових неоднорідностях, створених акустичними хвилями, що вводяться в речовину, але й на її колективних збудженнях - акустичних фонах. Внаслідок цього виникає розсіяння світла зі зсувом частот вверх або вниз на величину частоти фону. Це явище називається розсіянням світла Мандельштама-Брилюєна. Для того щоб зрозуміти причину появи цього явища, достатньо уявити собі, що електричне поле електромагнітної хвилі створює локально наведений дипольний момент p

$$p = \alpha E_0 \sin \omega_0 t \quad (4.34)$$

де α - поляризованість, котра сама в твердому тілі періодично змінюється в часі з частотою ω

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha^0 \sin \omega t \quad (4.35)$$

Підставимо (4.34) в (4.35), тоді

$$p = (\alpha_0 + \alpha^0 \sin \omega t) \sin \omega_0 t = \alpha_0 E_0 \sin \omega_0 t + 1/2 \alpha^0 E_0 [\cos(\omega_0 - \omega)t + \cos(\omega_0 + \omega)t] \quad (4.36)$$

Видно, що наведений дипольний момент модулюється коливаннями, що існують в твердому тілі. Таким чином при розсіянні світла з частотою ω_0 в твердому тілі, в якому є коливання атомів і молекул з частотами ω , крім світла з незмінною частотою ω_0 з'являються стоксові і антистоксові складові з частотами $(\omega_0 - \omega)$ і $(\omega_0 + \omega)$, що відповідають розсіянню світла з участю фонів.

4.7. Нелінійні акустооптичні ефекти

При збільшенні інтенсивності світла починають грати роль нелінійні ефекти. Причини їх виникнення різні, серед яких основними є: *електрострикція і ефекти локального нагрівання речовини оптичним випромінюванням, внаслідок чого виникають*

змінні пружні напруги і вимушене розсіяння Мандельштама-Брилюєна. Під дією гігантського лазерного імпульсу виникають електрострикційні тиски до $10^2 \div 10^3$ атмосфер і виникають гіперзвукові коливання і підсилення світла певних частот.

4.8. Акустооптичні прилади

На основі ефектів дифракції і рефракції світла на збуджених акустичними хвилями (здебільшого ультразвукового і гіперзвукового діапазонів) речовинами створюються активні акустооптичні елементи управління всіма параметрами світлових променів а також пристрої і системи обробки інформації, яку несе світлова або акустична хвиля, а саме:

- *дефлектори і сканери,*
 - *модулятори, фільтри, аналізатори спектрів,*
 - *перетворювачі імпульсів,*
 - *корелятори,*
 - *оптичних процесорів тощо.*

Схема *дефлекторів*⁸ або *сканерів*⁹ подібна до зображеної на рис.4.7 - 4.9. В них здебільшого використовується дифракція Брегга. Якщо використати при цьому частотно-модульований акустичний сигнал, то це дає змогу змінювати кут відхилення β . При малих кутах відхилення β , які найбільш часто використовуються на практиці, вони за формулою (4.11) залежить від λ_a тобто від частоти акустичних хвиль

$$\beta = \sqrt{\frac{\lambda_0}{v_a}} \cdot \sqrt{H_a}$$

Дефлектори характеризуються такими параметрами:

- ефективністю або коефіцієнтом акустичної добротності $\zeta = \mathbf{i}/\mathbf{i}_0 = |\mathbf{a}/\mathbf{a}_0|^2$ - відношенням інтенсивностей відхиленого променя та тог, що падає, (формула (4.18)). Вона залежить від середньої густини акустичних хвиль \mathbf{P} та добротності акустооптичного матеріалу \mathbf{M} . Для сучасних дефлекторів ефективність в декілька відсотків потребує витрат акустичної потужності 0,1 – 1 Вт.
- Максимальним кутом відхилення $\Delta\alpha$, котрий згідно ф. – ли (4,15) залежить від смуги частот акустичного сигналу $\Delta\nu_a$

$$\Delta\alpha = \lambda/2(1/\lambda_{1,2} - 1/\lambda_{a,1}) = \Delta n_a \lambda / 2v_a \quad (4.37)$$

Оскільки $\lambda/2 v_a \sim 10^{-11}$ с, то максимальний кут відхилення малий $\Delta\alpha$ 0,01 *радіан*.

- Роздільною здатністю – кількістю положень світлового променя N, що можуть бути розрізнені в межах максимального кута відхилення

$$N = \frac{\Delta\alpha}{\delta\varphi} \quad (4.38)$$

де $\delta\varphi \approx \lambda/2d$ - дифракційна кутова розбіжність світлового променя, d – апертура світлового променя, яка залежить від його діаметру. Комбінуючи (4.32) та (4.33), знаходимо співвідношення, котре зв'язує дві важливі характеристики дефлекторів швидкодію (τ^{-1}) та роздільну здатність з смугою частот $\Delta\nu_a$

⁸ Дефлектор - (від лат. deflecto -відхиляю, відводжу) пристрій, призначений для зміна за даним законом напрямку розповсюдження світлового променя в просторі.

⁹ Сканер (від англ. scan - поле зору) пристрій , призначений для створення розгортки, кероване за даним законом переміщення світлового променя в просторі. Розрізняють послідовні сканери і сканери з прямим доступом. Послідовні сканери здійснюють неперервне переміщення променя, а сканери з прямим доступом здійснюють стрибкоподібне переміщення променя.

$$N = \frac{\Delta n_a d}{v_a} = \tau \cdot \Delta n_a \quad (4.39)$$

де швидкодія обернено пропорційна часу проходження акустичної хвилі крізь апертуру світлового променя. Сучасні Бреґівські дефлектори мають роздільну здатність $N \sim 10^2 - 10^3$.

В *модуляторах*¹⁰ для управління інтенсивністю світлових потоків використовуються дифракційний перерозподіл світла на збудженому акустичною хвилею акустооптичному середовищі. Для цього використовується дифракція Бреґа або Рамана-Ната в речовинах акустооптичного середовища, збуджених амплітудно-модульованими акустичними хвилями, в яких утворюються періодичні зміни їх оптичних властивостей. Зміна потужності згідно формули (4.18 і 4.20) призводить до відповідної зміни дифракційної ефективності ґратки, тобто до зміни інтенсивності оптичного променя відхиленого в напрямку першого порядку дифракції. Для цього можна також використовувати зміну поляризації тощо. Модулятори, як і дефлектори та інші дифракційні пристрої характеризуються такими параметрами:

- ефективністю – відносною інтенсивністю дифрагованого світла,
- швидкодією або часом проходження світлового променя, котрі зв'язані з максимальною смугою пропускання співвідношенням

$$\Delta n_{a,max} = \tau^{-1} = v_a / d \quad (4.40)$$

Привабливими для практики є планарні хвилевідні модулятори, в яких використовуються ПАХ подібні до таких, як на рис. 4.10. Вони, як вже вказувалось, мають значно більшу за об'ємні модулятори ефективність, тому що в них оптичні та акустичні хвилі розповсюджуються в однаковому не дуже великому приповерхневому об'ємі, що потребує менших витрат енергії акустичної хвилі для збудження.

Для побудови *фільтрів*¹¹ використовують різні акустооптичні явища, тому що вони залежать від довжин світлових і акустичних хвиль (λ і λ_a). Наприклад, для дифракції Рамана - Ната умова (4.20), а для дифракції Бреґа умова (4.24). Акустооптичні фільтри характеризуються такими параметрами:

- шириною смуги пропускання $\Delta\lambda$,
- роздільною здатністю $\Delta\lambda/\lambda$, де λ - довжина оптичної хвилі,
- ефективністю,
- швидкодією.

В *аналізаторах спектра* електричний сигнал перетворюється в акустичний. Акустичний сигнал $I_a(\omega_a t)$ створює в речовині динамічні неоднорідності оптичних характеристик (показників заломлення $n(x, \omega_a t)$). Світло дифрагує на цій опроміненій акустичною хвилею речовині, що призводить до перерозподілу його інтенсивності. При чому час розповсюдження світла в середовищі, що опромінюється акустичною хвилею, значно менше періоду акустичних коливань. Це означає, що опромінене звуком середовище можна розглядати, як неоднорідність розподілу показника заломлення. Тому акустичний сигнал із своїм спектром частот створює динамічну неоднорідність, яка за допомогою дифракції створює просторовий розподіл інтенсивності світла з певними просторовими (кутовими) частотами. Неоднорідна інтенсивність

¹⁰ Модуляція світла - (від лат. modlatio - розмірність, modulator -той, що дотримується ритму) зміна в часі за заданим законом однієї або декількох характеристик оптичного випромінювання амплітуди, частоти, фази, поляризації). За допомогою модуляції інформація вноситься в сигнальну хвилю.

¹¹ Фільтр - (від франц. filtre - повість) пристрій призначений для розділення оптичних, електричних або інших коливань різних частот.

просторового розподілу світла $I(\omega_r) = I(r/\lambda f)$ відбиває просторовий розподіл звукового сигналу, вигляд якого подібний до вигляду вхідного електричного сигналу. Світловий сигнал на виході системи може знову бути переведений в електричний сигнал $I_e(r)$ за допомогою фоточутливих елементів.

Якщо крізь акустооптичну комірку з модульованим просторовим розподілом показника заломлення, що створений акустичним сигналом, пропустити когерентний світловий промінь, то в фокальній площині лінзи (рис.4.11) виникає розподіл інтенсивності світла пропорційний фур'є-образу розподілу оптичних характеристик опроміненої акустооптичної комірки (транспаранта). Таким чином в фокальній площині ff' виникає оптичний сигнал $I(r)$ пропорційний фур'є-образу від електричного вхідного сигналу

$$I(r) \propto \left| F \left\{ L \left(\frac{r}{\lambda f} \right) \right\} \right|^2 \propto |F\{I_e(r)\}|^2 \quad (4.41)$$

де r - координата, λ - довжина світлової хвилі, f - фокусна відстань лінзи.

В акустооптичних кореляторах використовується два транспаранти, один із яких є акустооптичною чарункою - керованим транспарантом, а другий некерованим транспарантом, або обидва керованих транспаранти.

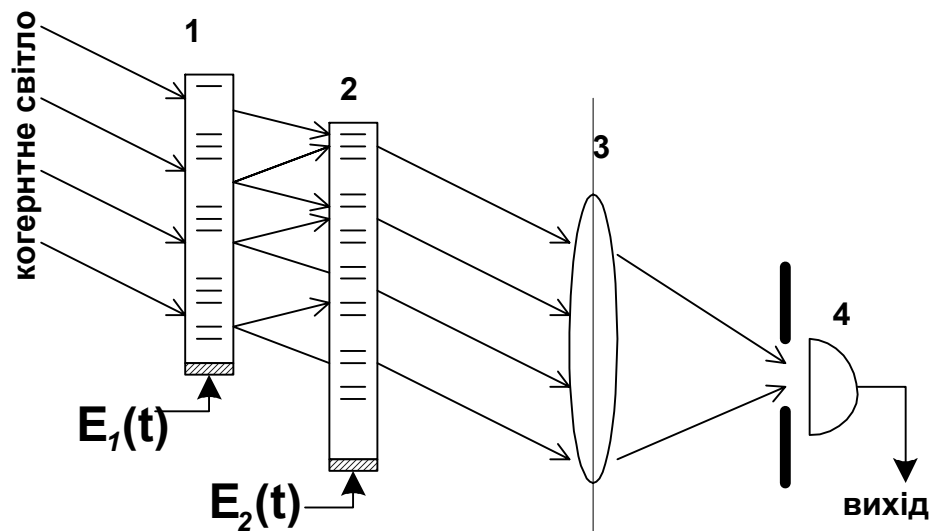


Рис.4.12. Акустооптичний корелятор : 1) - перша акустооптична комірка, 2) - друга акустооптична комірка, 3) - лінза, 4) - фотоприймач.

Здебільшого в роботі транспарантів використовується дифракція Рамана-Ната (рис.4.12). Ці два транспаранти виконують роль перемножувачів. В фокальній площі лінзи оптичний сигнал буде фур'є-образом від добутку функцій $E_1(x)E_2(x)$, тому в фокальній площині лінзи оптичний сигнал буде пропорційним кореляційній функції двох сигналів, що управляють оптичними характеристиками транспарантів $E_1(t)$ і $E_2(t)$

$$I(r) = F\{E_1(t)E_2(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} E_1(\tau - t)E_2(\tau)d\tau \quad (4.42)$$

Ці приклади показують, що акустооптичні ефекти можна використати для побудови цілої низки приладів для управління когерентними оптичними променями: дефлекторів, сканерів, модуляторів, фільтрів, аналізаторів спектрів, кореляторів тощо, з яких можна конструювати *акустооптичні процесори* (англ. process – обробляти) для обробки інформації. Акустооптичні процесори бувають аналоговими та цифровими.

Аналоговий акустооптичний процесор являє собою пристрій, до складу якого входять акустооптичні, оптичні та оптоелектронні елементи, призначений виконувати аналогову обробку інформації у відповідності до заданої функції. Вони забезпечують збільшення швидкості обробки деяких видів інформації, генерації двовимірних сигналів даної форми та розв'язку задач зокрема двовимірного спектрального та кореляційного аналізу тощо. Акустооптичні процесори можуть працювати в реальному часі в широкому діапазоні частот до 10 ГГц. Вони знайшли застосування в системах обробки інформації в *напіваналогових* радіоелектронних системах саме там, де існують обмеження за габаритами, вагою і енергоспоживанням. Вони більш швидкодіючі, ніж системи дискретної обробки сигналів, проте потупаються їм точністю обробки і відносяться до спеціалізованих пристроїв обробки інформації.

До складу цифрових акустооптичних процесорів входять просторово часові модулятори світла, котрі здійснюють передачу оптичних просторово часових сигналів між окремими дискретними комірками модуляторів. Кожна комірка характеризується двома значеннями коефіцієнта пропускання або відбивання (“нуль” або “одиниця”). Такі процесори знаходяться ще в стадії вивчення та розробки технології виготовлення.

4.9. Контрольні запитання та задачі

1. Схема будови акустооптичних пристроїв.
2. Основні ефекти взаємодії акустичних хвиль з речовиною, котрі використовуються в акустооптичних пристроях
3. Основні особливості фотопружного ефекту.
4. Що таке ефект Поккельса і чим він відрізняється від електрострикція?
5. Визначення часової та просторової когерентності світла. Ступінь когерентності.
6. Особливості когерентних та некогерентних джерел світла.
7. Просторова фільтрація.
8. **Задача 4.8.** Довести формулу (4.5) для контрасту інтерференційної картини в досліді Юнга, коли інтенсивності двох щілин рівномірно освітлені ($I_1 = I_2$).

Розв'язок задачі 4. 8.

В точку доходять хвильові фронти E_1 та E_2 з різними фазами

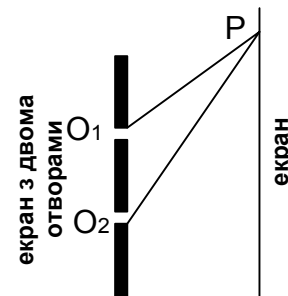
$$E_{1,2} = E_0 \exp\{i(\omega t - \eta_{1,2})\}$$

$$E_{1,2} = E_{0,1,2} \exp\{i\omega_0(t - \tau_{1,2})\}; \quad \tau_{1,2} = (2\pi n x / \lambda) \cos \beta_{1,2};$$

$$\gamma_{12} = \frac{\langle E_1(t + \tau) \cdot E_2^*(t) \rangle}{[\langle E_1(t) \cdot E_1^*(t) \rangle \cdot \langle E_2(t) \cdot E_2^*(t) \rangle]^{1/2}}$$

$$\langle E_{1,2}(t) \cdot E_{1,2}^*(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T E_{0,1,2}^2 dt = E_{0,1,2}^2 = I_{1,2}$$

$$\langle E_1(t + \tau) \cdot E_2^*(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T E_{0,1} E_{0,2} e^{i\omega_0 \tau} dt = E_{0,1} E_{0,2} e^{i\omega_0 \tau} = \sqrt{I_1 I_2} e^{i\omega_0 \tau}$$



$$\gamma_{12} = \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{\sqrt{I_1 I_2}} e^{i\omega_0 \tau} = \exp\{i\omega_0 \tau\}$$

$$I = I_1 + I_2 + \langle E_1 E_2^* + E_1^* E_2 \rangle = I_1 + I_2 + 2 \operatorname{Re}[\langle E_1 E_2^* \rangle] = I_1 + I_2 + 2 E_{01} E_{02} \cos \omega_0 \tau$$

$$I = I_1 + I_2 + \langle E_1 E_2^* + E_1^* E_2 \rangle = I_1 + I_2 + 2 \operatorname{Re}[\langle E_1 E_2^* \rangle] = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re}[\langle \gamma_{12}(\tau) \rangle]$$

Контрастність

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}; \quad I_{\max} = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)|$$

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2 \sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)|$$

$$\text{При } I_1 = I_2 \quad K = |\gamma_{12}(\tau)| = \cos \omega_0 \tau = \cos \left(\frac{2\pi n x}{\lambda} (\cos \beta_2 - \cos \beta_1) \right)$$

$$K = 1 \quad \text{при} \quad \tau \rightarrow 0$$

9. **Задача 4.9.** Для збільшення ступені когерентності джерела світла з потужністю 100 Вт , яке випромінює світло з довжиною хвилі $\lambda = 0,25 \text{ мкм}$, використовується світлофільтр з смугою пропускання $\Delta\lambda = 50 \text{ нм}$ та діафрагмою діаметром d в фокальній площині лінзи (діаметр лінзи $D = 1,5 \text{ см}$, фокусна відстань $f = 1,5 \text{ м}$). Оцінити діаметр діафрагми та енергію на виході цієї системи.

Розв'язок задачі 4.9. По-перше, знайдемо час когерентності τ_c .

$$\tau_c = \frac{\lambda^2}{c \Delta\lambda} = 4,2 \cdot 10^{-12} [\text{с}]$$

По-друге, оцінимо зменшення розміру джерела. Спочатку будемо вважати, що діафрагма діаметром d рівномірно освітлюється плоскою хвилею, тоді в фокальній площині лінзи ми спостерігали б дифракційне коло з діаметром $d \leq \frac{\lambda f}{D}$ (дифракція відбувається на апертурі лінзи (рис.4.3)). Таким чином можна оцінити розмір діафрагми $d \leq \frac{\lambda f}{D} = \frac{0,25 \cdot 10^{-4} \cdot 150}{1,5} = 25 [\text{мкм}]$.

По-третє, знайдемо відношення тілесних кутів $\eta = \alpha^2 / (2\pi) = \lambda^2 / (2\pi D^2) \approx 10^{-10}$

По-четверте, оцінимо "ефективну" енергію когерентної частини випромінювання джерела $E_{\text{ef}} = P \cdot \tau \cdot \eta = 100 \cdot 4 \cdot 10^{-15} \cdot 10^{-10} = 10^{-14} [\text{єрг}]$. Нехай енергія кванта $h\nu = 1,6 \text{ eВ}$, тоді енергія когерентного випромінювання менша за енергію одного кванта $E_{\text{ef}} / h\nu = 10^{-14} / 10^{-12} = 10^{-2}$.

10. Які оптичні явища використовуються в акустооптиці?

11. Різниця між дифракцією Рамана-Ната і дифракцією дифракції Брегга.

12. **Задача 4.12.** Оцініть, при яких частотах має місце дифракція Рамана-Ната, а коли дифракція Брегга, якщо акустооптична комірка розміром 5 мм зроблена з ніобату літію ($v_a = 5,5 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$) ?

Розв'язок задачі 4.12. Умовою спостереження дифракції Рамана-Натта є мала різниця ходу світлового променя в акустичній комірці $\Delta\delta = (2\pi L n / \lambda) (1 - \cos \beta_N) < 1$; $\sin \beta_{\pm N} = \pm N (\lambda / \lambda_a)$. Комбінація з цих двох співвідношень при умові $N = 1$ дає таку умову для дифракції першого порядку Рамана-Натта. $v_a \ll \sqrt{v_a^2 / \pi L \lambda} = 60 [\text{МГц}]$. Дифракція Брегга має місце при $\Delta\delta \approx \pi$; $v_a > \sqrt{v_a^2 / L \lambda} = 110 [\text{МГц}]$

13. Перерахуйте позитивні та негативні риси акустооптичних пристроїв, в яких використовуються поверхневі акустичні хвилі.
14. **Задача 4.14.** Оцініть, як зміниться потужність акустичних хвиль, якщо в акустооптичних пристроях замість плавленого кварцу використати парателурид. Їх параметри такі: густини 2,2 та 5,99, швидкості акустичних хвиль $5,97 \cdot 10^3$ та $0,617 \cdot 10^3$ м/с, показники заломлення 2,35 та 1,46, пружно оптичні сталі 0,20 та 0,03 відповідно у кварцу та парателуриду.

Розв'язок задачі 4.14. Порівняємо вирази для середньої потужності акустичних хвиль, котрі необхідні для утворення оптимальної дифракційної ефективності акустооптичної ґратки

$$\frac{P_{\text{TeO}_2}}{P_{\text{SiO}_2}} = \frac{(W\ell^2)_{\text{TeO}_2}}{(W\ell^2)_{\text{SiO}_2}} = \frac{\lambda_0^2 (\rho v_a^3)_{\text{TeO}_2} 8(p^2 n_0^6)_{\text{SiO}_2}}{\lambda_0^2 (\rho v_a^3)_{\text{SiO}_2} 8(p^2 n_0^6)_{\text{TeO}_2}} = \frac{2,2 \left(\frac{5,97}{0,617} \right)^3 \left(\frac{0,09}{0,2} \right)^2 \left(\frac{2,35}{1,46} \right)^6}{1} = 1200$$

15. **Задача 4.15.** Знайдіть, як зміниться кількість напрямків світлового променя, котрі не перекриваються в акустооптичному відхиляючому пристрої, коли його діаметр збільшився в 3 рази. Як залежить кількість адресних відхилень світлового променя від швидкості акустичної хвилі, наприклад, при заміні кварцу з $v_{a1} = 5 \cdot 10^5$ см/с водою з $v_{a2} = 1,5 \cdot 10^5$ см/с. Скільки адресних відхилень має кварцова комірка діаметром $D = 1$ см.

Розв'язок задачі 4.15. Акустична комірка зображена на рис.4.15.1. Умова дифракції Бреґга є співвідношення

$$2\Lambda_a \sin \theta_0 = \lambda_0$$

$$\theta_0 \approx \frac{\lambda_0}{2\Lambda_a}; \quad \text{для} \quad \Lambda_a \gg \lambda_0 \quad (4.15.1)$$

Максимальний кут відхилення рівний $\phi = 2\theta_0 = \lambda_0/\Lambda_a = \lambda_0 v_a/v_a$. Інтервал кутів відхилення визначається інтервалом зміни акустичних частот

$$\Delta\phi = \frac{\lambda_0}{v_a} \Delta v_a \quad (4.15.2)$$

Кількість адресних відхилень визначається кутовим розмиттям світлового променя ε

$$N_x = \frac{\Delta\phi}{\varepsilon} = \frac{\lambda_0}{v_a \varepsilon} \Delta v_a \quad (4.15.3)$$

Коли при заміні речовини ε не змінюється, то

$$\frac{N_{x1} N_{y1}}{N_{x1} N_{y2}} = \frac{v_{a2}^2}{v_{a1}^2} = \left(\frac{5}{1,5} \right)^2 \approx 11$$

Оцінімо ε у випадку Гауссівського пучка діаметром D з просторовим розподілом амплітуд електричного вектора світлової хвилі

$$\frac{a(x)}{a_0} = \sqrt{\frac{I(x)}{I_0}} = \exp \left\{ -\frac{4x^2}{D^2} \right\} \quad (4.15.4)$$

Знайдемо фур'є-образ амплітудного розподілу

$$F \left(\frac{a(x)}{a_0} \right) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{4x^2}{D^2} \right\} \exp \{ -i2\pi \xi x \} dx = \exp \left\{ -\frac{\pi^2 D^2 \xi^2}{4} \right\} \quad (4.15.5)$$

Кутове розмиття променя (інтервал просторових частот), при яких інтенсивність зменшується e^2 разів, становить

$$\pm \xi_r = \frac{2}{\pi D} \quad (4.15.6)$$

Перейдемо від просторових частот до кутів θ_1

$$\lambda_0 \xi_r = \sin \theta_1 \approx \theta_1 \quad (4.15.7)$$

$$\varepsilon = 2|\theta_1| = \frac{4\lambda_0}{\pi D} \quad (4.15.8)$$

Після підстановки (4.15.8) в (4.15.3) отримаємо

$$N_x N_y = \left(\frac{\pi D}{4 v_a} \Delta v_a \right)^2 = \left(\frac{\pi}{4} \tau \Delta v_a \right)^2 \quad (4.15.9)$$

$$N_x N_y = \left(\frac{\pi D}{4 v_a} \Delta v_a \right)^2 = \left(\frac{\pi}{4} \cdot \frac{1}{5 \cdot 10^5} 10^8 \right)^2 \approx 2,5 \cdot 10^5$$

За допомогою (4.15.9) маємо, зміна діаметра в 3 рази зміню в 9 разів кількість адресних відхилень

$$\frac{N_{x1} N_{y1}}{N_{x2} N_{y2}} = \left(\frac{D_1}{D_2} \right)^2 = 9$$

16. Наведіть приклади схем акустооптичних пристроїв.

17. За який час відбувається кореляційне порівняння сигналів в акустооптичних кореляторах?

18. **Задача 4.18.** Відомо, що при дифракції Брегга в акустооптичних комірках хвильового типу частота світла, що розповсюджується в хвильоводі v , змінюється до величин $v \pm v_a$ в напрямках дифракційних максимумів ± 1 порядків, де v_a - частота ультразвукових коливань. Покажіть, що цей ефект може бути використаний для створення частотної невзаємності тобто появи різниці частот зустрічних хвиль в кільцевому лазері, якщо включити дві такі акустичні хвилі з протилежними змінами частот світлових хвиль до складу оптичних елементів, що утворюють замкнений світловий контур кільцевого резонатора.¹²

Розв'язок задачі 4.18. Нехай в замкнений світловий контур кільцевого резонатора зображеного на рис.4.18.1, з загальним периметром L включені дві акустичні комірки А та В, в яких відбуваються протилежні зміни частот. Найменша відстань між акустичними комірками є ℓ , найбільша відстань $L - \ell$. Нехай для визначеності при проходженні світла крізь комірку А частота світла збільшується на величину частоти акустичної хвилі v_a , а при проходженні комірки В - зменшується на величину v_a . Позначимо частоти зустрічних хвиль в плечі кільцевого резонатора з довжиною $L - \ell$ через v_{\pm} та запишемо фазові умови генерації для зустрічних напрямків розповсюдження світла.

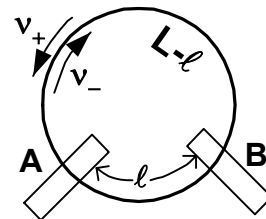


Рис.4.18.1

$$\frac{2\pi v_+}{c} (L - \ell) + \frac{2\pi(v_+ - v_a)}{c} \ell = q2\pi \quad (4.18.1)$$

$$\frac{2\pi v_-}{c} (L - \ell) + \frac{2\pi(v_- + v_a)}{c} \ell = q2\pi \quad (4.18.2)$$

¹² Задача складена доцентом І.П. Пугачем.

де q - ціле велике число. Воно дорівнює числу довжин світлових хвиль, котрі укладаються на периметрі резонатора. З (4.18.1) та (4.18.2) можна отримати

$$v_+ = q \frac{c}{L} + \frac{\ell}{L} \cdot v_a \quad (4.18.3)$$

$$v_- = q \frac{c}{L} - \frac{\ell}{L} \cdot v_a \quad (4.18.4)$$

Для однакових зустрічних мод - хвиль з однаковими значеннями числа q частотна невзаємність характеризується величиною

$$v_+ - v_- = 2 \frac{\ell}{L} \cdot v_a \quad (4.18.5)$$

19. Задача 4.19. Визначте, користуючись результатами задачі 14, величину частотної невзаємності зустрічних хвиль кільцевого лазера в плечі резонатора, що знаходиться між акустооптичними комірками. За яких умов зустрічні хвилі мають однакову невзаємність в обох плечах резонатора лазера? Яку максимальну невзаємність можна одержати і за яких умов?¹³

Розв'язок задачі 4.19. Скориставшись формулами (4.18.3) та (4.18.4) маємо

$$v'_+ = v_+ - v_a = q \frac{c}{L} - v_a \left(1 - \frac{\ell}{L}\right) \quad (4.19.1)$$

$$v'_- = v_- + v_a = q \frac{c}{L} + v_a \left(1 - \frac{\ell}{L}\right) \quad (4.19.2)$$

Однакова невзаємність для однакових мод в обох плечах резонатора означає, що

$$v_+ - v_- = v'_- - v'_+ \quad (4.19.3)$$

Умова (4.15.3) виконується, якщо

$$2v_a \left(1 - \frac{\ell}{L}\right) = 2v_a \frac{\ell}{L} \quad (4.19.4)$$

або, коли

$$\frac{\ell}{L} = \frac{1}{2} \quad (4.19.5)$$

Таким чином, однакова частотна невзаємність в обох плечах резонатора лазера має місце за умов, коли акустооптичні комірки ділять периметр кільцевого лазера на дві рівні частини.

Частотна невзаємність не може перевищувати половини міжмодового інтервалу.

Міжмодовий інтервал, як видно із (4.19.1) або (4.19.2), складає c/L . В плечі резонатора з довжиною $L - \ell$ максимальна частотна невзаємність $c/(2L)$ досягається за умов, коли

$$2v_a \frac{\ell}{L} = \frac{c}{2L} \quad (4.19.6)$$

або
$$v_a = \frac{c}{4L} \quad (4.19.7)$$

В короткому плечі резонатора максимальна невзаємність настає тоді, коли

$$2v_a \left(1 - \frac{\ell}{L}\right) = \frac{c}{2L} \quad (4.19.8)$$

або
$$v_a = \frac{c}{4(L - \ell)} \quad (4.19.9)$$

¹³Задача складена доцентом І.П. Пугачем.

20. Які недоліки має просторово фільтрація в когерентному світлі.

Література

1. Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику / Под ред. В.А. Красильникова, - М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1984. – 400 с.
2. Балакий В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. – М.: Радио и связь, 1985 – 280 с., ил.
3. Козарнне А., Флере Ж., Мэтр Г., Руссо М. Оптика и связь. - М.: Мир, 1984. - 502 с., ил.
4. Дьелесан Э., Рауе Д. /Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. Пер. с франц. , М.: Наука, 1982, - 423с., ил.
5. Кайо Г. /Акустические волны. Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов, Пер. с англ., М.: Наука, 1990, - 650с., ил.
6. Ультразвук. Маленькая энциклопедия. Глав. Ред. И.П. Голямин, М.: Советская энциклопедия, 1979, - 400с., ил.
7. Рычина Т.А., Зеленский А.В. / Устройства функциональной электроники и электрорадиоэлементы. М.: Радио и связь, 1989, - 352, ил.

ГЛАВА 4. АКУСТООПТИКА 53

4.1. Вступ 53

4.2. Джерела світла. Когерентність світла.55

4.3. Акустооптична рефракція 60

4.4. Акустооптична дифракція 61

4.4.а. Дифракція Рамана-Ната 62

4.4.б. Дифракція Брегга 62

4.5. Дифракція світла на поверхневих акустичних хвилях 64

4.6. Розсіяння світла Мандельштама-Брилюєна 65

4.7. Нелінійні акустооптичні ефекти 65

4.8. Акустооптичні прилади 66

4.9. Контрольні запитання 69

Література 75

ГЛАВА 5. ОПТОЕЛЕКТРОНІКА

5.1. Визначення оптоелектроніки

Оптоелектроніка є областю фізики та техніки, в якій вивчається та використовуються ефекти взаємного перетворення електричних та оптичних сигналів в речовині (головним чином в твердих тілах). Вона є одним із напрямків електроніки, який охоплює проблему одночасного використання оптичних та електричних методів прийому, передачі, обробки, зберігання та відображення інформації. Умовні границі оптичного випромінювання знаходяться в діапазоні частот $\sim 3 \cdot 10^{12} \div 3 \cdot 10^{16}$ Гц (або довжин хвиль від 10 нм до 0,1 мм). До цього діапазону крім видимого світла, що сприймає людське око, прийнято також відносити інфрачервоне та ультрафіолетове випромінювання. Метою функціональної оптоелектроніки є спроба поєднати переваги використання оптичного діапазону довжин хвиль для обробки інформації та функціональної (фізичної) інтеграції з перевагами технологічної інтеграції, яка успішно використовуються в сучасній мікроелектроніці при виготовленні інтегральних мікросхем.

Ідея використання оптичного випромінювання для обробки інформації виникла ще в 50-х роках ХХ сторіччя. Проте відсутність ефективних і джерела світла спочатку не змогли забезпечити необхідну швидкодію та мініатюрність оптоелектронних пристроїв, що сповільнювало темпи розвитку оптоелектроніки. Суттєве прискорення темпів її розвитку викликало відкриття (нобелівські лауреати Басов М.Г., Прохоров О.М., Таунс Ч. 1967 рік) та промислове освоєння джерел когерентного світла - лазерів.

Термін оптоелектроніка почав широко вживатись в 80-х роках ХХ сторіччя після того, коли перетворювання світлової енергії в електричну за допомогою фотодетекторів та електричної енергії в світлову за допомогою світлодіодів та лазерів стали використовувати в обчислювальній техніці тобто після вдалого досвіду використання в ній оптоелектронних пристроїв, до складу яких входять випромінююча комірка та фотодетектор. Найбільш широке практичне використання оптоелектроніки знайшла для аналогової обробки сигналів та для побудови оптичних ліній зв'язку, в яких для обробки оптичних сигналів використовують їх взаємодію з речовиною, в якій керуючий сигнал міг створювати динамічні неоднорідності.

На рис. 5.1 зображена типова схема оптоелектронного пристрою. Генератор

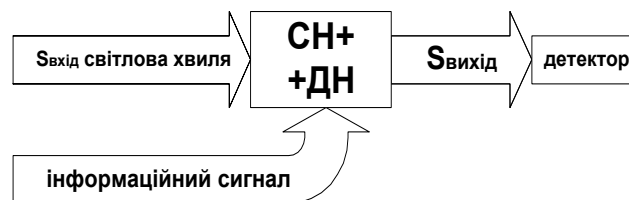


Рис.5. 1. Типова принципіальна схема оптоелектронних пристроїв.

вхідного сигналу створює несучу електромагнітну хвилю оптичного діапазону. Несуча світлова хвиля розповсюджується в оптично прозорій речовині, в якій створюються статичні неоднорідності, які відповідним чином впливають на параметри несучої світлової хвилі. Інформаційний сигнал, змінює оптичні властивості оптичного середовища тобто створює в речовині динамічні неоднорідності. Динамічні неоднорідності відповідним чином розподілені в просторі і можуть змінюватись у часі. Вза-

ємодія несучої хвилі з динамічними неоднорідностями модулюють її у просторі та часі, створюючи вихідний сигнал, котрий надходить до детектора і може бути або безпосередньо зареєстрованим у вигляді оптичного сигналу або бути претвореним детектором в електричний сигнал з подальшою обробкою за допомогою електронних систем. Із рис.5.1 видно, що до складу оптоелектронних пристроїв, як до складу інших пристроїв функціональної електроніки, входять генератор вхідного оптичного сигналу, активне оптоелектронне середовище, в якому відбувається розповсюдження та взаємодія вхідного сигналу з динамічними неоднорідностями, та детектор вихідного сигналу, а принципова схема оптоелектронних систем подібна до типових схем функціональної електроніки (рис.1.1). Саме тому оптоелектроніка є розділом функціональної електроніки. Динамічні неоднорідності в активному середовищі створюються за допомогою за допомогою генератора керуючого електричного, магнітного або електромагнітного сигналів. Для цього *використовуються такі явища:*

- люмінесценція (електро-, катодо-, фото-);
- електрооптичні ефекти,
- магнітооптичні ефекти,
- акустооптичні ефекти¹,
- фотоелектричні ефекти,
- розповсюдження електромагнітних хвиль в ізотропних і анізотропних речовинах,
- нелінійні оптичні явища тощо.

Позитивні риси оптоелектроніки зв'язані з нейтральністю квантів та однонаправленістю оптичного випромінювання, високою частотою електромагнітних коливань (від $3 \cdot 10^{12}$ до $3 \cdot 10^{16}$ Гц), малим кутовим розходженням когерентного світлового променя (θ), що визначається дифракційною кутовою розбіжністю² світлового променя ($\theta \sim \lambda/a$) на його апертурі (a), та можливістю гострого його фокусування.

Електрична нейтральність фотонів та однонаправленість їх розповсюдження від джерела до приймача забезпечує:

- перешкодозахищеність оптичних каналів зв'язку, тому що вони практично не взаємодіють один з одним,
- повний гальванічний розв'язок оптичних каналів зв'язку,
- однонаправленість розповсюдження оптичних сигналів від джерела до приймача, тобто відсутній паразитний зворотний зв'язок,
- збільшення об'єму інформації, що передається, та зменшення втрат внаслідок збільшення ширини смуги пропускання по відношенню до електричних систем, і тому що можна знехтувати ємнісними та індуктивними ефектами, котрі обмежують передачу електричних сигналів, наприклад, у мідних дротах;
- можливість розділення сигналів за частотою (або довжиною хвилі) при мультимплексуванні сигналів, тобто використання одного каналу зв'язку для декількох джерел оптичного сигналу,
- подвійну часову і простору модуляцію потоків світлового випромінювання, що дозволяє здійснювати паралельну (одночасну) обробку великих двовимірних масивів інформації.

¹ Пристрої, в яких для керування оптичним сигналом використовуються акустичні сигнали, розглядаються в 4 главі присвяченій акустооптиці.

² Кутова дифракційна розбіжність променя оптичного випромінювання (θ), яка визначається довжиною світлової хвилі (λ) і діаметром променя (a), для оптичного випромінювання знаходиться в широких межах в залежності від довжини хвилі $\theta \sim \lambda/a$. Зокрема для видимого діапазону довжин хвиль $\theta \sim 1'$.

Висока частота (мала довжина хвилі видимого діапазону $0,4 \leq \lambda \leq 0,76$ мкм) оптичного випромінювання забезпечує:

- велику роздільну здатність запису оптичної інформації,
- високу інформативну ємність оптичних каналів зв'язку, яка також забезпечується високою монохроматичністю лазерних джерел випромінювання та малою дисперсією матеріалів світловодів.

Оптоелектроніка використовує також *фізичну інтеграцію явищ та матеріалів*, про що свідчить використання, наприклад таких явищ, як *електрооптичні, акустооптичні, магнітооптичні, електролюмінесцентні та нелінійні*.

Нові можливості відкриваються також при використанні *когерентності випромінювання і поляризації електромагнітних хвиль*, а саме:

- *малий кут розходження* світлового випромінювання, можливість гострого його фокусування та малі втрати в активних середовищах у порівнянні з утратами електричних сигналів у металевих дротах дозволяє здійснювати передачу енергії оптичного випромінювання на великі відстані;
- *можливість гострого фокусування світлового променя і малі розміри світловодів* навіть при малих потужностях світлового променя $\sim 10^{-2}$ Вт для характерних довжин хвиль $\lambda \approx 1$ мкм дозволяють отримувати велику густину світлової енергії $\sim 10^{-2}/\lambda^2 \approx 10^{-2}/10^{-8} = 10^6$ Вт·см⁻² в мікросвітловодах.

Такі густини світлової потужності виявляється достатньою для появи *нелінійних явищ середовища світловоду*. *Нелінійні явища* в звичайних середовищах виникають при великих напруженостях електричного поля $\sim 10^9$ В/см. В деяких умовах за рахунок накопичення нелінійних ефектів вона проявляється при менших напруженостях електричного поля $\sim 10^6$ В/см тобто менших густинах світлових потоків. В нелінійних середовищах не виконується принцип суперпозиції і виникають такі явища: *перетворення частоти світлових хвиль, ефекти самовпливу та самопросвітлення середовища, нелінійне розсіяння, нелінійна дифракція, нелінійні магнітооптичні ефекти* тощо. Деякі з цих явищ зокрема насичення поглинання знайшли застосування в оптоелектроніці для модуляції добротності лазерних резонаторів.

Сучасна оптоелектроніка використовує як аналогові методи передачі та обробки інформації, тобто, модуляцію інтенсивності випромінювання та перетворення електричного сигналу в сигнал інтенсивності випромінювання і навпаки, так і цифрові, які пов'язані з дискретизацією сигналу. Аналогові системи передачі та обробки інформації хоч і прості в застосуванні, але їм у порівнянні з цифровими, притаманні такі недоліки:

- меншу точність,
- обмеження дальності зв'язку через вплив нелінійності характеристик джерел світла (світловипромінюючих діодів та лазерів) й чутливість систем до різного роду шумів;
- обмежений динамічний діапазон
- значна енергія, необхідна для генерації когерентного випромінювання.

Тому йде неперервний пошук нових явищ, за допомогою яких можна було б здійснювати чисельну обробку оптоелектронну інформації. В 70-х роках минулого сторіччя було відкрито *гістерезисний відгук* оптичної системи на світловий сигнал. Це явище отримало назву *оптичної бістабільності*. Оптична бістабільність є одним із проявів самодії світла в нелінійних системах з зворотним зв'язком. В бістабільних системах нелінійне середовище знаходиться всередині оптичного резонатора подібно до оптичного резонатора лазера. При певних інтенсивностях і поляризації світла, що діє на нього, можуть існувати два стійких стани. Воно, як і інші гістерезисні

явища, такі як сегнетоелектричні або феромагнітні явища, може бути використано для створення логічних оптоелектричних елементів. Елементи, що виявляють властивості бістабільності, мають два стійкі стани з різними оптичними властивостями. Вони можуть виконувати в оптоелектроніці роль транзисторів в електроніці. Оптоелектронні пристрої дозволяють здійснювати переключення за час менший 10^{-9} с. Їх використання в оптоелектронних процесорах для паралельної обробки на 10^5 каналах дозволило б створити процесори з надзвичайно великою продуктивністю більш за 10^{12} операцій в секунду, значно більшою за продуктивність електронно обчислювальних машин. Однією з причин, що гальмує використання оптоелектронних цифрових процесорів, є досить значні енергії, необхідні для генерації оптичних сигналів з інтенсивністю достатньою для виникнення оптичної бістабільності.

Новий етап розвитку сучасної оптоелектроніки почався після широкого застосування гетеропереходів між різними за хімічним складом напівпровідників, наприклад, Ge-Si, GaAlAs - GaAs, GaAs - Ge тощо. Значний внесок в рішення проблеми створення гетеропереходів був зроблений співробітниками С. Петербурзького Фізико-технічного інституту ім. А.Ф. Йоффе під керівництвом лауреата нобелівської премії Ж.І. Алферова (2000 рік). Гетеропереходи дозволяють створювати гетероструктури на їх основі з характерними потенціальними ямами. Наприклад, в сандвічі з менш вузькозонної напівпровідникової сполуки GaAs між двома більш широкозонними сполуками GaAlAs, утворюється потенціальна яма. Ширина цієї ями може бути створеною меншою за довжину хвилі де Бройля. Такі ями називаються квантовими ямами. Утворюються низькорозмірні структури, так звані, двовимірні 2D та одновимірні 1D структури. В 2D та 1D квантових ямах змінюється енергетична структура зон. Зони провідності та валентна розбиваються на розмірні підзони з іншою, відмінною від 3D випадку густиною станів, що змінює оптичні та електронні властивості таких систем. У 1974 р. нобелівський лауреат Л.Есакі та А. Джайвер експериментально показали, що в гетероструктурі з квантовими ямами відбувається резонансне тунелювання електронів. Двовірний характер руху носіїв заряду в низькорозмірних системах та їх резонансне тунелювання в гетероструктурах з квантовими ямами викликали значну увагу дослідників у зв'язку з потенційними можливостями застосування цих ефектів у швидкодіючій електроніці. Їх використання вже зараз дозволило збільшити ефективність лазерів, зменшити їх порогові струми та ширину спектральної лінії світла, що генерується, забезпечити більшу швидкодію безпосередньої модуляції, зменшити температурну залежність. Тому використання гетероструктур з квантовими ямами, які збільшують ефективність роботи оптоелектронних пристроїв, дозволяє сподіватись на подальше зростання темпу досліджень та розробок в галузі оптоелектроніки і її більш широке використання не тільки для аналогової обробки сигналів і в оптичних лінях зв'язку, але й в обчислювальній техніці для створення цифрових оптоелектронних процесорів.

Крім того квантові ями дозволяють змінювати умови руху носіїв заряду. В 2D випадку рух носіїв змінюється лише в напрямку перпендикулярному до потенціальних бар'єрів. В інших напрямках рух носіїв залишається, такий як і в 3D випадку. В 1D випадку змінюється рух носіїв в двох напрямках. Наявність потенціальних ям в гетероструктурах дозволяє здійснювати захоплення носіїв із легованих областей широкозонних напівпровідників, що знаходяться в околі потенціальної ями, в область самої потенціальної ями, котра локалізована в слабо легованому напівпровіднику з меншою шириною забороненої зони. Це дозволяє віддалити носії заряду від області іонізованих домішок, які відповідають за їх генерацію, і тим самим зменшити їх вплив на рух носіїв. Носії, що були створені саме так, мають великі довжини вільно-

го пробігу до 0,1 мм при низьких температурах. Таким чином, виникає принципова можливість використання когерентних електронів і обробляти їх як хвилі, а не як частинки.

5.2. Класифікація оптоелектронних систем

Існують різні спроби **класифікувати** оптоелектронні системи. Проте загальноновизнаної класифікації ще не існує. Один із принципів такої класифікації полягає в визначенні функціональних особливостей окремих груп оптоелектронних систем. За цим принципом оптоелектроніку поділяють на три різновиди, а саме: *фотоніку, радіооптику і оптроніку*.

Фотоніка вивчає явища і принципи роботи приладів для накопичення, зберігання, передачі, обробки і відображення інформації, представленої тільки у вигляді оптичних сигналів (Рис.5.2.1).



Рис.5.2. Узагальнені схеми оптоелектронних приладів: 1 - фотонних, 2 - радіооптичних, 3 і 4 - оптоелектронних.

У *радіооптиці* використовують радіофізичні принципи обробки сигналів в оптичному діапазоні і навпаки оптичні методи обробки сигналів в радіофізиці (рис.5.2.2). У ній використовується аналогія опису лінійних коливальних систем з зосередженими параметрами, які характеризуються спектральною $k(i\omega t)$ та імпульсною $h(t)$ характеристиками, з описом хвильових систем з розподіленими параметрами, які описуються спектральною характеристикою просторових частот $\zeta(u)$ і імпульсною характеристикою $H(x)$. Просторова частота $u = k(\varphi, \theta)$ залежить від кута розповсюдження світла і має розмірність $[см^{-1}]$.

Оптроніка являє собою розділ оптоелектроніки, в якому досліджуються і використовуються оптоелектронні пари - *оптрони*. Оптроніка із всіх трьох термінів фотоніка, радіооптика та оптроніка є найбільш вживаним терміном. Оптрон є типовим оптоелектронним пристроєм з оптичними, електричними і комбінованими оптичними і електричними здебільшого внутрішніми, зв'язками (рис.5.3.). Найчастіше оптоелек-

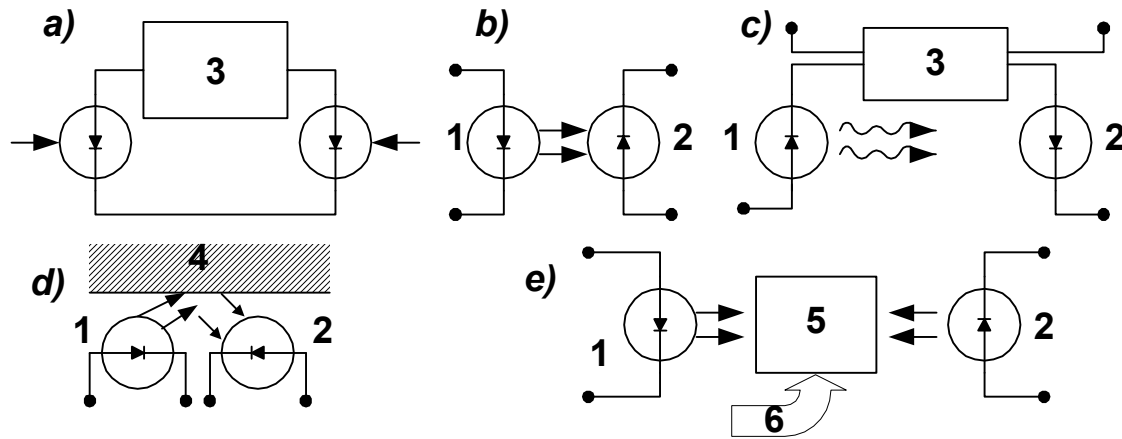


Рис.5.3. Схеми оптронних зв'язків: а) - електричний, б) - оптичний, в) - оптичний та електричний, регенеративний оптрон, в якому підсилений вихідний сигнал діє на вхід системи, г) - відкритий оптичний зв'язок, д) - керований оптичний зв'язок. 1 – джерело випромінювання, 2 – фотодетектор, 3 – мікроелектронний блок, 4 – дзеркало, 5 – кероване оптичне середовище, 6 – керуючий сигнал.

тронні прилади використовуються для гальванічного розв'язку окремих частин або обчислювальних комплексів. Оптоелектронні пари дозволяють створювати майже ідеальну електричну ізоляцію між окремими ділянками інформаційних систем, які можуть відрізнятися напругами в 1000 і більше вольт. Опір такої ізоляції може досягати 10^{16} Ом , а прохідна ємність $\sim 10^{-4} \text{ пФ}$. Крім того вони знайшли застосування в обчислювальній техніці, приладобудуванні, автоматизації, електротехніці та зв'язку для безконтактного управління. Основним елементом оптроніки є оптоелектронна пара або *оптрон*. Він складається із джерела світла, що управляється вхідним сигналом, іммерсійного середовища для передачі оптичного сигналу і фотоприймача. Поперечний переріз оптрона з внутрішнім фотонним зв'язком і його електрична схема зображено на рис.5.4, котрий не потребує додаткових пояснень.

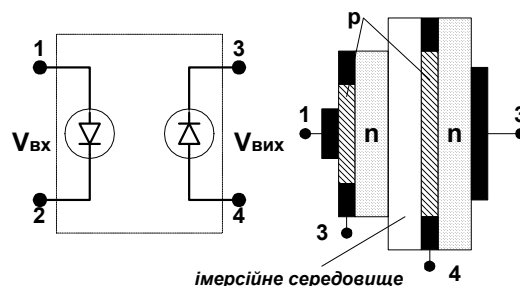


Рис. 5.4. Оптронна пара з внутрішнім оптичним зв'язком: а - електрична схема, б - поперечний переріз.

У залежності від типу фотоприймача розрізняють резисторні, діодні, транзисторні та тиристорні оптрони. Найбільш універсальними з них є діодні оптрони, в яких джерелом випромінювання служить світловипромінюючий діод, а приймачем фотодіод. Найбільш перспективними вважаються монолітні оптрони, в яких джерело

випромінювання та фотоприймач створюються в єдиному інтегральному пристрої за допомогою стандартної для ІМС технології виготовлення з використанням основних матеріалів мікроелектроніки, наприклад, кремнію. Такі оптрони досить просто стають частинами складних ІМС. Крім оптронів з внутрішнім оптичним зв'язком створені оптрони з іншими різновидами зв'язку, а саме: з внутрішнім електронним зв'язком, з зовнішнім оптичним зв'язком, з керованим оптичним зв'язком, регенеративні оптрони, в яких вихідний сигнал створений за допомогою внутрішнього оптичного зв'язку, підсилюється електронною системою і подається на вхід системи, що створює оптронні системи з зворотним позитивним або негативним зв'язком інші більш складні оптоелектронні прилади. Схеми оптронів з іншими різновидами зв'язків зображені на рис.5.3.

Їх основні позитивні особливості такі:

1. практично повна електрична (гальванічна) розв'язка вхідних і вихідних мереж,
2. безконтактне управління електронними пристроями,
3. однонаправленість потоку інформації вздовж оптичного каналу,
4. відсутність зворотної реакції приймача на джерело випромінювання,
5. можливість управління вхідним сигналом шляхом неелектричних впливів (механічного, магнітного тощо) на оптичний канал,
6. можливість виготовлення типових структур оптронів за допомогою групової технології виготовлення ІМС, котра широко використовується в промисловому виробництві, що полегшує використання оптронів в складних ІМС.

Основні параметри оптронів :

- коефіцієнт передачі струму із вхідного контуру у вихідний $\sim 1...10\%$ і $50...5000\%$ при використанні фотодіода і фототранзистора,
- вхідний темновий опір резисторного оптрона $\sim 10^8...10^{11} \text{ Ом}$, “світловий” опір $\sim 10^3...10^4 \text{ Ом}$ ($R_{\text{тем}}/R_{\text{світ}} = 10^5...10^7$),
- прохідна ємність $\sim 5...0,001 \text{ Пф}$,
- час затримки сигналів $\sim 30...100 \text{ мс}$ і $1...10 \text{ мкс}$ для фотодіодів і фототранзисторів,
- швидкодія $\sim 10 \text{ нс}$ для діодних, $\sim 10 \text{ мкс}$ для транзисторних і $\sim 0,01...1 \text{ с}$ для резисторних оптронів,
- сталі і пікові напруги - напруги, що витримує ізоляція, $\sim 0,1...3 \text{ кВ}$.

Проте найпростіші різновиди оптронів, схематично зображених на рис.5.4 а-д, не є типовими приладами функціональної оптоелектроніки, бо в них відсутня взаємодія сигналу з динамічними неоднорідностями, що створюються керуючим сигналом в оптичному середовищі оптрона. Їх оптичне середовище використовується лише для передачі світлового сигналу від генератора до детектора. Проте вони можуть бути вдосконалені. Після вдосконалення, коли керуючий сигнал може створювати в оптичному середовищі оптронів динамічні неоднорідності, такі оптрони стають приладами функціональної оптоелектроніки. Схема такого оптрона наведена на рис.5.4е, з якого видно, що вона тотожна до типової схеми оптоелектронних функціональних пристроїв, котра представлена на рис.5.1.

Досить поширеним є поділ оптоелектроніки за характеристиками випромінювання, що використовується. За цим принципом оптоелектроніка поділяється на **когерентну** і **некогерентну**. Некогерентна оптоелектроніка використовує некогерентні джерела світла і тому при аналізі сигналів за допомогою некогерентного світла виникають труднощі при аналізі фази сигналів. Проте методи некогерентної оптоелектроніки позбавлені впливу досить значних когерентних шумів, що іноді буває

корисним. Методи некогерентної оптиелектроніки використовуються для створення аналогових та дискретних пристроїв обробки зображень, різноманітних екранів та вихідних пристроїв обчислювальних машин, пристроях інтегральної оптики та оптиелектроніки. Когерентна оптиелектроніка використовує джерела когерентного випромінювання – лазери, що відкриває можливість використання фази сигналів для обробки інформації та створення функціональних систем, систем розпізнавання образів, оптичних процесорів тощо. Когерентне світло дозволяє здійснювати просторову фільтрацію. Просторова фільтрація дозволяє маже миттєво виконувати двовимірні згортки, візуалізацію фур'є-образів розподілів комплексних амплітуд, зміну комплексних амплітуд, розпізнавання функцій, ввід та вивід інформації, реалізувати голографічні зображення. В некогерентному світлі можна також виконати більшість цих операцій. Проте перехід від когерентного до некогерентного світла в системах обробки інформації значно ускладнює систему обробки, тому що при цьому потрібно збільшувати кількість каналів обробки, збільшувати кількість просторових фільтрів та використовувати додатково оптиелектронні прилади для створення повної передаточної функції системи. Поділ оптиелектроніки на когерентну і некогерентну ілюструється рис.5.5.

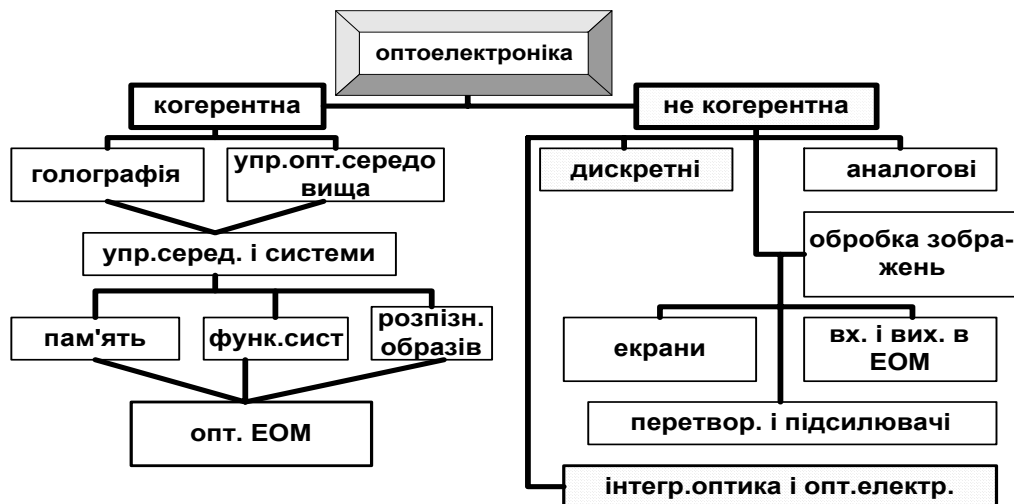


Рис.5.5.

Для реалізації оптиелектронних систем необхідно мати такі елементи:

1. джерела світла (когерентного і некогерентного),
2. приймачі світлової енергії,
3. світловоди та елементи узгодження,
4. системи управління світловими променями (мультиплексори і демультіплексори, модулятори, дефлектори, просторово-часові модулятори, керувані транспаранти) та
5. оптичні активні середовища без пам'яті та з пам'яттю.

Всі названі елементи повинні мати відповідні функціональні характеристики, зокрема бути прозорими для оптичного випромінювання, і бути здатними до створення на їх основі гібридних і монолітних оптичних і електронно-оптичних інтегральних схем методами групової технології виготовлення та бути повністю сумісними з електронними інтегральними мікросхемами, за допомогою яких здійснюється керування оптиелектронними схемами. Зміни, що відбуваються при впровадженні оптиелектрон-

них елементів та систем в радіоелектроніку, обчислювальну техніку, автоматику, інформаційну техніку, настільки значні, що оптоелектроніка є дійсно якісно новим етапом в розвитку електронної техніки, в якій має місце фізична інтеграція електронних та оптичних явищ разом з технологічною інтеграцією виготовлення інтегральних схем. Найбільш широке практичне використання оптоелектроніки в системах оптичного зв'язку показало корисність та перспективи подальшого розвитку оптоелектроніки. В оптоелектроніці виділяється окремим розділом інтегральна оптика, в якому основним елементом є інтегрально-оптичний хвильовід (світловід). В інтегральній оптиці і джерело світла, і канали зв'язку, і управління світловою хвилею, і модуляція, і детектування здійснюється в суцільному середовищі, в якому створюються смужкові світловоди.

В наступних главах більш детально розглядаються основні засади, що використовуються в роботі основних оптоелектронних елементів: джерел некогерентного та когерентного світла, оптичної бістабільності, фотодетекторів, світловодів, пристроїв, що керують світловими потоками. В 12-й главці описані особливості інтегрально-оптичних систем, в яких використовуються оптоелектронні елементи, а дві останні глави присвячені дисплеям та надійності функціональних пристроїв.

5.3. Контрольні запитання та задачі

1. Дайте визначення оптоелектроніки. Чому вона входить до функціональної електроніки?
2. Які переваги оптичного способу зв'язку у порівнянні з електричним?
3. З чим пов'язана більша інформаційна ємність оптичних каналів зв'язку у порівнянні з електричними? Поясніть це чисельно.
4. Наведіть класифікацію оптоелектронних систем за їхніми функціональними особливостями.
5. Що таку оптрон? Яка складова оптрону використовується для їх класифікації? Наведіть класифікацію оптронів. В чому сутність фізичної інтеграції?
6. Які позитивні риси, притаманні оптоелектроніці, зв'язані з електричною нейтральністю фотонів?
7. В чому полягає сутність фізичної інтеграції?
8. Які переваги та недоліки має використання в оптоелектроніці когерентного випромінювання?
9. Порівняйте властивості аналогових та цифрових систем передачі та обробки інформації.
10. Що дає використання 2D та 1D систем для подальшого розвитку оптоелектроніки?

Література

1. Суемадцу Я., Катаока С., Кисино К., Кокубун Я., Судзуки Т., Исио О., Енедзава С. /Основы оптоэлектроники. Пер. с япон. -М.: Мир, 1988. -288с., ил.
2. Хандсперджер Р. / Интегральная оптика. Теория и технология. Пер. с англ., М.: Мир, 1985, - 384с., ил. (стр. 178-193).
3. Шарупич Л.С., Тугов Н.М. / Оптоэлектроника. М.: Энергоатомиздат, 1984, - 256с., ил.
4. Козанне А., Флере Ж., Мэтр Г., Руссо М. Оптика и связь. Оптическая передача и обработка информации. М.: Мир, 1984. - 504с., ил.
5. Perspectives in Optoelectronics, ed. Sundhanshu S. Jha, World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, -938 p., ill.**рік видання.**

6. Ю. М. Попов. Физическая энциклопедия. М.: "Большая российская энциклопедия". 1992. (стр. 462 - 504).
7. Р. Н. Носов. Электроника. Энциклопедический словарь. М.: "Советская энциклопедия". 1991. (стр. 348 - 351).

ГЛАВА 6. ДЖЕРЕЛА НЕКОГЕРЕНТНОГО СВІТЛА

6.1. Вступ

Джерела некогерентного світла в оптоелектроніці генерують несучу сигнал електромагнітну хвилю або світловий сигнал, що відображає інформацію. Вони повинні мати такі властивості:

- простий спосіб збудження джерел з достатньою для використання потужністю (яскравість) випромінювання;
- легкий спосіб управління інтенсивністю випромінювання;
- високий коефіцієнт корисної дії,
- малу інерційність (високу швидкодію)), що необхідно для забезпечення широкої смуги пропускання;
- довговічність;
- мініатюрність;
- технологічність та здатність до інтеграції;
- узгодженість спектрального діапазону випромінювання з фотоприймачами, лініями зв'язку та іншими елементами оптоелектроніки.

Генерація оптичного випромінювання здійснюється здебільшого за допомогою трьох фізичних процесів:

- теплового випромінювання,
- люмінесценції,
- гальмівного випромінювання зарядженими частинками.

Найбільш поширеними методами генерації світла є тепловий та люмінесцентний. З них лише люмінесцентний знайшов застосування в оптоелектроніці тому, що саме він дозволяє створювати джерела світла, що найбільш повно задовольняють функціональним вимогам до джерел випромінювання оптоелектронних пристроїв. На основі люмінесценції створені напівпровідникові електролюмінесцентні джерела спонтанного некогерентного та вимушеного когерентного випромінювання - світлодіоди (СВД) та лазери. В цих приладах електрична енергія безпосередньо перетворюється у світлову.

Люмінесценцією (від лат. *lumines* - світло) називають випромінювання, яке є надлишковим над тепловим випромінюванням тіл, якщо його плинність значно перевершує період світлових коливань. При великих тривалостях люмінесцентних процесів (секунди і навіть години) замість терміна люмінесценція використовують термін фосфоресценція. Люмінесценція відбувається в два етапи. На першому етапі відбувається збудження носіїв заряду до певного енергетичного рівня, а на другому - їх рекомбінація, що супроводжується випромінюванням квантів світла. В напівпровідниках на другому етапі відбувається рекомбінація нерівноважних надлишкових електронів та дірок з випромінюванням. Цей процес називається *рекомбінаційною люмінесценцією*, а речовина, в якій відбувається люмінесценція - *люмінофором*.

У залежності від способу збудження, що відбувається на першому етапі люмінесценції, розрізняють *три різновиди люмінесценції*:

- фотолюмінесценцію (при збудженні світлом);
- катодолюмінесценцію (при збудженні проникаючими частинками, наприклад, електронами);
- електролюмінесценцію (при збудженні електричним полем), яка в свою чергу поділяється на передпробійну електролюмінесценцію, коли електричне поле без-

посередньо прискорює носії до певного енергетичного рівня, та інжекційну електролюмінесценцію, коли електричне поле викликає інжекцію електронів в р - область, а дірок в n - область прямозмщеного р - n переходу.

Найбільш широке застосування в оптоелектроніці знайшли катодна- та електролюмінесценція для відображення інформації в кінескопах, електроннооптичних перетворювачах, дисплеях, індикаторах тощо (глава 13). А електролюмінесценція стала основним явищем створення джерел когерентного та некогерентного світла, придатних для використання в оптоелектроніці. В цій главі ми зосередимося на висвітленні особливостей використання електролюмінесценції в некогерентних джерелах світла, а її особливостям в когерентних джерелах світла присвячена наступна 7-ма глава.

На другому етапі електролюмінесценції відбуваються випромінювальні переходи збуджених носіїв - *рекомбінаційна люмінесценція*. В джерелах некогерентного світла ці переходи є спонтанними (від лат. *spontaneus* - самочинний, довільний).

Джерела світла характеризуються спектральним складом випромінювання $L(\nu)$, інтенсивністю (L) та її залежністю від параметрів збудження люмінофору ($L(P)$), наприклад струму збудження (I) або потужності (P), ефективністю виходу випромінювання із джерела (η_{om}), квантовою ефективністю (η_{ef}) та коефіцієнтом корисної дії ($\eta_{ККД}$). Спектральний склад випромінювання $L(\nu)$ залежить від параметрів речовини люмінофору та розмаїття переходів, що беруть участь у рекомбінаційній люмінесценції. Вибором речовини люмінофору та його домішкового складу забезпечують узгодженість спектрального складу випромінювання із оптичними властивостями інших елементів оптоелектроніки.

Інтенсивність випромінювання залежить від інтенсивності рекомбінаційної люмінесценції (L_i) та оптичних властивостей джерела, котрі характеризуються ефективністю виходу випромінювання (η_{om}):

$$L = L_i \cdot \eta_{om} \quad (6.1)$$

Інтенсивність внутрішньої рекомбінаційної люмінесценції визначається енергією фотонів, що збуджується в люмінофорі та їх концентрацією:

$$L_i = n_{ph} \cdot h\nu \quad (6.2)$$

де n_{ph} - концентрація фотонів, що виникають внаслідок актів рекомбінаційної люмінесценції, пропорційна концентрації збуджених неосновних носіїв (n):

$$n_{ph} = \eta_i \cdot n \quad (6.3)$$

де η_i називається внутрішньою квантовою ефективністю люмінофору і залежить від його природи та розмаїття домішкових центрів. Механізм збудження носіїв в електролюмінофорі характеризується ефективністю збудження (γ). Він визначає частину концентрацію збуджених носіїв, котрі беруть участь у збудженні фотонів, по відношенню до повної концентрації носіїв (I/e) в електролюмінофорі під час збудження:

$$n = \gamma \cdot (I/e) \quad (6.4)$$

де I - струм збудження джерела світла. Комбінуючи формули (6.1 - 6.4), отримаємо вираз для інтенсивності випромінювання джерела:

$$L = \eta_{om} \cdot \eta_i \cdot \gamma \frac{I}{e} = \eta_{ef} \cdot \frac{I}{e} \cdot h\nu \quad (6.5)$$

де $\eta_{ef} = \eta_{om} \eta_i \gamma$ називається квантовою ефективністю джерела світла. Вона визначає кількість квантів світла, що випромінюються джерелом, котре збуджується одним носієм заряду ($\eta_{ef} = L/h\nu(I/e)$). У ідеальних джерел вона повинна прямувати до 1. Формула (6.5) також вказує на те, що інтенсивність випромінювання лінійно залежить від струму збудження (I). Така залежність дійсно має місце при малих значеннях I , коли η_{ef} не залежить від цього струму, і успішно використовується для вну-

трішньої модуляції інтенсивності світла, що випромінюється електролюмінесцентними джерелами. Квантова ефективність зв'язана з коефіцієнтом корисної дії $\eta_{\text{ККД}}$, який характеризує ефективність перетворення електричної енергії в світлову:

$$\eta_{\text{ККД}} = \frac{L}{I \cdot V} = \eta_{\text{ef}} \frac{h\nu}{eV} \quad (6.6)$$

Формула (6.6) показує, що коефіцієнт корисної дії збільшується при збільшенні квантової ефективності та наближенні енергії збуджених носіїв до енергії квантів, що випромінюються.

Уперше електролюмінесценцію в напівпровідниках спостерігав О.В.Лосєв (1923р), вивчаючи карбід кремнію. Згодом вона була знайдена у більшості напівпровідників і набула широкого практичного застосування для створення джерел світла.

У сучасній оптоелектроніці здебільшого використовують такі джерела світла:

- *електролюмінесцентні комірки для відображення інформації*, в яких використовується передпробійна електролюмінесценція;
- *напівпровідникові світлодіоди - джерела некогерентного світлового випромінювання для систем зв'язку на невеликі відстані, індикації та відображення інформації*, в яких використовується інжекційна електролюмінесценція з спонтанним рекомбінаційним випромінюванням;
- *напівпровідникові інжекційні лазери - джерела когерентного випромінювання, в основному для систем зв'язку для передачі великих масивів інформації на значні відстані, запису та обробки інформації тощо.*

6.2. Електролюмінесцентні комірки

В електролюмінесцентних комірках використовується випромінювання світла, яке виникає під дією здебільшого змінного електричного поля в люмінофорі. В напівпровідниках це явище найбільш яскраво проявляється у сульфіді цинку (ZnS) з домішкою марганцю (Mn). Колір виникаючого випромінювання у випадку люмінофору з ZnS:Mn жовтий з напівшириною лінії випромінювання ≈ 50 нм.

Збудження люмінесценції у цьому випадку, як правило, викликається змінним електричним полем звукових частот з амплітудною напруженістю поля $F \geq 10^6$ в/см. Амплітудне значення напруженості електричного поля визначається із умови:

$$eF\ell \geq E_g \quad (6.7)$$

ℓ - довжина вільного пробігу носіїв, а E_g - ширина забороненої зони напівпровідникового люмінофору. Електричне поле на довжині вільного пробігу носіїв повинно прискорити їх до таких швидкостей, щоб їх кінетична енергія стала більшою за ширину забороненої зони, коли стає можливим ударна іонізація. Цей різновид електролюмінесценції відноситься до передпробійної електролюмінесценції. Її основним механізмом збудження є ударна іонізація прискорених електричним полем електронів або тунельна емісія електронів з пасток люмінофора. Важливою є та обставина, що інжекція носіїв заряду з електродів у люмінофор при цьому відсутня. Конструктивно електролюмінесцентна комірка (рис.6.2)

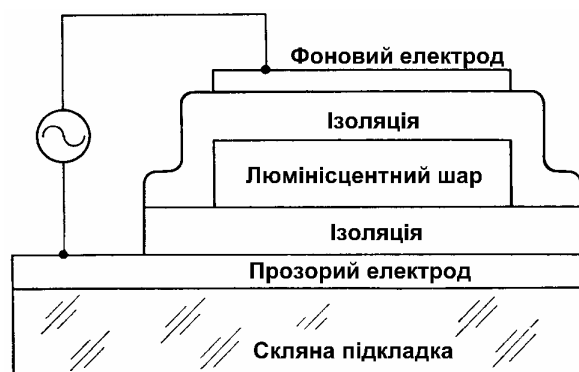


Рис.6.2. Схематичне зображення тонкоплівкової електролюмінесцентної комірки.

має вигляд плоского конденсатора, в діелектричному шарі якого розміщений шар люмінофору товщиною приблизно 0.5-1 $\mu\text{м}$. Один або обидва електроди конденсатора прозорі, для того щоб могло крізь них виходити випромінювання, що генерується в комірці.

Електричне поле з напруженістю достатньою для передпробійної електролюмінесценції створюється змінною напругою від зовнішнього джерела з амплітудою $\geq 100 \text{ В}$. Яскравість випромінювання електролюмінесцентної комірки зростає при збільшенні напруги ($L = L_0 \exp\{-b/V^{1/2}\}$), де V - напруга на електродах комірки, а b - розмірний емпіричний коефіцієнт. Для нормальної електролюмінесцентної комірки потрібно використовувати значні напруги 100 - 200 В, що створює додаткові труднощі при безпосередній модуляції інтенсивності світла, що випромінюється. Це потребує досить складних управляючих пристроїв і обмежує застосування цього явища у пристроях відображення інформації (для порівняння - управляючі напруги світло-випромінюючих діодів становлять $\approx (1.5-4.0 \text{ В})$). Крім того електролюмінесцентні комірки мають малу квантову ефективність $\eta_{\text{ef}} < 1\%$ і дуже малий коефіцієнт корисної дії, тому що через великі напруги на комірці $h\nu/\text{eV} \ll 1$ і згідно формули (6.6) $\eta_{\text{ККД}} = \eta_{\text{ef}} (h\nu/\text{eV}) < 10^{-4}$. Тому такі комірки використовуються здебільшого для відображення інформації (глава 13).

6.3. Світлодіоди

Світловипромінюючі діоди (СВД) або просто світлодіоди (СД) є основними електролюмінесцентними джерелами некогерентного світла. Основною їх функціональною частиною є гомо або гетеро р-п перехід або бар'єр Шотткі. За допомогою електричних полів, що створюються напругою на переході або бар'єрі, збуджуються носії заряду, котрі рекомбінують з випромінюванням світлових квантів. Спонтанна рекомбінаційна люмінесценція біля переходів є джерелом некогерентного випромінювання світла в СВД. Інтенсивність їх випромінювання (L) пропорційна кількості збуджених носіїв ($n^* = \gamma I/e$) та енергії кванта ($h\nu$), що випромінюється:

$$L = \eta_i \eta_{\text{omn}} (\gamma \cdot I/e) \times h\nu \quad (6.8)$$

де I - струм в СВД. Видно, що інтенсивність випромінювання СВД залежить від ефективності збудження (γ), внутрішньої квантової ефективності (η_i) та оптичної ефективності (η_{omn}). При малих струмах збудження (I), коли γ та η_i може не залежать від I , інтенсивність випромінювання лінійно залежить від струму (рис.6.3). Ця властивість СВД успішно використовується для модуляції інтенсивності їх випромінювання. При збільшенні струму спостерігається відхилення від лінійної залежності внаслідок того, що при цьому змінюється внутрішня квантова ефективність. В загальному випадку, як видно із формули (6.8), інтенсивність випромінювання СВД залежить від способу да інтенсивності збудження носіїв та внутрішньої квантової ефективності.

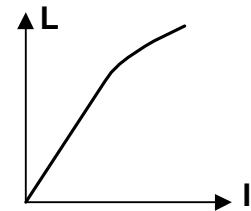


Рис.6.3. Залежність інтенсивності випромінювання СВД від струму.

6.3.1. Збудження носіїв.

Носії заряду в напівпровідниках СВД збуджуються за допомогою двох механізмів збудження:

- лавинного розмноження носіїв (або лавинного пробоя),
- інжекції носіїв заряду.

Лавинне збудження здійснюється електричним полем в *зворотно зміщених* р-п переходах або в контактних бар'єрах Шотткі, коли воно стає достатнім для ударної іонізації тобто задовольняє умові (6.5). Для цього потрібні поля $F \geq 10^6 \text{ В/см}$. В зворотно зміщених р-п переходах ці поля створюються меншими напругами $\sim 30 \text{ В}$, тому що в цьому випадку область основного падіння потенціалу - протяжність просторового заряду на переходах менша, ніж товщина діелектрика в електролюмінесцентній комірці. Ударна іонізація призводить до розмноження електронно-діркових пар. Гарячі носії швидко втрачають свою надлишкову енергію, що полегшує прямі оптичні переходи. З'являється джерело рекомбінаційного випромінювання.

Інжекційний спосіб збудження. Цей спосіб знайшов найбільш широке застосування для збудження носіїв в СВД. В ньому для збудження також використовують р-п перехід. Проте на відміну від попередніх способів він знаходиться при *прямих зміщеннях*. Його р - область здебільшого слабо легована і має великий опір, а n - область сильно легована до виродження і має малий опір. Слабо легована р - область називається базою, а n⁺ - область - емітером. В такому n⁺ - р переході інжекція носіїв заряду здійснюється переважно в одному напрямку, а саме: інжекція електронів йде із емітера в базу (рис.6.4).

Для здійснення інжекції неосновних носіїв потрібні напруги для прямих зміщень переходів сумірні з шириною забороненої зони, тому множник $(h\nu/eV)$ близький до одиниці, що збільшує коефіцієнт корисної дії джерел з інжекційною рекомбінаційною люмінесценцією (формула (6.6)). Тому інжектвані в базу

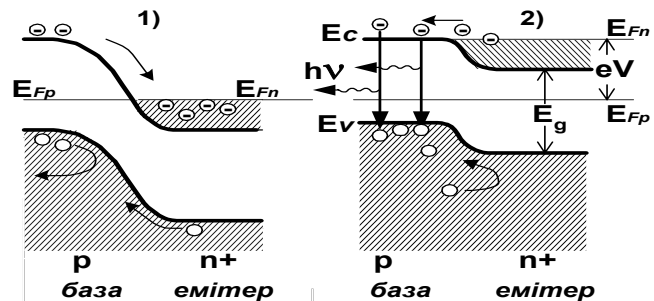


Рис.6.4. Зонна діаграма р-п переходу при $V=0$ (1) та $V \neq 0$ (2).

ефективно, головним чином, дірками, що супроводжується випромінюванням квантів світла з енергією рівною енергії їх рекомбінації. Рекомбінація відбувається в області поблизу від р-п переходу. Ширина цієї області сумірна з подвійною довжиною дифузії інжектваних електронів $(\sim 2L_D = 2(D_{n,p}\tau_{f,np})^{1/2} = 2(\mu_{n,p}(k_B T/e)\tau_{f,np})$. В прямозонних напівпровідниках, у яких дозволені оптичні переходи зона - зона, при рекомбінації випромінюється квант, енергія якого рівна ширині забороненої зони. В непрямоzonних напівпровідниках частина енергії передається у вигляді імпульсу, тому енергія кванта, що випромінюється при рекомбінаційній люмінесценції буде меншою за ширину забороненої зони ($h\nu < E_g$).

Ефективність збудження носіїв визначається кількістю носіїв, які при інжекції дійшли до бази СВД, бо саме ці надлишкові носії беруть участь у люмінесцентній рекомбінації. У випадку n⁺-р переходу корисними для випромінювання є лише ті носії, котрі дійшли до р - області переходу, тобто в генерації квантів світла беруть участь, головним чином, інжектвані електрони, струм яких I_n . Струм інжектваних електронів або "корисний" струм є частиною повного струму крізь перехід I , тому ефективність генерації носіїв або ефективність інжекції визначається відношенням:

$$\gamma = I_n/I \quad (6.9)$$

I - повний струм складається із п'яти компонент: I_n - "корисного" інжекційного струму, I_p - діркової частини струму, $I_{рек}$ - рекомбінаційної без випромінювання частини струму, котра визначається рекомбінацією за участю глибоких центрів, $I_{тун}$ - тунельного струму крізь перехід за участю домішкових центрів і $I_{пов}$ - струму втрат на поверхні р-п переходу.

$$I = I_n + I_p + I_{rek} + I_{тун} + I_{пов} \quad (6.10)$$

Збільшення γ здійснюється неоднорідним легуванням р та n областей р-п переходу, тому що воно зменшує складові I_p і $I_{тун}$, та зменшенням концентрації дефектів структури і глибоких домішкових центрів, тому що при цьому зменшується кількість інжектованих носіїв, котрі рекомбінують без випромінювання тобто зменшується I_{rek} .

6.3.2. Спектральний склад

Спектральний склад випромінювання рекомбінаційної люмінесценції визначається природою люмінофору та розмаїттям його домішкових рівнів. На рис.6.5 схематично зображено три основних групи випромінювальних переходів в твердих тілах, які використовуються при створенні джерел випромінювання:

1. - міжзонні випромінювальні переходи (1, 2, 3),
2. - випромінювальні переходи за участю домішок і дефектів кристалічної структури (4, 5, 6, 7),
3. - випромінювальні переходи за участю "гарячих" електронів (8, 9).

До першої групи випромінювальних переходів (1, 2, 3) відносяться міжзонні рекомбінаційні переходи (1), котрі супроводжуються випромінюванням квантів світла з енергією близькою до ширини забороненої зони напівпровідника ($h\nu \approx E_g$); переходи (2) з більш високих енергетичних рівнів зони провідності на стелю валентної зони; переходи (3) із дна зони провідності на більш глибокі рівні валентної зони. В прямозонних напівпровідникових люмінофорах, в яких мінімум зони провідності і максимум валентної зони знаходяться при однакових значеннях квазіімпульсу (k), збуджений електрон з зони провідності і дірка у валентній зоні швидко втрачають свою надлишкову енергію і рекомбінують з випромінювання при однакових хвильових векторах. Їх спектр має досить різкий край при $h\nu = E_g$ з "хвостом", що тягнеться в бік більших значень $h\nu$ ($L=B(h\nu-E_g)^{1/2}$ де B - стала). В люмінофорі з непрямою забороненою зоною рекомбінаційні переходи здійснюються за участю оптичного фонона з енергією E_p , тому край їх спектру випромінювання зменшується ($h\nu = E_g - E_p$). При збільшенні температури, а також при збільшенні енергії збудження заповнюються стани з більшою енергією в зоні провідності, що розширює високо енергетичний хвіст люмінесценції. Розширення спектру приблизно рівно енергії теплового руху ($\Delta\nu \approx 3k_B T$).

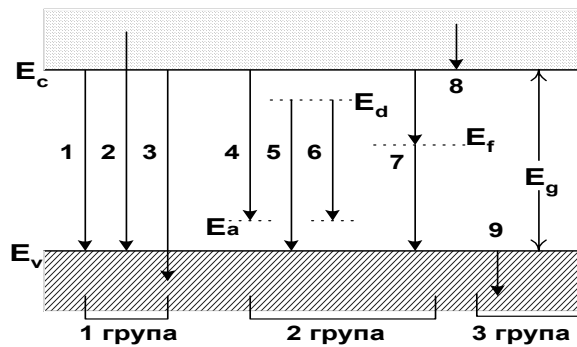


Рис.6.5. Схема основних переходів в напівпровідниках.

До другої групи відносяться переходи (4, 5, 6, 7) за участю домішок і дефектів, наприклад, між дном зони провідності і акцепторним рівнем (4), між донорним рівнем і стелею валентної зони (5), між донорним і акцепторним рівнями (6) та переходи за участю глибоких домішкових центрів (7). Ці процеси досить ймовірні, тому що існує можливість передачі надлишкового імпульсу домішці. До цього типу переходів також можна віднести рекомбінацію зв'язаних екситонів, при якій домішковий центр захоплює електрон і дірку, так що збудження повністю локалізується поблизу центру, після чого відбувається випромінювальна рекомбінація. Енергія квантів, що випромінюються при цих переходах буде меншою за ширину забороненої зони ($h\nu \approx E_g - E_{a,d}$ або $h\nu \approx E_g - E_a - E_d$).

До третьої групи відносяться переходи (8, 9) за участю гарячих електронів. Ці процеси досить ймовірні, тому що при збудженні електронів у зоні провідності вони можуть мати достатню енергію для того, щоб подолати енергію зв'язку з діркою. При рекомбінації таких екситонів випромінювання квантів світла відбувається з меншою енергією, ніж при рекомбінації звільнених носіїв. Енергія квантів, що випромінюються при цих переходах буде меншою за ширину забороненої зони ($h\nu \approx E_g - E_{a,d}$ або $h\nu \approx E_g - E_a - E_d$).

До третьої групи (8, 9) належать внутрішньозонні переходи, які зв'язані з, так званим, гальмівним випромінюванням гарячих електронів в зоні провідності (8) та дірок у валентній зоні (9). Їх спектр неперервний.

6.3.3. Ефективність люмінесценції

Ефективність люмінофору характеризується внутрішньою квантовою ефективністю люмінесценції (η_i). Вона згідно (6.3) визначає кількість квантів світла, котрі генеруються збудженим носієм струму, і визначається відношенням швидкості переходів рекомбінаційної люмінесценції (w_R) до швидкості всіх випромінювальних та безвипромінювальних переходів у люмінофорі ($w = w_R + w_N$):

$$\eta_i = w_R/w = w_R/(w_R + w_N) = (1 + w_N/w_R)^{-1} \quad (6.11)$$

де w_N - швидкість (кількість переходів за одиницю часу) безвипромінюваних переходів у збудженому люмінофорі. Швидкість переходів (їх кількість за одиницю часу) обернено пропорційна середньому часу життя ($w = \tau^{-1}$), тому внутрішню квантову ефективність можна записати через відношення середнього часу життя у випромінювальному (τ_R) та безвипромінювальному (τ_N) станах:

$$\eta_i = \left(1 + \frac{\tau_R}{\tau_N}\right)^{-1} \quad (6.12)$$

Аналіз формул (6.11) та (6.12) показує, що в ефективних електролюмінесцентних джерелах світла, у яких в ідеалі $\eta_i \rightarrow 1$, необхідно забезпечити такі умови, щоб середній час рекомбінації з випромінюванням ($\tau_R = w_R^{-1}$) був значно більшим середнього часу життя ($\tau_N = w_N^{-1}$) без випромінювання, тобто повинна виконуватися умова $\tau_N/\tau_R = w_R/w_N \ll 1$.

Найбільш важливими рекомбінаційними переходами без випромінювання є переходи за участю фононів, глибоких центрів та Оже-переходи. В Оже-переходах двох електронів та дірки. Енергія рекомбінації віддається другому електрону, який при цьому збуджується на високий рівень в зоні, а потім витрачає свою набуту енергію внаслідок каскадного переходу з випромінюванням фотонів низької енергії або фононів. Для переходів із участю домішкових центрів, наприклад, для переходів 4 на рис.6.5, швидкість безвипромінювальних переходів пропорційна концентрації домішкових центрів N_a :

$$w_N = \tau_N^{-1} = B_N \cdot N_a \cdot n \quad (6.13)$$

а для переходів рекомбінаційної люмінесценції:

$$w_R = \tau_R^{-1} = B_R \cdot n \cdot p \quad (6.14)$$

де B_N та B_R - ймовірності безвипромінювальної та випромінювальної рекомбінації, а n та p - концентрації носіїв. Комбінація виразів (6.13), (6.14) та (6.3) дає такий вираз для внутрішньої квантової ефективності:

$$\eta_i = \left(1 + \frac{\tau_R}{\tau_N}\right)^{-1} = \left(1 + \frac{B_N \cdot N_a}{B_R \cdot p}\right)^{-1} \quad (6.14)$$

Аналіз цього виразу показує, що при розробці ефективних люмінесцентних джерела світла, необхідно забезпечити такі умови, щоб час рекомбінації з випромінюванням τ_R був значно меншим часу рекомбінації τ_N без випромінювання ($\tau_R \ll \tau_N$), що залежить від домішкового складу і температури. Структурні дефекти та домішки з концентрацією N_a зменшують час рекомбінації τ_N без випромінювання і тим самим зменшують внутрішню квантову ефективність η_i . Особливо шкідливими є домішки, котрі утворюють глибокі рівні, котрі локалізуються поблизу забороненої зони. До таких домішок належать зокрема атоми міді, золота, кобальту, хрому тощо. Збільшен-

ня температури здебільшого збільшує відношення $\tau_R/\tau_N = B_N N_a / B_{Rp}$, тобто зменшує внутрішню квантову ефективність η_i , хоча іноді спостерігається і збільшення η_i . Зокрема нелінійна залежність інтенсивності випромінювання СВД при великих значеннях струму збудження (I) (рис.6.3) можна пояснити розігрівом люмінофора та сильним збільшення концентрації надлишкових носіїв, що збільшує ймовірність Оже-переходів.

6.3.4. Оптична ефективність

Не всі кванти світла, що генеруються в СВД, можна використати в оптоелектронних приладах, тому що частина їх поглинається в об'ємі СВД або поширюється в протилежний бік по відношенню до вихідного вікна. Вихід випромінювання враховується зовнішньою ефективністю СВД або ефективністю виходу світла η_{out} . Вона у вигляді множника входить у повну ефективність СВД (формула (6.5)). Ефективність виходу світла (або зовнішня ефективність) залежить від призначення СВД, його конструкції та оптичних характеристик системи. Зокрема для збільшення оптичної ефективності η_{out} плоских різновидів конструкцій СВД, зображених на рис.6.6, використовують відбиття випромінювання від підкладок СВД та оптичне узгоджен-

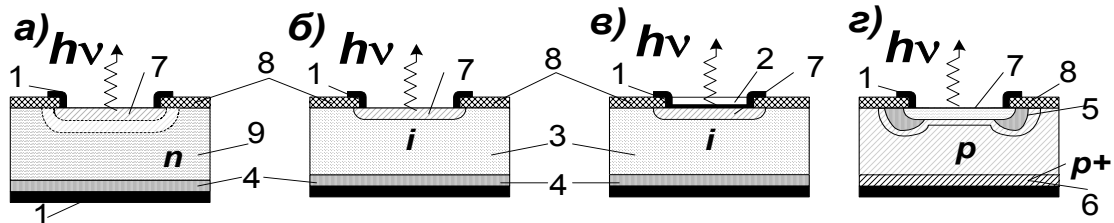


Рис.6.6. Конструкції плоских СВД: а) - p-n, б) - p-i-n, в) – з бар'єром Шотткі, г) - лавинний. 1 - металевий електрод, 2 - напівпрозорий Al шар, 3 - i-шар напівпровідника, 4 - n+ - область, 5 - n+ - охоронні кільця, 6 - p+ - шар, 7 - p - шар, 8 - SiO₂, 9 - n - шар.

ня вихідного вікна СВД та світловоду (просвітлення). Пропускання границі розділу вікна СВД та світловоду з показниками заломлення їх середовищ n_1 та n_2 відповідно становить:

$$T = (1 - R) \cdot e^{-\alpha r} = \left(1 - \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \right) \cdot e^{-\alpha r} \quad (6.15)$$

експонента $\exp[-\alpha r]$ описує поглинання світла в об'ємі СВД. Зокрема крім плоских СВД, зображених на рис.6.6, використовують фокусуючі напівпровідникові сферичні, параболічні або іншої форми СВД (рис.6.7). Сферичні та параболічні СВД здебільшого використовують в оптичних лініях зв'язку, а плоскі в інтегральній оптиці. Вони використовуються або для фокусування випромінювання (рис.6.7а), або для того, щоб направити випромінювання нормально до поверхні вікна (рис.6.7б), що зменшує втрати. В залежності від призначення СВД їх випромінювання виводять або в напрямку перпендикулярному до p-n переходу (рис.6.6) або паралельному до нього (рис.6.12). Ці СВД стали основою конструювання інтенсивних джерел когерентного світла лазерів, властивості яких розглядаються в наступній 7 главі.

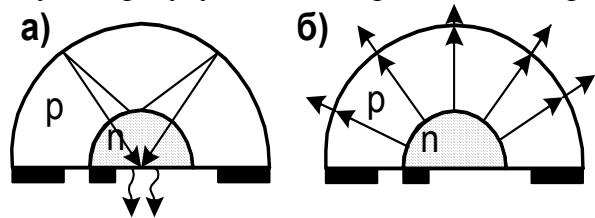


Рис.6.7. Напісферичний СВД.

6.5. Матеріали для СВД

Світловипромінюючі діоди випромінюють світло з малою шириною смуги $\Delta\lambda$, так що розрізняють сині, зелені, червоні, інфрачервоні СВД. Довжина хвилі λ визначається зонною структурою напівпровідника, що використовується. Її можна оцінити за формулою

$$h\nu = h(c/\lambda) = E_g - E_j$$

$$\lambda[\text{мкм}] = 1,2389[\text{мкм} \times \text{eV}] / (E_g - E_j) \quad (6.16)$$

Ширина смуги $\Delta\lambda$ залежить від енергетичного розподілу інжектованих електронів в зоні провідності, котрі беруть участь в процесах рекомбінаційної люмінесценції. Якщо вважати, що енергетичний розкид електронів за порядком величини становить $3kT$, то спектральна смуга $\Delta\nu$ визначатиметься таким співвідношенням

$$\Delta\nu \approx 3k_B T \quad (6.17)$$

Оцінка показує, що для $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$ та $T = 300 \text{ K}$ відносна ширини смуги $\Delta\lambda/\lambda$ стано-

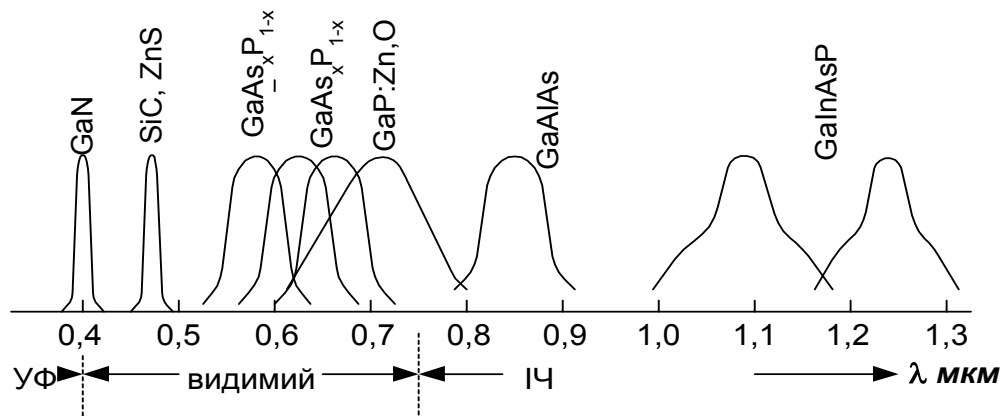


Рис.6.8. Схема спектрів випромінювання різних СВД.

вить біля 4% і СВД випромінює досить монохроматичне світло. Таким чином, для того щоб перекрити всю область спектру від інфрачервоної до ультрафіолетової області, потрібно використовувати широкий набір різних напівпровідників з різними забороненими зонами. Деякі з напівпровідників та напівпровідникових сполук та їх твердих розчинів наведені на рис.6.8, серед яких є прямозонні та непрямозонні напівпровідники.

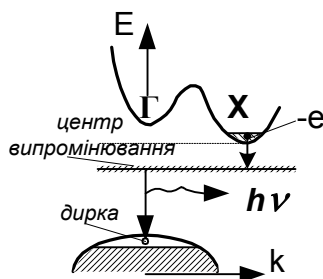


Рис.6.10. Зонна діаграма непрямозонного напівпровідника з домішками.

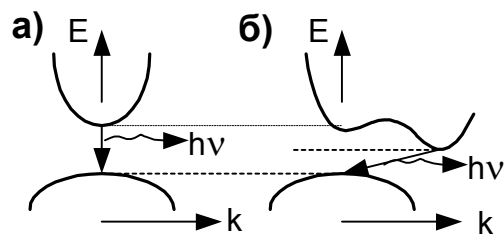


Рис.6.9. Зонна діаграма прямозонного а) та непрямозонного б) напівпровідників.

В прямозонних напівпровідниках мінімум зони провідності знаходиться при тому самому значенні квазіімпульсу, що і максимум валентної зони (рис.6.9.а). В них при рекомбінаційній люмінесценції відбувається вертикальний перехід збудженого (інжектованого) електрона із збереженням квазіімпульсу. Такі переходи мають високу ймовірність рекомбінаційної люмінесценції. Прикладом прямозонних напівпровідників є

GaAs, InAs, тверді розчини $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ при $x < 0,4$, $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ при $x < 0,35$ тощо. За допомогою цих матеріалів вдається створювати СВД, що працюють в широкій області спектру. Проте для освоєння інших спектральних областей зокрема більш короткими довжинами хвиль необхідно вибирати напівпровідники з більшою шириною забороненої зони, наприклад, GaP, SiC тощо, котрі є непрямозонними. В непрямозонних напівпровідниках переходи відбуваються із зміною квазіімпульсу (рис.6.7.б). Ймовірність таких переходів менша ймовірності прямих переходів. Для керування довжиною хвилі, що випромінюється, та збільшення ймовірності переходів рекомбінаційної люмінесценції в непрямозонні напівпровідники вводять домішки, котрі можуть заміщати атоми основної сполуки і створювати нейтральні домішкові центри. Такі домішки називаються ізоелектронними домішками. Типовою ізоелектронною домішкою, наприклад, для GaP є атоми азоту. Атоми азоту та фосфору відносяться до V групи елементів періодичної системи і мають однакову зовнішню електронні оболонки, проте будова внутрішніх оболонок у них різна. Різна внутрішня структура цих домішкових атомів призводить до того, що в домішкові рівні азоту створюють поблизу зони провідності електронні рівні захоплення. В матеріалі p- типу електрон, що інjektує в базу, захоплюється цим домішковим центром і заряджає його. Заряджені центри захоплюють потім дірку і утворюють екситон. Наступна анігіляція екситону супроводжується випромінювання кванта з енергією $h\nu = E_g - E_{\text{центр}}$. При цьому імпульс передається домішковому центру, біля якого локалізований цей електрон. У електрона, захопленого таким ізоелектронним центром, з'являється широкий набір квазіімпульсів (хвильових чисел \mathbf{k}) навіть біля мінімуму зони провідності (точка Г) (рис.6.8). Тому збільшується ймовірність переходів із домішкових рівнів в валентну зону.

6.5. Світлодіоди на гетеропереходах

Найкращі параметри мають світловипромінюючі діоди (СВД), виготовлені на основі гетеропереходів. Гетеропереходи виникають на границі напівпровідників з різними ширинами заборонених зон. Майже ідеальні гетеропереходи без структурних дефектів та поверхневих станів на переходах утворюються в тих випадках, коли його напівпровідники мають однакові типи кристалічних ґраток, однакові періоди ґраток та коефіцієнти термічного розширення. Найменші зміни параметрів ґратки мають місце в твердих розчинах напівпровідникових сполук GaAlAs та GaAlSb, хоча і інших сполуках зміни параметра ґратки незначні. Гетеропереходи утворені з напівпровідників з одним знаком провідності називаються ізотропними, а з різними знаками провідності - анізотропними гетеропереходами. В СВД використовують анізотропні гетеропереходи. Ширина найбільш різних переходів становить 2 нм.

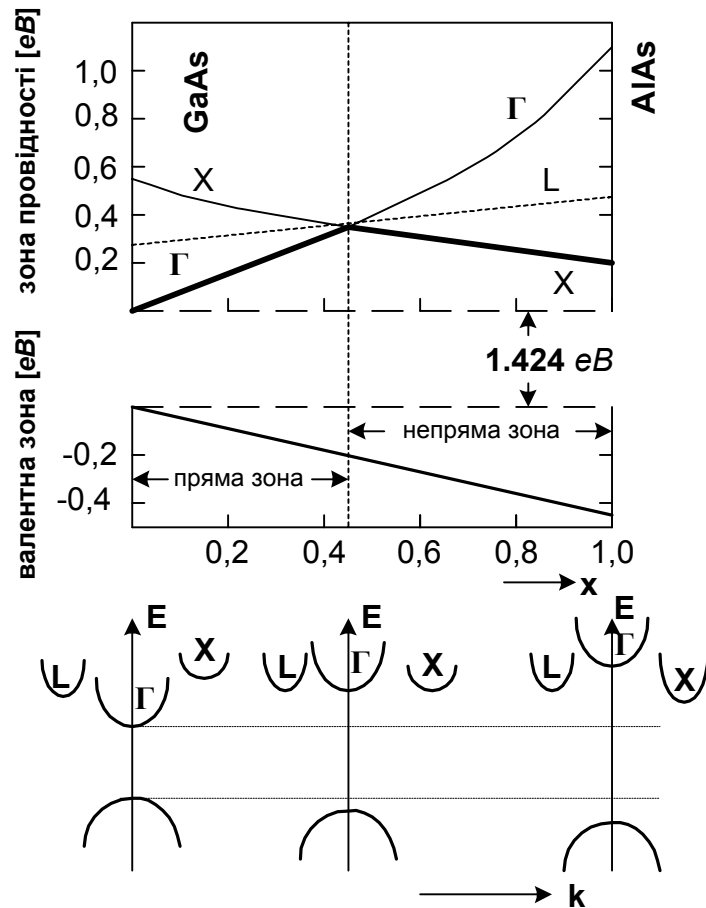


Рис.6.9. Залежність енергетичної структури зонної структури напівпровідникового твердого розчину $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ від його складу x .

Гетеропереходи виготовляють за допомогою таких методів: рідкокристалічної епітаксії, хімічного осадження із газової фази та методом молекулярно-променевої епітаксії, коли епітаксійний шар напівпровідників вирощується на підкладинці осадженням атомів та молекул із потоків, сформованих в надвисокому вакуумі.

Найбільш широко в СВД використовують гетеропереходи із напівпровідникових сполук A_{III}B_V та їх 3-х та 4-х компонентних твердих розчинів. Для оцінки сталості ґратки твердих розчинів використовують лінійну інтерполяцію між параметрами ґраток компонентів, що входять до складу розчину. Це співвідношення називається правилом або формулою Вейгерта. Для сталості ґратки $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ вона має вигляд

$$a_{\text{GaAlAs}} = x \cdot a_{\text{AlAs}} + (1-x) a_{\text{GaAs}} \quad (6.13)$$

де x - молярна доля, a_{AlAs} та a_{GaAs} - параметри ґраток AlAs та GaAs відповідно. В таких розчинах, як $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$, $\text{Ga}_{1-x}\text{P}_x\text{Al}$ зміни параметра ґрат менші десятих долей відсотка, що дозволяє вирощувати відповідні шари практично без внутрішніх напружень. Використання розчинів цих сполук дозволяє перекрити всю область видимого спектра, тому що від складу твердих розчинів залежить ширина їх

забороненої зони. Діаграма залежності ширини забороненої зони від складу твердих розчинів напівпровідникових сполук $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ зображена на рис.6.9. Видно із зміною складу x ширина забороненої зони змінюється від 1,424 до 2,2 eV, що дозволяє перекрити спектральний інтервал від $\lambda = 0,87$ до $\lambda = 0,56$ мкм. Ширина забороненої зони твердих розчинів залежить і у інших напівпровідникових сполук. Для деяких сполук такі залежності наведені в таблиці 6.1.

Таблиця 6.1. Залежність E_g від x для деяких сполук A_{III}B_V в мінімумі

Сполука	Ширина забороненої зони в мінімумі в [eV]
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$	$1,351+3,23x$
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$	$0,360+2,012x+0,698x^2$
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$	$0,172+1,621x+0,698x^2$
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$	$1,351+0,643x+0,786x^2$
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$	$0,36+1,064x$
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$	$0,172+0,139x+0,415x^2$
$\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$	$1,424+1,150x+0,1176x^2$
$\text{GaP}_x\text{Sb}_{1-x}$	$0,726-0,502x+1,2x^2$
$\text{InP}_x\text{As}_{1-x}$	$0,360+0,891x+0,101x^2$
$\text{InP}_x\text{Sb}_{1-x}$	$0,18-0,41x+0,58x^2$

В області гетеропереходів відбувається характерна зміна енергетичної структури. Для визначення розривів зон на гетеропереходах використовують, так зване, правило Андерсона. Його застосування вимагає знання положення енергії зон валентної E_v та провідності E_c та електронних спорідненостей (зовнішніх робіт виходу) χ обох компонентів гетеропереходу. Після визначення цих величин вирівнюють рівні вакууму і будують зонні діаграми, як це показано на рис.6.10. Тоді

$$\Delta E_c \equiv E_{c,1} - E_{c,2} = \chi_1 - \chi_2 \quad (6.14)$$

$$\Delta E_v \equiv E_{v,2} - E_{c,2} - \Delta E_c$$

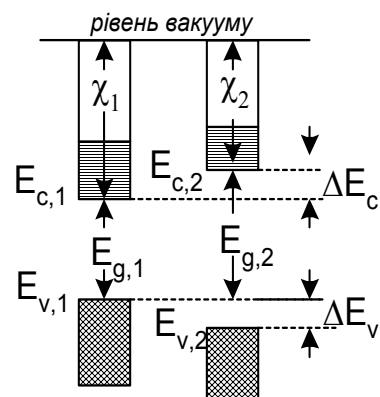


Рис.6.10. Схема застосування правила Андерсона для знаходження розривів зон.

Коли до гетеропереходу прикладається напруга V , то потрібно знати положення рівнів Фермі в кожному із напівпровідників, що входять до складу гетеропереходу, котрі потрібно змістити один рівень Фермі відносно іншого на величину eV.

На рис.6.11 наведено два приклади енергетичних діаграм анізотропних р-п гетеропереходів для одинарної (рис.6.11.а) та подвійної (рис.6.11.б) гетероструктур, що знаходяться в рівноважному стані при нульовій різниці потенціалів на переході. Видно, для обох структур на р-п переходах виникають потенціальні бар'єри для інжекції дірок. При прямому зміщенні буде відбуватись тільки інжекція носіїв одного

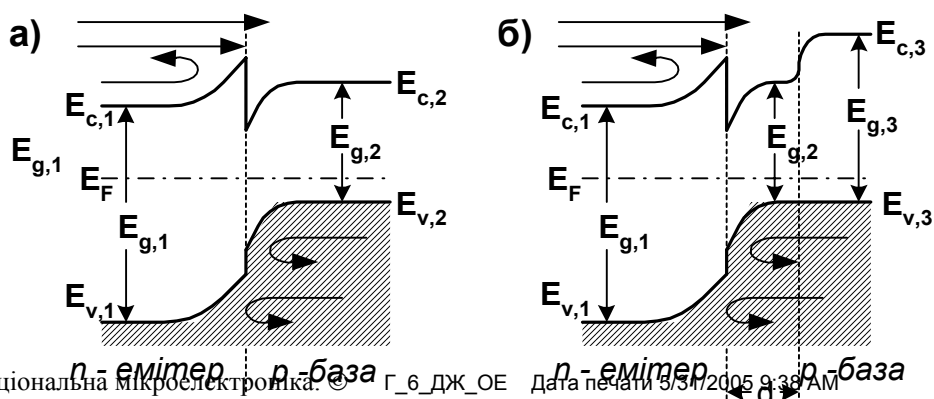


Рис.6.11. Енергетична діаграма одинарної а) та подвійної б) гетероструктури.

знаку - електронів із широкозонного напівпровідника n - типу емітера у вузькозонний напівпровідник p - типу бази. Цей ефект називається *електронним обмеженням*. Електронне обмеження зменшує струм інжекції дірок ($I_p \rightarrow 0$) на переході, що згідно формулі (6.8) збільшує ефективність інжекції ($\gamma \rightarrow 1$).

У випадку подвійної гетероструктури (рис.6.11.б) на другому гетеропереході, створеному в області бази, також виникає потенціальний бар'єр, котрий перешкоджає руху електронів в базі. Виникає подвійне електронне обмеження, завдяки якому електрони, що інжектують в базу, накопичуються поблизу p - n переходу в області шириною d . Надлишок електронів, інжектованих в активну область бази біля переходу, підвищує інтенсивність люмінесцентної рекомбінації. Якщо ширина області обмеження d менша довжини дифузії електронів в базі L_{Dn} , то внутрішня ефективність гетероструктури зменшується приблизно в L_{Dn}/d разів. Таким чином, електронне обмеження, яке можна створити на гетеропереходах, збільшує ефективність інжекції γ та ефективну внутрішню квантову ефективність СВД на гетеропереходах. На відміну від звичайних гомопереходів, де γ залежить від ступені легування напівпровідників, збільшення ефективної внутрішньої ефективності СВД на гетеропереходах не залежить від ступені легування емітерної та базової областей.

Гетеропереходи дозволяють також збільшити ефективність виходу світла $\eta_{\text{опр}}$. Дійсно світло, що генерується в активній частині гетеропереходу, може без міжзонного поглинання виходити крізь емітерну область СВД, тому що у вузькозонній області генерується світло з довжиною хвилі меншою за короткохвильову границю спектра поглинання широкозонної емітерної частини СВД

$$(\lambda_p [\text{мкм}] = 1,2389/E_{g,p} [\text{eV}] > \lambda_n [\text{мкм}] = 1,2389/E_{g,n} [\text{eV}])$$

Якісні гетеропереходи вдається виготовляти за допомогою прямозонних напівпровідникових сполук, наприклад, GaAs та їх твердих розчинів. В прямозонних напівпровідниках відбуваються вертикальні рекомбінаційні переходи збуджених електронів із збереженням квазіімпульсу. Такі переходи мають більшу ймовірність рекомбінаційної люмінесценції по відношенню до непрямих переходів. Ця обставина також дозволяє підвищити характеристики СВД на гетеропереходах. Сучасні інжекційні джерела некогерентного світла (СВД) на подвійних гетеропереходах із $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ мають ефективність $\eta_{\text{еф}}$ до 20% в червоній області спектра і до 30% в інфрачервоному діапазоні.

Коли розміри активних областей СВД стають меншими електронної хвилі де Бройля, на їх властивості починає впливати квантовий розмірний ефект. Енергетичні зони розбиваються на розмірні підзони та змінюється густина станів, що призводить до зміни електронних та оптичних властивостей напівпровідників (див. 7-му главу, де ці ефекти розглядаються в зв'язку з особливостями роботи лазерів). Квантові розмірні ефекти зменшують спектральну смугу випромінювання СВД та зміщують максимум смуги у відповідності до змін в енергетичній структурі низькорозмірних напівпровідників.

Сучасні інжекційні джерела мають $\eta_{\Sigma} \sim 10\%$. Для їх виготовлення використовують сполуки типу $A_{III}B_V$ та їхні тверді розчини (GaAs, GaP, InAs, $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ тощо (табл.6.2)). Спектральний діапазон визначається природою домішок в напівпровіднику, з якого виготовляють СВД.

Світлодіоди виготовляються різних типів. Конструкції деяких швидкодіючих фотодіодів і фотодіодів, виготовлених на основі напівпровідникових сполук $A_{III}B_V$, зображені на рис 6.4 і 6.12.

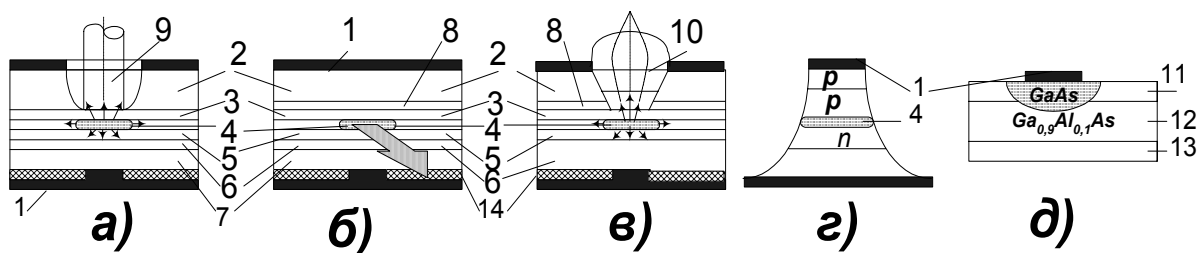


Рис.6.12. СВД з $A_{III}B_V$: а) - поверхневий для з'єднання з світловолоком, б) - торцевий, в) - поверхневий з лінзою, г) - мезафотодіод, д) - для інтегрально-оптичного світловоду. 1 - електрод, 2 - підкладка n-GaAs, 3 - шар оптичного обмеження n-GaAsAl, 4 - шар електронного обмеження p-GaAsAl, 5 - активний шар, 6 - шар електронного обмеження p-GaAsAl, 7 - шар оптичного обмеження p-GaAs, 8 - р+-GaAs, 9 - вікно для світловолока, 10 - лінза, 11 - хвилевід $Ga_{0,7}AsAl_{0,3}$, 12 - ізолятор $Ga_{0,9}AsAl_{0,1}$, 13 - підкладка, 14 - SiO_2 .

Промисловість виготовляє такі типи джерел світла:

- напівпровідникових світлодіодів вузького спектрального інтервалу ($\Delta\lambda \sim 0.005$ мкм) з різними значеннями λ від ІЧ до УФ діапазонів, які сприймаються через малу величину $\Delta\lambda$ як одноколірні (див табл.6.2);

Таблиця 6.1. Типи світлодіодів

Колір	Матеріал	Підкладка	Пікова λ , нм	ККД лм/Вт
Червоний	GaP:Zn,O	GaP	700	0,2÷0,4
Червоний	$Ga_{0,65}Al_{0,35}As$	GaAs	665	0,4÷0,7
Червоний	$GaAs_{0,6}P_{0,65}:P$	GaAs	650	0,15
Жовтогарячий	$GaAs_{0,35}P_{0,65}:N$	GaP	630	0,4
Жовтий	$GaAs_{0,16}P_{0,85}:N$	GaP	590	0,66
Жовтий	GaP:	GaP	590	0,45
Зелений	GaP	GaP	565	0,7
Голубий	GaN (МДН - структура)		490	$1,3 \cdot 10^{-3}$
Голубий	SiC	SiC	480	$1,4 \cdot 10^{-6}$
Голубий	ZnS (МДН - структура)	ZnS	456	$2,5 \cdot 10^{-2}$

- однострокові матриці світлодіодів для запису інформації;
- напівпровідникові двовимірні індикатори для візуального відтворення інформації.

6.6. Матриці світлодіодів

Із сукупності інжекційних діодів виготовляють двовимірні матриці СВД у вигляді багатоканальних випромінювачів. Вони застосовуються для візуального відображення інформації. Кожний із СВД елементів матриці починає світитися, коли за допомогою перехресних електродів на них подається напруга прямого зміщення її р- n переходів (рис.6.13). Взаємним впливом окремих СВД можна знехтувати, коли відстань між ними більша довжини світлової хвилі їх випромінювання. Примірна схема комірки матриці СВД зображена на рис.6.14. Міні-

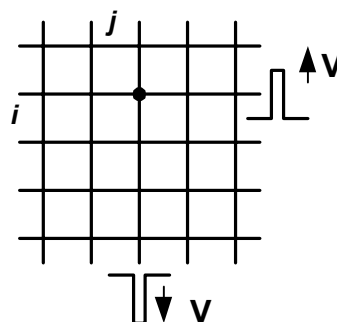


Рис.6.13. Матриця СВД

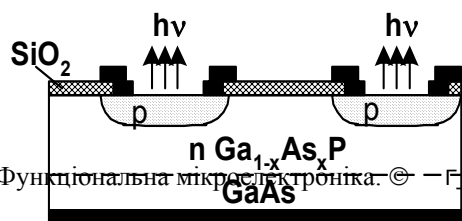


Рис.6.14. Схема комірки матриці СВД.

з з кількістю елементів матриці N простим співвідношенням $n = 2\sqrt{N}$. Промисловість випускає матриці з $N > 10^3$ елементів. Світловий сигнал виникає або при подачі напруги прямого зміщення на всі електроди одночасно, або при подачі її построчно. Для роботи матриці необхідно мати відповідний пристрій управління. Він виготовляється у вигляді інтегральних мікросхем одночасно з матрицею. Разом з системою комутації монолітні матриці є інтегральними схемами. Такі матриці успішно використовуються як індикатори візуальної інформації.

6.7. Внутрішня модуляція

Згідно формулі (6.9) інтенсивність світла, що випромінюється СВД, лінійно залежить від струму інжекції. Це дозволяє досить просто здійснювати внутрішню модуляцію світла від СВД зміною інжекційного струму. Модуляційні характеристики джерел світла описуються модуляційними характеристиками - частотними залежностями модульованої потужності (інтенсивності) світла. На рис.6.15 схематично зображена модуляційна характеристика СВД. Видно, що в широкій смузі частот модуляції, коли $\nu < \nu_c$, спектральна потужність модульованої інтенсивності світла майже не залежить від частоти модуляції. Модуляційна характеристика починає змінюватись, коли частоти модуляції наближаються до характерних частот джерела світла ν_c , котрі визначаються динамікою фізичних процесів, що відбуваються в джерела під час генерації світла. Інтенсивність світла в СВД пропорційна кількості фотонів (n_ϕ), котрі генеруються ($P \sim n_\phi$). Кількість фотонів n_ϕ в СВД визначається рівнянням балансу

$$\frac{dn_\phi}{dt} = -\frac{n_\phi}{\tau_\phi} + N^* \quad (6.15)$$

де τ_ϕ - середній час життя фотонів, а N^* - кількість фотонів, що генеруються інжектованими електронами за одиницю часу

$$N^* = \frac{I_0}{e} \eta \cdot e^{i\omega t} \quad (6.16)$$

Рівняння балансу фотонів записано при умові, коли можна знехтувати вимушеним випромінюванням. Користуючись тим, що $P \sim n_\phi$, та враховуючи рівняння балансу (6.15), можна записати таке рівняння для потужності світла, що генерується

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{P}{\tau_\phi} + \frac{P_0}{\tau_\phi} \cdot e^{i\omega t} \quad (6.17)$$

де P_0 - потужність генерації світла в стаціонарному режимі. Застосовуючи до обох частин (6.17) перетворення Фур'є, знаходимо частотну характеристику потужності світла, що генерується СВД

$$\frac{P(\omega)}{P(0)} = \frac{1}{1 + i\omega\tau_\phi} \quad (6.18)$$

та відповідну модуляційну характеристику СВД

$$\frac{P(\omega)}{P(0)} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2\tau_\phi^2}} \quad (6.19)$$

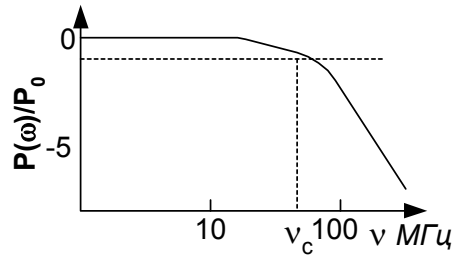


Рис.6.15. Модуляційна характеристика СВД.

Аналіз модуляційної характеристики СВД (6.19) показує, що смуга частот модуляційної характеристики обмежується часом життя фотонів τ_ϕ . Прийнято характеризувати смугу частот модуляції граничною частотою ω_c , при якій

$$\omega_c = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_N} \quad (6.20)$$

де τ_r та τ_N - середні часи життя люмінесцентної та не люмінесцентної рекомбінації. Середній час люмінесцентної рекомбінації залежить від густини струму збудження СВД (J) та концентрації легуючих домішок (N_a) в активному шарі СВД товщиною d . Здебільшого використовують СВД з активним шаром p - типу.¹ В цьому разі

$$\frac{1}{\tau_r} = \beta(N_a + n) = \beta\left(N_a + \frac{J}{ed}\tau_r\right) \quad (6.21)$$

де β - коефіцієнт рекомбінації, N_a - концентрація домішок, а $n = J\tau_r \cdot (ed)^{-1}$ - концентрація інжектованих електронів. За допомогою (6.20) та (6.21) отримаємо вираз для смуги модуляції

$$\omega_c \approx \frac{1}{\tau_r} = \frac{2J}{ed} \cdot \left\{ \sqrt{N_a^2 + 4J/ed\beta} - N_a \right\}^{-1} \quad (6.8)$$

Видно, що гранична частота ω_c (смуга модуляції) збільшується при збільшенні густини струму збудження СВД (J), збільшенні концентрації домішок (N_a) в активному шарі СВД та зменшенні його товщини d . В залежності від цих параметрів гранична частота лежить в межах від 50 до 100 МГц. Слід також пам'ятати, що кожний СВД має паразитні ємності та опори, котрі також можуть обмежувати смугу модуляції.

6.9. Контрольні запитання та задачі

6.1. Які фізичні процеси використовують для створення генераторів некогерентного світла?

6.2. Намалуйте зонну діаграму p^+ - n переходу СВД при нульовому та прямому зміщеннях. Укажіть на ній напрямок струму нерівноважних носіїв при прямому зміщенні й області їх рекомбінації. Оцініть ширину області випромінювання СВД на основі GaAs з $\mu \sim 500 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ та $\tau_f = 10^{-9} \text{ с}$.

6.3. Дайте визначення ефективності світловипромінюючих діодів. Від чого вона залежить?

6.4. Чи впливає температура на ефективність СВД? Знайдіть, як зміниться внутрішня квантова ефективність СВД, у якого $\tau_N < \tau_R$, якщо його температура зменшиться від кімнатної до температури рідкого азоту? ($E_c - E_{F,p} \approx 0,3 \text{ eВ}$).

6.5. Оцініть порогові напруги, необхідні для збудження лавинного розмноження носіїв на p - n переході з концентрацією домішок $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-2}$ та $N_D = 10^{19} \text{ см}^{-2}$.

6.6. В чому сутність подвійного обмеження і як воно впливає на ефективність джерел світла?

6.7. Чим визначається форма СВД?

6.8. Назвіть способи збільшення оптичної ефективності. Чи допомагає використання подвійного обмеження збільшенню оптичної ефективності СВД?

¹ У випадку активного шару n - типу $\tau_r^{-1} = \beta(N_a + n)$.

6.9. Оцініть критичний конус виходу випромінювання та коефіцієнт пропускання світла, що генерується СВД на GaAs. Як зміниться коефіцієнт пропускання світла, якщо воно замість повітряного середовища надходить у світловід з показником заломлення його речовини 1,4. Показник заломлення GaAs для світла з $\lambda = 520$ нм рівний $n_{\text{GaAs}} = 3,65$. Самопоглинанням світла в СВД знехтувати.

Відповідь. $\theta_c = \arcsin(n)^{1/2} \approx 16^\circ$; $T = 1 - R = 1 - \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} = \frac{4n_2}{(1 + n_2)^2} \approx 0,96$; частина

світла, що виходить $L/L_i = T \cdot \sin^2 \theta_c \sim 0,04$.

6.10. Чому використовують прямозонні напівпровідники при конструюванні СВД?

6.11. Для чого використовують ізоелектронні домішки в напівпровідникових сполуках?

6.12. Оцінити, чи можна без напружень вирощувати тверді розчини $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ та $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ на підкладці із GaAs. (Вказівка: скористатись правилом Вейгерта).

6.14. Намалювати енергетичну діаграму розривів зон для системи $\text{In}_{0,55}\text{Ga}_{0,45}\text{As} - \text{InP} - \text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$.

6.15. Знайти зміни спектру випромінювання СВД (λ та $\Delta\lambda$) з подвійною гетероструктурою на основі GaAs, коли потенціальна яма в базовій області СВД зменшиться від 0,2 нм до 10 нм.

6.16. Оцінити при якій концентрації домішок гранична частота модуляції перестане залежати від неї, коли густина струму в СВД 50 мА, а ширина активної області 0,1 мкм.

6.17. Знайдіть зміну смуги модуляції СВД, що працює при густині струму збудження $J = 10 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$, якщо концентрація домішок зміниться від $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Коефіцієнт рекомбінації становить $10^{-10} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

Література

1. Суємадцу Я., Катаока С., Кисино К., Кокубун Я., Судзуки Т., Исио О., Енедзава С. / Основы оптоэлектроники. Пер. с япон. - М.: Мир, 1988. - 288с., ил.
2. Зи.С. / Физика полупроводниковых приборов. Книга 2. Пер. с англ. М.: Мир, 1984, - 456с., ил. (часть V).
3. Берг. А., Дин П. / Светодиоды. Пер. с англ. М.: Мир, 1979, - 686с, ил.
4. Коган Л.М. / Полупроводниковые светоизлучающие диоды. - М.: Энергоиздат, 1983. - 208 с., ил.

Глава 7.5. ДЖЕРЕЛА КОГЕРЕНТНОГО СВІТЛА

7.1. Напівпровідникові лазери

7.1.1. Будова лазерів

Крім інжекційних безпорогових напівпровідникових світло випромінюючих діодів (СВД), котрі генерують некогерентне випромінювання, використовуються *напівпровідникові інжекційні лазери*, які генерують когерентне випромінювання. За своєю будовою вони схожі на СВД і складаються із напівпровідникового діода малого розміру $\sim 250 \times 25 \times 100$ мкм, бокові грані якого утворюють оптичний резонатор (рис.7.1). Лазери збуджуються струмом накачки I , що протікає крізь р-п перехід. Вони відносяться до порогових приладів. При малих струмах накачки (I) рекомбінаційна люмінесценція утворюється спонтанними переходами збуджених в зону провідності електронів на вільні рівні валентної зони. При збільшенні струму накачки зростає кількість інжекттованих електронів та інтенсивність рекомбінаційної люмінесценції L (рис.7.2 при $0 < I < I_c$). Коли струм накачки стає більшим деякої критичної величини ($I < I_c$), вимушені переходи призводять до сильного зростання інтенсивності випромінювання L (рис.7.2.А) і зменшення ширини його спектрального розподілу (рис.7.2.Б). За цих умов лазери генерують монохроматичне когерентне світло в межах спектральної смуги люмінесценції з довжиною $\lambda \geq h\nu/Q$ ($\lambda[\text{мкм}] = 1,2398 \cdot Q^{-1}$), де Q – ширина забороненої зони в eВ.

Схема напівпровідникового гомолазера з оптичним резонатором Фабрі-Перо зображена на рис. 7.1. До його складу, як до складу кожного лазера, входять три елементи, а саме:

- *активне середовище (робоче тіло)* спроможне збуджуватись до стану інверсії населеності², необхідного для підсилення світла за рахунок вимушеного випромінювання частинок, що рекомбінують;
- *система накачки* для переведення активного середовища в стан інверсної населеності,
- *оптичний резонатор*, що забезпечує відбір резонансних мод, позитивний зворотний зв'язок та вивід світла із тіла лазера і перетворює підсилювач світла в гене-

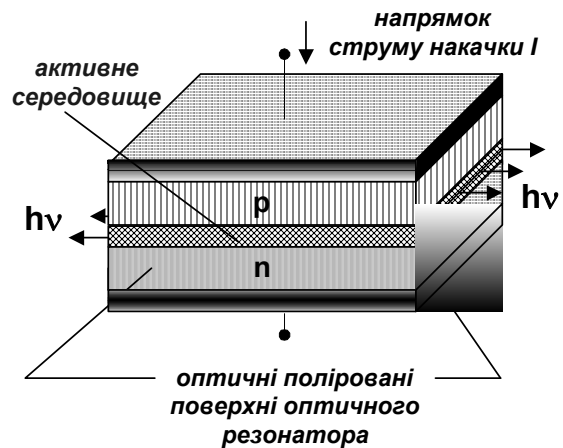


Рис. 6.1. Схема будови напівпровідникового лазера на гомопереході¹ з оптичним резонатором Фабрі-Перо.

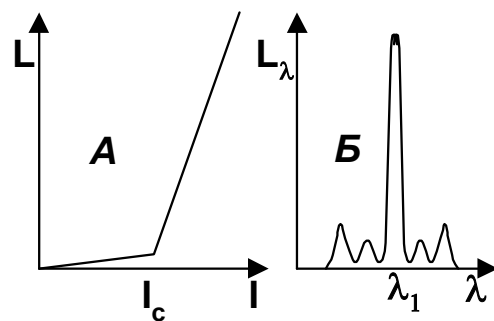


Рис.7.2. Залежність потужності 1) і спектрального розподілу 2) випромінювання інжекційного лазера на р-п гомопереході від густини струму накачки.

¹ Гомопереходи (від грецького δμυζ (гомо) – однаковий, рівний) виникають на границі між напівпровідниками з різним типом провідності (р або n) але з однаковими забороненими зонами $Q_n = Q_p$.

² Інверсія населеності (від лат. inversio - перевертання, перестановка) - нерівноважний стан речовини, в якому для частинок, що входять до її складу, виконується нерівність $n_2 g_2 > n_1 g_1$, n_1 і n_2 - населеності верхнього і нижнього рівнів, g_1 і g_2 - кратності їх рівнів.

ратор. Резонансні моди синфазно складаються між собою, утворюючи направлений когерентний світловий потік. Якщо активне середовище лазера збуджене до стану інверсної населеності, то такий світловий промінь підсилюється за рахунок вимушеного випромінювання. Коли підсилення компенсує втрати підсилювач перетворюється в генератор світла.

7.1.2. Активне середовище

Активним середовищем напівпровідникових лазерів правлять вузькі смужки зворотно зміщених p^+ - n переходів, в околі яких створюється інверсія населеності, тобто з'являються надлишкові електрони і дірки. При зіткненнях вони рекомбінують з випромінюванням фотонів з енергіями квантів $|F'_n - F'_p| \leq h\nu \leq |E_c - E_v|$. Це явище називається *рекомбінаційною люмінесценцією*. Потік фотонів рекомбінаційної люмінесценції в активному середовищі з сильною інверсією населеності індукує вимушені міжзонні рекомбінаційні переходи, що збільшує кількість фотонів рекомбінаційної люмінесценції. При інверсній населеності більшої за критичну вони змінюють знак інкременту інтенсивності³ цього потоку і стає можливим підсилення світла рекомбінаційної люмінесценції.

Здебільшого в напівпровідникових лазерах використовуються прямозонні напівпровідники типу $A_{III}B_V$. Їх надлишкові носії обох знаків швидко термалізуються, набувають однаковий квазіімпульс \mathbf{k} і збираються у відповідних екстремумах своїх зон, як це видно на рис.7.3, і знаходяться в них на протязі середнього часу життя $t_{f,n,p}$. Рекомбінаційна люмінесценція відбувається при *прямих міжзонних* вертикальних *переходах*. Надлишкові електрони із зони провідності переходять без зміни квазіімпульсу ($\mathbf{k}=\text{const}$) на незаповнені діркові рівні валентної зони. Ці міжзонні переходи показано на рис.7.3

вертикальними стрілками. Вони виявляються найбільш ймовірними переходами з високим квантовим виходом рекомбінаційного випромінювання $\eta_{\text{еф}} = \eta_{\text{іг}}$, тому що електронам і діркам не має потреби передавати при прямих рекомбінаційних переходах частину квазіімпульсу іншим частинкам.⁴

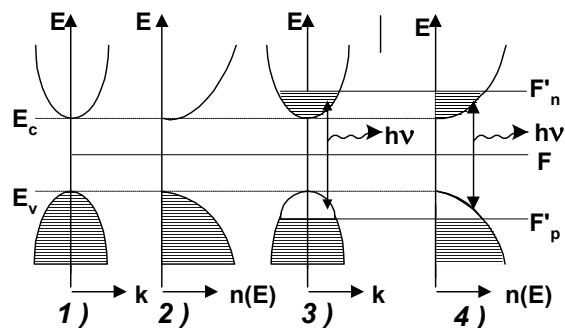


Рис.7.3. Енергетичні діаграми (1,2) і залежності густини станів (3,4) прямозонних напівпровідників для двох станів: 1,2 - рівноваги, 3,4 - інверсії; стрілками зображені прямі рекомбінаційні переходи.

7.1.3. Система накачки

Система накачки напівпровідникових лазерів створює інверсію населеності активного середовища за допомогою таких механізмів збудження:

- електричного пробою в сильному полі,
- оптичного збудження,
- інжекції нерівноважних носіїв заряду тощо.

³ Інкремент γ (від лат. incrementum – зріст, збільшення) – величина, що характеризує експоненціальний ріст інтенсивності (або амплітуди) хвилі при розвитку нестійкості в нелінійному середовищі ($A=A_0 \exp\{\gamma t\}$).

⁴ Фотони мають значно менший імпульс, ніж електрони і дірки, тому фотону не можна передати значний імпульс при непрямих переходах, коли $\mathbf{k} \neq 0$.

Здебільшого в напівпровідникових лазерах використовують *інжекцію нерівноважних носіїв заряду в прямо зміщених р-п переходах, коли крізь них перпендикулярно до площини р-п переходу протікає струм*. В залежності від напрямку струму накачки по відношенню до напрямку розповсюджуванні електромагнітної хвилі розрізняють два випадки інжекційних лазерів: з поперечною (рис.7.4.а) та поздовжньою (рис.7.4.б) накачкою. Такі лазери називаються *інжекційними лазерами з попере-*

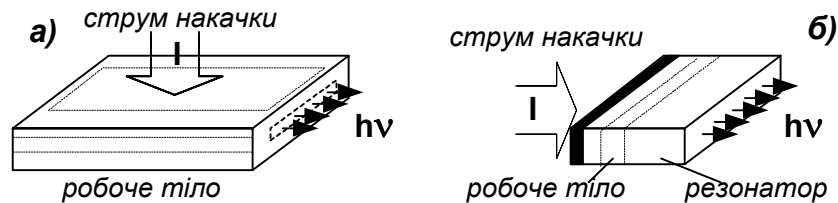


Рис.7.4. Лазери з поперечною (а) та поздовжньою накачкою.

чною або поздовжньою накачкою. Чим більший струм накачки I , тим більший рівень інжекції і більша ступінь інверсії. Тому в таких лазерах за допомогою модуляції струму накачки досить просто здійснюється *модуляція рівня інжекції*, від якої залежить потужність випромінювання лазера.

5.4.4. Оптичний резонатор

Оптичний резонатор є системою, що має дискретний набір власних хвильових мод з певними хвильовими векторами $K_i = 2\pi/\lambda_i$ (певними довжинами хвиль λ_i), амплітуди коливання яких залежать від його параметрів - його добротності. Розрізняють оптичні резонатори з *розподіленими і зосередженими оптичними параметрами*. Вони використовуються для утворення позитивного зворотного зв'язку в напівпровідникових лазерах.

Типовим прикладом оптичного резонатора з зосередженими параметрами є резонатор Фабрі-Перо. Він складається із двох паралельних дзеркал. Інтерференція багаторазового відбивання світлового променя від дзеркал перерозподіляє інтенсивність електромагнітної хвилі і створює когерентні промені з сталою різницею ходу $\Delta = 2n_a L \cos\theta$, де n_a - показник заломлення речовини, що знаходиться між дзеркалами, L - відстань між ними, θ - кут падіння світла на поверхню дзеркал. Оптичний резонатор можна розглядати, як резервуар дискретних власних мод стоячих світлових хвиль з хвильовими векторами, нормальними до поверхні дзеркал. Частотні інтервали між модами залежать від відстані між дзеркалами і фазової швидкості світла $\Delta\nu = c/(n_a 2D)$ (або $\lambda = 2D$).

В напівпровідникових лазерах дзеркалами його резонатора служать бокові спеціально відполіровані або сколоті поверхні напівпровідникового кристалу, перпендикулярні до площині р-п переходу лазера (див. рис.7.1). Резонатор Фабрі-Перо не завжди використовується в лазерах, котрі входять до складу інтегральних оптичних схем, тому що їх дзеркала не вдається виготовляти за технологією виготовлення ІМС. В лазерах, що входять до складу інтегральних оптичних схем, використовуються резонаторами з *розподіленими оптичними параметрами*. В цих резонаторах використовується *брегівська дифракція світла* на дифракційних ґратках з періодом Λ , кратним цілому числу N напівхвиль в активному середовищі з показником заломлення n_a ; $\Lambda = N\lambda_0/2n_a$, де λ_0 - довжина хвилі лазерного випромінювання у вакуумі.

На рис. 7.5 зображені схеми двох різновидів дифракційних бреггівських резонаторів *розділених і суміщених* з активним середовищем лазера. В розділених бреггівських резонаторах бреггівське відбиття відбувається поза межами активного середовища, тоді як в суміщених резонаторах воно відбувається одночасно з підсиленням світла. Резонатори з розподіленим зворотним зв'язком мають високу спектральну селективність і стійкість одномодового режиму генерації до змін температури. Дифракція світла використовується також для виводу світла із лазера, що збільшує його потужність і направленість. Смужки такого середовища є діелектричним світловодом, котрий може з'єднуватись з іншими елементами інтегральних схем.

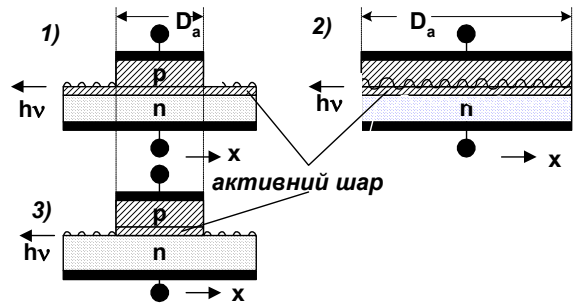


Рис. 7.5. Схема бреггівських резонаторів напівпровідникових лазерів розділених (1,2) і суміщених (3,4) з активним середовищем.

Дифракційні ґратки бреггівських резонаторів виготовляються методом періодичної просторової модуляції домішкового складу, тобто показника заломлення $n(r) = n_0 + \Delta n \cdot \sin(2\pi/\Lambda r)$ або рельєфу поверхні за допомогою технологій, що використовуються при виготовленні ІМС. Саме це визначає широке практичне використання напівпровідникових лазерів з бреггівськими резонаторами, що входять до складу ІМС.

7.2. Пороговий струм накачки

Тепер розглянемо пороговий струм накачки (I_c) лазера з резонатором Фабрі-Перо, дзеркала якого знаходяться на відстані L один від одного і мають однакові коефіцієнти відбивання світла $R_1 = R_2 = R$. Активний шар лазера розташований між дзеркалами резонатора майже вздовж нормалі до їх поверхні. Інжекція носіїв здійснюється в напрямку перпендикулярному до площини р-п переходу (рис.7.5). Для генерації когерентного світла - *лазерного ефекту*⁵ необхідно, щоб його підсилення в активному шарі компенсувало всі можливі втрати, зв'язані з частковим пропусканням і поглинанням світла дзеркалами резонатора, розсіюванням і поглинанням світла в тілі лазера.

Нехай зсередини на одне із дзеркал падає світловий потік з потужністю L_0 , де він відбивається і розповсюджується в зворотному напрямку (рис.7.6). На своєму шляху світло взаємодіє з речовиною і його інтенсивність змінюється. До другого дзеркала за один прохід дійде світло з інтенсивністю $L \neq L_0$. Враховуючи те, що світло в резонаторі розповсюджується, головним чином, вздовж нормалі до поверхні дзеркал, його інтенсивність може бути записана у вигляді

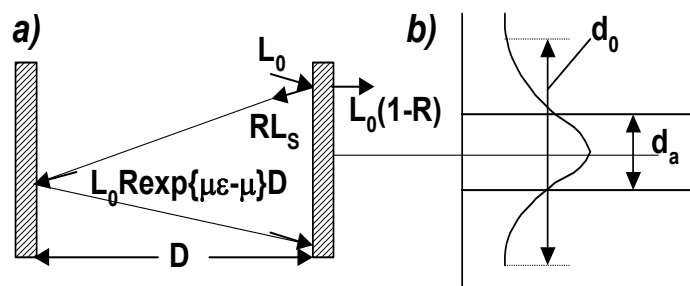


Рис.7.6. Схема одного проходу світлового променя а) і б) поперечний переріз лазера, на якому видно розбіжність розподілу оптичної моди і робочого тіла лазера.

⁵ Іноді лазерний ефект називають *суперлюмінесцентним випромінюванням*.

$$L = L_0 R \cdot \exp\{(\mu_{act}\xi - \mu)D\} \quad (7.1)$$

де μ [см⁻¹] - коефіцієнт оптичних втрат на шляху одиничної довжини, μ_{act} [см⁻¹] - коефіцієнт підсилення світла на одиниці довжини збудженого активного шару, ξ - коефіцієнт утримування (обмежування) світла. Він введений для того, щоб врахувати, що через дифракцію поперечний просторовий розподіл світлової хвилі (резонансної поперечної моди) - її поперечний розмір d_0 в резонаторі більший за товщину активного шару d_a ($d_0 > d_a$) (рис.7.5.b). Це означає, що лише частина фотонів лазерних мод залишиться в межах активного шару, що зменшує коефіцієнт підсилення в ξ разів. Саме ця частина фотонів ξ викличе вимушене випромінювання, яке підсилює світло. Тому добуток $\mu_{act}\xi$ називається *коефіцієнтом підсилення моди резонатора*. Коефіцієнт утримування (обмеження) світла ξ залежить від d_a/d_0 . При $d_a/d_0 < 0,1$ $\xi \sim (d_a/d_0)^m$, де $m < 2$, при $0,1 < d_a/d_0 < 1$ $\xi \sim d_a/d_0$, а при $d_a/d_0 > 1$ залежність насичується і ξ прямує до 1.

На порозі генерації ефективно підсилювання світла повинно перевищувати його втрати, тобто повинна виконуватись умова $L \geq L_0$, або з урахуванням формули (5.10)

$$\mu_{act}\xi \geq \mu + \mu_R \quad (7.2)$$

де $\mu_R = (1/D) \cdot \ln(1/R)$ [см⁻¹] - коефіцієнт втрат на випромінювання крізь дзеркала резонатора⁶. Таким чином, на порозі генерації коефіцієнт підсилення світла активним шаром прямо пропорційний концентрації електронів (дірок) n_e в активному шарі

$$\mu_{act} = \sigma_e(n_e - n_{eg}) \quad (7.3)$$

σ_e - ефективний переріз вимушеного випромінювання, n_{eg} - порогова концентрація носіїв, при якій гаситься міжзонне вимушене поглинання і починається підсилення світла. Ефективний переріз вимушеного випромінювання залежить від природи речовини через коефіцієнт Ейнштейна A , довжини хвилі λ і форми контуру спектральної лінії. Для гаусівської спектральної лінії з довжиною хвилі λ і напівшириною спектрального контуру $\Delta\nu$

$$\sigma_e = \left(\frac{0,939}{\Delta\nu} \right) \frac{\lambda^2 A}{8\pi} = \left(\frac{0,939}{\Delta\nu} \right) \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_{cn}} \quad (7.4)^7$$

де τ_{cn} - середній час життя носіїв в даному стані при спонтанних переходах ($1/\tau_{cn} = A$), λ - довжина хвилі в активному середовищі з показником заломлення активного середовища лазера n_a ($\lambda = c/vn_a$). Підстановка (7.2) і (7.3) в формулу (7.4) дає таку умову появи лазерного ефекту

$$\sigma_e(n_e - n_{eg})\xi = \mu + \mu_R \quad (7.5)$$

де концентрація носіїв на порозі генерації n_{eg} визначається пороговим струмом накачки I_c .

$$n_e = \frac{I_c}{ed_a S \Phi} = \frac{J_c}{ed_a \Phi} \quad (7.6)$$

⁶ Коефіцієнт втрат при відбитті світла μ_R формально вводиться із умови $L_0 R = L_0 \exp\{-\mu_R D\}$, $(1/D) \ln(1/R) = \mu_R$, або через часткову прозорість T , коли $1-T = (1/D) \ln(1/R) = (1/D) \ln\{1/(1-T)\} \cong (T/D)(1-T/2 + T^3/3 + \dots)$. При $R_1 \neq R_2$, $\mu_R = (1/2D) \ln(1/R_1 R_2)$.

⁷ Для контуру Лоренца в формулі (7.4) замість виразу в дужках треба використати вираз $(0,637/\Delta\nu)$, тому що $\sigma_e = \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_{cn}} g_i(\Delta\nu)$, де $g_i(\Delta\nu)$ - ймовірність того, що частота фотона спонтанного випромінювання знаходиться в інтервалі часто $\nu \dots \nu + \Delta\nu$. Для гаусівського контуру $g_i(\Delta\nu) = (0,939/\Delta\nu)$, для контуру Лоренца $g_i(\Delta\nu) = (0,637/\Delta\nu)$.

де $J_c = I_c/S$ - порогова густина струму накачки, S -площа р-п переходу, крізь який відбувається інжекція носіїв, w -ширина смужки активного шару, τ - час генерації носіїв. Комбінуючи (7.5) і (7.6) остаточно отримаємо такий вираз для порогової густини струму накачки

$$J_c = \frac{ed_a\tau}{\sigma_e\xi}(\mu + \mu_R + \xi\mu_{in}) \quad (7.7)$$

де $\mu_{in} = \sigma_e n_{eg}$.

Порогова густина струму накачки є важливою величиною, яка характеризує втрати в лазері. Із формули (7.7) видно, що вона залежить від товщини активного шару d_a . Ця залежність має мінімум, тому що при $d_a/d_0 > 1$ коефіцієнт ξ прямує до 1 і не залежить від d_a , а при $d_a/d_0 < 0,1$ коефіцієнт утримування починає зменшуватись при зменшенні d_a за формулою $\xi \sim (d_a/d_0)^m$. Тому при малих товщинах активного шару порогова густина струму зростає, а при великих - зменшується при зменшенні d_a (рис.7.7).

7.3. Оптична ефективність та коефіцієнт корисної дії

Порогова густина струму впливає на вихідну інтенсивність або потужність генерації світла $P_{вих}$ та коефіцієнт корисної дії η лазера. Позначимо через η_{if} - внутрішню квантову ефективність, котра визначає ефективність генерації фотонів інжектованими електронами, через η_{opt} - оптичну ефективність лазера, котра характеризує частину світлового потоку, що виходить у зовнішнє середовище, через η_{op} оптичну ефективність переходу, крізь яку відбувається інжекція носіїв а через $S = wL$ площу р-п переходу, крізь яку відбувається інжекція носіїв, тоді

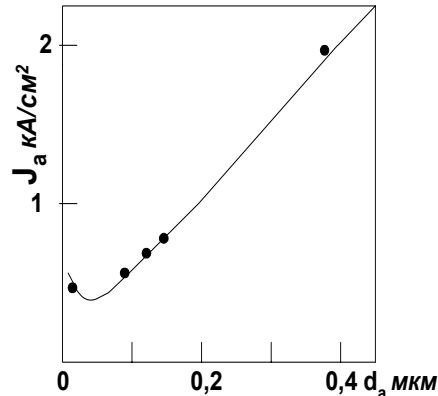


Рис.7.7. Залежність густини порогового струму від товщини активного шару гетеролазера на основі $Al_xGa_{1-x}As$.

$$P_{вих} = h\nu\eta_{if}\eta_{op}\left(\frac{J - J_c}{e}\right)S \quad (7.8)$$

Оптична ефективність η_{op} визначається відношенням корисної потужності світла, що може вийти в зовнішнє середовище, пропорційної $\mu_{act}\xi - \mu$, до повної потужності, пропорційної $\mu_{act}\xi$

$$\eta_{op} = \frac{\mu_{act}\xi - \mu}{\mu_{act}\xi} = \frac{\ln R}{\ln R - \mu D} \quad (7.9)$$

Коефіцієнт корисної дії η визначається відношенням вихідної потужності світлового потоку $P_{вих}$ до повної потужності $P_{пов}$

$$P_{пов} = (J/e)Shv + P_R \quad (7.10)$$

де P_R - потужність, що виділяється за рахунок джоулевого тепла в лазері

$$\eta = \frac{P_{\text{вих}}}{P_{\text{пов}}} = \frac{\eta_{\text{иф}} \eta_{\text{оп}}}{1 + \frac{P_R e}{J Sh \nu}} \left[1 - \frac{J_c}{J} \right] \quad (7.11)$$

Знехтувавши величиною P_R , остаточно отримаємо

$$\eta = \eta_{\text{иф}} \eta_{\text{оп}} \left(1 - \frac{J_c}{J} \right) = \eta_{\text{иф}} \frac{\ln R}{\ln R - \mu D} \left(1 - \frac{J_c}{J} \right) \quad (7.12)$$

В реальних напівпровідникових лазерах, виготовлених із сполук $A_{\text{III}}B_{\text{V}}$, коефіцієнти відбиття вдається отримати приблизно рівними $R \cong 0.3 \dots 0.4$. При $\mu \sim 10 \text{ см}^{-1}$ і довжинах $D < 0,02 \dots 0,05 \text{ см}$ $\mu D < 1$ та $\eta_{\text{оп}} \sim 1$. Тому для збільшення коефіцієнта корисної дії і вихідної потужності потрібно зменшувати критичну густину струму накачки J_c . Зменшення J_c здійснюється за допомогою таких способів:

- електронного обмеження товщини активного шару d_a ,
- оптичного обмеження поперечної протяжності оптичної моди d_0 і
- одночасного електронного і оптичного обмежень,
- зменшенням робочої температури.

7.4. Вплив температури

В процесі роботи лазера відбувається саморозігрів робочого тіла за рахунок втрат потужності на безвипромінювальні процеси електронно-діркової рекомбінації ($IV(1 - \eta_{\text{ф}})$) і джоулевого тепла ($I^2 R$). Підвищення температури активного тіла лазера викликає, в основному два ефекти. По-перше, воно збільшує концентрацію вільних носіїв і розширює їх енергетичний розкид. Ці фактори збільшують коефіцієнт втрат μ і зменшують внутрішню квантову ефективність $\eta_{\text{ф}}$. Згідно формул (7.7) і (7.12) при збільшенні температури активного тіла лазера відбувається збільшення густини порогового струму (J_c) і зменшення коефіцієнта корисної дії лазера η .⁸ Таким чином ефективність інжекційних лазерів, як в імпульсному, так і в неперервному режимах роботи обмежується, головним чином, саморозігрівом їх активних тіл. Тому аналіз теплового режиму роботи лазера, вибір оптимальних теплових режимів роботи а також режим спеціального *примусового охолодження* активного тіла є надзвичайно важливою задачею, яку потрібно розв'язувати при виборі та експлуатації лазерів. Лазерів на широкозонних напівпровідниках (GaAs, GaAlAs), які використовуються для генерації видимого діапазону довжин хвиль, можуть працювати при кімнатних температурах. Лазери на вузькозонних напівпровідниках (PbSe, PbTe) та їх твердих розчинів ($\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$, $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$), які генерують електромагнітні хвилі інфрачервоного діапазону ($\lambda \approx 5 \div 30 \text{ мкм}$), потребують примусового охолодження до температур $T \approx 70 \div 150 \text{ К}$ в залежності від довжини хвилі λ . Чим менша довжина хвилі, тим менша робоча температура лазера.

По-друге, температурне розширення речовини активного тіла лазера є причиною зменшення ширини забороненої зони при збільшенні температури. Цей ефект можна використати для зміни довжини хвилі, що випромінюється напівпровідниковим лазером, якщо використовуються вузькощілинні напівпровідники. Проте підвищувати температуру робочого тіла можна лише в певних межах, тому що при підвищенні температури утворюється сітка дислокацій та утворюються дефекти дзеркал його резонаторів.

⁸ Здебільшого пороговий струм та ефективність експоненціально залежать від температури $J_c = J_0 \exp\{T/\theta\}$ і $\eta_{\text{ф}} = \eta_0 \exp\{-T/\theta\}$, де θ - емпірична стала.

7.5. Електронне та оптичне обмеження

7.5.1. Електронне обмеження

На рис.7.8 зображено три випадки лазерних структур утворених гомо і одно та двобічними гетеропереходами з добре узгодженими ґратками. В гомоструктурі, котра складається із р-п переходу між напівпровідниками з однаковою шириною забороненої зони $Q_n=Q_p$, товщина активного шару гомопереходу визначається дифузійною довжиною носіїв⁹ за порядком величини більшою, ніж 1 мкм. На гетеропереходах, які утворюються напівпровідниками з різними ширинами забороненої зони $Q_n \neq Q_p$, виникають енергетичні бар'єри. В сандвічі із вузькозонного напівпровідника між двома широкозонними напівпровідниками утворюється потенціальна яма для носіїв одного або обох знаків в межах активного шару лазера, як це показано на рис.5.18. Потенціальна яма утримує інжектовані носії обох знаків і створює сприятливі умови для їх локалізації у вузькому активному шарі товщиною d_a . Його товщи-

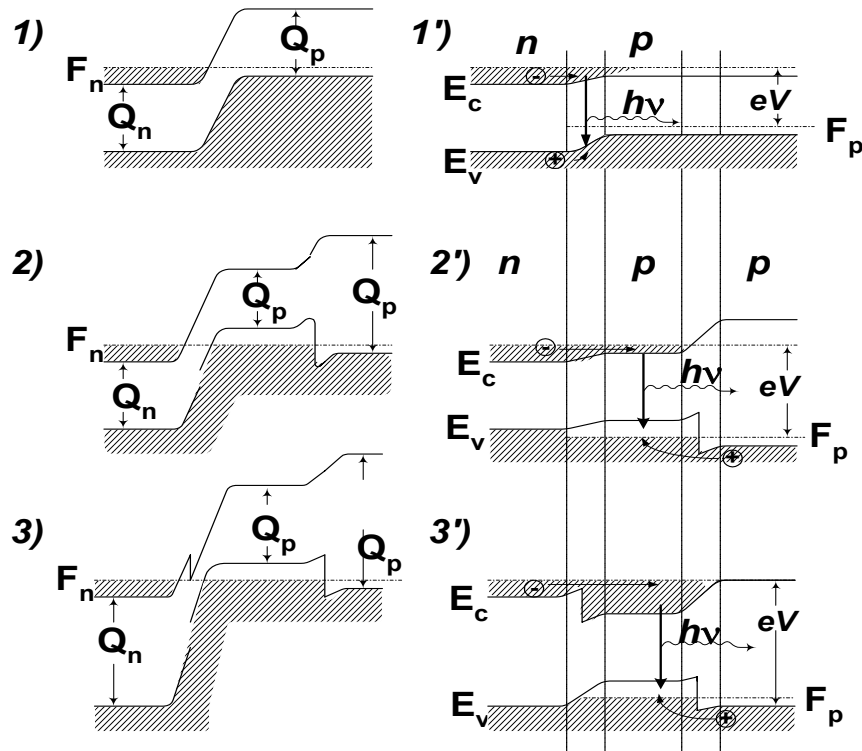


Рис.7.8. Енергетичні діаграми лазерних структур: 1) і 1') - гомоструктура $Q_n = Q_p$; 2) і 2') - гетероструктура з одним гетеропереходом $Q_n = Q_{p1} \neq Q_{p2}$; 3) і 3') - гетероструктура з двома гетеропереходами $Q_n \neq Q_{p1} \neq Q_{p2}$. Не штриховані - $eV=0$, штриховані - $eV \neq 0$.

на визначається технологією виготовлення і може бути меншою, ніж товщина активного шару гомопереходів. Ця обставина полегшує зустріч інжектованих носіїв обох знаків, що збільшує ймовірність рекомбінаційної люмінесценції. Саме в цьому полягає *електронне обмеження*.

⁹ $L_{Dn,p} = \left(\frac{\mu_{n,p} kT}{e} \tau_{n,p} \right)^{1/2}$

Такі структури вдається виготовляти на основі напівпровідникових сполук $A_{III}B_V$ і їх *ізоморфних* (подібних за формою) твердих розчинів, котрі є багатокомпонентною сумішшю, наприклад, $Ga_xIn_{1-x}P_{1-y}As_y$, де x і y - мольні долі сполук Ga і As .

Серед матеріалів слід виділити ізоперіодичні пари, тобто пари кристалів, котрі відрізняються хімічним складом, шириною забороненої зони, показником заломлення і іншими властивостями, але мають майже однаковий або не дуже сильно відмінний період кристалічної ґратки. Молекулярне променеве епітаксійне нарощування ізоперіодичних матеріалів дозволяє також створювати бездефектні багатошарові гетеропереходи. Тонкий активний шар виготовляється із вузькозонного напівпровідника у вигляді сандвічу між двома шарами більш широкозонних напівпровідників, тому що в цьому випадку *потенціальна яма створює електронне обмеження*. На практиці використовуються і більш складні просторові розподіли компонентів в реальних структурах робочих тіл інжекційних лазерів, побудованих на основі ізоморфних напівпровідникових розчинів. Для цього замість трьох шарових структур використовують багатошарові структури ізоморфних напівпровідникових сполук $A_{III}B_V$ і їх *ізоморфних* твердих розчинів.

7.5.2. Оптичне обмеження

Показник заломлення ізоморфних твердих розчинів залежить від мольних долей складових (x), що входять до їх складу. На відміну від ширини забороненої зони напівпровідникових ізоморфних твердих розчинів, котра збільшується при збільшенні молярної долі x , їх показник заломлення (n) при цьому зменшується. Тому вузькозонний матеріал активного шару має і найбільший показник заломлення. На його границях в сандвічі з більш широкозонними ізоморфними напівпровідниковими шарами виникає стрибок показника заломлення $\Delta n = n_a - n_2$, як це показано на рис.7.8 і 7.9. На границях активного шару створюються сприятливі умови для відбивання світла. Світло, що випромінюється, відбивається від границі і концентрується в місцях з більшим показником заломлення, тобто в активному шарі. Виникає *оптичне обмеження*, що зменшує оптичні втрати.

Активний шар має властивості *діелектричного хвилеводу (світловоду)* для оптичного випромінювання. Він утримує потік випромінювання, що розповсюджується вздовж нього і зменшує дифракційні втрати. Для того, щоб в хвилеводі розповсюджувалась лише одна поперечна мода, його поперечний розмір d повинен задовольняти умові

$$d \leq \frac{\lambda}{2\sqrt{(n_a^2 - n_2^2)}} \quad (7.13)$$

де n_a і n_2 - показники заломлення речовини активного шару і емітерів. Для $\lambda = 1,55$ мкм і $n_a = 3,56$ і $n_2 = 3,53$, $d < 1,5$ мкм. Якщо при цьому поперечні розміри хвилеводу будуть наближатись до поперечних розмірів робочого тіла напівпровідникового лазера ($d = d_a$), то коефіцієнт утримання (обмеження) світла ξ збільшується, що, як видно з формули (7.7), зменшує густину критичного струму накачки.

7.5.3. Подвійне обмеження та смужкові лазери

Найкращі умови для роботи лазерів створюються при *подвійному двобічному електронному і оптичному обмеженню*, метою якого є одночасне зменшення d_a і d_0 . Такі системи вдається конструювати за допомогою робочого тіла, виготовленого з більш вузькозонного напівпровідника, який знаходиться між двома напівпровідниками з більш вузькозонного матеріалу. Вузькозонний напівпровідник

має найбільший показник заломлення, тому що він згідно правила Моса ($n^2 \propto E_g^{-1}$)

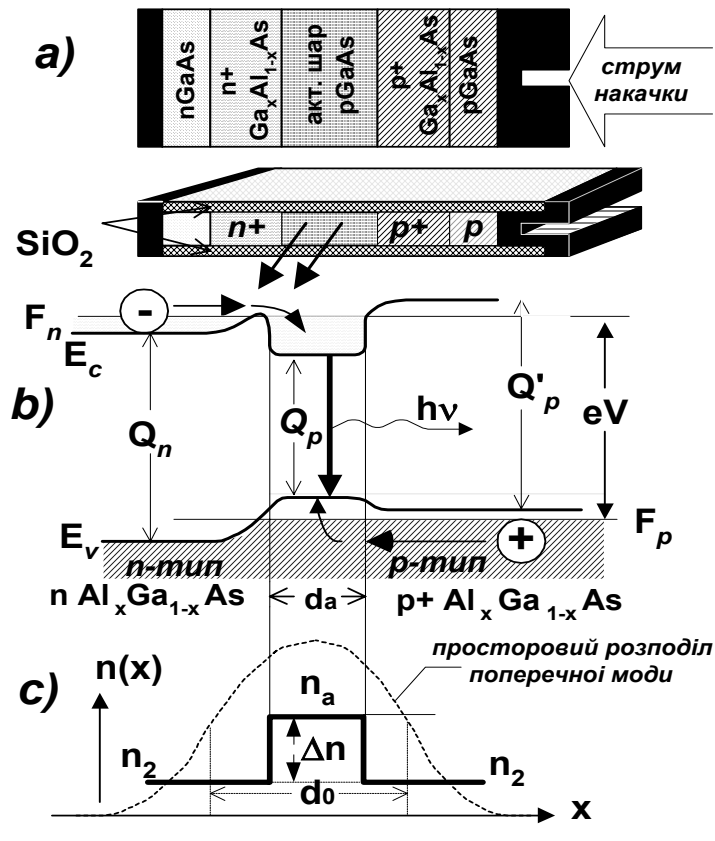


Рис.7.9. Зонна діаграма гетеролазера з двобічним електронним і оптичним обмеженням. $Q_n > Q_p < Q'_p$: а) - поперечний переріз, б) - зонна діаграма, в) - показник заломлення та просторового розподілу основної моди.

майже обернено пропорційний ширині забороненої зони E_g . Приклад такої системи зображений на рис.7.9. Видно, що електронам та діркам при прямих напругах зміщення вигідно накопичуватися в вузькій потенціальній ямі, що утворюється у вузькозонному напівпровідниковому шарі. Ця обставина збільшує ймовірність зустрічі електронів та дірок, що беруть участь в рекомбінаційній люмінесценції, тобто збільшує ймовірність рекомбінаційної люмінесценції та ефективність генерації інжекційного напівпровідникового лазера. Крім того утворюється такий розподіл показника заломлення, котрий дозволяє створити світловід для оптичного випромінювання. Якщо показники заломлення будуть задовольняти умові (7.13), то в межах робочого тіла буде зосереджуватись лише одна поперечна мода. Це збільшить коефіцієнт захоплення ξ та зменшить дифракційні втрати. Таким чином подвійне електронне та оптичне обмеження збільшує ефективність генерації світла інжекційним напівпровідниковим лазером.

Щоб ще більше зосередити випромінювання в вузькій області і покращити умови для генерації вимушеного випромінювання, в гетеролазерах обмежують також і його ширину w . Такі *смушкові лазери* мають менші порогові струми накачки, бо зменшується площа (wxL), крізь яку повинен протікати струм накачки. Смушкові лазери виготовляються різними способами, котрі можна розділити на дві групи:

- з управляючим ефектом підсилення,
- з вмонтованим хвилеводом.

На рис.7.10 схематично зображено поперечні перерізи лазерів для цих двох типів обмеження. В лазерах першої групи з управляючим ефектом підсилення створюються такі умови, щоб необхідне для інжекції електричне поле накачки було локалізовано в смужці шириною w і довжиною L , розташованій в площині паралельній площині р-п переходу (рис.7.10.а). Лише в межах цієї смужки електричне поле накачки створює струм накачки достатній для генерації світла. Таким чином, неоднорідне електричне поле створює *бокове електронне обмеження активного шару*. В цих лазерах виникає багатомодова генерація, котра зменшує часову когерентність його випромінювання. Для отримання одномодового режиму в них використовують додаткові оптичні фільтри.

В лазерах другої групи з вмонтованим хвильоводом в процесі їх виготовлення в тілі лазера створюють тонку смужку активного шару шириною w з вузькозонного напівпровідника, котрий має найбільший показник заломлення. В них має місце *подвійне електронне і оптичне обмеження*, бо ця смужка відрізняється від сусідніх шарів своїм складом і показником заломлення (рис.7.10.б). В цих лазерах здійснюється одномодова генерація когерентного випромінювання з великим часом когерентності.

Бокове обмеження впливає на кути розходження вихідного випромінювання лазера, які визначається процесами дифракції на вихідному отворі лазера

$$\theta_{\perp} \approx \frac{\lambda}{d_a} \quad (7.14)$$

$$\theta_{\parallel} \approx \frac{\lambda}{w}$$

Здебільшого $d < w$, тому $\theta_{\perp} > \theta_{\parallel}$ і перерізу променю має еліптичну форму з $\theta_{\perp} \sim 35...60^\circ$ і $\theta_{\parallel} \sim 10^\circ$. Зменшити шкідливий вплив розбіжності оптичного променю вдається в монолітних оптичних інтегральних схемах, в яких активний шар лазера є частиною хвильоводу схеми. В таких система простіше здійснювати умови оптимального проходження електромагнітної хвилі.

7.6. Внутрішня модуляція

7.7. Властивості інжекційних лазерів

Інжекційні лазери технологічно подібні до інших елементів інтегральної оптики, оптоелектроніки і ІМС, тому вони придатні для використання в інтегральній оптиці і оптоелектроніці, що полегшує процес монолітної інтеграції. Вони мають такі властивості:

- малу інерційність ($\sim 10^{-9}$ с),
- компактність і мініатюрність,
- низьковольтне живлення (1...3 В),
- широкий набір довжин хвиль в межах спектральної смуги рекомбінаційної люмінесценції з довжиною хвилі, яка визначається шириною забороненої зони ($\lambda[\text{мкм}] = 1,2398/Q [eV]$),

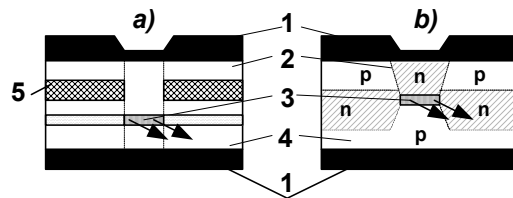


Рис.7.10. Поперечний переріз смужкових напівпровідникових лазерів: а) - з керованим підсиленням, б) - з вмонтованим хвильоводом; 1-електроди, 2 та 4 - емітери, 3 - активний шар, 5 - шар обмеження.

- безпосередню модуляцію через модуляцію струму накачки,
- імпульсний та неперервний режими роботи,
- одномодовий та багатомодовий режими роботи,
- малу напівширину спектральної лінії, в одномодовому режимі менш, ніж 10^{-3} нм, в багатомодовому $\sim 2 \dots 10$ нм,
- значним коефіцієнтом корисної дії $\eta = 30 \dots 40\%$ при $T = 300$ К,
- довговічністю до 10^5 годин,
- можливістю керування довжиною хвилі випромінювання в ІЧ області спектру в лазерах на вузькозонних напівпровідниках,
- схемною і технологічною сумісністю з іншими елементами ІМС.

Типові характеристики деяких лазерів наведено в таблиці 7.1.

Таблиця 7.1. Типові характеристики лазерів

активн. Речовина	λ , мкм	режим роботи	потужність мВт	Кут розбіж- ності град	ККД	застосування
GaAs	0.8...0.9	непер.	5...10	20...40	1...30	запис інфор.
GaAlAs	0.8...0.9	не- пер.(матр иці)	100...500	20...40	10...20	
GaInAs	1.3...1.5	непер.	1...5	20...40	10...20	Збудж. світла. у волокнах
PbS, PbSe, PbTe	4...15	непер. з охолодж.	0.1	1	~ 5	ІЧ спектроскопія великої розділь- ної здатності

На відміну від лазерів на широкозонних напівпровідниках (GaAs, GaAlAs), котрі можуть працювати при кімнатних температурах, лазери на вузькозонних напівпровідниках, таких як PbSe, PbTe та їх твердих розчинів $Pb_{1-x}Sn_xSe$, $Pb_{1-x}Sn_xTe$ потребують охолодження до температур $T \approx 70 \div 150$ К. Ці лазери в залежності від складу твердих розчинів генерують електромагнітні хвилі в діапазоні довжин хвиль ($\lambda = 5 - 30$ мкм). Збільшення довжини хвилі потребує більше охолодження лазера. Хоча потужність випромінювання цих лазерів на вузькозонних напівпровідниках відносно невелика ($P < 1$ мВт), їх спектральна яскравість на $7 \div 9$ порядків величини перевищує спектральну яскравість теплових джерел випромінювання. Ці лазери можуть працювати в одномодовому режимі, забезпечуючи велику роздільну здатність ІК спектроскопії $\Delta\nu \approx 10^{-4}$ $см^{-1}$. Корисною рисою цих лазерів є також і те, що в одномодовому режимі довжина хвилі може керуватись не тільки хімічним складом їх робочого тіла, але й магнітним полем. В багатомодовому режимі довжина хвилі залежить від температури і тому може досить просто керуватись тривалістю імпульсу струму накачки або його амплітудою при сталій тривалості імпульсу накачки.

7.8. Інжекційні лазери з квантовими розмірними шарами

Лазерна генерація на квантових ямах вперше була одержана Дж.П. ван дер Зілом з співробітниками у 1975 р., але одержані параметри цих лазерів значно поступалися середнім параметрам звичайних напівпровідникових лазерів. Виконаний згодом великий об'єм досліджень та технологічних розробок показав, що інжекційні лазери придатні для використання їх в нових поколіннях мікроелектронних приладів. Найбільший прогрес був досягнутий тоді, коли були застосована концепція ПГС лазерів (лазери з подвійними гетероструктурами). Використання квантових ям (КЯ) та надграток (КПНГ) з квантовими ямами (див параграф 7.9) дозволив майже досягнути теоретичної межі одного з найбільш важливих параметрів напівпровідникових лазерів - величини порогового струму накачки. На рис.7.11 показана еволюція порогового струму напівпровідникових лазерів на основі сполук A^3B^5 . Вони працю-

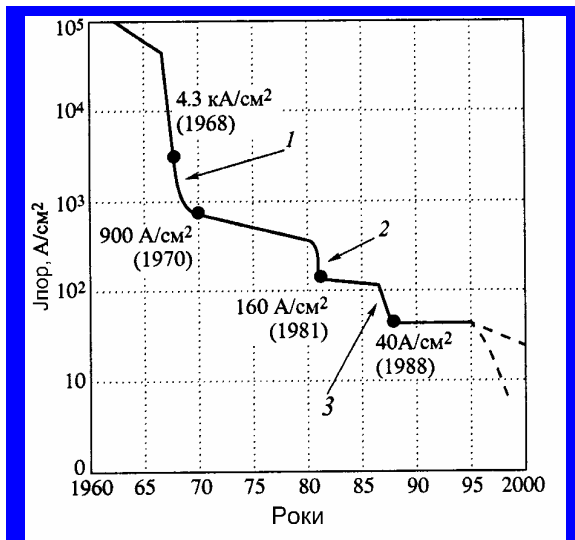


Рис. 7.11. Еволюція порогового струму накачки лазерів. Цифрами позначені його значення і роки різкого зниження у зв'язку з застосуванням: 1 - подвійних гетероструктур, 2 - гетероструктур з КЯ, 3 - гетероструктур з КЯ та надгратками КПНГ

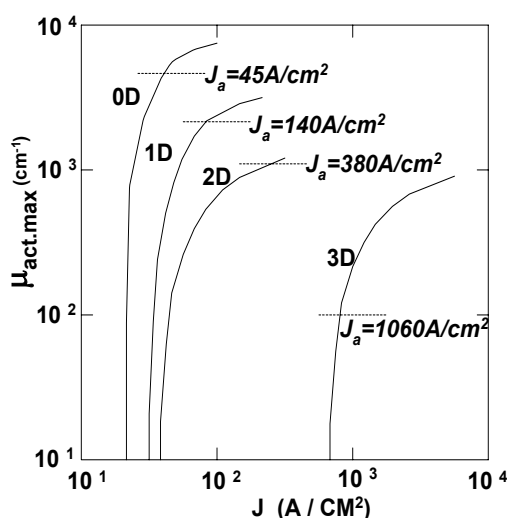


Рис. 7.12. Залежність коефіцієнта підсилення лазерів на гетеропереходах в $GaAs/Ga_{0.8}Al_{0.2}As$ різних розмірів $l \times w \times d_a$ активного шару: 0D - $10 \times 10 \times 10$, 1D - $10 \times 10 \times 150$, 2D - $10 \times 150 \times 150$, 3D - $150 \times 150 \times 150$ нм; $T=300$ К.

ють навіть тоді, коли їх розміри стають су-
мірними з довжиною електронної хвилі де
Бройля (λ_d) і починається вплив квантових
розмірних ефектів. За цих умов одночасно
із зменшенням розмірів лазера збільшується
взаємодія світла з середовищем в пере-
рахунку на один оптичний перехід, зростає
коефіцієнт підсилення світла μ_{act} , зменшу-
ється пороговий струм накачки (рис.7.12) і
виділення тепла. Лазери з такими тонкими
активними шарами називаються *інжекцій-
ними лазерами з квантовими розмірними
шарами*. Вони вважаються найбільш перс-
пективними малопотужним джерелами світ-
ла, що допускають здійснення монолітної
інтеграції і можуть використовуватись в
інтегральній оптоелектроніці.

В квантових розмірних системах
змінюється енергетична структура - зони
розбиваються на розмірні підзони, і зміню-
ється густина станів. Розрізняють три ви-
падки квантових розмірних структур:

- *двовимірний випадок (2D) або випадок квантових ям (Quantum Well)*, коли зразок має вигляд тонких плівок і квантове обмеження відбувається лише в одному

напрямку вздовж однієї із координатних осей, наприклад, осі x ($d_a < \lambda_D$), а вздовж інших осей рух носіїв не обмежений;

- *одновимірний випадок (1D)* або випадок квантових дротів або ниток (Quantum Well Wires), коли зразок має вигляд дроту або тонкої смужки і має місце квантове обмеження в двох напрямків вздовж осей x і y - по товщині $d_a < \lambda_D$ і ширині активного шару $w < \lambda_D$, а вздовж третього напрямку - осі z квантове обмеження відсутнє і рух носіїв не квантований;

- *нульвимірний ефект (0D)* або випадок квантових точок (ящиків) (Quantum Ljtes (Boxes)), коли в зразку має місце квантове обмеження в трьох напрямках $d_a, w, < \lambda_D$.

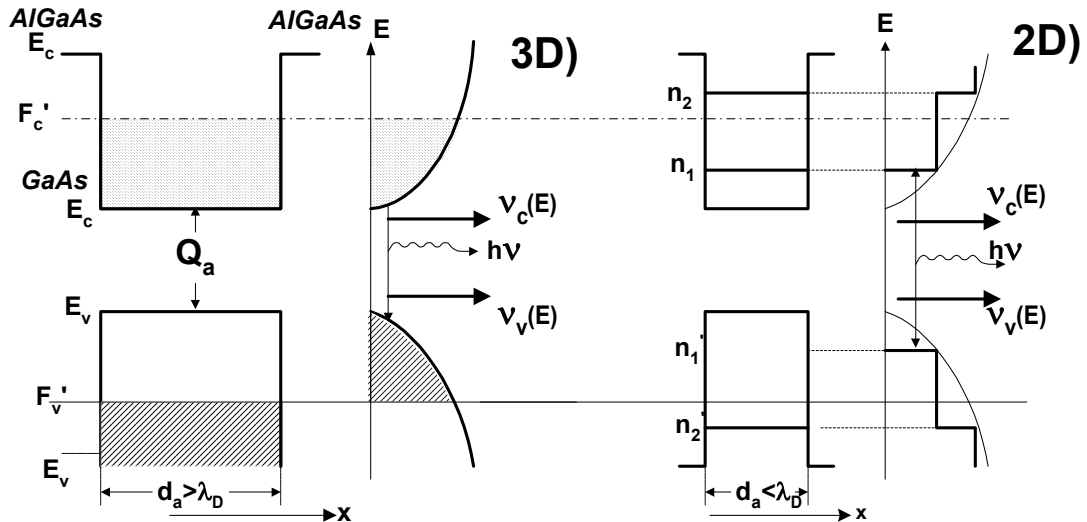


Рис.7.13. Енергетичні діаграми та енергетичні залежності густини станів для 3D і 2D випадків.

Спочатку розглянемо квантові ями (2D). Для спрощення обмежимося розглядом глибокої прямокутної потенціальної ями¹⁰, що утворюється на гетеропереходах між емітерами і активним шаром лазера. На рис.7.13 схематично зображені енергетичні діаграми і залежності густини станів від енергії для (3D) і (2D) випадків. Можна помітити дві особливості, котрими розрізняються ці випадки.

По-перше, енергія квантів рекомбінаційної люмінесценції для 2D випадку буде більша, ніж для 3D випадку

$$\hbar\nu_{3D} = Q_a < \hbar\nu_{2D} = Q_a + E_{n,c} + E_{p,v} \quad (7.15)$$

де $E_{n,c}$ і $E_{p,v}$ енергія країв розмірних підзон, які для прямокутного потенціального бар'єру рівні

$$E_{n,c;p,v} = \frac{\hbar^2}{2d_a^2 m_{c,n;p,v}^*} v^2 \quad (7.16)$$

¹⁰ Глибокою ямою називають таку яму, в якій відстань між двома розмірними підзонами більша, ніж

kT ($\Delta E_{n+1,n} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* d_a^2} n^2 > kT$).

Енергія оптичних переходів в квантових ямах визначається правилами відбору, котрі в цьому випадку визначаються, як і для 3D, хвильовими функціями Блоха і, так званими, огинаючими хвильовими функціями, які повільно змінюються на від-

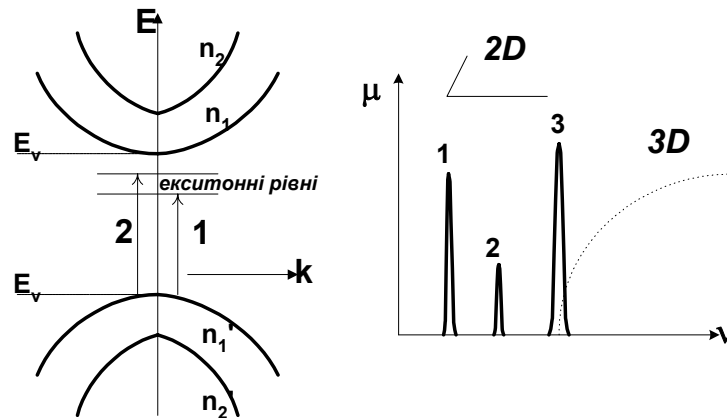


Рис.7.14. Енергетична діаграма і спектр поглинання для 2D, пунктир - для 3D системи.

стані, яка дорівнює ширині квантової ями d . Для нескінченно глибоких квантових ям періодична частина хвильової функції пропорційна $\sin(n\pi z/d)$ для парних чисел $n = 2, 4, 6, \dots$, та $\cos(n'\pi z/d)$ для непарних чисел $n' = 1, 3, 5, \dots$. Тому для оптичних переходів між станами валентної зони і зони провідності до звичайних правил відбору для оптичних дипольних переходів додається правило: $\Delta n = 0$. Тобто, дозволяються також переходи між розмірно квантованими станами (підзонами) з однаковими номерами. У лазерів на квантових ямах з нерівноважно заповненим станом у зоні провідності є тільки найнижчий стан з квантовим числом $n = 1$. Тому спостерігається лише одна вузька смуга випромінювання, тоді як в спектрах поглинання спостерігаються оптичні переходи між підзонами з іншими квантовими числами, наприклад, $n' = 1, 2, 3, \dots$.

Проте в лазерах з квантовими розмірними шарами при не дуже великих струмах накачки з'являються лінії, зсунуті в червону частину спектра. Однією з причин появи зсунутих ліній є зміна енергії двовимірних *екситонів* в системах з квантовим розмірним обмеженням. Коли товщина d_a стає меншою довжини хвилі де Бройля, зростають імпульс ($p_{\perp} \geq \hbar/d_a$) і енергія ($E_{ex} \sim p_{\perp}^2$) поперечного руху носіїв. Коли енергія стає більшою за kT , екситон стає стійким і з'являються екситонні лінії поглинання навіть при кімнатних температурах (рис.7.14).

По-друге, змінюється енергетичний розподіл густини станів з неперервного параболічного для 3D випадку до незалежного від енергії для 2D випадку

$$\left. \begin{aligned} v_{3D,c} &= \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \\ v_{3D,v} &= \frac{4\pi(2m_p^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \end{aligned} \right\} \quad (7.17)$$

$$\left. \begin{aligned} v_{2D,c} &= \frac{4\pi m_n^*}{h^2 d_a} \\ v_{2D,v} &= \frac{4\pi m_p^*}{h^2 d_a} \end{aligned} \right\} \quad (7.18)$$

$$\left. \begin{aligned} v_{1D,c} &= \frac{m_n^*}{\hbar d_a^2} \sqrt{\frac{2m_n^*}{E - E_c}} \\ v_{1D,v} &= \frac{m_n^*}{\hbar d_a^2} \sqrt{\frac{2m_p^*}{E_v - E}} \end{aligned} \right\} \quad (7.19)$$

За допомогою формул (7.18) та (7.19) порівняємо густини станів в цих двох випадках:

$$\frac{v_{2D}}{v_{3D}} = \frac{1}{2^{3/2} d_a} \sqrt{\frac{\hbar}{m_{n,p}^* \Delta v}} \quad (7.20)$$

де $\hbar \Delta v = E_1 - E_2$ - інтервал енергій, що відповідає інтервалу частот резонатора, приблизно рівний напівширині спектральної лінії. Якщо взяти $d_a \sim 10$ нм і $\Delta v \sim 10^{14}$ Гц, то це відношення виявляється більше ніж 100, тобто густина станів на дні розмірної підзони зростає, хоча інтегральна густина станів у всіх дозволених зонах не змінюється.

Зміна енергетичної залежності густини станів при переході від 3D до 2D випадку суттєво змінює енергетичний інтервал розподілу носіїв від широкого¹¹, наприклад, в зоні провідності в інтервалі $E_c < E' < F'_c$ для електронів 3D випадку, до вузького в межах смужки розмірної підзони $E_{c,n} < E' < E_{c,n} + \Delta E_{c,n}$ для 2D випадку. Зменшення ширини енергетичного розподілу інжектованих носіїв для 2D випадку приводить до таких наслідків.

По-перше, зменшення кількості носіїв з високою енергією зменшує швидкість спонтанного випромінювання, тобто зменшує втрати μ , тому що

$$\mu_{3D} = \int_0^\infty \mu_v(v) dv > \mu_{2D} = \mu_{n1} \Delta E \quad (7.21)$$

де ΔE - енергетична ширина першої розмірної підзони. Зменшення μ зменшує порогову густину струму накачки і збільшує коефіцієнт підсилення.

По-друге, в 2D випадку на краях розмірних підзон різко збільшується густина станів і концентрація носіїв, що беруть участь у вимушених переходах. Ця обставина збільшує коефіцієнт підсилення світла¹² і зменшує порогову густину струму накачки з 10^3 А/см² до 100 А/см², а в кращих лазерах на квантових ямах GaAs густина струму накачки сягає навіть 20 А/см².

По-третє, зменшується напівширина спектральної лінії, що випромінюється.

По-четверте, квантові розмірні інжекційні лазери більш стабільні до коливань температури, тому що носії зосереджуються на дні розмірної підзони, якщо потенціальна яма глибока (примітка 10), і потрібна підвищена температура для суттєвої зміни цього розподілу.

¹¹ $n(E') = v_{3Dc}(E') f_c(E')$; $p(E'') = v_{3Dv}(E'') f_v(E'')$; де $f_{c,v}$ - функції Фермі; $f_{c,v} = \{\exp[(E' - F_c)/kT] + 1\}^{-1}$; F'_c і F'_v - квазірівні Фермі.

¹² Коефіцієнт підсилення світла $\mu_{act}(v)$ можна записати в такому вигляді:

$$\mu_v(v) = \int_0^\infty v_-(\epsilon') v_+(\epsilon'') |M(\epsilon', \epsilon'')|^2 [f_c(\epsilon') - f_v(\epsilon'')] d\epsilon', \text{ де } v_c \text{ і } v_v - \text{густини станів а } \epsilon' \text{ і } \epsilon'' - \text{енергії}$$

гії в зоні провідності і валентні зоні, $M(\epsilon', \epsilon'')$ - матричний елемент переходу із стану з енергією ϵ'' в стан з енергією $\epsilon' = \epsilon'' + \hbar v$, $f_c(\epsilon')$ і $f_v(\epsilon'')$ розподіл електронів за енергіями, F'_c і F'_v - "квазірівні Фермі" $f_c(\epsilon') = \{\exp[(\epsilon' - F'_c)/kT] + 1\}^{-1}$ і $f_v(\epsilon'') = \{\exp[(\epsilon'' - F'_v)/kT] + 1\}^{-1}$

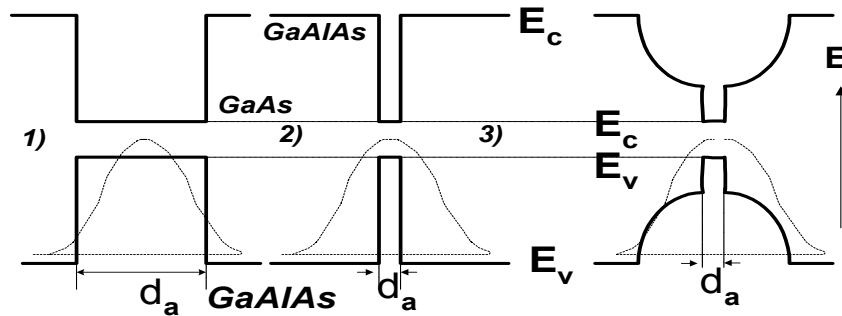


Рис.7.15. Схема випадків електронного і оптичного обмеження: 1) - 3D, $\xi \sim 1$, 2) - 2D, коли $d_a < d_0$, $\xi \sim d_a^2$, 3) - 2D, коли $d_a < d_0$ і має місце складний профіль зміни показника заломлення для оптичного обмеження, $\xi \sim d_a$. Пунктир - просторовий розподіл електричного поля оптичної моди.

Проте зменшення товщини активного шару лазера d_a , зменшує коефіцієнт утримання світла $\xi \sim d_a/d_0$, де d_0 – область локалізації електричного поля електромагнітної хвилі. Зменшення ξ збільшує оптичні втрати і порогову густину струму накачки. Для зменшення негативного впливу цього ефекту активний шар виготовляють з складним профілем розподілу показника заломлення, що дозволяє утворити хвилевід, в якому просторовий розподіл електричного поля основної моди концентрується поблизу від активного шару лазера (рис.7.15).

Перехід до приладів з використанням систем ще меншої розмірності 1Д і 0Д, коли розміри зразка вздовж двох або трьох координатних осей стають меншими, ніж довжина електронної хвилі де Бройля, призводить до подальшого зменшення протяжності енергетичного розподілу густини станів¹³ і концентрації носіїв. Зміна густини станів при переході від 3D до 0D систем ілюструється на рис.7.16. Зменшення протяжності енергетичного розподілу носіїв в розмірних підзонах сприяє появі гострого резонансного збудження вимушених переходів з випромінюванням і зменшення ширини спектральних ліній.

При зменшенні розмірів резонатора спостерігається ще одне явище. Воно полягає в тому, що густина фотонних станів E_{111} , E_{211} , E_{121} , E_{112} в мікрорезонаторах концентрується в межах окремих резонаторних мод (рис.7.16).

¹³ Густина станів в 1D випадку рівна $\nu_{1D} = 2dp/hdE$. Знайдемо тепер відношення густини станів

$$\frac{\nu_{1D}}{\nu_{3D}} = \frac{h^3 \sqrt{2m^*}}{h \sqrt{\Delta E} (w d_a) 4\pi (2m^*)^{3/2} \sqrt{\Delta E}} = \frac{h}{8\pi (w d_a) \Delta E} \cdot \text{Для GaAs } m^*/m_0 = 0,072, w = d_a \sim 10 \text{ нм, } \Delta E = 10^4 \text{ МГц і } \nu_{1D}/\nu_{3D} \sim 10^7.$$

Густина стану фотонів визначається за формулою $\nu_{\text{ф}} = (1/\pi)(dk/d\omega)$, тобто визначатиметься законом дисперсії системи.

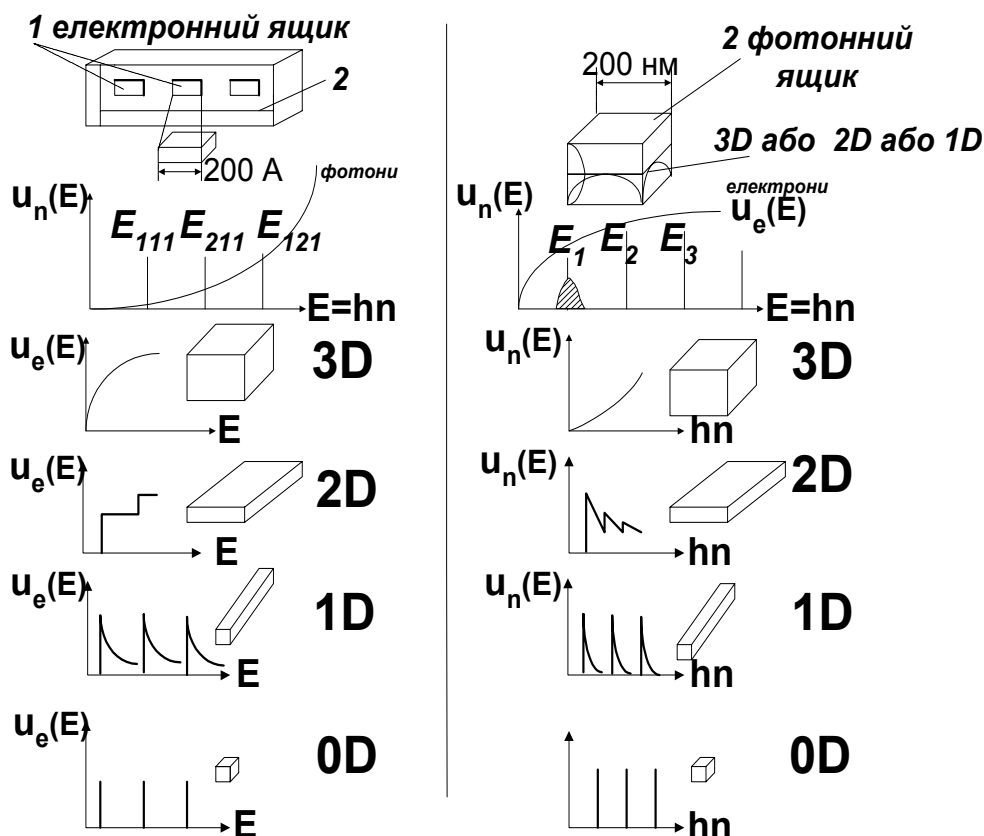


Рис.7.16. Схема, що ілюструє особливості низькорозмірних систем 3D, 2D, 1D і 0D лазера: ліворуч - для електронів, праворуч - для фотонів.

Рекомбінація електронів і дірок може відбуватись при енергіях, для яких зберігається енергія і кількість руху. Коли активний матеріал знаходиться в оптичному резонаторі, де лише одна фотонна мода перекриває спектр рекомбінаційної люмінесценції, то вона може відбуватись лише в цій моді. Спектральний розподіл випромінювання збігається з спектральним розподілом саме цієї моди. Електронно-діркові пари, що не узгоджуються за енергіями з фотонною модою, релаксують без випромінювання фотонів. Це явище іноді називають “ефектом квантування фотонів в мікрорезонаторах”. Воно відбувається в 2D, 1D і 0D структурах, якщо використовувати відповідно планарні, циліндричні і закриті резонатори.

В 3D випадку поглинання світла відбувається на значному інтервалі енергій квантів. В 2D випадку він зменшується і продовжує зменшуватись при подальшому зменшенні розмірностей. А чим менше розмірність, тим точніше потрібно узгоджувати енергетичні інтервали існування фотонів і електронів. В 3D випадку поглинання світла відбувається на значному інтервалі енергій квантів. В 2D випадку він зменшується і продовжує зменшуватись при подальшому зменшенні розмірностей. А чим менше розмірність, тим точніше потрібно узгоджувати енергетичні інтервали існування фотонів і електронів.

Завдяки таким властивостям *лазери з квантовими розмірними шарами, розміри яких ~ 10 нм, мають низькі порогові струми, високу швидкість прямої модуляції, меншу ширину спектральної лінії і знижену температурну залежність порогового струму.* Наприклад, лазери на квантових ямах з вузькощілинних **напівпровідникових IV-VI**, які випромінюють в інфрачервоному діапазоні спектру $\lambda \sim 5-10$ мкм, дозволяють підняти робочу температуру лазерів на 30-80 К порівняно з інжекційними лазерами на р-n-переходах, робочі температури яких $T \approx 80$ К. Саме тому інтенсивно вдосконалюються технології виготовлення таких лазерів. Приклад інжекційного лазера на квантових дротах (1D) зображений на рис.7.17. Квантові дроти виготовляються за допомогою V-подібних рисок з радіусом закруглення ~ 13 нм. Існуюча технологія дозволяє виготовляти багатошарові структури з квантовими дротами. Бокове оптичне обмеження здійснюється за допомогою імплантації іонів водню. В таких структурах вдається отримувати порогові струми 1 мА при довжині резонатора 135 мкм. Лазери з багатьма дротами з квантовими розмірними шарами здатні збільшувати також і оптичне обмеження. Ця властивість була використана при створенні багатошарових лазерів з надгратками.

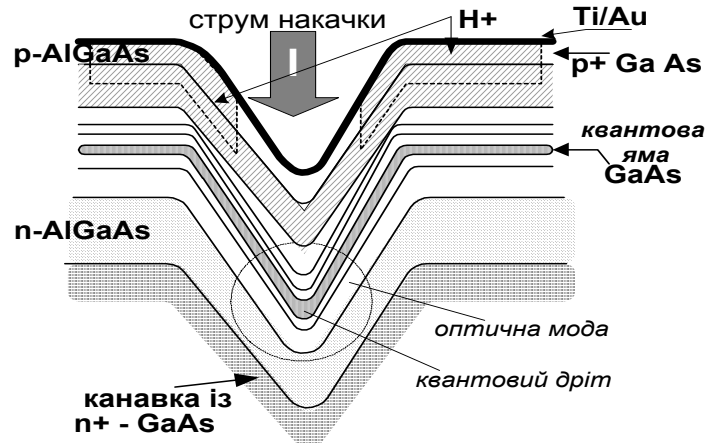


Рис.7.17. Поперечний переріз елемента напівпровідникового лазера на квантових дротах.

7.9. Лазери з надгратками

Технологія виготовлення лазерів з квантовими розмірними шарами в 2D і 1D системах дозволяє виготовляти багатошарові лазери з надгратками. *Надграткою* називається періодична структура, в якій на носії заряду крім внутрішнього кристалічного поля діє додатковий зовнішній потенціал $V(\mathbf{r})$. Як правило, це одновимірний потенціал з періодом d_a меншим довжини вільного пробігу електронів ℓ , але значно більшим періоду кристалічної ґратки a ($\ell < d_r < a$). Надгратки можуть бути створені з шарів $\text{Ga}_{x-1}\text{Al}_x\text{As}$ або інших напівпровідникових сполук $\text{A}_{\text{III}}\text{B}_v$, $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, $\text{A}_{\text{II}}\text{B}_{\text{VI}}$, $\text{A}_{\text{IV}}\text{B}_{\text{VI}}$ і їх ізоморфними розчинами з різними значеннями молярних частин домішок x . Шари цих сполук і їх розчинів з різними значеннями x мають різну ширину забороненої зони. Тому між окремими періодично розташованими шарами цих напівпровідників утворюється періодична системи гетеропереходів. Схема надгратки $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ і її зонної структури подані на рис.7.18. Ця надгратка на основі $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ відноситься до, так званих, надграток 1 типу, у яких ширина забороненої зони більш вузькозонного напівпровідника знаходиться всередині між двома широкозонними напівпровідниками. Видно, що надгратка складається з потенціальних ям і бар'єрів, що періодично повторюються вздовж однієї із осей (x), котру здебільшого називають віссю C . Малі розміри потенціальної ями ($d_r < \lambda$) створюють квантове обмеження руху носіїв вздовж осі C . Вздовж інших осей рух носіїв залишається не обмежений. Енергетичний спектр надгратки розбивається на розмірні підзони аналогічні розмірним підзонам для одновимірної прямокутної потенціальної ями з нескінченно високими стінками

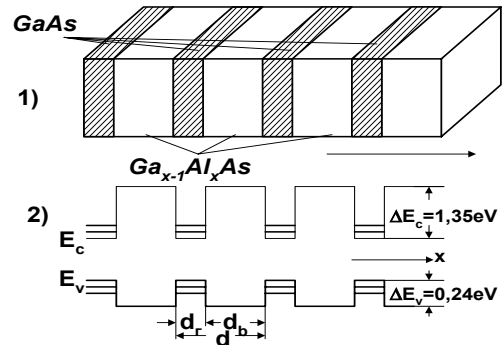


Рис.7.18. Модель надгратки на основі Al-GaAs-GaAs - 1) і її зонна структура 2).

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* d_r^2} n^2 + \frac{\hbar^2 (k_y^2 + k_z^2)}{2m^*} \quad (7.23)$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

Вплив періодичної зміни потенціалу $V(x)$ вздовж осі x можна наближено розглядати за допомогою моделі Кроніга-Пені. Повна енергія в такій системі залежить від квантового числа n (номера розмірної підзони), ширини підзони Δ_n , яка залежить від амплітуди і форми потенціалу $V(x) = V(x + d)$ і періоду його зміни $d = d_r + d_b$

$$E = E_n + \Delta_n \cos \{p_x(d_r + d_b)/\hbar\} \quad (7.24)$$

де E_n - визначається за формулою (7.23). Знаючи дисперсійну криву $E(p)$, можна знайти густину станів для одновимірної надгратки ν_{2D} , котра утворює 2D систему. Залежність густини станів від енергії зображена на рис.7.12. Видно, що енергетична залежність густини станів нагадує таку залежність для одновимірної потенціальної ями за виключенням вузьких областей розмірних підзон. При зростанні висоти потенціальних бар'єрів (амплітуди потенціалу $V(x)$) ширина розмірних підзон зменшується і система наближається до випадку системи 2D потенціальних ям. Якщо товщина стінок (бар'єрів) між окремими квантовими ямами збільшується, то перекриття хвильових функцій фактично зникає при товщинах бар'єрів $d_b > 10 \dots 15$ нм і надгратки перетворюються в систему незв'язаних між собою квантових ям (multiple

quantum walls (MQWs)). Збільшення періоду надгратки наближає систему до тривимірного випадку (3D). Аналогічна картина має місце і для дірок. У випадку, коли існує виродження дірок, потенціал, який утворює надгратку, знімає його, тому що згідно формулі (7,23) енергії розмірних підзон обернено пропорційні ефективній масі носіїв. Тому в деяких надгратках, наприклад, в $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, AlB_{VI} підзони важких і легких дірок стають окремими підзонами. Таким чином в надгратках мають місце два квантових ефекти, а саме:

- *розмірне квантування*, що накладає квантове обмеження на рух носіїв вздовж осі надгратки C ,
- *зв'язок хвильових функцій в сусідніх потенціальних ямах*, що призводить до тунелювання носіїв заряду.

В роботі лазерів з робочим тілом, що має надгратку, здебільшого використовується перший ефект, тому що він дозволяє створити умови квантування в об'ємі матеріалу за допомогою надгратки.

В реальних надгратках, виготовлених за допомогою періодичної модуляції атомного складу напівпровідникових сполук, наприклад, молярної долі x в $\text{Ga}_{x-1}\text{Al}_x\text{As}$, товщини шарів GaAs становлять $d_r \sim 3 \dots 10$ нм з більшими товщинами бар'єрів $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$, які становлять $d_b \sim 20 \dots 50$ нм. Створення надгратки в тонкому активному шарі лазера з товщиною $d_a \sim d_z < \lambda_d$ перетворює 2D систему в 1D систему.

Зменшення розміру активного шару впливає також і його оптичні властивості. Коли він стає меншим довжини світлової хвилі, зменшується коефіцієнт утримування світла ξ і лазер втрачає ефективність. Компроміс знаходять різним шляхом, а саме:

- створенням гібридних систем, в яких використовуються багат шарові резонатори з бреггівськими чверть хвильовими дзеркалами (рис.7.20),
- використанням поздовжніх систем на квантових дротах (рис.7.21) з додатковим оптичним обмеженням, коли дроти розташовані в площині паралельній напрямку струму накачки,
- поперечних систем на квантових дротах з резонаторами на дифракційних ґратках (рис.7.22), коли дроти розташовані в площині перпендикулярній струму накачки.

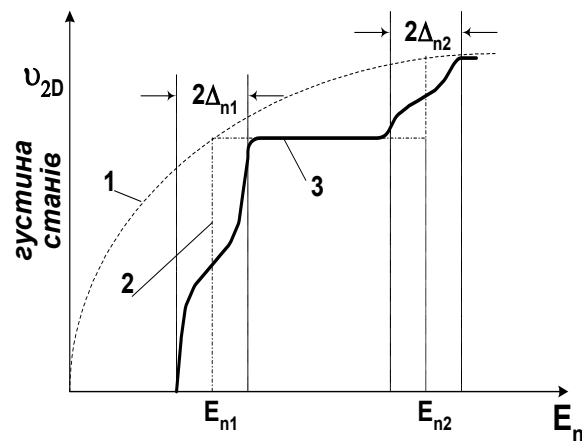


Рис.7.19. Залежність густини станів від енергії для різних систем: 1 - 3D (пунктир), 2 - 2D (штрихпунктир), 3 - для 1D надгратки.

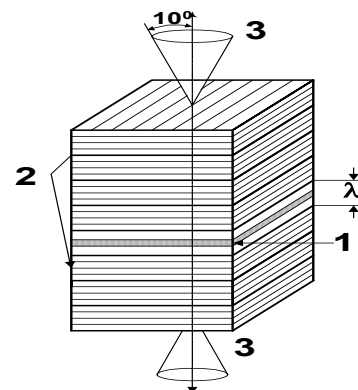


Рис.7.20. Гібридний інжекційний лазер з планарним резонатором Фабрі-Перо із декількох чверть хвильових бреггівських дзеркал: 1- активний шар з квантовими ямами, 2- бреггівські дзеркала, 3- вихідне випромінювання.

Гібридний лазер генерує випромінювання з вузьким кутом розбіжності променя $\theta < 10^0$, проте розміри такого лазера досить великі, тому що зовнішній резонатор важко мініатюризувати.

Поздовжні лазерні системи на квантових дротах (нитках) використовують додаткове оптичне обмеження. Схема такого лазера зображена на рис.7.21. В ньому для створення оптичного обмеження створюють двовимірний оптичний хвилевід. Він створюється за допомогою просторового розподілу показника заломлення в перпендикулярному до осі квантового дроту (нитки) напрямку і зламу між стінками V-подібної канавки, котрий оточує активну область квантових дротів (ниток). Оптичне обмеження забезпечує концентрацію оптичної моди поблизу активного шару декількох дротів (ниток), що збільшує коефіцієнт утримування (обмеження) ξ . Така система завдяки сильному оптичному обмеженню має згідно формулі (7.7)

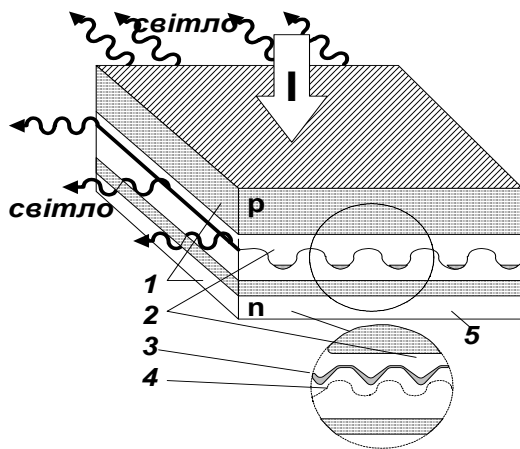


Рис.7.22. Лазер з поперечною конфігурацією квантових дротів: 1 - p та n AlGaAs шари, 2 - GaAs хвильовід, 3 - InGaAs квантові ями, 4 - рифлена поверхня після травлення, 5 - підкладка GaAs.

змінюючи шаг квантових ниток. Лазери на квантових дротах (нитках) генерують вузькі одночастотні лінії з напівшириною меншою, ніж 2 МГц.

У всіх відомих до недавнього часу напівпровідникових лазерів світло випромінюється при міжзонній рекомбінаційній люмінесценції нерівноважних електронів та дірок. Вона ефективна лише в прямозонних напівпровідниках. Зокрема тому немає лазерів, в яких реалізуються міжзонні оптичні переходи в Si та Ge. Довжина хвилі випромінювання в прямозонних напівпровідниках визначається шириною їх забороненої зони, а лазерах на квантових ямах ще й шириною квантових ям, від якої залежить положення розмірних підзон (формула (7.23). Проте нещодавно (F. Capasso

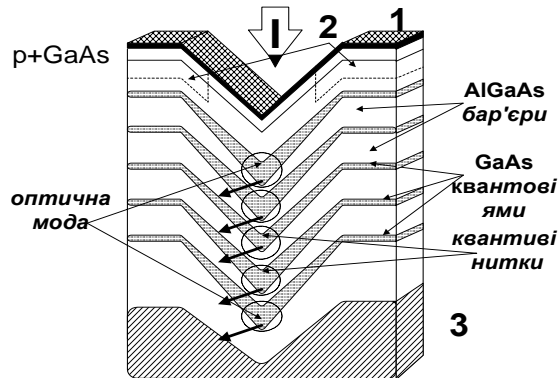


Рис.7.21. Лазер з горизонтальними поздовжніми квантовими дротами із GaAs і бар'єрами з $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: 1- електрод, 2- оптичне обмеження за допомогою імплантації H^+ , 3- підкладка GaAs, пунктирні кружки - область локалізації оптичної моди. Квантові нитки утворюються за допомогою серповидної канавки з радіусом закруглення ~ 10 нм і відстанню між ними ~ 50 нм.

малі порогові струми накачки. Світло розповсюджується в цій системі вздовж горизонтальних квантових дротів (ниток) перпендикулярно до площини, крізь яку йде струм накачки. Воно поляризовано в напрямку перпендикулярному до осі квантової нитки (ТЕ-мода).

На рис.7.22. зображена схема лазера з поперечною конфігурацією квантових дротів (ниток), період яких ~ 1 мкм. Вони виготовляється за допомогою осадження шарів InGaAs/GaAs на гофрованій поверхні з періодом ~ 1 мкм і занурюються в світловод з одновимірним оптичним обмеженням, що дозволяє отримати коефіцієнти утримання світла за порядком величини рівним 0,01 і порогові струми на рівні ~ 4 мА. Коефіцієнт оптичного обмеження ξ можна змінювати,

1994 р) був створений принципово новий тип лазера - *квантовий каскадний уніполярний лазер на міжпідзонних переходах всередині однієї зони*. Принцип дії квантового уніполярного лазера заснований на використанні напівпровідникових надграток. Його енергетична схема та можливі переходи зображені на рис.7.23. Елементарна комірка активного тіла лазера складається з трьох тунельно зв'язаних квантових ям різної товщини з розмірно квантованими енергетичними рівнями E_1 , E_2 , E_3 . Ці ями утворювались за допомогою шарів вузькозонного напівпровідника, товщина яких була меншою довжини хвилі де Бройля. Між квантовими ямами створювались чотири бар'єри товщиною 35 \AA , котрі виготовлялися з тонких шарів широкозонного напівпровідника AlInAs . Така комірка повторювалась 25 разів.

В роботі уніполярного лазера використовується принцип квантового замикавання (quantum confinement) та тунелювання носіїв крізь бар'єри. Якщо до лазера прикладається напруга від зовнішнього джерела живлення, то електрони інжектуються з контакту, що розташований на рис.7.23 ліворуч, і проходять крізь комірку, як показано на цьому рис стрілками. Для отримання лазерного випромінювання необхідно умови, при яких рівень E_3 швидко заповнювався і повільно спустошувався. В той же час рівень E_2 повинен дуже швидко спустошуватися, що може відбуватися внаслідок безвипромінювальних переходів на рівень E_1 , наприклад, за участю поздовжніх оптичних фононів. Оскільки вихід електронів з рівня E_3 відбувається досить повільно, то це дозволяє створити на ньому інверсну населеність. Лазерна генерація випромінювання відбувається внаслідок стимульованих переходів між рівнями E_3 та E_2 за проміжок часу за порядком величини рівним декільком $нс$ (10^{-9} c). Тому навіть при низьких температурах. Одночасно відбуваються також більш швидкі (з середнім часом $\sim 10^{-12}$) безвипромінювальні переходи з верхнього E_3 рівня на нижчий рівень. Тому навіть при низьких температурах безвипромінювальні переходи домінують, що призводить до необхідності використання великих значень порогових струмів накачки. Густина порогових струмів накачки цих лазерів досягають $10^4 \text{ A}\cdot\text{см}^{-2}$, тобто вони в на два порядки величини більші порогових густин струму накачки звичайних напівпровідникових лазерів. Однак каскадні уніполярні напівпровідникові лазери генерують випромінювання в інфрачервоному діапазоні довжин хвиль ($\lambda \approx 4 \div 8 \text{ мкм}$) з піковою потужністю до 60 мВт . Ці лазери можуть працювати при температурах $100 \div 300 \text{ К}$. Тому каскадні уніполярні напівпровідникові лазери є важливими джерелами випромінювання в терагерцовому діапазоні частот.

Іншим сучасним напрямком створення лазерних джерел випромінювання є, так звані, поверхневі вертикальні лазери, котрі дозволяють за рахунок конструктивних особливостей їх резонаторів випромінювати світло в напрямку перпендикулярному пошаровому розташуванню квантових розмірних шарів лазерних структур, що дозволяє створювати матриці лазерів з кроком пікселів у десятки мікрон. Такі матриці лазерів перспективні для застосування у волоконно-оптичних лініях зв'язку.

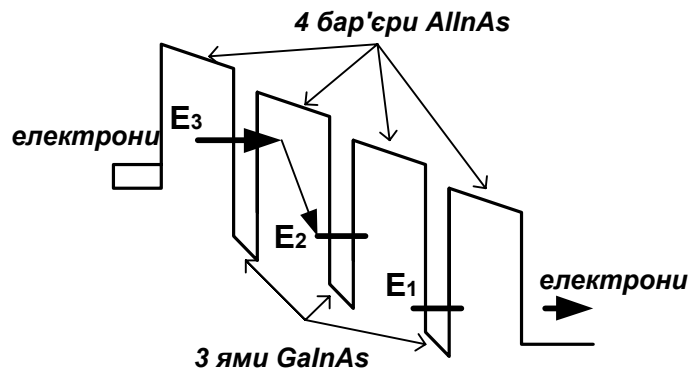


Рис.7.23. Схема оптичних переходів в каскаді уніполярного квантового каскадного напівпровідникового лазера.

7.8. Шуми напівпровідникових лазерів

Під впливом флуктуацій параметрів зовнішнього середовища зокрема напруги та температури, а також флуктуацій параметрів складових напівпровідникового лазера таких, як температура, показник заломлення, концентрація нерівноважних носіїв, кількість спонтанних переходів тощо, в них виникають нерівноважні коливання - флуктуації.¹⁵ Вони накладаються на корисний сигнал, що генерується, і змінюють його параметри. Зміна параметрів світлового променя, який служить несучим сигналом оптоелектронних пристроїв, негативно впливає на їх роботу. Корисний вихідний сигнал, утворений взаємодією несучої світлової хвилі з статичними та динамічними неоднорідностями середовища, спотворюється цими флуктуаціями. Ці флуктуації і є шумом лазера. Шум виявляється в флуктуаціях частоти, як *частотний шум*, та в флуктуаціях інтенсивності, як *шум інтенсивності лазера*.

Частотні властивості шумів характеризуються відносною потужністю шуму (ВПШ)

$$\text{ВПШ} \equiv \left(\frac{\Delta P(\nu)}{P} \right)^2 \cdot \frac{1}{\Delta \nu} \quad (7.25)$$

де $\Delta P(\nu)$ - Фур'є образ компонента флуктуації фізичної величини, наприклад, інтенсивності світла, P - її середня величина, $\Delta \nu$ - ширина вимірюваної смуги. В залежності від того, де використовується лазер, встановлюється припустимий рівень відносної потужності шуму (ВПШ) для шуму інтенсивності або спектральної потужності флуктуації частоти для частотного шуму. При аналізі частотного шуму крім спектральної потужності використовують також дисперсію - середнє квадратичний розкид миттєвих значень відносної варіації частоти або знаходять ширину смуги генерації на половині її висоти. Так, наприклад, для зчитування аналогової відеоінформації або для нормальної роботи аналогових оптичних процесорів максимально допустимий шум повинен не перевищувати $5 \cdot 10^{-14} \text{ Гц}$, тоді як для запису та зчитування цифрової інформації цей рівень може бути підвищений на порядок величини. Для інтерференційних та спектроскопічних вимірювань, а також для резонансних вимірювань швидкостей виникає необхідність в забезпеченні підвищеної частотної стабільності лазера та малої ширини лінії генерації. Однак через малу довжину резонатора лазера, що призводить до малого часу життя фотонів та невеликого їх числа, а також сильної аномальної дисперсії показника заломлення частотний шум напівпровідникових лазерів на декілька порядків величини менший за частотний шум газових лазерів, що створює необхідність подальшого вдосконалення напівпровідникових лазерів.

Шум напівпровідникових лазерів є проявом складних фізичних явищ, частина яких є нелінійними. Все це створює значні труднощі у вивченні механізмів шумів напівпровідникових лазерів та при їх класифікації. Проте здебільшого шуми напівпровідникових лазерів розділяють на такі чотири групи шумів: 1) - *квантовий шум*, 2) *шум струморозподілу*, 3) - *шум, зумовлений перескоком мод* та 4) - *шум, зумовлений відбитим світлом*.

Квантовий шум є наслідком впливу хаотичного характеру спонтанного випромінювання фотонів в активному тілі лазера. З ним зокрема зв'язана скінчена ширина спектральної лінії, що генерується. Хаотичні акти спонтанного випромінювання підсилюються в активному тілі лазера, створюючи значні флуктуації інтенсивності світла, що генерується лазером. При цьому також спонтанно змінюється концентрація носіїв, що призводить до відповідних змін дійсної та уявної частин показника заломлення. Флуктуації показника заломлення впливають, як на ширину лінії, що генерується, так і на її інтенсивність. Квантовий шум стає максимальним при порогових значеннях

¹⁵ Флуктуації (від лат. fluctuatio - коливання) - випадкові відхилення фізичних величин від їх середнього значення.

струму накачки, коли сигнал слабкий і містить мало фотонів в середньому коливанні сигналу, та періодично досягає максимальних значень на резонансних частотах.

Шум струморозподілу притаманний багатомодовим лазерам. В них спостерігаються статистичні флуктуації інтенсивностей коливань окремих мод. Вони виникають через те, що загальна вихідна потужність випромінювання має випадковий розподіл між окремими модами.

Шум, зумовлений перескоком або переключенням мод, виникає через обмін енергією між окремими модами. Однією з вірогідних причин перескоку мод є флуктуації температури активного тіла лазера. Флуктуації температури (δT) призводять до відповідних змін ефективного показника заломлення активного тіла лазера $n(T+\delta T)$. При цьому порушується умова резонансу для даної моди лазерного резонатора

$$\beta \cdot \ell \equiv \frac{2\pi}{\lambda_0} n(T+\delta T) \cdot \ell = m\pi \quad (7.26)$$

де m - ціле число, $\beta = 2\pi/\lambda_0$ - коефіцієнт розповсюдження моди. Тому одна резонансна мода замінюється іншою резонансною модою. Цей різновид шуму притаманний одномодовим лазерам. Він збільшує ВПШ до $\sim 10^{-11}$ Гц. В багатомодових лазерах він не генерується. Тому для пригнічення цих шумів використовують надвисокочастотну модуляцію для переходу в багатомодовий режим генерації. Перескоки мод при цьому зникають, проте загальний рівень шумів лазера в такому режимі більший рівня шумів одномодового лазера.

Шум, зумовлений відбиттям світла від зовнішніх точок. Відбите світло від зовнішніх точок повертається в активний шар лазера з різними фазами і створює флуктуації фази світла, що генерується лазером. Встановлено, якщо частина світла, що відбивається, перевищує 1%, то виникає сильний шум $\sim 10^{-11}$ Гц значно більший квантового шуму, рівень якого $\sim 10^{-14}$ Гц. При цьому виникає багатомодова генерація і когерентність світла, що генерується лазером, погіршується.

Зменшення рівня шумів здійснюють такими способами:

- стабілізацією одномодової генерації, для чого або здійснюють просторову неоднорідність насичення поглинання, або збільшують коефіцієнт відбиття дзеркал резонатора,
- створення багатомодової генерації в широкому діапазоні струмів інжекції, наприклад, за допомогою високочастотної модуляції, або створюючи режим автомодуляції.

7.11. Контрольні запитання та задачі

Література

1. Зи.С / Физика полупроводниковых приборов. Книга 2. Пер. с англ. М.: Мир, 1984, - 456с., ил. (часть V).
2. Суемадцу Я., Катаока С., Кисино К., Кокубун Я., Судзуки Т., Исио О., Енедзава С. / Основы оптоэлектроники. Пер. с япон. -М.: Мир, 1988. -288с., ил.
3. Davies J.H. / The Physics of Low-dimensional Semiconductoion. Cambridge university press, 1997, - 438p., il.
4. Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры. Под ред. У. Тсанга. Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1990, - 320с., ил.
5. Физика полупроводниковых лазеров, Под ред. Х. Такулы. Пер. с японск. М.: Мир, 1989, - 310с., ил.
1. Введение в интегральную оптику. Под ред. М. Барноски. Пер. с англ. Под ред. Т.А. Шмаонова, М.: Мир, 1977, - 367с., ил. (стр.294-335).
6. Козанне А., Флере Ж., Мэтр Г., Руссо М. / Оптика и связь. Оптическая передача и обработка информации. Пер. с франц. М.: Мир, 1984, - 504с., ил.

Глава 8. ОПТИЧНА БІСТАБІЛЬНІСТЬ

8.1. Оптична бістабільність (гістерезис)

Середовище може *нелінійно відгукуватись на оптичний сигнал*. Його поляризацію $P(E)$ зручно представити у вигляді степеневого ряду в залежності від напруженості електричного поля сигналу E

$$P(E) = \chi_1 E + \chi_2 E E + \chi_3 E^2 E + \dots \quad (8.1)$$

де χ_1 - лінійна поляризованість (сприйнятливість), яка визначає дипольний момент одиниці об'єму в електричному полі з напруженістю $E = 1$. Вона безпосередньо зв'язана з діелектричною сталою ϵ і показником заломлення n в лінійній електродинаміці ($\epsilon = n^2 = 1 + 4\pi\chi_1$). Стала χ_2 - описує лінійний електрооптичний ефект Покке-льса, а χ_3 - ефект Керра - квадратичний електрооптичний ефект. Здебільшого $\chi_1 < \chi_2 < \chi_3$, тому для проявів нелінійності потрібно використовувати значні напруженості електричного поля, котрі утворюються при великих інтенсивностях оптичного випромінювання. Проте, як вказувалось в §5.1, можливість гострого фокусування когерентного випромінювання та малі розміри світловодів дозволяють навіть при не дуже великих інтенсивностях світла отримувати достатню потужність тобто великі значення E для спостереження нелінійних оптичних явищ. Одним з проявів нелінійності оптичного середовища є явище *оптичної бістабільності*. Воно полягає в тому, що в нелінійних системах із зворотним зв'язком при певних потужностях світлового випромінювання та певній його поляризації виникає два стійких стани поля електромагнітної хвилі, що пройшла крізь цю систему. Ці два стани відрізняються амплітудою та (або) параметрами поляризації. Оптична бістабільність є своєрідним *оптичним гістерезисом*. Її можна спостерігати за допомогою пасивних резонаторів заповнених прозорим нелінійним середовищем або за допомогою гібридних систем, в яких зворотний зв'язок здійснюється через управління параметрами нелінійного середовища електричним сигналом від детектора світлового променя, котрий пройшов крізь систему.

Розглянемо модель напівпровідникового лазера, до складу якого входить оптичний резонатор Фабрі-Перо (рис.8.1). Між його дзеркалами знаходиться напівпровідник з нелінійними оптичними властивостями. Нехай на його ліве дзеркало падає плоска електромагнітна хвиля з амплітудою E_i . Після взаємодії з напівпровідником, що знаходиться в резонаторі, та багатократного відбиття від його дзеркал (дивися [задачу 5...](#)) амплітуда світлової хвилі на виході з резонатора рівна:

$$E_t \cong \frac{E_i t_1 t_2 \exp\{-(\mu / 2)L\} \exp\{-i\beta\}}{1 - r_1 r_2 \exp\{-\mu L\} \exp\{-i2\beta\}} \quad (8.2)$$

де $t_{1,2}$ і $r_{1,2}$ - амплітудні коефіцієнти прозорості і відбиття дзеркал резонатора, μ - лінійний коефіцієнт поглинання світла, β - зсув фаз при проходженні хвилі в просторі між дзеркалами ($\beta = 2\pi nL/\lambda_0$), n - показник заломлення, λ_0 - довжина світлової хвилі.

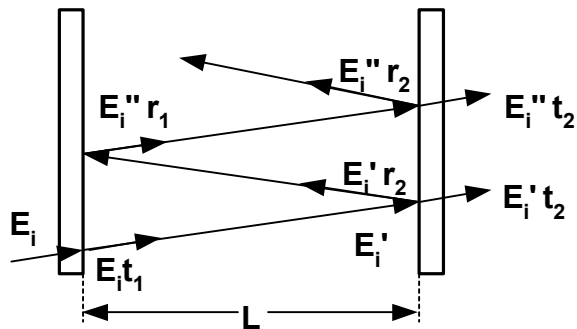


Рис.8.1. Хід променів в резонаторі Фабрі-Перо. $E_i' = E_i t_1 \exp\{-L(j(2\pi n/\lambda_0) - \mu/2)\}$; $E_i'' = E_i' r_2 \exp\{-L(j(2\pi n/\lambda_0) - \mu/2)\}$; $E_i''' = E_i'' r_1 \exp\{-L(j(2\pi n/\lambda_0) - \mu/2)\}$.

Із формули (5.2) при умові достатньої прозорості нелінійної речовини ($\mu D < 1$) легко отримати вираз для відношення інтенсивностей хвилі, що пройшла I_t , до хвилі I_i , що падає:

$$\frac{I_t}{I_i} \cong \frac{E_t^* E_t}{E_i^* E_i} = \frac{(t_1 t_2)^2 \exp\{-\mu L\}}{(1 + (r_1 r_2)^2 - 2r_1 r_2 \cos 2\beta)} \quad (8.3)$$

Аналіз цього виразу показує, що відношення інтенсивностей електромагнітних хвиль, складним чином залежить від коефіцієнта поглинання світла в резонаторі μ та зміну набігу фази β , яка залежить від показника заломлення світла в речовині резонатора n . Коефіцієнт поглинання світла μ та показник заломлення n нелінійної речовини залежать від E тобто від інтенсивності світлового потоку. Їх зміни впливають на відносну інтенсивність I_t/I_i і появу двох стійких станів речовини в резонаторі. Це явище існування двох оптичних станів речовини називається *оптичною бістабільністю*. Розрізняють два різновиди оптичної бістабільності: *адсорбційну*, котра визначається зміною коефіцієнта поглинання світла μ , та *дисперсійну оптичну бістабільність*, котра залежить від зміни набігу фази β , який в свою чергу залежить від показника заломлення n речовини в резонаторі.

Причиною появи *адсорбційної бістабільності* є залежність коефіцієнта поглинання світла μ від концентрації початкових і кінцевих станів. Концентрація цих станів залежить від інтенсивності світла, що поглинається I_i . Дійсно, при поглинанні світлових квантів з енергією більшою ширини забороненої зони, збуджуються електронно-діркові пари, кількість яких пропорційна інтенсивності світла, що поглинається ($I_i/h\nu$). Електрони і дірки втрачають свою кінетичну енергію і накопичуються біля дна зони провідності і стелі валентної зони відповідно. Вони заповнюють початкові і кінцеві стани в обох зонах, що зменшує швидкість зростання кількості актив поглинання світла. В зонах відбувається майже повне виродження електронних станів. Таким чином, із збільшенням I_i коефіцієнт поглинання світла μ зменшується і досягає насичення. Насичення поглинання впливає на відношення інтенсивностей I_t/I_i . Дійсно, якщо в формулу (5.3) для I_t/I_i підставити залежність μ від I_i у вигляді

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + bI_i} \quad (8.4)$$

Де b - розмірна величина, то вона набуває вигляд, показаний на рис.5.2. Видно, що

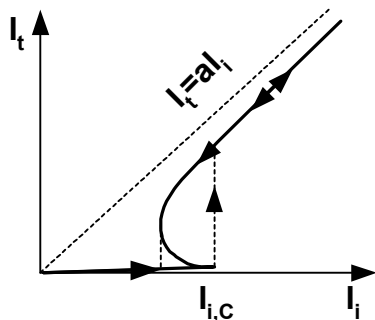


Рис.8.2. Залежність інтенсивності вихідного випромінювання від інтенсивності входного сигналу при оптичній бістабільності, що визначається насиченням поглинання.

при малих інтенсивностях світла I_i його поглинання середовищем значне і рівень сигналу, що пройшов крізь речовину малий (нижня частина кривої). Коли інтенсивність світла I_i стає значною ($I_i \geq I_{i,c}$) і μ виходить на насичення, то рівень вихідного сигналу стає високим (верхня крива). Таким чином, *нелінійність, пов'язана з насиченням поглинання спричиняє оптичну бістабільність*. В одному із бістабільних станів система більш прозора, ніж в іншому стані, де вона менш прозора.

Другий випадок є *дисперсійна бістабільність*. Причиною її появи є залежність показника заломлення речовини резонатора від напруженості електричного поля світлової хвилі. З урахуванням ефекту Керра можна записати такий вираз для показника заломлення

$$n = n_0 + nE^2 = n_0 + \kappa I_t \quad (8.5)$$

Підставмо цей вираз (5.37) в формулу для набігу фази β

$$\beta = \frac{2\pi L}{\lambda_0} n = \frac{2\pi L}{\lambda_0} n_0 + \frac{2\pi L \kappa}{\lambda_0} I_t = \beta_0 + \kappa_1 I_t \quad \text{або} \quad (8.6)$$

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{\beta - \beta_0}{\kappa_1 I_i}$$

де $\kappa_1 = 2\pi \kappa L / \lambda_0$. Таким чином, відношення інтенсивності I_t/I_i описується системою двох рівнянь (8.5) і (8.6). Їх можна розв'язати графічно. На рис.5.35 суцільною кривою зображена залежність I_t/I_i від β за рівнянням (8.5), а прямими лініями зображена залежність (8.6). Рішення системи будуть точки перетину цих двох залежностей. Розглядаючи різні випадки великих і малих β , ми приходимо до такого висновку. При малих значеннях інтенсивності має місце лінійна залежність I_t від I_i (область в околі точки А). Збільшення I_i призводить до того, що в точці С з'являється ще одне рішення - точка перетину F. Тому графічний розв'язок цієї системи рівнянь має вигляд петлі гістерезису. Він зображений на рис.8.3.b. Видно, що нелінійність показника заломлення призводить до появи бістабільних станів при одному значенні інтенсивності хвилі, що падає I_i : в одному стані прозорість значна, а в другому незначна. Дисперсійна оптична бістабільність є проявом оптичного гістерезису, який ілюструється залежністю I_t від I_i на рис.8.3.b.

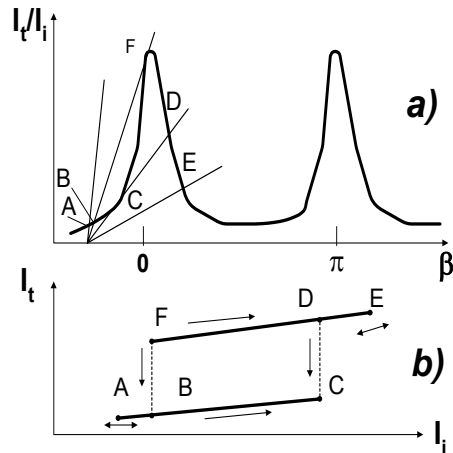


Рис.8.3. Залежність $I_t/I_i = f(I_i)$ для дисперсійної бістабільності за формулою (5.89) - а) і функція $I_t(I_i)$, котра була отримана рішенням системи двох рівнянь - б) .

8.2. Можливі застосування

Оптична нелінійність та бістабільність (оптичний гістерезис) можуть використовуватись для побудови фотоелектронних пристроїв аналогової та дискретної обробки сигналів, як і в інших випадках гістерезису, наприклад, у феромагнітного гістерезису. Прикладом використання нелінійності для створення логічних елементів є інтерферометр Маха-Цендера, в якому відрізки одномодових хвильоводів різних довжин L_1 і L_2 виконані із нелінійного матеріалу, в якому має місце ефект Керра. Його схема зображена на рис.8.4. Оптична потужність на виході інтерферометра $P_{вих}$ залежить від різниці фаз θ , котра сама залежить від вхідної потужності $P_{вх}$

$$P_{вих} = (1/2)P_{вх}[1 + \cos(\theta + \delta)] \quad (8.7)$$

$$\text{де} \quad \theta = 2\pi n (P_{вх}) \Delta L / \lambda_0 = 2\pi n_2 \Delta L P_{вх} / n \quad (8.8)$$

а n_2 - нелінійна частина показника заломлення $\Delta L = L_1 - L_2$ - різниця оптичного шляху, δ - стала різниця фаз. Якщо крізь таку систему пропускати зонduючий та керуючий імпульсні сигнали, котрі змінюють різницю фаз θ , то буде змінюватись амплітуда зонduючого сигналу. Вибираючи послідовність і амплітуди керуючих імпульсів, можна отримати декілька випадків вихідного сигналу, котрі можна використати для логічних операцій, як це показано в [задачі 5.....](#) Розглянемо приклад лише однієї ло-

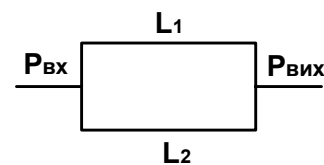


Рис.8.4. Схема інтерферометра Маха-Цендера.

гічної комірки "і". Для її реалізації використаємо зонduючий світловий імпульс протяжністю τ_0 з такою вхідною потужністю ($P_{вх,0}$), при якій у відсутності керуючих світлових імпульсів набіг фази θ такий, що $P_{вих} = 0$. Скористаємося тепер послідовністю більш коротких світлових зонduючих імпульсів, у яких $\tau_{1,2} < \tau_0$. Їх вихідна потужність вибирається такою, що дія одного імпульсу не суттєво змінює набіг фази, тому, як це видно з рис. 5.5, тільки дія двох керуючих імпульсів змінює речовину так, що створюється такий набіг фази θ , що вихідний імпульс стає відмінним від 0, тобто передається "1".

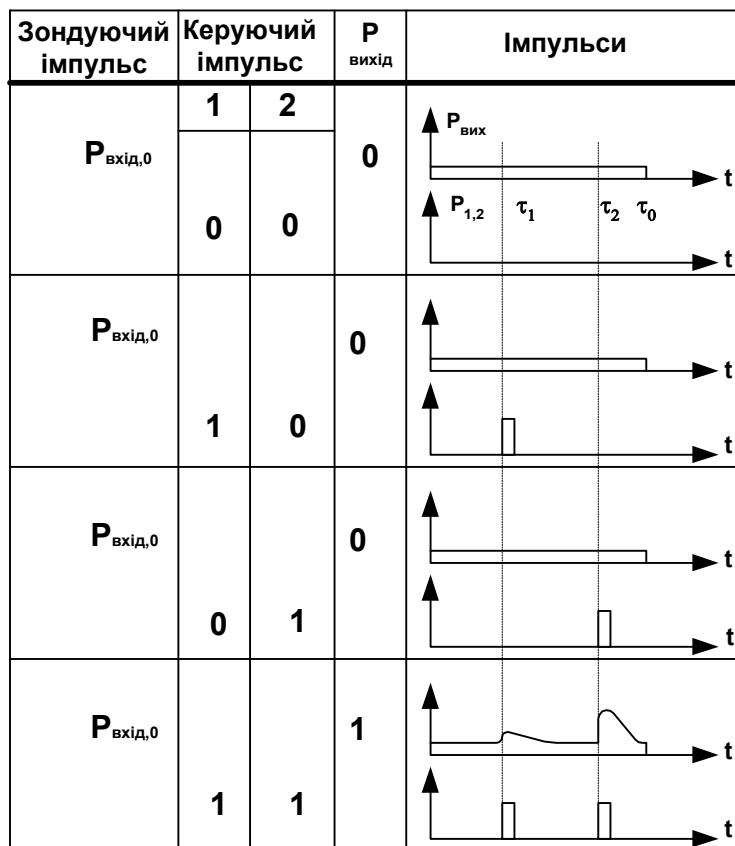


Рис.8.5. Схема імпульсів логічної комірки "і".

Найбільш перспективним нелінійним середовищем для створення мініатюрних оптичних бістабільних пристроїв є напівпровідники. Дійсно за допомогою резонатора із 63 шарів GaAs товщиною 7,6 нм і арсеніду галій алюмінію (GaAlAs) товщиною 8 нм нанесених один на одному і розташованих між дзеркалами з коефіцієнтом відбиття $\sim 97\%$ був створений пристрій, який моделював логічну комірку. Було показано, що система працює при кімнатній температурі і логічні операції можуть виконуватись за час > 1 пс. Для переключення використовувались сигнали ~ 3 пДж. Це досить велика енергія і тому такі системи ще не знайшли широкого практичного застосування, проте велика швидкість роботи при кімнатній температурі підтримує інтерес до подальшого вдосконалення і розробки логічних елементів, що використовують такі принципи роботи. Деякі автори вважають, що пасивні нелінійні елементи будуть швидше впроваджені в практику, тому що вони простіші (не має потреби створювати середовище в інверсному стані), менш енергоємні і менші за габаритами. Проте бістабільні елементи також цікаві, бо їх два стани можуть використовуватись для побудови функціональних приладів.

На рис.8.6 зображений *бістабільний лазер*, який може бути використаний для створення інвертора. Він складається із двох інжекційних лазерів на одній підкладинці, котрі мають роздільне електричне управління. Один лазер генерує неперервний сигнал, а другий своїм оптичним сигналом змінює прозорість активного шару першого лазера і тим самим зменшує вихідний сигнал.

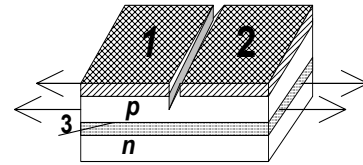


Рис.8.6. Бістабільний лазер: 1 і 2 - лазери, 3 - активний шар.

Другим прикладом служить експериментальна оптична система зображена на рис.8.7. В цій системі оптичний сигнал управляє оптичними властивостями речовини, що розміщена в нелінійному оптичному резонаторі квантового підсилювача світла. В одному з бістабільних станів прозорість мала, а в другому - велика. Перехід від одного до іншого стану відбувається досить швидко, що дозволяє підсилювати сигнал. Тому вихідний сигнал в одному стані буде малим, а в другому великим. Така гібридна система була успішно випробувана. Виявилось, що вона не потребує для своєї роботи високої стабільності вхідного випромінювання. За допомогою слабкого оптичного сигналу вдалося модулювати інтенсивний вихідний світловий потік з різним рівнем підсилення. Система нагадує транзистор і тому була названа оптичним транзистором або *трансфазором*, бо управління вихідним оптичним сигналом в ньому відбувається через зміну внутрішньо-резонаторного набігу фази в дисперсійній системі або через зміну "фазової товщини резонатора".

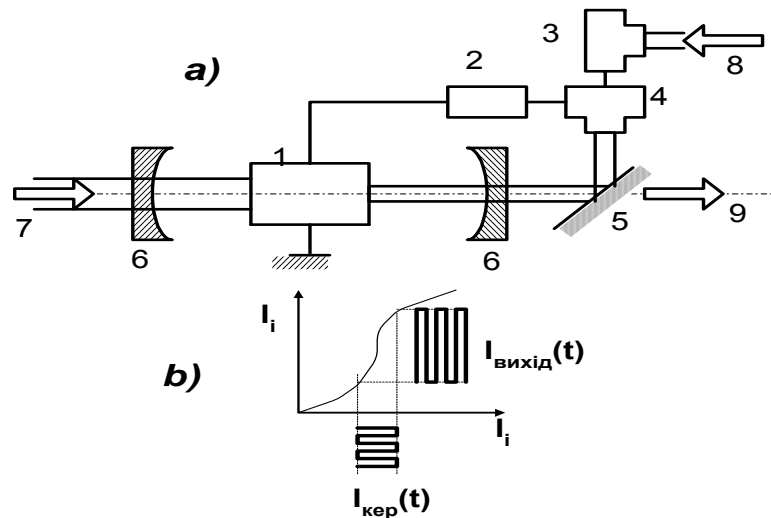


Рис.8.7. Схема трансфазера а): 1-електрооптичний кристал, 2-підсилювач, 3 і 4-детектори, 5-світлорозділювач, 6-дзеркала резонатора, 7-вхід, 8-управляючий промінь, 9-вихід; б) - перехідна характеристика та вхідний та вихідний сигнали.

Для того щоб можна було працювати при кімнатних температурах, в таких системах використовують лазери з квантовими розмірними шарами і надгратками. Існуючі оптичні логічні елементи ще *поступаються своїми характеристиками перед електричними*, проте вони інтенсивно вивчаються і вдосконалюються, тому що можуть забезпечити такі переваги:

- економічність, яка визначається ефективністю перетворення енергії накачки в енергію випромінювання,
- можливість роботи при кімнатних температурах,
- швидкодію $\sim 10^{-10}$ с, котра визначається часом встановлення інтерференційного поля в резонаторі $t = L/c < 10^{-11}$ с та часом життя збуджених носіїв заряду,

- низький рівень напруг,
- можливість паралельної обробки сигналів
- простотою конструкції тощо.

8.3. Контрольні запитання та задачі

Література

1. Гиббс Х. /Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. Пер. с англ. М.: Мир, 1988, - 520с., ил.
2. Физика полупроводниковых лазеров, Под ред. Х. Такулы. Пер. с японск. М.: Мир, 1989, - 310с., ил.

Глава 9. ФОТОДЕТЕКТОРИ

9.1. Основні властивості

Фотодетектори є приймачами оптичних сигналів. В них відбувається перетворення оптичних сигналів - модульованих оптичних хвиль, що поглинаються детектором, в електричні сигнали. Кванти світла, що поглинаються, збуджують електрони на більш високі енергетичні рівні. В залежності від підсистеми фотодетектора, котрій передається енергія квантів розрізняють теплові та фотоелектричні детектори світла. В теплових фотодетекторах енергія світлових квантів після різноманітних процесів, що відбуваються у речовині за участю збуджених електронів, передається її атомам (молекулам), які починають швидше рухатись. Підвищення температури або поява градієнту температури в речовині детектора є причиною появи таких ефектів, які можна використати для оцінки величини оптичного сигналу:

- залежність поляризації піроелектричних кристалів від температури ($\Delta P = \gamma \Delta T$) *піроелектричний ефект*, який використовується в піроелектричних фотоприймачах;
- залежність тиску газу від температури $p = kT/V$ в замкненому об'ємі, що використовується в *комірках Голя* (в цих детекторах зміна тиску додатково перетворюється в електричний сигнал);
- *деформація та розширення* твердих тіл при нагріванні;
- залежність термоелектрорушійної сили від градієнту температур - *явище Зеебека*;
- зміна електроопору, надпровідності від температури, що використовується в болометрах.

В фотоелектронних детекторах енергія світлових квантів, що поглинаються, передається електронній підсистемі речовини детектора. Збуджені носії заряду змінюють стан свого руху, внаслідок чого виникають такі явища, як зовнішній та внутрішній фотоефект, які дозволяють перетворювати оптичний сигнал в електричний.

Фотодетектори повинні мати такі характеристики:

- однаковий з генераторами спектральний діапазон;
- узгоджену з генераторами інерційність фотовідгуку;
- значну квантову ефективність, достатню для детектування оптичних сигналів від генератора;
- значну чутливість;
- значне відношення сигнал/шум або значну виявну здатність D^* , достатню для реєстрації сигналу від генератора;
- мініатюрність,
- технологічність та малий розкид параметрів, сумісність з фотогенераторами, лініями оптичного зв'язку та іншими елементами мікроелектроніки як в процесі їх виготовлення, так і в процесі спільної роботи.

Інерційність термічних явищ обмежує застосування теплових фотодетекторів в оптоелектроніці. Вони застосовуються лише для реєстрації низькочастотних сигналів. Зовнішній фотоефект (фотоелектронна емісія) потребує використання вакуумних пристроїв. Ця обставина створює додаткові труднощі при виготовленні пристроїв інтегральної оптоелектроніки. Найбільш повно необхідним умовам задовольняють фотодетектори, в яких використовується внутрішній фотоефект. Тому в інтегральній оптоелектроніці здебільшого використовуються ці фотодетектори, а саме: *фоторезистори, фотодіоди різних типів та прилади з зарядовим зв'язком - ПЗЗ структури*. Вони дозволяють створювати мініатюрні фотодетектори всього оптичного діапазону довжин хвиль ($0,2 \div$

120 мкм) з достатньою для практичного використання спектральним діапазоном, чутливістю та швидкодією.

Технологія виготовлення цих фотодетекторів сумісна з технологією виготовлення інших елементів інтегральних мікросхем, що дозволяє використовувати переваги технологічної інтеграції при груповому виготовленні оптоелектронних систем. Проте на відміну від мікроелектроніки, в якій базовим матеріалом є здебільшого кремній, в сучасній оптоелектроніці використовується більший набір напівпровідникових матеріалів, напівпровідникових сполук та їх ізоморфних розчинів, що дозволяє освоїти весь оптичний діапазон довжин хвиль та створити узгоджені оптичні пари генератор - детектор. Для прикладу на рис. 9.1 наведені спектральні залежності фоточутливості деяких фотоприймачів видимого та ближнього інфрачервоного спектру електромагнітного випромінювання.

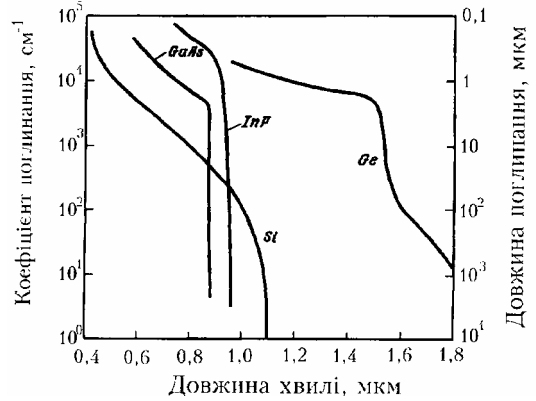


Рис.9.1. Спектральні залежності фоточутливості фотоприймачів для видимого та ближнього ІЧ спектрального діапазонів.

Робота фотодетекторів характеризується значною кількістю параметрів, набір яких визначається в кожному окремому випадку (область спектральної фоточутливості, область використання, умови експлуатації, електрична потужність, що розсіюється, та ін.) може бути різним. Але є декілька основних параметрів, за допомогою яких можна характеризувати основні властивості фотодетекторів, а саме:

- внутрішня квантова ефективність η_i ;
- квантова ефективність $\eta = \eta_i \cdot \eta_0$, яка крім внутрішньої квантової ефективності η_i включає оптичну ефективність η_0 ;
- час відгуку τ (швидкодія детектора);
- чутливість (спектральна \mathfrak{R}_λ та інтегральна \mathfrak{R}),
- еквівалентна потужність шуму (NEP);
- виявна здатність (D^*).

Внутрішня квантова ефективність η_i або внутрішній квантовий вихід характеризує ймовірність утворення носіїв заряду при поглинанні одного фотона. Вона визначається відношенням кількості збуджених носіїв (I_{ph0}/e) до кількості фотонів ($\Phi_{ph}/h\nu$), що поглинаються,

$$\eta_i = \frac{I_{ph0} h\nu}{e\Phi_{ph}} \quad (9.1)$$

і залежить від природи речовини. В області власного (фундаментального) поглинання вона близька до одиниці.

Квантова ефективність η визначає кількість фотозбуджених носіїв струму одним фотоном, що падає. Вона залежить від внутрішньої квантової та оптичної ефективностей

$$\eta = \frac{I_{ph0} h\nu}{e\Phi_{ph,ex}} = \frac{I_{ph0} h\nu}{e\Phi_{ph}} \cdot \frac{e\Phi_{ph}}{e\Phi_{ph,ex}} = \eta_i \cdot \eta_0 \quad (9.2)$$

де оптична ефективність η_0 , визначає, яка частина світлових квантів поглинається фотоактивною частиною фотодетектора ($\eta_0 = \Phi_{ph}/\Phi_{ph,ex}$, де $\Phi_{ph,ex}$ - кількість фотонів, що надходить до фотодетектора). Вона залежить від оптичних сталих речовини, що поглинає фотони, та розміру області поглинання фотонів.

$$\eta_0 = (1 - R)(1 - \exp\{-\alpha w_a\}) \quad (9.3)$$

де α та R - коефіцієнти поглинання та відбиття світла, w_a - розмір області поглинання фотонів. В залежності від оптичних сталих речовини η_0 може змінюватись в межах $0 < \eta_0 < 1$. Тому при конструюванні фотодетекторів потрібно вибирати речовини з такими оптичними властивостями, котрі не зменшують оптичну ефективність η_0 . Зокрема при виготовленні фотодетекторів застосовують *просвітлення* (зменшення коефіцієнта відбиття світла R) системи та піклуються про те, щоб світло поглиналось в активних областях фотодетекторів.

Час відгуку (τ) характеризує швидкодію (інерційність) фотодетектора тобто визначає граничні частоти модуляції вхідного світлового сигналу ($\nu_m \sim \tau^{-1}$), при яких ще не відбувається суттєвого зменшення або спотворення фотовідгуку детектора. Він залежить від часу життя збуджених носіїв ($\tau_{fn,p}$) та часової сталої (t_{RC}) електричного кола фотодетектора. Час життя збуджених носіїв визначається різними механізмами їх рекомбінації, а саме: рекомбінації з випромінюванням, безвипромінювальної Оже-рекомбінації, рекомбінації через пастки у забороненій зоні та ін. Час життя залежить від природи напівпровідника, концентрації носіїв, концентрації домішок та пасток та будови фотодетектора і знаходиться в межах $\sim 10^{-2} \div 10^{-11}$ с.

Чутливість характеризує ефективність перетворення потужності світлового потоку, що надходить до фотодетектора, в електричний струм в електричному колі фотодетектора. Вона визначається відношенням фотоструму детектора I_{ph0} до потужності світлового потоку Φ_{ph0} , що падає:

$$\mathfrak{R}_I = I_{ph} / \Phi_{ph,0} [A/Bm] \quad (9.4)$$

і тому вона є розмірною величиною $[A/Bm]$. Скориставшись формулами (9.1 ÷ 9.3), можна показати, що чутливість пропорційна квантовій ефективності:

$$\mathfrak{R}_I = I_{ph} / \Phi_{ph,0} = (I_{ph} \cdot h\nu / e\Phi_{ph}) \cdot (\Phi_{ph} e / \Phi_{ph,0} \cdot h\nu) = \eta \cdot (e/h\nu) \quad (9.5)$$

Крім струмової чутливості іноді використовують і вольтову чутливість:

$$\mathfrak{R}_V = \mathfrak{R}_I \cdot R [B/Bm] \quad (9.6)$$

Із формул (9.5) та (9.6) видно, що чутливість навіть при сталій квантовій ефективності зменшується при збільшенні енергії кванта.

Еквівалентна потужність шуму (Noise Equivalent Power (NEP)) визначається середнє квадратичним¹ значенням потужності випромінювання P , що надходить до фотодетектора і створює середнє квадратичне значення вихідного сигналу (S) рівне середнє квадратичному значенню шуму (N):

$$NEP = \frac{PN}{S} \quad (9.7)$$

де Δf - смуга частот реальної системи, що використовується для вимірювань і пропускає лише частину шумів у смузі частот Δf , а відношення сигнал/шум $S/N = 1$. Чим менша NEP, тим кращий фотоприймач.

Порогова чутливість ($P_{пор}$) визначає рівень спектральної потужності світлового потоку, при якому відношення сигнал/шум рівне одиниці ($S/N = 1$). Вона залежить від площі вхідного вікна реального детектора A , тому що еквівалентна потужність шуму обернено пропорційна $A^{1/2}$.

$$P_{пор} = (NEP)/(A^{1/2} \Delta f) \quad (9.8)$$

Виявна здатність (detectivity (D^*)) є величиною відносної чутливості, котра служить для порівняння порогових чутливостей різних детекторів з неоднаковими

¹ Середньоквадратичною величиною є $B = \sqrt{\langle B^2 \rangle}$

розмірами, котрі працюють при різних ширинах смуги пропускання. Питома виявна здатність визначається оберненою величиною середньоквадратичної потужності світлового сигналу ($P_{\text{нор}} = D^{*-1}$), котра необхідна для отримання за допомогою фотодетектора із одиничною площею вхідного вікна відношення сигнал/шум рівний одиниці в смузі електричних частот шириною $\Delta f = 1 \text{ Гц}$, коли випромінювання з потужністю $P_{\text{нор}}$ падає на фотодетектор площиною A

$$D^* = \frac{1}{P_{\text{нор}}} = \frac{\sqrt{A \Delta f}}{\text{NEP}} \left[\frac{\text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2}}{\text{Вт}} \right] \quad (9.9)$$

Виявна здатність є розмірною величиною. Вона дозволяє порівнювати між собою різні фотодетектори з різними розмірами та з ідеально можливим фотодетектором. Наприклад, для інфрачервоного фотодіоду з граничною довжиною хвилі $\lambda = 12 \text{ мкм}$ $D^* < 3,5 \cdot 10^{10} \text{ Вт}$ притаманну ідеальному фотодіоду з кутом зору 180° .

9.2. Фоторезистори

Фоторезистори або фоторезистивні детектори є напівпровідниковими смужками, які змінюють електричний опір (провідність) під дією світла. Це явище називається фотопровідністю. Фоторезистори мають вигляд напівпровідникової пластинки розмірами $L \times w \times d$ з двома омичними контактами (рис.9.2). Випромінювання, що поглинається в цій пластинці, збуджує електронно-діркові пари, внаслідок чого збільшується її електропровідність:

$$\Delta \sigma = e \{ \mu_n (n - n_0) + \mu_p (p - p_0) \} = e \mu_n \{ \Delta n + b \Delta p \} \quad (9.10)$$

де $\mu_{n,p}$, Δn , Δp - рухливості та концентрації збуджених світлом надлишкових електронів та дірок відповідно. Індексом 0 позначені рівноважні значення концентрації носіїв заряду. Для реєстрації оптичних сигналів в електричному колі фоторезисторів необхідно мати джерело напруги. Вихідний сигнал формується у вигляді струму фотопровідності ($I_\Phi(\Phi)$) або падіння напруги ($V_{\text{вих}}(\Phi) = I_\Phi(\Phi) \cdot R_n$) на вихідному (навантажувальному) опорі R_n . Вихідний сигнал зручно аналізувати та використовувати у вигляді відносної зміни вихідного струму, яку називають *кратністю* (K):

$$K(\Phi) = \frac{I_\Phi - I_0}{I_0} = \frac{\Delta \sigma_{\Phi, \Sigma}(\Phi)}{\sigma_\Sigma} \quad (9.11)$$

де індексом Σ позначені повні електропровідності пластин ($\sigma_{0, \Sigma} = \sigma_0 \cdot (w \cdot d / \ell)$). Неосвітлені фоторезистори здебільшого мають малу темнову електропровідність ($\sigma_0 < 10^{-4}$), що створює деякі труднощі при вимірюванні темнового струму. Тому для збільшення повної темпової провідності фоторезистора контактні електроди виготовляють у вигляді гребінців із $L/w \ll 1$, як це показано на рис.9.2.б.

Світлова провідність залежить від концентрації збуджених світлом нерівноважних носіїв (Δn , Δp). Вона визначається із рівняння неперервності, яке у випадку власного (фундаментального) поглинання світла, коли $\Delta n = \Delta p$, а також можна знехтувати

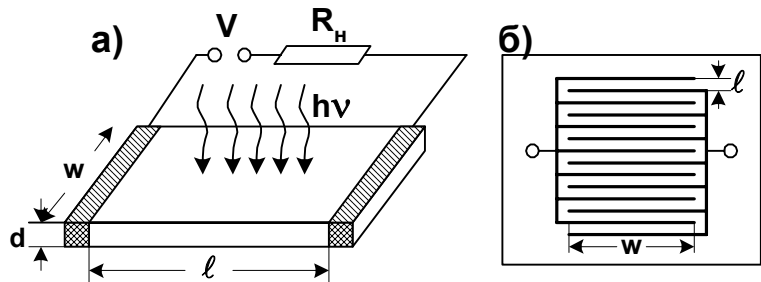


Рис.9.2. Геометрії фоторезисторів: а) - смужкового; б) - гребінчастого.

дифузією носіїв ($D_n = D_p = 0$) та дрейфовими струмами ($j_n = j_p = 0$), спрощується і має такий вигляд:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = G - \frac{\Delta n}{\tau_{f,n}} \quad (9.12)$$

де G - швидкість генерації надлишкових носіїв [$\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$], $\tau_{f,n}$ - середній час життя носіїв, який визначається швидкістю їх рекомбінації. Розв'язок рівняння (9.12) має такий вигляд:

$$\Delta n = \begin{cases} G \cdot \tau_{f,n} (1 - \exp\{-t/\tau_{f,n}\}) & \text{при вмиканні} \\ G \cdot \tau_{f,n} \cdot \exp\{-t/\tau_{f,n}\} & \text{при вимиканні} \end{cases} \quad (9.13)$$

Його аналіз дозволяє дійти до таких висновків. По-перше, швидкість зростання та спаду світлової концентрації надлишкових носіїв визначається середнім часом життя надлишкових носіїв, котрий залежить від швидкості їх рекомбінації. По-перше, збільшення швидкості рекомбінації зменшує τ_n , що зменшує інерційність змін $\Delta n(t)$ а також інерційності кратності фоторезистора під дією світлового імпульсу. По-друге, зменшення середнього часу життя зменшує об'ємну концентрацію надлишкових носіїв, яка у стаціонарному випадку згідно (9.12) при $d\Delta n/dt = 0$ рівна:

$$\Delta n = G\tau_{f,n,p} \quad (9.14)$$

Таким чином зменшення інерційності (зменшення τ_f) супроводжується зменшенням кратності або величини відгуку фоторезистора на вхідний світловий сигнал.

Тепер розглянемо залежність кратності від товщини фоторезистора. Обмежимося розглядом власної фотопровідності, коли $\Delta n = \Delta p$. В цьому випадку повну фотопровідність $\Delta\sigma_{\phi,\Sigma}$ можна записати у вигляді інтеграла:

$$\Delta\sigma_{\phi,\Sigma} = \frac{w}{\ell} \int_0^d \Delta\sigma_{\phi}(x) dx \quad (9.15)$$

де $\Delta\sigma_{\phi}(x)$ - фотопровідність такого тонкого шару фоторезистора товщиною dx , так що $\alpha \cdot dx \ll 1$, де α - коефіцієнт поглинання світла.

$$\Delta\sigma_{\phi}(x) = e\mu_n \Delta n(x) = e\mu_n G(x) \tau_n \quad (9.16)$$

де використано співвідношення (9.14). Швидкість генерації надлишкових носіїв пропорційна кількості фотонів, що поглинаються в цьому шарі на глибині x ,

$$G(x) = \eta_i \alpha \frac{\Phi_{ph}(x)}{h\nu} = \eta_i \eta_{om} (x) \alpha \Phi_0^* \quad (9.17)$$

де Φ_0^* - потік квантів, що надходять до вхідного вікна [$\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$], а $\eta_o(x)$ - оптична ефективність, котра залежить від координати x . У найпростішому випадку нормального падіння світлового потоку на фоторезистор та відсутності відбиття від підкладинки:

$$\eta_{om} = (1 - R) \cdot \exp\{-\alpha x\} \quad (9.18)$$

де R - коефіцієнт відбиття світла від поверхні фоторезистора. Комбінація формул (9.14) - 9.18) та інтегрування остаточно дають такий вираз:

$$\Delta\sigma_{\phi,\Sigma} = \frac{w}{\ell} e\mu_n \tau_{fn} \eta_i (1 - R) \Phi_0^* (1 - \exp\{-\alpha d\}) \quad (9.19)$$

Тоді формула кратності має такий вигляд:

$$K = \frac{\Delta\sigma_{\phi,\Sigma}}{\Delta\sigma_{0,\Sigma}} = \frac{K_0}{d} (1 - \exp\{-\alpha d\}) = \begin{cases} K_0 \alpha; & \alpha d < 1 \\ K_0 d^{-1}; & \alpha d \gg 1 \end{cases} \quad (9.20)$$

де $K_0 = \tau_{fn} \eta_i (1 - R) \Phi_0^* \cdot n_0^{-1}$ - кратність напівнескінченного зразка. Таким чином кратність зменшується при збільшенні товщини фоторезистора. Тому для збільшення чутливості фоторезисторів вигідно зменшувати їх товщину так, щоб $\alpha d < 1$. Але подальше зменшення товщини на середній час життя надлишкових носіїв починає впливати їх дифузія та поверхнева рекомбінація, що зменшує час життя:

$$\frac{1}{\tau_{fn,ef}} = \frac{1}{\tau_{fn,v}} + \frac{2s}{d} \quad (9.21)$$

де $\tau_{fn,v}$ - середній час життя в об'ємі зразка, а s - швидкість поверхневої рекомбінації [$\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$]. Тому подальше зменшення товщини призводить до зменшення кратності:

$$K = K_0 \left[1 + \frac{2s\tau_{fn,v}}{d} \right]^{-1} \quad (9.22)$$

Таким чином, оптимальний вибір товщин фоторезистора обмежується нерівністю $2s\tau_{fn,v} < d < \alpha^{-1}$.

Фоторезистори поділяються на дві групи: з власною та домішковою фотопровідністю. У фоторезисторів із домішковою фотопровідністю фоточутливість зумовлена збудженням нерівноважних носіїв заряду за рахунок міжзонних оптичних переходів в області фундаментального (основного) поглинання. Ефективні власні фоторезистори повинні мати низькі концентрації основних носіїв заряду та великі відношення рухливостей електронів та дірок. Цим вимогам задовольняють багато напівпровідників, наприклад, германій, кремній та сполуки A_3B_5 , A_2B_6 . Набагато гірше цим вимогам задовольняють напівпровідникові сполуки A_4B_6 , в яких відношення рухливостей електронів та дірок є близьким до 1 і досить значні концентрації рівноважних носіїв, хоча недорогі фоторезистори з цих матеріалів із досить непоганими параметрами, але далекими від граничних для ідеального фоторезистора, знаходять широке практичне застосування.

У домішкових фоторезисторів фоточутливість зумовлена збудженням надлишкових носіїв з домішкових рівнів енергії у забороненій зоні напівпровідника. За рахунок менших енергій іонізації домішкових рівнів домішкові фоторезистори фоточутливі в інфрачервоній ділянці спектру (аж до $\lambda \approx 200 \text{ мкм}$). Але для зменшення рівня термогенерації основних носіїв вони в наслідок цього потребують глибокого охолодження (до температур рідкого гелію $T = 4,2 \text{ К}$).

Фоторезистори знайшли широке застосування в оптоелектроніці, бо мають такі позитивні якості:

- великий темновий опір $10^3 \div 10^7 \text{ Ом}$
- велику кратність до 10^8 ,
- широкий спектральний інтервал чутливості ($\lambda \sim 0.5 \div 12 \text{ мкм}$),
- малу інерційність ($10^{-2} \div 10^{-8} \text{ с}$),
- технологічну сумісність з іншими елементами оптоелектроніки.

Іноді для характеристики фоторезисторів використовують таку величину, як підсилення. Підсилення можна ввести, скориставшись формулою (9.16) і записавши вираз для вихідного струму:

$$I_\Phi = e\mu_n G \tau_{fn} (V/d) = eG(\tau_{fn}/t_{dr}) = eGM \quad (9.22)$$

де $M = \tau_{fn}/t_{dr}$ відношення середнього часу життя до часу дрейфу носіїв називають коефіцієнтом підсилення фоторезистора. Фоторезистори можуть мати значно більший за одиницю коефіцієнт підсилення. Фотодіоди не мають коефіцієнта підсилення, проте вони менш інерційні за фоторезистори.

9.3. Фотодіоди

Світлочутливим елементом фотодіода є р-п перехід. Кванти світла, що поглинаються в його збіднених областях та біля них, генерують надлишкові електронно-діркові пари. Для цього здебільшого використовується власне поглинання випромінювання. Електричне поле, що утворюється контактною різницею потенціалів або зворотною напругою на переході, просторово розділяє надлишкові електрони та дірки. Вони потрапляють в ті області, де їх знак збігається із знаком основних носіїв заряду: надлишкові електрони потрапляють в n-область, а дірки в р-область переходу. Внаслідок стікання нерівноважних носіїв виникає однобічна фотопровідність. Її струм використовується, як електричний вихідний сигнал при подачі на вхід фотодіода оптичного сигналу.

Розрізняють два режими роботи фотодіодів:

- *фотовольтаїчний (вентильний)*, коли в електричному колі фотодіода відсутнє зовнішнє джерело напруги ($V=0$) й використовується лише контактна різниця потенціалів на р-п переході (рис.9.3.а);
- *фотодіодний*, коли в електричне коло фотодіода включено зовнішнє джерело напруги $V \neq 0$, яке створює зворотне зміщення р-п переходу (рис.9.3.б).

В фотовольтаїчному (вентильному) режимі електричне поле контактної різниці потенціалів розділяє нерівноважні носії і на контактах фотодіода виникає вентильна фотоелектрорушійна сила. В цьому режимі фотодіод працює, як джерело напруги - фотоелемент. При його навантаженні зовнішнім опором R_n в ньому йде струм.

В фотодіодному режимі до р-п переходу прикладається напруга V від зовнішнього джерела. Вона утворює електричне поле в р-п переході зворотного напрямку, яке збіднює р- та n-області переходу на основні носії заряду, бо воно прискорює дірки в напрямку від n- до р-області, а електрони в зворотному напрямку від р- до n-області. Відбувається стікання нерівноважних носіїв у вигляді дрейфового та дифузійного фотоструму I_Φ , який додається до дифузійного струму рівноважних носіїв, що існує в неосвітленому зворотно зміщеному переході:

$$I = I_s \left(\exp \left\{ -\frac{eV}{kT} \right\} - 1 \right) - I_\Phi \quad (9.23)$$

де I_Φ - фотострум дрейфу та дифузії надлишкових носіїв, що виникають при освітленні біля р-п переходу, V - зворотна напруга на переході, T - температура, k - стала Боцмана, I_s - дифузійний струм основних носіїв зворотно зміщеного неосвітленого р-п переходу:

$$|I_s| = eD_n \frac{\partial n_0}{\partial x} \cdot S - eD_p \frac{\partial p_0}{\partial x} \cdot S \cong eS \left(\frac{n_0 L_{Dn}}{\tau_{fn}} - \frac{p_0 L_{Dp}}{\tau_{fp}} \right) \quad (9.24)$$

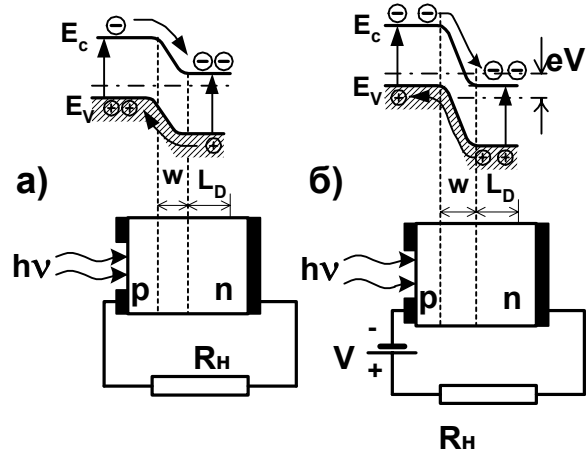


Рис.9.3. Режими фотодіодів: а) - фотовольтаїчний ($V=0$), б) - фотодіодний ($V \neq 0$).

де n_0, p_0 - концентрації основних носіїв, D_n, D_p - коефіцієнти дифузії, L_{Dn}, L_{Dp} - довжини дифузії ($L_{Dn, Dp}^2 = D_{n, p} \cdot \tau_{fn, p}$), τ_{fp}, τ_{fn} - середні часи життя носіїв заряду, а S - площа поперечного перерізу переходу.

На рис.9.4 наведені вольтамперні характеристики р - n переходу при освітленні з різними потужностями світлового потоку Φ . Видно, що при зворотних напругах в межах $3kT/e < V < V_{пр}$, де $V_{пр}$ - напруга пробою, повний струм ($I = -I_s - I_\Phi$) майже не залежить від напруги але його складова I_Φ збільшується при збільшенні світлового потоку Φ [$см^{-2} \cdot с^{-1}$]. При певних Φ фотострум I_Φ може стати значно більшою темного струму I_s . Ця складова зворотного струму I_Φ використовується, як вхідний сигнал на дію вхідного оптичного сигналу.

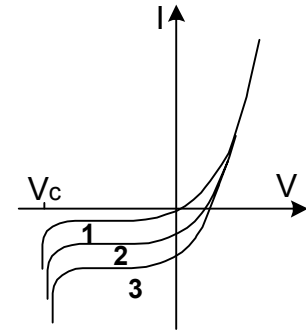


Рис.9.4. Вольт-амперна характеристика р - n переходу при його освітленні: 1 - $\Phi=0$, 2 - $\Phi_2 \neq 0$, 3 - $\Phi_3 > \Phi_2$.

Характеристики фотодіода залежать, головним чином, від матеріалу, із якого він побудований, та від його конфігурації. Матеріал здебільшого вибирається таким, щоб його гранична частота власного (фундаментального) поглинання була меншою частоти випромінювання (ν), що детектується ($h\nu \geq h\nu_c = E_g$). Він повинен мати значну квантову ефективність та малі рекомбінаційні втрати. Найкращою конфігурацією фотодіода є така конфігурація, в якій забезпечується проходження світлового потоку до активної зони з найменшими втратами. Протяжність активної зони поглинання фотодіода обмежується розмірами збідненої області переходу (w) та довжинами дифузії надлишкових носіїв (L_{Dn}, L_{Dp}). Здебільшого для побудови фотодіодів використовують асиметричні різкі р-n переходи, в яких сильно легований ($N_a \sim 10^{19} см^{-3}$) тонкий p^+ - шар служить його вхідним вікном, а слабо легований n-шар є підкладкою. В такій конфігурації p^+ - n перехід можна наблизити до поверхні вхідного вікна, що зменшує поглинання світла в p^+ - області. Активна зона такого фотодіода формується, головним чином, збідненою областю шириною w та областю дифузії нерівноважних дірок, збуджених світлом в n-області переходу.

Фотострум I_Φ освітленого переходу складається із двох членів: дрейфового струму надлишкових носіїв ($I_{\Phi, dr}$), збуджених світлом в області збіднення (w), та струму дифузії надлишкових носіїв ($I_{\Phi, dif}$), збуджених світлом на відстанях сумірних з довжини дифузії від р-n переходу (L_p). Наближено, нехтуючи поглинанням світла на шляху його розповсюдження до р-n переходу а також розсіянням вільних носіїв, вираз для фотоструму можна записати у такому вигляді:

$$I_\Phi = I_{\Phi, dr} + I_{\Phi, dif} \cong A e \eta_i \Phi^* (1 - R) \left\{ (1 - e^{-\alpha w}) + \alpha L_{Dp} \right\} \approx A e \eta_i \Phi^* (1 - R) \alpha (w + L_{Dp}) \quad (9.25)$$

де A - площа поперечного перерізу фотодіода, η_i - внутрішня квантова ефективність, Φ^* [$см^{-2} \cdot с^{-1}$] - потік фотонів, α й R - коефіцієнти поглинання та відбивання світла.² Скориставшись виразом (9.25), знайдемо квантову ефективність фотодіода:

$$\eta = I_\Phi / e S \Phi_0^* = \eta_i (1 - R) \alpha (w + L_{Dp}) \quad (9.26)$$

Більш точний розрахунок η із урахуванням особливостей дифузії надлишкових носіїв (задача 9....) має такий вигляд:

$$\eta = \eta_i (1 - R) \left\{ 1 - \frac{\exp(-\alpha w)}{1 + \alpha L_{Dp}} \right\} \quad (9.26^*)$$

² Врахована частина потоку, що поглинається на шляху w , $1 - \exp\{-\alpha w\} \approx \alpha w$ при $\alpha w < 1$, а також використано, що $I_{\Phi, dif} = -A e D_p (\partial p / \partial x) = A e D_p (1 - R) \eta_i \Phi_0^* \alpha \tau_{fp} L_{Dp}^{-1} = A e (1 - R) \eta_i \Phi_0^* \alpha L_{Dp}$

Його аналіз показує, що квантова ефективність фотодіодів на відміну від фоторезисторів не залежить від відношення середнього часу життя носіїв до їх часу дрейфу, яке називається внутрішнім коефіцієнтом підсилення. Квантова ефективність фотодіодів (η) залежить від оптичних властивостей його речовини (α та R), природи напівпровідника та концентрації донорів (N_d) та акцепторів (N_a) n - та p - областях переходу, від яких залежить протяжність області збіднення (w). Для отримання максимальних значень квантової ефективності, яка може бути в межах від 0 до 1, потрібно зменшувати максимальні значення коефіцієнта відбиття (R) та створювати такі умови, щоб $\alpha w > 1$ та $\alpha L_D > 1$. Зменшення коефіцієнта відбиття здійснюють за допомогою просвітлення оптики. Для цього на поверхню вхідного вікна наносять тонкий шар прозорого діелектрика з показником заломлення $n_d = (n_\phi n_e)^{1/2}$, де n_ϕ та n_e - показники заломлення напівпровідника фотодіода та оточуючого середовища. Товщина цього шару повинна бути кратною непарному числу $\lambda/4$, де λ - довжина хвилі випромінювання. Оптимальним вибором матеріалів та конфігурації вдається отримувати фотодіоди із інтегральною чутливістю $\sim 10 \div 20 \text{ мА} \cdot \text{лм}^{-1}$.

Але виконання умов $\alpha w > 1$ та $\alpha L_D > 1$, необхідних для збільшення квантової ефективності та чутливості фотодіодів, призводить до збільшення їх інерційності. Інерційність фотодіода визначається часом збору надлишкових носіїв ($t_{3\phi}$), котрі збуджуються випромінюванням, та часовою сталою електричного кола (t_{RC}):

$$t = t_{dr} + t_{dif} + t_{RC} \quad (9.27)$$

Час збору надлишкових носіїв ($t_{3\phi}$) залежить від часу дифузії електронів ($t_{n,dif} = L_{Dn}^2/D_n$), котрі збуджуються в p^+ - області, часу дифузії дірок ($t_{dif} = L_{Dp}^2/D_p$), котрі збуджуються в n -області, та від часу дрейфу електронів та дірок крізь збіднену область переходу ($t_{dr} = w/\mu_{n,p}V$). А часова стала електричного кола залежить від ємності переходу та опору базової частини фотодіода ($t_{RC} = C_w R_{\phi аз} = (\epsilon_r n/4\pi)(d_{\phi аз}/w)$). В звичайних фотодіодах, в яких випромінювання надходить по нормалі до p - n переходу, для зменшення часу збору область збіднення переходу наближають до вхідного вікна, зменшуючи, наприклад, товщину p -області. В цьому разі час збору визначається найбільшою його складовою, а саме часом дифузії дірок в базі ($t_{dif} = L_{Dp}^2/D_p$). В кремнієвих фотодіодах, у яких $D_p \approx 10 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, а товщина бази $d_{\phi аз} \approx 10 \text{ мкм} \leq L_{Dp}$, час дифузії становить $t_{dif} \approx 10^{-7} \text{ с}$. Саме він обмежує його частотні властивості. Зменшення товщини бази недоцільно, тому що згідно (9.29) при цьому зменшується чутливість, яка залежить від αL_{Dp} або від $\alpha d_{\phi аз}$ при $d_{\phi аз} < L_{Dp}$.

З метою отримання чутливих та малоінерційних фотодіодів були розроблені різноманітні їх конфігурації. На рис.9.5 схематично зображені декілька прикладів най-

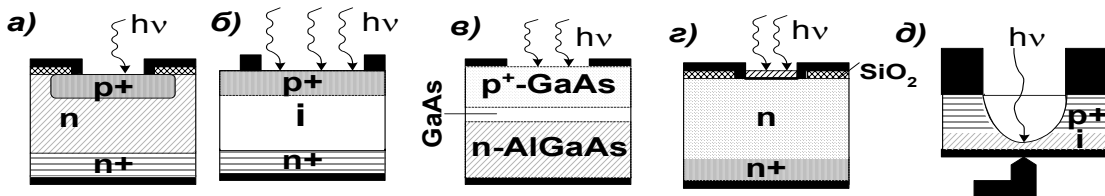


Рис.9.5. Схеми різних фотодіодів: а) - з p^+ - n переходом, б) з p - i - n структурою, в) - з гетеропереходом, г) - з бар'єром Шотткі, д) - з точковим контактом.

більш поширених конфігурацій фотодіодів: з p^+ - n переходом, з p - i - n структурою, з гетеропереходом, з бар'єром Шотткі та з точковим контактом.

9.4. Хвильовідні фотодіоди.

В оптоелектроніці крім фотодіодів звичайної конфігурації, котрі розглядалися в попередньому розділі, використовуються фотодіоди сполучені з світловодами. Випро-

мінювання, що реєструється, надходить в активну зону р-п переходу й розповсюджується в ній на шляху L паралельно площині переходу. Фотокатооди такої конфігурації зручні для використання їх разом з світловодами, в яких світло розповсюджується паралельно р-п переходу. Така конфігурація схематично зображена на рис.9.6. Вона має такі переваги:

- *по-перше*, збільшується квантова ефективність (чутливість) завдяки збільшенню частини потоку випромінювання, що поглинається в активній зоні р-п переходу, тому що збільшується його шлях L в цій зоні;
- *по-друге*, зменшується інерційність, тому що можна використовувати більші значення ширини збідненої зони (w) і тим самим зменшувати ємність переходу та часову сталу t_{RC} , а також усувається затримка, зв'язана з дифузією носіїв в базі;
- *по-третє*, така конфігурація узгоджується з світловодами, тому що вибором показників заломлення речовини фотодіода n_2 та n_1 підкладки можна створити такі умови, що ширина збідненої області буде збігатися з поперечним розміром світловоду $w = \lambda / 2(n_2^2 - n_1^2)^{1/2}$.

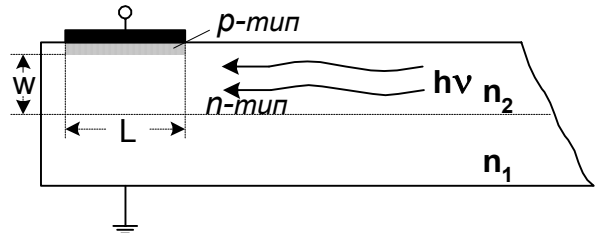


Рис.9.6. Схема з'єднання фотодіода з світловодом.

9.5. Фотодіоди з бар'єром Шотткі

В фотодіоді з бар'єром Шотткі область збіднення утворюється біля контакту метал-напівпровідник і розповсюджується в напівпровідник n-типу (рис.9.2г). Принцип його роботи аналогічний принципу роботи фотодіода на р-п переході. Фотодіоди з бар'єром Шотткі використовують як для звичайної реєстрації випромінювання, що надходить по нормалі до бар'єру, так для сполучення з світловодом, коли випромінювання розповсюджується паралельно бар'єру. В першому випадку для зменшення оптичних втрат в металевому електроді його виготовляють у вигляді дуже тонкої (~ 10 нм) прозорої для випромінювання металевої плівки. На поверхню цієї плівки додатково наносять просвітлювальне покриття. Воно, наприклад, може бути виготовлене з сульфіду цинку (або із іншого прозорого діелектрика) з коефіцієнтом заломлення більшим за одиницю. Товщина цієї плівки вибирається такою, щоб при інтерференції випромінювання, що відбивається від обох границь фотодіода, утворювалася мінімальна інтенсивність відбитого променя. У другому випадку фотодіодів хвильовідної конфігурації необхідність в просвітленні зникає, що значно спрощує технологію виготовлення таких фотодіодів. Фотодіоди хвильовідної конфігурації мають такі переваги:

- *по-перше*, збільшується квантова ефективність завдяки збільшенню частини потоку випромінювання в активній зоні бар'єру, тому що збільшення L призводить до майже повного поглинання випромінювання в цій зоні ($1 - \exp\{-\alpha L\} \rightarrow 1$ при $\alpha L \gg 1$);
- *по-друге*, зменшується інерційність до $\sim 10^{-10}$ с через зменшення ширини збідненої області, що зменшує її ємність та часову сталу t_{RC} до 10^{-12} с, а також через зменшення часу затримки, зв'язаного з дифузією носіїв в базі $t_{dr} \sim w^2 / \mu V \sim 10^{-10}$ с;
- *по-третє*, збільшується ширина спектральної смуги чутливості через те, що в роботі фотодіодів можуть брати участь збуджені в металі електрони;
- *по-четверте*, зменшується кількість технологічних операцій при виготовленні фотодіодів, котрі узгоджуються з хвильоводом.

Ці переваги фотодіодів з бар'єром Шоттки є привабливим для їх використання в інтегральній оптоелектроніці.

9.6. P-I-N - діод

Найбільш поширеним типом фотодіодів є *P-S-N - diod*, тому що в ньому вдається розширити частотний діапазон без зниження квантової ефективності. В ньому між р- та n-областями спеціально створюється і-область - шар високоомного власного напівпровідника (з малою концентрацією домішок (рис.9.5.б та рис.9.7). На високоомній і-області падає майже вся зворотна напруга ($V_i \sim V$), яка створює електричне поле з напруженістю $E_i = V_i/w_i \sim 10^4 \text{ В/см.}$. Товщина високоомної і-області власного напівпровідника фотодіода вибирається більшою товщини збідненої області ($w_i > w$), щоб забезпечити основне поглинання випромінювання в цій області фотодіода. При $\alpha w_i > 2$ біля 86% випромінювання поглинається в цій і-області. Вона повинна бути вільною від домішок і пасток, котрі зменшують час життя носіїв струму. Надлишкові електрони та дірки, що виникають в і-області, ефективно розділяються у просторі електричним E_i , тому що надлишкові електрони та дірки рухаються зі швидкостями насичення дрейфу $\sim 10^7 \text{ см.с}^{-1}$ в різні боки: електрони в n-область а дірки в р-область. Таким чином, поява і-області шириною w збільшує поглинання світла в ефективній області фотодіода, що збільшує його квантову ефективність (чутливість) (формули (9.29 та 9.29*)). При цьому відбувається розширення частотного діапазону р-і-п фотодіода до $\Delta f \approx 1 \text{ ГГц}$ через зменшення часу розділення надлишкових носіїв в його і-області. Воно викликається такими двома обставинами:

- *по-перше*, зменшенням часу розділення надлишкових носіїв в електричному полі і-області, тому що час їх дрейфу значно менший за час дифузії

$$\frac{t_{dr(p-i-n)}}{t_{dif(p-i-n)}} = \frac{w_i}{v_{dr,i}} \cdot \frac{D_p}{L_{dp}^2} \approx \left(\frac{w_i}{L_{dp}} \right)^2 \frac{kT}{eV_i} < 1;$$

- *по-друге*, зменшенням часової сталої t_{RC} через збільшення ширини високоомної області, яка зменшує бар'єрну ємність.

Таким чином, знаходять широке використання через такі позитивні якості:

- *високу чутливість до 0,7 а/вт;*
- *широку смугу робочих частот $\sim 1 \text{ ГГц}$;*
- *малі робочі напруги, що дозволяє досить просто використовувати р-і-п фотодіоди в інтегральній оптоелектроніці.*

Однак, створення бездомішкових і-областей з власною електропровідністю потребує додаткових зусиль при їх створенні між сильно легованими р- та n-областями фотодіодів.

9.7. Фотодіоди з гетеропереходами

Фотодіоди можна виготовляти за допомогою р - n гетеропереходів між двома напівпровідниками з різними ширинами заборонених зон ($E_{g1} \neq E_{g2}$). Їх поперечний переріз зображений на рис.9.2.в. Світловий сигнал надходить до фотодіода крізь Широкозонний напівпровідниковий шар, наприклад, $p^+-\text{GaAlAs}$, служить прозорим вікном для випромінювання. Воно не поглинається в ньому через те, що енергія його квантів

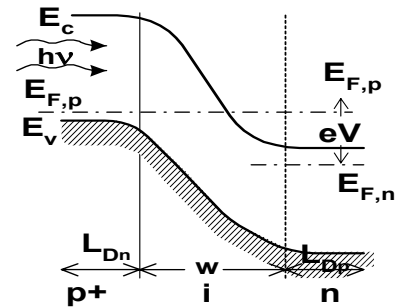


Рис.9.7. Енергетична діаграма р-і-п фотодіода.

менша ширини забороненої зони ($h\nu < E_{g1, \text{GaAlAs}}$). Це дозволяє зменшити втрати при розповсюдженні випромінювання на шляху до активної зони фотодіода та змістити її в об'єм напівпровідника, де значно менше поверхневих станів, які збільшують рекомбінаційні втрати носіїв. Активною областю служить n-шар вузькозонного напівпровідника, наприклад, GaAs, в якому відбувається поглинання квантів випромінювання. Його товщина w вибирається такою, щоб забезпечити майже повне поглинання квантів ($\alpha w > 1$). Випромінювання до фотодіода з гетеропереходом може також надходити в напрямку паралельному до площини переходу, як і у випадку р-і-n фотодіодів, що збільшує ефективність його поглинання в активній зоні. Внаслідок поглинання квантів у вузькозонному напівпровіднику збуджуються надлишкові електрони та дірки. Мала концентрація домішок в активній області та низька густина поверхневих станів на границях між шарами напівпровідників зменшує рекомбінаційні втрати надлишкових носіїв та їх велику рухливість. Тому електричне поле на гетеропереході швидко розділяє надлишкові електрони та дірки, що дозволяє створювати чутливі швидкодіючі фотодіоди. Фотодіоди з гетеропереходами мають такі позитивні риси:

- *по-перше*, оптимальну для даної енергії квантів квантову ефективність ($\eta \approx 0,7 \div 0,92$);
- *по-друге*, малий час відгуку на імпульсний сигнал, що досягається зменшенням негативного впливу поверхневої рекомбінації носіїв та малим часом розділення носіїв (великою швидкістю розділення через значні величини їх рухливостей), тому що завдяки ефекту широкозонного "вікна" активний шар розташовується в об'ємі напівпровідникової структури, де мало пасток і не має поверхневих рівнів;
- *по-третє*, можливість керування смугою спектральної чутливості фотодіоді, тому що вона визначається інтервалом енергії квантів $E_{g2} < h\nu < E_{g1}$, де E_{g1} та E_{g2} - ширини заборонених зон напівпровідників, що входять до складу гетеропереходу. Вибором напівпровідникових сполук та їх твердих розчинів з різними значеннями E_{g1} та E_{g2} можна створювати фотодіоди з гетеропереходами практично для всієї області оптичного діапазону довжин хвиль з шириною спектральної смуги чутливості $\Delta h\nu = E_{g1} - E_{g2}$, або селективні, якщо зменшувати ширину смуги.

Проте фотодіоди з гетеропереходами виготовляти більш складно, ніж фотодіоди на р-n переходах.

9.8. Багатoeлементні фотодіоди

Фотодіоди дають можливість реалізувати важливі у різних застосуваннях багатoeлементні лінійки та матриці фотодіодів. У цих випадках, для зняття інформації з багатьох фотодетекторів, неможливо використовувати електричні дрітні контакти до кожного детектора, а необхідно, за допомогою електронних пристроїв, організувати зчитування інформації з кожного фотодетектора. Для електронного зчитування інформації використовують, ПЗЗ або КМОН (КМОП - компліментарна МОН (метал-оксид-напівпровідник) структура) системи зчитування. Приклад такої гібридної матриці фотодіодів з вузькощільного напівпровідника HgCdTe та кремнієвої схеми зчитування наведений на рис.9.8. З'єднання електричних контактів матриці фотодіодів та схеми зчитування здійснюється за допомогою мікростовпчиків індію. Розміри кожного фото-

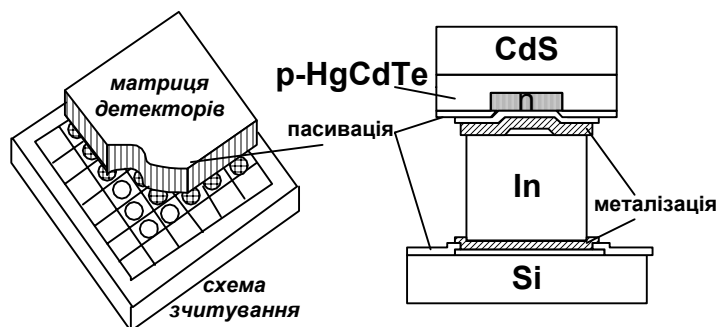


Рис.9.8. Гібридна матриця фотодіодів з вузькозонного HgCdTe та кремнієвої системи зчитування.

діода у цій матриці сягають 25×25 мкм.

Вивчена велика кількість напівпровідникових матеріалів, з яких виготовляють фотодетектори для різних ділянок оптичного спектру. Найбільш поширеними фотодетекторами, у тому числі багатоелементними та матричними, видимого та близького інфрачервоного ділянок спектру, є фотодетектори виготовлені на основі Si та твердих розчинів GaAlAs або InGaAs. Для середнього інфрачервоного діапазону довжин хвиль 2-5 мкм поширені з досить невисокою швидкодією ($\tau \approx 10^{-4} \div 10^{-6}$ с) недорогі фоторезистори з PbS та PbSe, які мають виявну здатність на 1-2 порядки нижче за теоретично можливу.

Значно складнішим є питання виготовлення фотодетекторів із граничними параметрами для інфрачервоного діапазону спектру. Це зумовлено в першу чергу тим, що виготовлення найбільш широко вживаних фотоприймачів на основі вузькощілинних твердих розчинів HgCdTe коштує досить дорого, тому що існують проблеми виготовлення матеріалів однорідних за складом та з потрібними характеристиками. Особливо гостро ці питання виникають при виготовленні великоформатних матриць фотодіодів. Наприклад, для забезпечення високої чутливості і роздільної здатності по температурі ($\approx 20 \div 50$ мК) в інфрачервоній ділянці спектру, потрібно, щоб фотодетекторні елементи матриці мали розкид параметрів менший 1%. Виявилось, що таку високу однорідність параметрів можуть забезпечити матриці з фотодетекторів на надгратках, виготовлених із гетеропереходів GaAs/GaAlAs.

9.9. Фотодетектори з надграток

Фотоприймачі на надгратках GaAs/GaAlAs вперше було запропоновано в 1977 р. У цих надгратках використовується замість міжзонного міжподзонне поглинання світла між розмірноквантованими станами квантових ям у вузькозонному напівпровіднику GaAs, розділених бар'єрами широкозонного напівпровідника GaAlAs. Схема оптичних переходів показана на рис. 9.9. У цих фотодетекторах електрони при міжподзонних переходах (в межах зони

провідності) під дією світла збуджуються з основного стану на найближчий нерівноважний і тунелюють з нього під дією електричного поля. Відстань між окремими розмірними підзонами у вузькозонному напівпровіднику (GaAs) залежить від товщини його шарів (d). Тому зміною товщини можна керувати спектральною областю чутливості фотодетекторів в інфрачервоному діапазоні довжин хвиль.

В об'ємних напівпровідниках міжподзонні переходи в межах однієї зони є забороненими. Вони можуть відбуватися тільки за участю фононів або домішок, щоб забезпечити зберігання моменту імпульсу. Для знаходження правил відбору при міжподзонних оптичних переходах між станами квантової ями напівпровідника у дипольному наближенні треба вираховувати матричні елементи:

$$\epsilon P_{ij} = \langle X_{in}^* | \epsilon p | X_{im} \rangle \times \langle U_{ik} | U_{jk} \rangle, \quad (9.29)$$

де U_{ik} - періодична частина блохівських функцій, яка змінюється на довжині елементарної комірки, X_{im} - огибаюча хвильова функція, яка повільно змінюється в елементар-

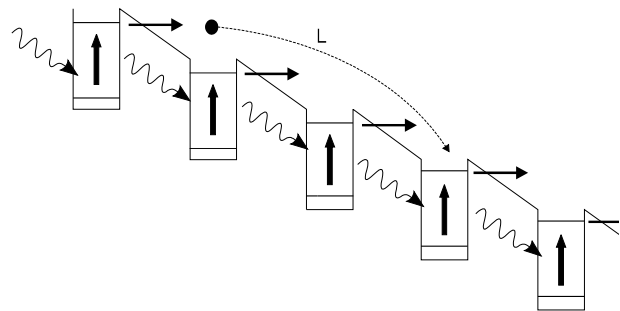


Рис.9.9. Схема оптичних переходів, у фотоприймачі на надгратках GaAs/AlGaAs, з наступним тунелюванням електронів з квантової ями.

ній комірці i є періодичною функцією на періоді надгратки, а в квантовій ямі з нескінченно високим бар'єрами періодична частина огинаючої хвильової функції пропорційна $\sin(n\pi z/d)$ для парних чисел $n=2,4,6,\dots$, або $\cos(n'\pi z/d)$ для непарних чисел $n'=1,3,5,\dots$. Тут $\mathbf{\epsilon}$ - вектор поляризації, який перпендикулярний до хвильового вектора \mathbf{q} розповсюдження електромагнітної хвилі, \mathbf{p} - дипольний момент. Видно, що для вирахування правил відбору для міжподзонних переходів в квантовій ямі треба вираховувати перший інтеграл тому, що $\langle U_{ik} | U_{jk} \rangle \neq 0$ для тієї ж зони.

Перший інтеграл з вищенаведеного виразу для матричних елементів дипольних переходів не дорівнює нулю тільки для хвильових функцій різної парності, тобто, оптичні переходи між станами квантової ями можливі між станами $n=1$ та $n=2$, $n=2$ та $n=3$ і так далі. Переходи між станами $n=1$ та $n=3$ є забороненими. Крім того, ці оптичні переходи можливі тільки для компоненти електричного вектора електромагнітної хвилі перпендикулярно площині надгратки, що вимагає падіння світла під кутом до нормалі надгратки або ж застосування спеціальних засобів, що допомагають створити компоненту електричного вектора електромагнітної хвилі з напрямком, перпендикулярним до площини надгратки.

Відразу після початку експериментів з такими фотодетекторами було встановлено, наявність деякої порогової напруги, необхідної для початку тунелювання. Тобто, в деякому діапазоні електричних зміщень такі фотодетектори є "сліпими".

Для виключення проблеми з пороговою напругою були запропоновані фотодетектори на надгратках з використанням оптичних переходів між основними станами квантових ям GaAs та першим збудженим станом квантових ям, який внаслідок керування хімічним складом бар'єра та шириною квантової ями може бути розташований на фоні суцільного дозволеного спектру енергій (рис. 9.10). Для фотодетекторів на основі таких надграток немає порогових напруг і вони мають більш широкий спектр fotocутливості ($\Delta\lambda/\lambda \approx 15-20\%$),

але все ж, за рахунок низької квантової ефективності ($\eta \approx 3-10\%$), вони мають fotocутливість на порядок величини меншою за теоретичну для ідеального фотодетектора. Їх чутливість, як правило, також помітно нижче fotocутливості фотодетекторів з HgCdTe в тому самому спектральному діапазоні (8-12 мкм) при однакових температурах експлуатації (звичайно $T \approx 80$ K). Для забезпечення більшої чутливості такі фотодетектори потрібно охолоджувати до температур $T \sim 60$ K внаслідок того, що за своєю природою вони близькі до домішкових фотодетекторів з високий темп термогенерації носіїв заряду.

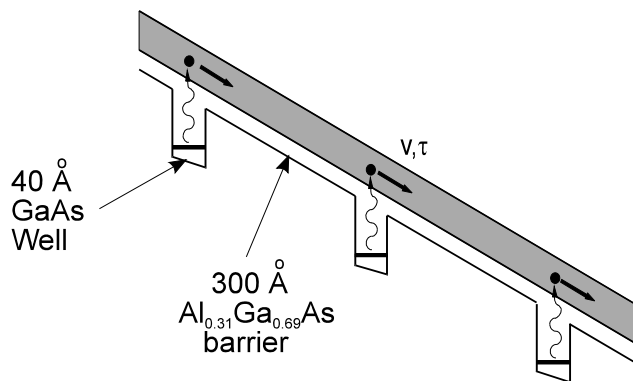


Рис.9.10. Схематичне зображення оптичних переходів та руху електронів під дією зовнішнього електричного поля у фотодетекторі на основі надгратки з переходом електронів з основного стану на збуджений стан, який знаходиться на фоні суцільного дозволеного спектру енергій.

9.10. Лавинні фотодіоди

При великих зворотних зміщеннях ($V > V_C$) виникає велике електричне поле ($\sim 10^5$ В·см⁻¹). Воно викликає ударну іонізацію і лавинне розмножування носіїв. В фо-

тодіодах, що працюють в такому режимі, підсилюється струм. Фотодіоди, в яких використовується лавинне розмноження носіїв і підсилення фотоструму називаються *лавинними фотодіодами*. Для розвитку лавин необхідно виконати дві умови: по-перше, товщина збідненої області р-n переходу, де локалізовано електричне поле, повинна бути більшою за довжину вільного пробігу неосновних носіїв, по-друге, їх енергія, котру вони отримують на довжині вільного пробігу (ℓ) за рахунок електричного поля, що прискорює носії, з напруженістю (F), повинна бути більшою за поріг ударної іонізації ($eF\ell > E_g$). Коефіцієнт розмноження носіїв вдається описати наближеною формулою

$$M = \frac{1}{\{1 - (V/V_C)^m\}} \quad (9.30)$$

$$m \cong 2 \div 6$$

де V_C - напруга електричного пробою. При наближенні напруг до напруги електричного пробою *внутрішнє підсилення струму в лавинних фотодіодах* може бути значним до 10^3 . Але різка залежність M від напруги V ускладнює використання цих фотодіодів при значних коефіцієнтах підсилення та вимагає ретельної їх термостабілізації. Для зменшення втрат, що пов'язані з рекомбінаційною люмінесценцією, необхідно створювати такі умови, щоб швидкості ударної іонізації електронів і дірок сильно розрізнялись. Швидкість ударної іонізації залежить від порогових енергій іонізації електронів і дірок, котрі в свою чергу залежать від їх ефективних мас. В тих напівпровідниках, в яких ефективні маси носіїв різні, різні енергії іонізації носіїв та $\alpha_n/\alpha_p \neq 1$. В кремнії це відношення $\alpha_n/\alpha_p \sim 20$, тобто кремній має оптимальні властивості для створення фотодетекторів з лавинним підсиленням фотострумів. В напівпровідникових сполуках типу $A_{III}B_V$ це відношення близьке до 1 і вони не підходять для створення на їх основі лавинних фотодіодів. Для того щоб усунути цю перешкоду, використовують варизонні структури або надгратки.

9.11. Варизонний лавинний діод

Варизонний лавинний діод створюється із напівпровідникових сполук типу $A_{III}B_V$ змінного складу, що дає можливість змінювати вздовж одного із напрямків ширину забороненої зони. Разом зі зміною ширини забороненої зони змінюються і ефективні маси носіїв і інші параметри напівпровідників. Варизонні напівпровідники із InGaAs використовують в фотодіодах інфрачервоного спектрального діапазону.

На рис.9.11 зображені енергетичні діаграми варизонного напівпровідника у відсутності і наявності електричного поля, що створюється зовнішнім джерелом напруги. В кожній точці напівпровідника виникає сумарне електричне поле ($E_{\Sigma, c, v} = E_{i, c, v} + E_{ex}$), котре складатиметься із внутрішнього вмонтованого зв'язаного з варизонністю поля $E_{i, c, v}$ і зовнішнього E_{ex} , що створюється прикладеною напругою. Різні значення вмонтованих полів для електронів і дірок призводять до того, що сумарні поля, які діють на електрони і дірки, різні ($E_{\Sigma, c} \neq E_{\Sigma, v}$). Тому і відношення коефіцієнтів іонізації електронів і дірок α_n/α_p відрізняється від одиниці, бо на електрони і

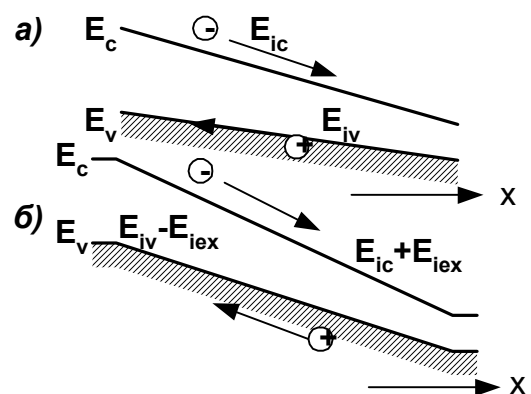


Рис.9.11. Енергетична діаграма варизонного напівпровідника : а) - $E_{ex} = 0$, б) - $E_{ex} \neq 0$.

дірки діє різне ефективне електричне поле і енергії іонізації залежать від ефективної маси носіїв

$$E_{n,p,g} = \left[1 + \frac{m_{n,p}}{m_n + m_p} \right] E_g \quad (9.31)$$

$$\frac{\alpha_n}{\alpha_p} = \frac{\alpha_{0,n} \exp\{-E_{n,g}/e\ell_n E_{\Sigma,c}\}}{\alpha_{0,p} \exp\{-E_{p,g}/e\ell_p E_{\Sigma,v}\}}$$

де E_g - ширина забороненої зони, $\ell_{n,p}$ - довжина вільного пробігу електронів і дірок. Таким чином, є дві основні причини, що викликають збільшення α_n/α_p - відношення коефіцієнтів іонізації електронів і дірок у варизонних напівпровідникових сполуках, а саме: *по-перше*, залежність енергії іонізації від ефективної маси носіїв, котрі у електронів і дірок різні, *по-друге*, різне за величиною вмонтоване поле для електронів і дірок. Це відношення α_n/α_p у варизонних структурах на основі AlGaAs досягає ~ 10 .

Варизонний лавинний фотодіод також більш стійкий до електричних пробів за звичайний фотодіод, тому що лавинне розмноження носіїв починається в області з малою шириною забороненої зони і поступово із зростанням напруги пересувається в область з більшими ширинами зони.

Подальше збільшення коефіцієнта розмноження електронів і зменшення рівня шуму вдається досягти в багатошарових варизонних структурах. Зонна діаграма для такої структури зображена на рис.9.11, з якого видно, що електричні поля найбільші в області гетеропереходів. В цих областях відбувається лавинне розмноження носіїв навіть при не дуже великих напругах на фотодіоді. Ця структура нагадує вакуумний електронний помножувач і забезпечує краще відношення сигнал/шум, ніж звичайні лавинні фотодіоди з одношаровою структурою.

9.12. Лавинний фотодіод на надгратках

Збільшення відношення коефіцієнтів іонізації електронів і дірок α_n/α_p вдається досягти за допомогою використання надграток. На рис.9.12 зображена зонна діаграма багатошарової структури на основі ізоморфних твердих розчинів GaAs/AlGaAs. Окремі шари мають товщини ~ 40 нм. Система шарів надгратки мають товщину $< 2,5$ мкм. Матеріал, з якого виготовлені надгратки, слабо легований і тому при напрузі ~ 10 В на фотодіоді створюється електричне поле з напруженістю $\sim 10^4 \dots 10^5$ В/см достатнє для лавинного розмноження носіїв. В межах кожної потенціальної ями, що створюється в області шарів GaAs, електрони набувають кінетичну енергію $eE\ell$ значно більшу енергії, котру вони втрачають при розсіянні на оптичних фононах ($eE\ell = 10^5 \cdot 400 \cdot 10^{-8} = 0,4$ eВ $> kT \sim 0,02$ eВ). Це означає, що електричне поле розігріває носії до достатніх для іонізації енергій.

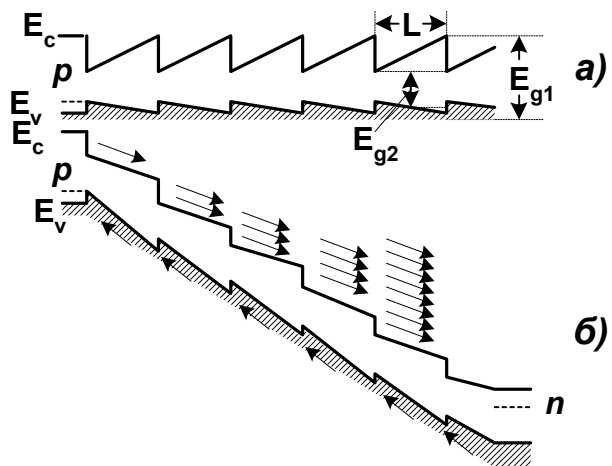


Рис.9.12. Енергетична діаграма лавинного фотодіода з багатошаровою варизонною базою : а) - $E_{ex} = 0$, б) - $E_{ex} \neq 0$. E_{g1} і E_{g2} - ширини заборонених зон, ΔE_c і ΔE_v - розриви зон.

Є дві причини збільшення відношення α_n/α_p : збільшення α_n і майже незмінність α_p . Дійсно, необхідна для іонізації енергія залежить від того, де знаходиться електрон. Кожний раз, коли розігрітий електрон переходить крізь гетероперехід і потрапляє в потенціальну яму в GaAs, він через розрив зони провідності $\Delta E_c \sim 0,48 \text{ eV}$ додатково набуває енергію розриву зон і тому потребує для ударної іонізації меншу енергію. Ця обставина суттєво збільшує коефіцієнт іонізації електронів α_n в потенціальних ямах і, хоча не весь об'єм надгратки зайнятий потенціальними ямами, все ж середній коефіцієнт іонізації такої системи значно більший коефіцієнта іонізації кристала.

Розрив валентної зони на гетеропереходах значно менший, ніж розрив зони провідності і становить $\sim 0,02 \text{ eV}$. Це означає, що зміна енергії дірок при їх русі вздовж надгратки не суттєва і майже не впливає на коефіцієнт іонізації дірок α_p . Тому в такій системі з надграткою вдається отримувати відношення $\alpha_n/\alpha_p \sim 10$, що покращує параметри фотодетектора.

Наведемо деякі типові параметри фотодіодів:

- чутливість $0.5 \div 1 \text{ A} \cdot \text{Bm}^{-1}$,
- спектральна область чутливості $\lambda \sim 0.3 \div 15 \text{ мкм}$,
- інерційність $\sim 10^{-10} \text{ с}$,
- квантова ефективність $\sim 90\%$,
- темновий струм $\sim 10^{-9} \text{ A}$,
- поріг чутливості $< 10^{-14} \text{ Bm} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$ (величина мінімального сигналу, що реєструється, віднесений до одиниці смуги частот).

9.13. Фототранзистори

Біполярні транзистори також можна зробити фоточутливими. Для цього потрібно забезпечити умови поглинання світла в базовій області транзистора. Для цього потрібно спеціально підбирати його конфігурацію.

В транзисторах з гомопереходами, наприклад, на основі германію та кремнію використовується планарна модель з базовою областю наближеною до поверхні вхідного вікна (рис.9.13). Фототранзистори включаються в схему із загальним емітером та плаваючою базою, і вони можуть виконувати функції фотодетекторів. Такі транзистори називаються *фототранзисторами*. Підсилення транзисторів забезпечує йому досить високу фоточутливість. Проте у порівнянні з фотодіодами фототранзистор більш складний у виготовленні і поступається йому в швидкодії через більшу площу. Світловий сигнал генерує в базовій області електронно-діркові пари, які розділяються електричним полем колектора емітерного та колекторного переходів. В n-p-n транзисторі в базовій області накопичуються дірки. Вони збільшують позитивний просторовий заряд в базовій області, внаслідок чого збільшується інжекція електронів із емітера в базу, частина яких доходить до колектора і збільшує колекторний струм. Таким чином початковий струм фотоносіїв може бути підсилений в ~ 100 разів.

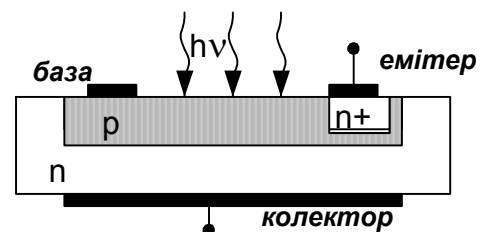


Рис.9.13. Фототранзистор

В фототранзисторах на гетеропереходах світловий сигнал надходить до широкозонної емітерної області транзистора, в якому він не поглинається, бо $h\nu < E_{g,em}$. Крізь емітер світловий сигнал надходить до базової області, де поглинається, бо $h\nu > E_{g,база}$. В базовій області генеруються електронно-діркові пари і розділяються на емітерному та колекторному переходах. В базі накопичуються носії одного знаку заряду, що змінює її потенціал. Зміна потенціалу бази змінює інтенсивність інжекції і призводить до збіль-

шення колекторного струму, як і в попередньому випадку транзистора на гомопереходах. Дифузія носіїв із досить протяжної бази збільшує інерційність фототранзисторів. Їх часова стала становить $\tau_0 \sim 10^{-5} \div 10^{-6} \text{ с}$. Зменшення площі бази супроводжується зменшенням чутливості фототранзисторів через зменшення числа фотонів, що поглинаються в ній. Крім того фототранзистори є більш складними у виготовленні по зрівнянню з фоторезисторами та фотодіодами. Ці обставини а також надзвичайно хороші параметри фоточутливих ПЗЗ структур потіснили виробництво та застосування фототранзисторів.

9.14. Фото ПЗЗ структура

В оптоелектроніці широке застосування для детектування оптичних сигналів знайшли також **ПЗЗ-структури** (прилади з зарядовим зв'язком), які вже розглядалися в §2.4. ПЗЗ структури поєднують позитивні риси фотодіодів з новими можливостями самосканування притаманні ПЗЗ структурам. Вони відносяться до фоточутливих інтегральних схем, в яких має місце не тільки технологічна, але й фізична інтеграція, тобто вони є типовими функціональними приладами. Вони в залежності від призначення мають різні конфігурації: однострічкові або матричні. Однострічкові мають роздільну здатність до 20000 елементів. Матричні ПЗЗ структури можуть мати до 2000x2000 елементів. Використовуючи різні напівпровідники та напівпровідникові сполуки, вдається перекрити діапазон чутливості від $\lambda = 50$ до 14000 нм із 2000 окремими. ПЗЗ детектори споживають малу енергію під час зчитування інформації, вимагають невеликих енергій живлення ($10 \div 20 \text{ В}$), мають роздільну здатність більш за 40 ліній на мм та великий строк служби $< 10^4 \text{ годин}$. $\sim 10^5 \text{ см}^{-2}$ Матричні ПЗЗ можуть розглядатися, як інтегральна схема з ступенем інтеграції більшим за 10^6 активних елементів на кристал, яка є аналогом телевізійної передавальної трубки.

9.15. Шуми напівпровідникових фотодетекторів

На рис.9.14 схематично зображений процес детектування світлових сигналів фотодетекторами. На вхід фотодетектора надходить корисний сигнал $\Phi_{\text{вх}}(\omega)$, паразит-

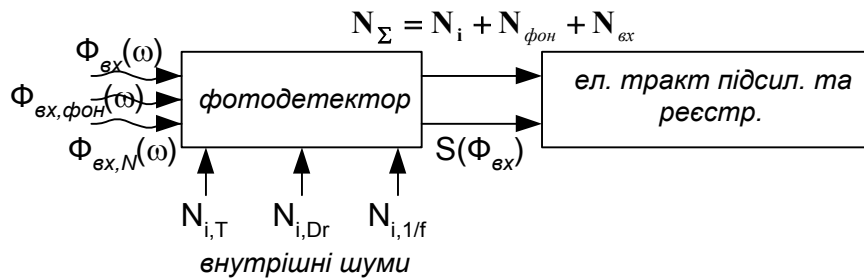


Рис.9.14. Схема детектора.

ний сигнал $\Phi_{\text{вх},N}(\omega)$, створений флуктуаціями³ генератора вхідного сигналу, та сигнал фону $\Phi_{\text{фон}}(\omega)$ від випромінювання навколишнім середовищем. До складу вихідного сигналу буде входити крім корисного електронного сигналу $S(\Phi_{\text{вх}})$ електронні сигнали, утворені флуктуаціями джерела оптичного сигналу $N(\Phi_{\text{вх},N})$ та фону $N(\Phi_{\text{фон}})$ а також електронні сигнали $N_i(\omega) = N_T + N_{\text{др}} + N_{1/f} + \dots$, утворені флуктуаціями фізичних процесів, що відбуваються в фотодетекторі під час перетворення в ньому оптичного сигналу в електричний вихідний сигнал. Флуктуації, які, як правило, адитивно накладаються на корисний сигнал, називаються *шумовими флуктуаціями або шумом*. Вони є шкідливими, бо сигнал може потонути в шумах.

Існує багато різновидів шумів. За локалізацією їх джерела розрізняють *зовнішні* та *внутрішні* шуми. Наприклад, флуктуації джерела вхідного сигналу $N(\Phi_{\text{вх},N})$ та флуктуації фонового сигналу від випромінювання навколишнього середовища $N(\Phi_{\text{фон}})$ відносяться до зовнішніх шумів, а шуми, що утворюються флуктуаціями фізичних процесів, що відбуваються у фотодетекторі, відносяться до його внутрішніх шумів. За характером часових змін шуми поділяють на *регулярні* та *флуктуаційні*. Регулярні шуми утворюються, наприклад, змінними струмами мереж живлення, розсіяними електромагнітними сигналами тощо. Методами фільтрації та вдосконаленням апаратури їх вплив можна суттєво зменшити. Флуктуаційні шуми не вдається зменшувати без зміни внутрішніх характеристик фотодетектора, тому що вони є наслідком впливу статистичного випадкового характеру елементарних процесів детектування фотонів, генерації, рекомбінації та руху дискретних носіїв заряду. Прикладом флуктуаційних шумів є фотонний шум теплового випромінювання навколишнього середовища при $T \neq 0$, теплові флуктуації струмів або напруг в речовині, дробовий ефект, шум $1/f$.

Найважливішими кількісними характеристиками випадкових процесів, до яких відносяться флуктуаційні шуми, є їх *кореляційна* а точніше *автокореляційна функція* $K_{\varphi}(\tau)$ та *спектральна густина* або *спектральна потужність* випадкового процесу $G_{\varphi}(\omega)$. Вони містять в собі всю доступну інформацію про випадкові процеси.

Кореляційна функція визначається середнім значенням добутку випадкової функції $\varphi(t)$ в момент часу t та тієї самої функції $\varphi(t+\tau)$ в момент часу $t+\tau$:

$$K(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \varphi(t) \varphi(t+\tau) dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi T} \int_0^{\infty} 2 |\varphi_T(j\omega)|^2 d\omega \quad (9.32)$$

³ Флуктуація (від лат. fluctuatio -коливання) випадкове відхилення фізичної величини від її середнього значення.

де $\varphi_T(j\omega)$ - фур'є образ від $\varphi(t)$, T - інтервал спостережень, а τ може бути додатнім і від'ємним. Кореляційна функція є парною функцією $K(\tau) = K(-\tau)$ і при $\tau=0$ збігається з середньоквадратичним значенням випадкової функції:

$$K_\varphi(0) = \overline{\varphi^2(t)} = \langle \varphi^2(t) \rangle \quad (9.33)$$

де $\overline{\varphi^2(t)}$ - середнє квадратичне значення за часом, а $\langle \varphi^2(t) \rangle$ - середньоквадратичне значення по ансамблю тотожних фізичних систем.

Спектральна густина або спектральна потужність випадкового процесу $G_\varphi(\omega)$ є Фур'є образом від кореляційної (автокореляційної) функції випадкового процесу:

$$S_\varphi(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K(\tau) \cdot \exp\{-i\omega\tau\} \cdot d\tau = 4 \int_0^{\infty} K(\tau) \cdot \cos(\omega_f \tau) d\tau \quad (9.34)$$

Два вирази прямого та оберненого Фур'є, які зв'язують між собою кореляційну функцію та спектральну густину (потужність) випадкового процесу, наприклад, шуму називаються співвідношення (або теоремою) Вінера-Хінчина:

$$\left. \begin{aligned} G_\varphi(\omega) &= 4 \int_0^{\infty} K_\varphi(\tau) \cdot \cos(\omega_f \tau) d\tau \\ K_\varphi(\tau) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} G_\varphi(\omega_f) \cdot \cos(\omega_f \tau) d\omega \end{aligned} \right\} \quad (9.35)^4$$

Спектральна густина або спектральною потужністю шуму зв'язані з дисперсією шумових флуктуацій таким співвідношенням:

$$\overline{\Delta\varphi^2} = \overline{(\varphi - \bar{\varphi})^2} = 2 \int_0^{\infty} G_\varphi(f) df \quad (9.36)$$

тому іноді її називають *спектральною потужністю дисперсії шуму*:

$$\lim_{\Delta\omega \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi^2}{\Delta\omega} = G_\varphi(\omega) = \frac{d\varphi^2}{d\omega} \quad (9.37)$$

Для обмеженої смуги частот пропускання Δf маємо

$$\overline{\Delta\varphi^2} = \overline{\varphi^2} = 2 \int_f^{f+\Delta f} G_\varphi(f) df = 2G_\varphi(f)\Delta f \quad (9.38)$$

Спектральна густина є розмірною величиною. Її розмірність, згідно формул (9.32 та 9.33), збігається із квадратом функції $\varphi(t)$. Наприклад, для флуктуацій струму вона має розмірність $[A^2 \cdot c^{-1}]$ або $[A^2 \cdot \Gamma u]$, а для флуктуацій напруги - $[B^2 \cdot c^{-1}]$ або $[B^2 \cdot \Gamma u]$. Поява в розмірності $[c^{-1}]$ або $[\Gamma u]$ означає, що спектральна густина віднесена до одиничного інтервалу частот. Якщо спектральна потужність шуму $N(\omega)$ стає сумірною або більшою за потужність корисного сигналу $S(\omega) \leq N(\omega)$, то корисний сигнал майже неможливо виявити на тлі шуму. Тому фотодетектори здебільшого характеризуються відношенням спектральної потужності корисного сигналу $S(\omega)$ до спектральної потужності шуму $N(\omega)$, яке скорочено називають *відношенням сигнал/шум* ($S(\omega)/N(\omega)$). Зокрема

⁴ Для стаціонарних випадкових процесів $\varphi(x(t))$, аргументи яких $x(t)$ залежать від часу, середні значення випадкових функцій $\overline{\varphi(x(t))}$ та кореляційні функції $K(\tau) = \overline{\varphi(x(t))\varphi(x(t+\tau))}$ не залежать від часу а їх середні значення в часі збігаються з середніми значеннями по ансамблю тотожних фізичних систем

$\overline{\varphi(x(t))} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \varphi(x(t)) dt = \int_0^{\infty} \varphi(x(t)) w(x(t)) dx = \langle \overline{\varphi(x(t))} \rangle$, де $w(x(t))$ - густина ймовірності вели-

чини $x(t)$. Тому для стаціонарних випадкових процесів $\overline{\varphi(x(t))\varphi(x(t+\tau))} = \langle \varphi(x(t))\varphi(x(t+\tau)) \rangle$.

порогове значення сигналу, при якому відношенням сигнал/шум рівний одиниці в одиничній смузі частот ($\Delta\nu = 1 \text{ Гц}$), покладено в основу визначення *виявної здатності фотодетектора* D^* . Виявна здатність фотодетектора вимірюється спектральною потужністю випромінювання, що створює в фотодетекторі сигнал сумірний з шумом сигнал в одиничній смузі частот. Виявна здатність D^* розмірна величина з розмірністю $[\text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2} / \text{Вт}]$ і визначається за формулою (9.9). Вона показує, що виявна здатність зменшується при збільшенні рівня шумів, тобто при збільшенні порогового сигналу. Найбільш часто виявна здатність використовується для порівняння фотодетекторів в інфрачервоному діапазоні довжин хвиль.

Для характеристики всього тракту фотодетектора використовують відношення повної спектральної густини (потужності) шуму на виході системи $G_\Sigma(f)_{\text{вих}}$ до повної спектральної густини (потужності) шуму на її вході $G_\Sigma(f)_{\text{вх}}$:

$$F = \frac{G_\Sigma(f)_{\text{вих}}}{G_\Sigma(f)_{\text{вх}}} \quad (9.39)$$

який називається *коефіцієнтом шуму*.

9.16. Фотонний шум і фундаментальна гранична виявна здатність

Фотонний шум відноситься до зовнішніх шумів фотодетектора. Він генерується потоком фотонів, котрі випромінює навколишнє середовище при $T \neq 0$. Частина цього потоку надходить до вхідного вікна фотодетектора і утворює фотонний шум, який накладається на корисний сигнал.

Спектральний розподіл потоку фотонів ($\Phi_\nu d\nu$) по частотам коливань електромагнітного поля (ν) можна знайти за допомогою формули Планка для густини енергії рівноважного теплового випромінювання $\rho(\nu)$:

$$\Phi_\nu d\nu = \frac{c}{4h\nu} \rho(\nu) d\nu \quad (9.40)$$

де c - швидкість світла, а

$$\rho(\nu) d\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp\{h\nu/k_B T\} - 1} d\nu = \bar{E} \quad (9.41)$$

Фотонний шум можна знайти за допомогою формули Ейнштейна-Фаулера для дисперсії енергетичного розподілу випадкових процесів (задача 16):

$$\overline{\Delta E^2} = k_B T \frac{\partial \bar{E}}{\partial T} \quad (9.42)$$

де середня енергія визначається за формулою (9.41). Після диференціювання \bar{E} та множення обох частин рівняння на $c/4(h\nu)^2$ отримаємо вираз для дисперсії флуктуації потоку фотонів з частотами електромагнітних коливань в інтервалі від ν до $\nu + d\nu$:

$$\overline{\Delta N_\nu^2} = \frac{k_B T}{4(h\nu)^2} \frac{\partial \bar{E}}{\partial T} = \frac{c}{4(h\nu)^2} \rho(\nu) D(\nu) d\nu \quad (9.43)$$

де

$$D(\nu) = \frac{\exp\{h\nu/k_B T\}}{\exp\{h\nu/k_B T\} - 1} = \frac{D^*(\nu)}{\exp\{h\nu/k_B T\} - 1} \quad (9.44)$$

Цей вираз справедливий для випадку. Коли кут зору фотодетектора $\theta = \pi$. В інших випадках його необхідно помножити на $\text{Sin}^2(\theta/2)$ (задача 19).

Нехай $\eta(\nu)$ є квантова ефективність випромінювання фону. Відповідна їй дисперсія флуктуацій активних фотонів, котрі генерують носії заряду в фотодетекторі з

площею вхідного вікна A в інтервалі частот електромагнітних хвиль від ν до $\nu+d\nu$, рівна:

$$\left[\overline{\Delta N_{\nu}^2} \right]_{\Delta f_N} A \eta(\nu) = 2 A \eta(\nu) \bar{N}_{\nu} \Delta f_N \quad (9.45)$$

де f - частота модуляції сигналу. Її не треба плутати з частотою коливань електромагнітних хвиль фону. В формулі (9.45) використано, що окремі акти генерації носіїв є незалежними подіями, до яких можна застосувати розподіл Пуассона, що дозволяє записати:

$$\left[\overline{\Delta N_{\nu}^2} \right] = \bar{N}_{\nu} \quad (9.46)$$

Інтегруванням (9.45) по ν можна визначити середньоквадратичне значення флуктуацій носіїв заряду, створеного фоном в усьому спектрі його частот ν :

$$\bar{n} = \sqrt{\Delta n^2} = \left[2 A \Delta f_N \int_0^{\infty} \frac{2 \pi \nu^2}{c^2} \eta(\nu) D(\nu) d\nu \right]^{1/2} \quad (9.47)$$

Еквівалентна питома порогова потужність (при $A = 1 \text{ см}$, $\Delta f_N = 1 \text{ Гц}$) фонового шуму є середньоквадратичним значенням потужності монохроматичного випромінювання на частоті електромагнітних хвиль ν_m , що надходять до детектора і утворює відношення середньоквадратичних значень сигналу і шуму рівне одиниці:

$$\Phi_{\text{пор}}^* = \frac{\text{NEP}}{\sqrt{A \cdot \Delta f}} = \frac{\Phi_{\text{пор}} \eta(\nu_m)}{h \nu_m \sqrt{A \cdot \Delta f}} = \sqrt{\Delta n^2} = \bar{n} \quad (9.48)$$

Після підстановки в цю формулу виразу (9.47) для $\sqrt{\Delta n^2}$ остаточно отримаємо:

$$\Phi_{\text{пор}}^* = \frac{\text{NEP}}{\sqrt{A \cdot \Delta f}} = \frac{2 \sqrt{\pi} h \nu_m}{c \eta(\nu_m)} \left[\int_0^{\infty} \eta(\nu) \nu^2 D(\nu) d\nu \right]^{1/2} \quad (9.49)$$

Для ідеального детектора, який має квантову ефективність $\eta(\nu) = 0$ при $\nu < \nu_0$ і $\eta(\nu) = \eta_0$ при $\nu \geq \nu_0$, та при умові, що $h\nu/k_B T > 2$, що дозволяє знехтувати одиницею в знаменнику підінтегрального виразу, досить просто здійснити інтегрування, після якого маємо:

$$\Phi_{\text{пор}}^* = \frac{\text{NEP}}{\sqrt{A \cdot \Delta f}} \cong \frac{2 \sqrt{\pi} h k_B T}{c \sqrt{\eta_0}} \nu_0^2 [1 + 2\xi^{-1} + 2\xi^{-2}]^{1/2} \exp\left\{-\frac{\xi}{2}\right\} \quad (9.50)$$

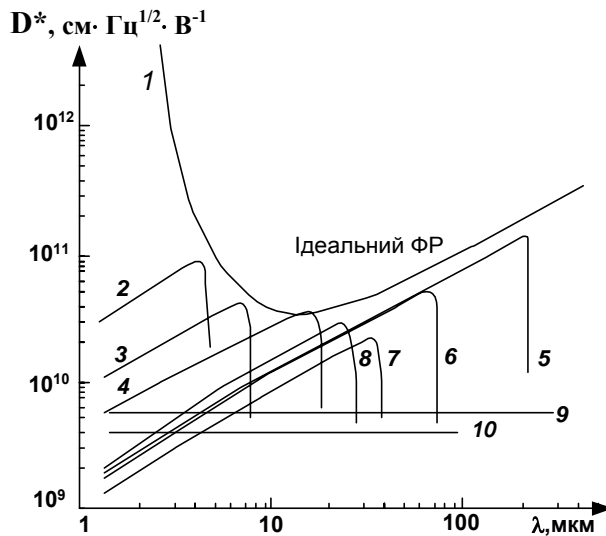


Рис.9.15. $D^*(\lambda)$ при $\theta=2\pi$, $T=0 \text{ К}$. Фоторезистори: 1- ідеальний, 2 - InSb, 3 - Si:In, 4 - Ge:Hg, 5 - Ge:Ga, 6 - Ge:Be, 7 - Ge:Cu, 8 - Si:As. Болометри: 9 - композитний, 10 - Ge.

де $\xi = h\nu_0/k_B T$. Обернена величина є виявною здатністю детектора, яка обмежується випромінюванням фона:

$$\Phi_{пор}^* = D^* \left[\frac{cm \cdot \Gamma \zeta^{1/2}}{Bm} \right] \quad (9.51)$$

На рис 9.15 зображені залежності виявної здатності ідеального фотодетектора та декілька залежностей для реальних фотодетекторів від довжини хвилі $\lambda_0 = c/\nu_0$ при $T = 300$ К та кута зору $\theta = \pi$. Виявна здатність ідеального фотодетектора визначає граничні можливості фотодетекторів, котра обмежується впливом фонового випромінювання. Цей граничний режим роботи фотодетекторів називається режимом обмеженим фоновим випромінюванням або BLIP - режимі (Background Limited Performance). Виявні здатності реальних детекторів менші за D^* ідеального детектора, тому що в реальних детекторах додатково діють їх внутрішні шуми.

Збільшити виявну здатність в BLIP - режимі можна здійснити зменшенням кута зору фотодетектора θ за допомогою охолодженого до низьких температур екрана (рис.9.16) В цьому разі зменшується надходження фонового випромінювання і виявна здатність повинна збільшуватися у $\text{Sin}^{-2}(\theta/2)$ разів (задача 19):

$$D_{BLIP, \theta < \pi}^* = \frac{D_{BLIP}^*}{\text{Sin}^2(\theta/2)} \quad (9.52)$$

Цей шлях виявляється недоцільним, коли необхідно досліджувати температурне випромінювання об'єктів, тому що обмежується тілесний кут і тим самим зменшується чутливість.

9.17. Власні шуми фотодетекторів

Джерелом власних (внутрішніх) шумів фотодетекторів є флуктуації фізичних процесів, що виникають внаслідок хаотичного теплового руху носіїв заряду, статистичного характеру елементарних актів генерації, рекомбінації, розсіяння, захвату носії та дискретність їх заряду. Власні шуми можна поділити на такі основні різновиди:

- *тепловий шум* або шум Джонсона - Найквіста, що виникає внаслідок хаотичного теплового руху, який характеризується флуктуаціями їх швидкостей і виникає навіть в неосвітлених напівпровідниках у вигляді шумових імпульсів напруги або струму;
- *дробовий шум*, що виникає внаслідок дискретності носіїв заряду та статистичної природи їх генерації, рекомбінації, захвату, розсіяння, проходження крізь бар'єри і може існувати лише при наявності їх потоків;
- *шум 1/f*, спектральна густина якого в низькочастотній області зменшується обернено пропорційно до частоти. Він не відноситься до фундаментальних шумів, бо його вплив вдається зменшувати за допомогою вдосконалення технології виготовлення фотодетекторів. Ві впливає лише при низьких частотах $f < 10\text{кГц}$. Причини виникнення цього різновиду шуму складні і різноманітні, тому розробка його теорії ще не завершена.

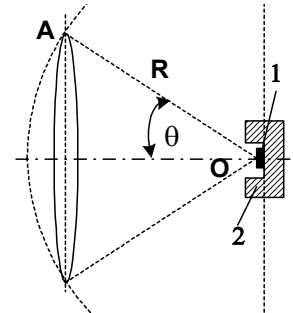


Рис. 9.16. Фотодетектор 1 з охолоджуваним екраном 2, на який падає фоновий потік випромінювання від оточуючого середовища під кутом зору θ .

Тепловий та дробовий шуми належать до власних фундаментальних шумів, вплив яких неможливо зменшити, не змінюючи робочих характеристик фотодетекторів. Усі три різновиди шумів діють одночасно. Їх спектральна густина (потужність) залежить від температури, прикладених до фотодетектора напруг та типу фотодетектора. В залежності від різновиду фотодетектора в ньому переважають ті чи інші різновиди шумів.

9.17.1. Фоторезистори

Для фоторезисторів суттєвими є всі три різновиди шумів.

Тепловий шум. В 1928 році Джонсон виявив, будь-який резистор при температурі $T \neq 0$ є джерелом флуктуацій напруги. Причиною виникнення цих флуктуацій є хаотичний тепловий рух носіїв заряду без зміни їх концентрації. Він призводить до миттєвого порушення рівноважного розподілу зарядів в зразку, внаслідок чого з'являються флуктуації напруги навіть в неосвітленому зразку. Розглянемо електричний контур, до складу якого входить ємність C та опір R . В ньому виникають флуктуації напруги $v_n(t)$, які можна описати рівнянням:

$$C \frac{dv_n}{dt} + \frac{v_n}{R} = \varphi_i(t) \quad (9.53)$$

$\varphi_i(t)$ - флуктуації струму. Помноживши обидві частини рівняння (9.53) на R і застосувавши до них перетворення Фур'є, отримаємо фур'є образ напруги

$$V(j\omega) = \frac{\varphi_{v,T}(j\omega)}{1 + j\omega\tau} \quad (9.54)$$

де $\tau = RC$, $\varphi_{v,T}(j\omega) = R\varphi_{i,T}(j\omega)$ - фур'є образ флуктуацій електрорушійної сили в контурі. Середньоквадратичне значення напруги на ємності C рівне:

$$\overline{v^2} = \int_0^\infty |V(j\omega)|^2 df = \int_0^\infty \frac{|\varphi_{i,T}(j\omega)|^2 df}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (9.55)$$

де $\omega = 2\pi f$. Спектральна залежність $|\varphi_{i,T}(j\omega)|^2 = G_{v,T}(T)$ не повинна залежати від вибору робочої частоти електричного кола f і її можна винести за знак інтеграла

$$\overline{v^2} = |\varphi_{i,T}(j\omega)|^2 \int_0^\infty \frac{df}{1 + \omega^2 \tau^2} = \frac{G_v(T)}{4\tau} = \frac{G_v(T)}{4RC} \quad (9.56)$$

На одну ступінь свободи приходить енергія $k_B T/2$. В нашому контурі

$$\frac{1}{2} C \cdot \overline{v^2} = \frac{k_B T}{2} \quad (9.57)$$

З цих двох рівнянь знаходимо формулу Джонсона для спектральної густини теплових флуктуацій:

$$G_{v,T} = 4Rk_B T \quad (9.58)$$

Її аналіз показує, що спектральна густина (потужність) теплового шуму є універсальною функцією, котра не залежить від природи речовини, падіння напруги та освітлення, а залежить від опору та температури.

Найквіст додатково врахував, що резистор може обмінюватися фотонами з навколишнім середовищем і отримав

$$G_{v,T} = 4R \left[\frac{1}{2} h\nu + \frac{h\nu}{\exp\{h\nu/k_B T\} - 1} \right] \quad (9.59)$$

яка при частотах $\nu < 0,02 k_B T$ (при $T = 300 \text{ K}$ $\nu < 10^{11} \text{ Гц}$) зводиться до класичної формули Джонсона (9.58). Таким чином для робочих частот, при яких здебільшого пра-

цюють фотодетектори, тепловий шум не залежить від частоти тобто він "білий". Для спектральної густини (потужності) теплових флуктуацій струму (задача 20) маємо такий вираз:

$$G_{v,T} = 4k_b T/R \quad (9.60)$$

Тепловий шум можна зменшувати зниженням робочої температури опору. Потрібно також пам'ятати, що флуктуації швидкостей носіїв релаксують із середнім часом τ , тому у виразі для кореляційної функції з'явиться множник $\exp\{-t/\tau\}$, у виразі для спектральної густини шуму множник $1/(1+\omega^2\tau^2)$.

На перший погляд величина теплового шуму Джонсона - Найквіста його середня квадратична напруга або середньо - квадратичний струм мають малі значення. Наприклад, для резистора з опором $R = 1 \text{ МОм}$ при кімнатній температурі ($T = 295 \text{ К}$) та ширині смуги пропускання частот при вимірюванні $\Delta\nu = 1 \text{ Гц}$, середньо - квадратична напруга теплового шуму рівна $0,13 \text{ мкВ}$. Проте в системах сучасних фотодетекторів використовують підсилювачі з шумовою напругою декількох нВ при $\Delta\nu = 1 \text{ Гц}$. В цьому разі тепловим шумом не можна знехтувати, якщо відповідно не зменшити температуру фотодетектора за допомогою примусового охолодження.

Дробовий шум у фоторезисторах виникає внаслідок флуктуацій актів генерації і рекомбінації вільних носіїв заряду. Тому він називається *генераційно - рекомбінаційний* (ГР). В речовині утворюються випадкові флуктуації кількості носіїв δN , тобто флуктуації її опору δR , які спостерігаються в електричному колі фоторезистора при наявності на ньому напруги $V \neq 0$ у вигляді флуктуацій падіння напруги або струмів. При $I = 0$ вони зникають. Тому генераційно-рекомбінаційні шуми відносяться до струмових шумів. Флуктуації δN (або δR) згасають у часі за законом $\exp\{-t/\tau_0\}$, де τ_0 - середній час релаксації. Припустимо, що час релаксації окремих носіїв має експоненціальний розподіл у часі навколо τ_0 :

$$g(\tau)d\tau = \overline{(N - \bar{N})^2} e^{-\tau/\tau_0} d(\tau/\tau_0) \quad (9.61)$$

Тоді кореляційна функція ГР шуму:

$$K(\tau) = \overline{(N - \bar{N})^2} \cdot \exp\{-\tau/\tau_0\} = \overline{\Delta N^2} \cdot \exp\{-\tau/\tau_0\} \quad (9.62)$$

де $\overline{\Delta N^2}$ - дисперсія повної кількості вільних носіїв заряду в зразку. Згідно теореми Вінера-Хінчина (9.35) спектральна густина випадкових процесів є фур'є образом від його кореляційної функції:

$$G_{GP}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} K(\tau) \cdot \exp\{-2\pi f\tau\} \cdot d\tau \quad (9.63)$$

Після підстановки виразу для $K(\tau)$ (9.62) в (9.63) і інтегрування отримаємо спектральну густину (потужність) генераційно-рекомбінаційних флуктуацій δN

$$G_{GP} = 4\overline{\Delta N^2} \frac{\tau_0}{1 + \omega^2\tau_0^2} = 4N_0 \frac{\tau_0}{1 + \omega^2\tau_0^2} \quad (9.64)$$

де $\omega = 2\pi f$ - частота і використано, що для розподілу Пуассона $\overline{\Delta N^2} = \bar{N} = N_0$. Тоді спектральна густина (потужність) генераційно-рекомбінаційного струмового шуму матиме такий вигляд:

$$G_{LGP}(\omega) = I_1^2 G_{N,GP}(\omega) = 4 \frac{I^2}{N_0} \frac{\tau_0}{1 + \omega^2\tau_0^2} \quad (9.65)$$

де $I_1 = I/N_0$ - струм в зразку під час флуктуації носіїв, I - повний струм в зразку. В низькочастотному діапазоні, коли $\omega\tau_0 \ll 1$, вираз (9.65) спрощується:

$$G_{1,GP} = 4 \frac{I^2}{N_0} \tau_0 \quad (9.65^*)$$

і шум стає "білим", незалежним від частоти. Він залежить лише від середнього часу життя носіїв заряду τ_0 . Ця його властивість успішно використовується для визначення τ_0 у напівпровідниках. Зменшення часу життя зменшує внесок ГР шуму. Однак зменшення τ_0 одночасно зменшує вихідний сигнал фоторезистора (9.22) та його кратність (9.20), що зменшує чутливість фоторезистора. Тому на практиці вибирають оптимальне значення τ_0 .

Спектральна густина (потужність) ГР шуму залежить від температури через залежність від температури часу життя носіїв, їх концентрації та рухливості. Вона також залежить від концентрації домішок. Для домішкових напівпровідників доведені більш складні формули для спектральної густини ГР шуму.

Внутрішні шуми фоторезисторів теплові, генераційно-рекомбінаційні та шум $1/f$ діють одночасно. На рис.9.17 схематично зображена частотна залежність повної спектральної густини (потужності) шумів та їх складових. Видно, що в низькочастотній області ($f < 10^3$ Гц) найбільший внесок дає шум $1/f$. При збільшенні частоти він зменшується і основний внесок дають тепловий та ГР шуми, які в області середніх частот є "білими" шумами.

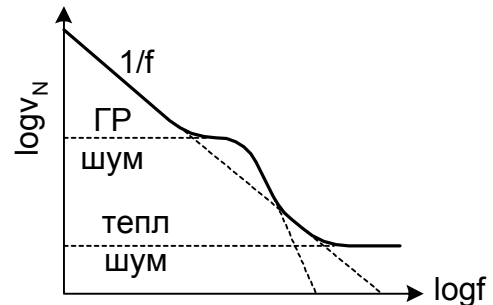


Рис.9.17. Схема внеску шумів

9.17.2. Фотодіоди

Для фотодіодів також найбільш важливими є три різновиди шумів: тепловий, дробовий та $1/f$ шум. Будова фотодіодів суттєво відрізняється від будови фоторезисторів:

- наявністю областей збіднення основними носіями біля р-п переходу, на якому падає майже вся прикладена до фотодіода напруга;
- особливостями руху неосновних носіїв через перехід;
- ємністю р-п переходу, яка грає роль на високих частотах.

Ці особливості будови фотодіодів по-різному впливають на три основні різновиди шумів.

Шум $1/f$ є універсальним різновидом флуктуацій, притаманних будь-яким фізичним процесам. В напівпровідникових діодах він виникає при проходженні в них струму і тому відноситься до надлишкових струмових шумів. Він, як і у фоторезисторів, грає роль лише при низьких частотах ($f < 10^3$ Гц). Теорія цього шуму побудована ще не повністю. Проте його вплив вдається зменшувати вдосконаленням технології виготовлення фотодіодів.

Фізичні причини появи теплового та дробового (генераційно-рекомбінаційного, дифузійного, тунельного) шумів добре відомі. Це хаотичний тепловий рух носіїв заряду, флуктуації їх потоків та хаотичність актів їх генерації та рекомбінації. Для фоторезисторів вони розглядалися в попередньому розділі. В фотодіодах вони мають свої особливості в зв'язку з впливом на них р-п переходів. В фотодіодах з'являються додаткові джерела теплового шуму Джонсона-Найквіста, які виникають на всіх опорах, що входять до складу електричного кола фотодіода (рис.9.18), тому в формулі для спектральної густини теплового шуму замість активного опору R буде входити еквівалентний опір R_{eq}

$$\overline{i_T^2} = \frac{4k_B T}{R_{eq}} \Delta f \quad (9.66)$$

Еквівалентний опір залежить від опору p-n переходу (R_{p-n}), опору незбіднених основними носіями областей фотодіода (R_s), опорів зовнішнього навантаження (R_H) та входу підсилювача (R_{ex}):

$$R_{eq}^{-1} = R_{p-n}^{-1} + R_s^{-1} + R_H^{-1} + R_{ex}^{-1} \quad (9.67)$$

Звичайно, що R_{eq} залежить від еквівалентної схеми фотодіода. На рис.9.19 зображена типова еквівалентна схема фотодіода з джерелами основних різновидів шумів. З неї зокрема видно, що на високих частотах на шуми впливатиме ємність переходу \bar{C}_{p-n} .

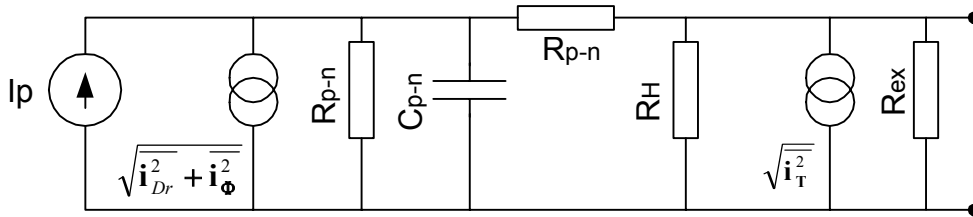


Рис.9.18. Еквівалентна схема фотодіода

Свої особливості в фотодіодах має дробовий шум, до різновиду якого будемо відносити шуми, що внаслідок дискретності носіїв заряду, коли в зразках з'являється флуктуації опору, тобто, так звані, струмові шуми. Вони з'являється при $I \neq 0$ у вигляді флуктуацій навколо середнього значення струмів. Окремі акти генерації, рекомбінації або захоплення носіїв супроводжується короткими незалежними один від одного імпульсами струмів $ed(t)$. Відновлення рівноважного стану відбувається за участю складних процесів дифузії та дрейфу носіїв. Внаслідок цих процесів у зовнішньому колі виникають випадкові імпульси струму, котрі сприймаються як шум. Таким чином флуктуації кожної із складових потоку носіїв заряду дають свій внесок у шумовий струм, який можна віднести до дробового шуму. Крім того під час протікання цих складових потоків носіїв відбуваються хаотичні акти заповнення ними центрів захвату, внаслідок чого відбуваються флуктуації просторового заряду в області p-n переходу. Ці флуктуації модулюють струм у електричному колі, що створює додатковий механізм виникнення струмових шумів. Теорія цих явищ досить складна. Її викладення виходить за межі нашого курсу.⁵ Проте для наближених оцінок впливу дробового (струмового) шуму при низьких частотах ($\omega\tau_0 < 1$) можна використовувати таку формулу для середньоквадратичного шумового струму:

$$\overline{i_{Dr}^2} = 2eI_{\Sigma}\Delta f \quad (9.68)$$

де I_{Σ} - повний струм в фотодетекторі. Спеціальні дослідження показали, що найбільший внесок при низьких температурах надходить від генераційно-рекомбінаційної складової струмового шуму. При збільшенні температури збільшується внесок від дифузійної складової.

Запишемо відношення сигнал/шум для випадку еквівалентної схеми, зображеної на рис.9.19:

$$\left(\frac{S}{N}\right) = \frac{I_P^2}{\overline{i_{Dr}^2} + \overline{i_T^2}} \quad (9.69)$$

⁵ Для більш детального ознайомлення з цією проблемою відсилаємо читача до монографій: М. Букингом "Шумы в электронных приборах и системах", Пер. с англ. -М.:Мир, -1986. - 399с., ил., N.B. Lukyan-chikova "Noise Research in Semiconductor Physics", Edited by B.K. Jones, Gordon and Breach Science Publishers. 1999., -411p.

де I_p - стум корисного сигналу, а струми в знаменнику визначаються за формулами (9.66) та (9.68). До складу повного струму (I_Σ) входять: стум корисного сигналу (I_p), стум від випромінювання фону (I_Φ), темновий стум термічної генерації носіїв в збудненій області фотодіода (I_D). Після нескладних алгебраїчних перетворень (задача 21) можна отримати таку формулу для еквівалентної потужності шуму (NEP):

$$NEP = \frac{h\nu}{\eta} \left[1 + \left(1 + \frac{2I_{eq}}{e} \right)^{1/2} \right] \quad (9.70)$$

де

$$I_{eq} = I_\Phi + I_D + 2k_B T / e R_{eq} \quad (9.70^*)$$

Її аналіз показує, що при малих значеннях I_{eq} , коли $2I_{eq}/e \ll 1$, NEP визначається шумами самого оптичного сигналу. В іншому випадку, коли $2I_{eq}/e \gg 1$, NEP залежить, головним чином, від I_{eq} . В цьому випадку шуми формуються фоновим випромінюванням, ГР шумом та тепловим шумом на еквівалентному опорі.

Внутрішнє підсилення, котре має місце, наприклад, у лавинних фотодіодах, підсилює і корисний сигнал і шум. Тому в першому члені знаменнику формули (9.69) з'явиться множник середньоквадратичного коефіцієнта підсилення M^2 . Це призведе до зміни відносних частин внесків від теплового та дробового шумів у вираз для NEP.

Детекторна схема, до складу якої входить фотодетектор, підсилювач та інші деталі електронної схеми, зручно характеризувати коефіцієнтом шуму. Він враховує приріст шумів на виході системи по відношенню до їх рівня на її вході:

$$F = \frac{P_{N,вих}}{P_{N,вх}} = 1 + \frac{P_{N,дод,вих}}{P_{N,вх}} = \frac{S/N|_{вих}}{S/N|_{вх}} \quad (9.71)$$

де $P_{N,вих} = P_{N,вх} + P_{N,дод,вих}$ та $P_{N,вх}$ - повні потужності шуму на виході та вході системи на одиничну смугу частот, $P_{N,дод,вих}$ - додаткова потужність шуму, яку вносить тракт передачі сигналу детекторної системи.

9.18. Контрольні запитання та задачі

1. Проаналізуйте, як впливає дифузія надлишкових носіїв на їх концентрацію у випадку фундаментального поглинання світла в фоторезисторі товщиною $d > 2\sigma_{fn}$.

Розв'язок. Обмежимося розглядом одновимірного випадку, для якого рівняння дифузії має такий вигляд $D_n \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau_{fn}} = -G_0 \alpha (1 - R) \exp\{-\alpha x\}$. Його розв'язок при граничній

умові $D_n \frac{d\Delta n}{dx} = s\Delta n|_{x=0}$ має такий вигляд: $\Delta n = \frac{G_0 \alpha \tau_{fn} (1 - R)}{\alpha^2 L_D^2 - 1} \left(\frac{\alpha L_D^2 + s\tau_{fn}}{L_D + s\tau_{fn}} e^{-\alpha L_D} - e^{-\alpha x} \right)$

де $L_D^2 = D_n \tau_{fn}$.

2. Як впливає на кратність те, що в фоторезисторі одночасно дифундують електрони й дірки?

3. Знайдіть час відгуку кремнієвого фотодіода при реєстрації світлових сигналів з довжиною хвилі $\lambda = 1 \text{ мкм}$, у якого квантова ефективність $\eta = 0,7$, зворотна напруга 1 В , $\mu = 500 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

Вказівка. Потрібно використати вираз для квантової ефективності $\eta = 1 - \exp\{-\alpha w\}$. Збіднену область w носії повинні подолати за час відгуку, тому $w = 2v \cdot t$. Остаточно $t = -(\alpha v)^{-1} \ln(1 - \eta)$.

4. Проаналізуйте, з якого матеріалу доцільно виготовити фоторезистор для реєстрації випромінювання в діапазоні частот $(3 \div 5) \cdot 10^{13}$ Гц.

5. В електричному колі фоторезистора напруга збільшилась від 50 до 200 В. Що при цьому зміниться?

6. Проаналізуйте роботу кремнієвого р-п переходу у вентильному режимі. Знайдіть максимальну напругу. При якому опорі навантаження можна відібрати максимальну потужність при концентраціях донорів та акцепторів $N_D = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$?

7. Користуючись рівнянням неперервності в одновимірному стаціонарному випадку, доведіть вираз для квантової ефективності фотодіоду

$$\eta = \frac{I_{\Phi}}{eS\Phi_0} (1 - R) \eta_i \left(1 - \frac{\exp\{-\alpha w\}}{1 + \alpha L_{DP}} \right)$$

8. Товщина кремнієвого фоторезистора становить 20 мкм. Визначити кратність фоторезистора на довжині хвилі 1 мкм, якщо кратність напівскінченного фоторезистора при кімнатній температурі при кімнатній температурі рівна $K_0 = 10^4$. У скільки разів вона зменшиться при його охолодженні до температури рідкого азоту (90 К). Енергія активності носіїв $\sim 0,3 \text{ eB}$.

9. Проаналізуйте, чи можна вибрати єдине оптимальне значення w для детектування випромінювання за допомогою фотодіода в широкій області довжин хвиль менших порогової λ_c .

Вказівка. Проаналізуйте як зв'язані $\alpha(\lambda) \cdot w$.

10. Визначити струм у зворотно зміщеному кремнієвому фотодіоді з квантовою ефективністю $\eta = 0,6$ та площею $0,01 \text{ мм}^2$, котрий освітлюється світло від GaAs лазера з інтенсивністю $5 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$.

11. Проаналізуйте, при якому складі $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ можна створити хвильовідний фотодіод для роботи в діапазоні довжин хвиль $\lambda = 0,8 \text{ мкм}$.

12. Поясніть принцип роботи лавинного фотодіода. Яка основна вимога його реалізації? Чим відрізняється робота такого фотодіода від роботи р-і-п фотодіода?

13. Зробіть оцінку внутрішнього електричного поля у варизонному напівпровіднику $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ із градієнтом складу $\Delta x/d = 10^3 \text{ см}^{-3}$ (використати дані на рис.7.14). Для оцінок прийняти значення діелектричної сталої для GaAs, яка не залежить від складу x .

14. Порівняйте величини теплового та дробового шумів у Ge фотодіоді з опором 10^6 Ом , який працює при кімнатній температурі та при температурі кипіння рідкого азоту ($T = 77 \text{ К}$), коли опір фотодіода зростає у 10 разів. Контакти до фотодіода вважати омичними.

Вказівка. Скористайтесь повним виразом для спектральної густини теплового шуму

$$G_{v,T} = 4 \frac{k_B T}{\exp\left\{\frac{hf}{k_B T}\right\} - 1}. \quad \text{Гранична частота визначатиметься із умови}$$

$$G_{v,T}(0) - G_{v,T}(f_{\max}) \cong 0,1 G_{v,T}(0). \quad f_{\max} = 5 \cdot 10^{12} \text{ Гц}.$$

Для оцінки граничної частоти передачі імпульсу скористаємося теоремою Карсона, згідно якої спектральна густина флуктуацій струму (послідовності незалежних імпульсів) має такий вигляд $G_{i,n} = 2\bar{n}|G_i(j\omega)|^2$, де $G_i(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta i(t) \exp\{-j\omega t\} dt$.

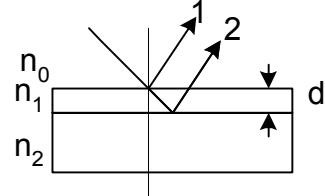
$$G_{i,n} = 2eI_0 \left| \frac{G_i(j\omega)}{G_i(0)} \right|^2 = 2eI_0 \left| \frac{\sin(0,5\omega t)}{0,5\omega t} \right|^2, \text{ де } t=d/v=5 \cdot 10^{-12} \text{ с. } \left| \frac{\sin(0,5\omega t)}{0,5\omega t} \right|^2 = 0,9 \text{ при } f_{\max} = 3 \cdot 10^{10} \text{ Гц.}$$

15. Підібрати речовину та її товщину для одношарового покриття для просвітлення на германієвому фотодетекторі, котрий повинен працювати при $\lambda = 50 \text{ мкм}$ та при $\lambda = 0,82 \text{ мкм}$. Показники заломлення $n_{\text{Ge}, 50 \text{ мкм}} = 4,01$; $n_{\text{Ge}, 0,82 \text{ мкм}} = 4,63$.

Розв'язок задачі 14. Одношарове покриття, що просвітлює, повинно задовольняти таким вимогам:

- 1) $2d \cdot n_1 = (2k+1)(\lambda/2)$, де d та n_1 - його товщина та показник заломлення;
- 2) $R_1 = R_2$, де R_1 та R_2 - коефіцієнти відбиття від верхнього покриття та від поверхні германію відповідно.

$$\frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0} = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}.$$



$$n_{1,\lambda=50} = 2,0; d_1 = (50/8)(2k+1); \alpha_{1,\lambda=50} \cdot d_1 < 1;$$

$n_{1,\lambda=0,82} = 2,15; d_1 = (0,83/8)(2k+1); \alpha_{1,\lambda=0,82} \cdot d_1 < 1$; до α_1 - коефіцієнт поглинання шару при даній довжині хвилі. Такою речовиною може бути AgCl.

16. Знайти у скільки разів зміниться потужність теплового шуму, що генерується в опорі 1 МОм в смузі частот 1 Гц , коли його навантажити паралельним опором 5 МОм .

Відповідь. $\frac{\sqrt{e^2|_2}}{\sqrt{e^2|_1}} = \frac{4k_B T(R_1 R_2 / (R_1 + R_2))}{4k_B T R_1} = \frac{R_2}{(R_1 + R_2)} = \frac{5}{6}.$

17. Користуючись канонічним розподілом Гіббса, доведіть формулу Ейнштейна-Фаулера $\overline{\Delta E^2} = k_B T \frac{\partial \overline{E}}{\partial T}.$

Розв'язок. $\overline{E} = \frac{\int E \exp\{-(E/k_B T)\} dT}{\int \exp\{-(E/k_B T)\} dT},$ де енергія E залежить від координат фазового

простору p та q , а dt - елемент об'єму у фазовому просторі.

$$\frac{\partial \overline{E}}{\partial T} = \frac{1}{k_B T^2} \left[\overline{E^2} - (\overline{E})^2 \right]; \quad \overline{\Delta E^2} = k_B T \frac{\partial \overline{E}}{\partial T}$$

18. Чи можна за допомогою вимірювання рівня шумів фотодетекторів визначити час життя носіїв заряду? На які різновиди шумів він впливає? Чи вигідно дуже сильно зменшувати час життя носіїв заряду?

19. Показати, що відношення $(S/N)_{\text{ex}} : (S/N)_{\text{вих}} = F$, де F - коефіцієнт шуму.

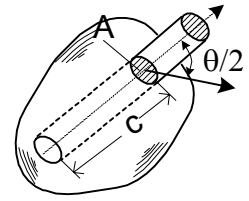
Розв'язок. Позначимо $F = (P_{N,\text{ex}} + P_{N,\text{ex},\text{дон}}) / P_{N,\text{вих}} = 1 + P_{N,\text{вих},\text{дон}} / P_{N,\text{вих}}.$

$(S/N)_{\text{ex}} = P_{S,\text{ex}} / P_{N,\text{ex}} = P_{S,\text{вих}} / P_{N,\text{вих}}; (S/N)_{\text{вих}} = P_{S,\text{вих}} / (P_{N,\text{вих}} + P_{N,\text{вих},\text{дон}}).$ Комбінація із цих виразів остаточно дає

$$\begin{aligned} (S/N)_{\text{ex}} / (S/N)_{\text{вих}} &= (P_{S,\text{вих}} / P_{N,\text{вих}}) / [(P_{S,\text{вих}} / P_{N,\text{вих}}) / (1 + (P_{N,\text{вих},\text{дон}} / P_{N,\text{ex}}))] = \\ &= 1 + (P_{N,\text{вих},\text{дон}} / P_{N,\text{ex}}) = F \end{aligned}$$

20. Довести, що світловий потік в тілесний кут, що визначається кутом розкриття θ , дорівнює $\Phi(\nu)d\nu = \frac{cA}{4} \cdot \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \rho_\nu(\nu)d\nu$.

Розв'язок. Розглянемо довільний об'єм, в якому є рівноважне теплове випромінювання. Зробимо в поверхні отвір з площею A . По обидві сторони від цього отвору за 1 с розповсюджується рівна кількість енергії. В напрямку під кутом $\theta/2$ до нормалі вона рівна:



$$d\Phi = \frac{c}{4\pi} A \rho(\nu) d\nu \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) d\Omega = \frac{c}{4\pi} A \rho(\nu) d\nu \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) d\left(\frac{\theta}{2}\right) d\phi$$

Після інтегрування по ϕ від 0 до 2π та по $\theta/2$ від 0 до $\theta/2$ отримаємо кінцевий результат.

21. Як зміниться виявна здатність фотодетектора при охолодженні від кімнатної температури до температури рідкого гелію (4,2K) та при переході від ІЧ області ($\lambda=10\text{мкм}$) до видимої ($\lambda=0,5\text{мкм}$). $I_\Phi + I_D = 2 \cdot 10^{-8}\text{ А}$; $R_{\text{eq},300} = 1\text{ МОм}$.

Розв'язок.
$$\frac{NEP_{4,2}}{NEP_{300}} = \frac{1 + (1 + 2I_{\text{eq},300}/e)^{1/2}}{1 + (1 + 2I_{\text{eq},4,2}/e)^{1/2}} \approx 1 + \frac{2k_B T_{300}}{R_{\text{eq},300} 2(I_\Phi + I_D)} = 3,7; \quad \frac{D_{4,2}^*}{D_{300}^*} = \frac{NEP_{300}}{NEP_{4,2}} = 3,7;$$

$$\frac{D_2^*}{D_1^*} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = 0,05.$$

22. Доведіть формулу для еквівалентної потужності шуму фотодіода та покажіть, що в умовах синусоїдальної модуляції оптичного сигналу в ній з'являється множник $a/(2^{1/2})$.

Розв'язок.
$$\frac{S}{N} = \frac{I_P^2}{2e(I_P + I_{\text{ФОН}} + I_D)\Delta f + 4(k_B T/e)\Delta f};$$

$$I_P^2 - 2e\Delta f \frac{S}{N} I_P + \left(e\Delta f \frac{S}{N}\right)^2 = \left(e\Delta f \frac{S}{N}\right)^2 \left[1 + \frac{2I_{\text{eq}} N}{e\Delta f S}\right];$$

$$I_P = \left(e\Delta f \frac{S}{N}\right) \left\{ 1 + \left[1 + \frac{2I_{\text{eq}} N}{e\Delta f S}\right]^{1/2} \right\}, \text{ де } I_P = (P\eta e)/h\nu, \text{ а } I_{\text{eq}} = I_{\text{ФОН}} + I_D + (2k_B T/eR_{\text{eq}}), \text{ при}$$

$$S/N=1 \text{ отримаємо необхідну формулу } P = NEP_{S/N=1} = \frac{h\nu}{\eta} \Delta f \left[1 + \left(1 + \frac{2I_{\text{eq}}}{e\Delta f}\right) \right].$$

23. Доведіть відповідну формулу для еквівалентної потужності фоторезистора.

24. Знайдіть вираз для спектральної густини теплового шуму, коли до омичного опору R паралельно підключений опір навантаження R_H .

25. Проаналізуйте на які властивості фотодетекторів можуть впливати розмірні ефекти, зокрема квантові розмірні ефекти.

Література

1. Зи.С / Физика полупроводниковых приборов. Книга 2. Пер. с англ. М.: Мир, 1984, - 456с., ил. (глава 13).
2. Суемадцу Я., Катаока С., Кисино К., Кокубун Я., Судзуки Т., Исио О., Енедзава С. / Основы оптоэлектроники. Пер. с япон. -М.: Мир, 1988. -288с., ил.
3. Хандсперджер Р. / Интегральная оптика. Теория и технология. Пер. с англ., М.: Мир, 1985, - 384с., ил. (стр. 296-320).
4. Козанне А., Флере Ж., Мэтр Г., Руссо М. / Оптика и связь. Оптическая передача и обработка информации. Пер. с франц. М.: Мир, 1984, - 504с., ил.

5. Техника оптической связи. Фотоприемники, Под ред. У. Тсанга. Пер. с англ. М.: 1988, - 526с., ил.
6. Полупроводниковые фотоприемники. Ультрафиолетовый , видимый и ближний инфракрасный диапазоны света. Под ред. В.И. Стафеева, М.: Радио и связь, 1984, - 216с., ил.
7. Пека Г.П., Коваленко В.Ф., Смоляр А.Н. / Варизонные полупроводники. К.: Выща школа, 1989, - 251с., ил.
8. Sizov F.F. / Semiconductor Superlattice and Quantum Well Detectors
9. Курбатов Л.Н. Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра. - М.: Издательство МФТИ, 1999. -320с.
10. Фотоприемники видимого и ИК диапазонов / Под ред. Р.Дж. Киеса/ Пер. с англ. - М.: Радио и связь, 1984, -216 с., ил.
11. Анисимова И.Д., Викулин И.М., Зайтов Ф.А., Курмашев Ш.Д. Полупроводниковые фотоприемники. - М.: Радио и связь, 1984. - 216с.
12. N.B. Lukyanchikova "Noise Research in Semiconductor Physics", Edited by B.K. Jones, Gordon and Breach Science Publishers. 1999., -411p.

Глава 10. РОЗПОВСЮДЖЕННЯ СВІТЛА. СВІТЛОВОДИ

10.1. Розповсюдження світла

Світловодами або *інтегрально-оптичними* хвилеводами називаються канали для передачі оптичних сигналів від джерела до приймача. Вони є основними елементами всіх інтегрально-оптичних систем. Здебільшого вони побудовані з тонких діелектричних плівок або смужок, в яких за допомогою взаємодії світла з речовиною вдається здійснити направлене розповсюдження електромагнітних хвиль в діапазоні від 0,1 до 10 мкм - хвилевідний ефект. Цей діапазон обмежений, головним чином, існуючим частотним діапазоном лазерного випромінювання і властивостями матеріалів, що застосовуються для виготовлення світловодів. Світловоди за своїм призначенням і властивостями дуже схожі на металеві хвилеводи НВЧ діапазону. Проте вони мають і суттєві відмінності, а саме:

- розміри світловодів за порядком величини становлять $\sim \text{мкм}$, тобто в $\sim 10^3 \div 10^4$ разів менші розмірів НВЧ хвилеводів;
- енергія розповсюджується як в світловодах, так і в навколишньому просторі, тоді як в екранованих НВЧ хвилеводах вся енергія розповсюджується лише всередині хвилеводів;
- на відміну від НВЧ діапазону, в якому антени, що використовуються для генерації хвиль, мають малі апертури, в оптичному діапазоні лазерні джерела генерації електромагнітних хвиль мають великі апертури, що змінює умови збудження хвиль в світловодах.

Теоретичні засади їх роботи засновані на рівняннях Максвелла. Для діелектриків з однорідною густиною ρ , коли $\rho = 0$ та $J = 0$ (або $\sigma = 0$), вони мають такий вигляд

$$\begin{aligned}\Delta \bar{E} - \frac{\epsilon \mu}{c^2} \ddot{\bar{E}} + \nabla \left(\frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \bar{E} \right) + \frac{\nabla \mu}{\mu} \text{rot} \bar{E} &= 0 \\ \Delta \bar{H} - \frac{\epsilon \mu}{c^2} \ddot{\bar{H}} + \nabla \left(\frac{\nabla \mu}{\mu} \bar{H} \right) + \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \text{rot} \bar{H} &= 0\end{aligned}\quad (10.1)$$

Для однорідного середовища, коли $\nabla \epsilon = \nabla \mu = \rho = 0$, вони ще більше спрощуються і мають вигляд рівнянь електромагнітних хвиль для однорідних діелектриків

$$\begin{aligned}\Delta \bar{E} &= \frac{\epsilon \mu}{c^2} \ddot{\bar{E}} \\ \Delta \bar{H} &= \frac{\epsilon \mu}{c^2} \ddot{\bar{H}}\end{aligned}\quad (10.2)$$

Без обмеження загальності часову залежність в рівняннях (5.10.2) можна вибрати у вигляді експоненти $\bar{E}_t = \bar{E} \exp\{i\omega t\}$. В цьому разі рівняння електромагнітних хвиль матимуть такий вигляд

$$\Delta \begin{pmatrix} \bar{E} \\ \bar{H} \end{pmatrix} = -\frac{\omega^2 \mu \epsilon}{c^2} \begin{pmatrix} \bar{E} \\ \bar{H} \end{pmatrix}\quad (10.3)$$

Специфіка матеріалів в цих рівняннях визначається матеріальними характеристиками ϵ , μ . Врахування дисперсії здійснюється через залежності $\epsilon(\omega)$ і $\mu(\omega)$, де ϵ і μ комплексні функції частоти

$$\begin{aligned}\epsilon &= \epsilon_1(\omega) - i\epsilon_2(\omega) \\ \mu &= \mu_1(\omega) - i\mu_2(\omega)\end{aligned}\quad (10.4)$$

В оптичному діапазоні замість діелектричної і магнітної проникливостей використовують показник заломлення $n_{12} = n_2/n_1 = v_1/v_2 = (\epsilon_2 \mu_2 / \epsilon_1 \mu_1)^{1/2}$ або в загальному вигляді $n^* = n - ik$.

Рішення конкретних задач потребує використання граничних умов, котрим повинні задовольняти вектори \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} , \vec{B} на границі двох середовищ з різними значеннями ϵ і μ . Ці граничні умови здебільшого мають такий вигляд:

$$\begin{aligned} [\vec{v}(\vec{H}_1 - \vec{H}_2)] &= \frac{4\pi}{c} \vec{j}_s \\ [\vec{v}(\vec{E}_1 - \vec{E}_2)] &= 0 \\ (\vec{v}\vec{B}) &= 0 \\ (\vec{v}\vec{D}) &= 4\pi\rho_s \end{aligned} \quad (10.5)$$

де 1 і 2 - індекси середовища 1 або 2, \vec{v} - нормаль до поверхні, \vec{j}_s і ρ_s - густини поверхневих струму і заряду відповідно. Розв'язок таких задач дозволяє отримати співвідношення, котрі описують розповсюдженні електромагнітних хвиль у світловодах. Проте деякі важливі аспекти цієї проблеми можна проаналізувати наближено, скориставшись тим, що механізм каналізації електромагнітних хвиль зв'язаний з явищем *повного внутрішнього відбиття світла*. Воно спостерігається, коли світло відбивається від границі матеріалу з меншою густиною при кутах падіння більших критичного кута ($\theta > \theta_c = \arcsin(n_{s,c}/n_i)$), де n_i -показник заломлення речовини хвилеводу, n_s -показник заломлення речовини підкладинки, n_c -показник заломлення речовини, що покриває хвилевід. При цих кутах вся енергія хвилі, що падає, передається хвилі, що відбивається. Хвиля не проходить в зовнішнє середовище, тому що амплітуда заломленої хвилі експоненціально затухає з коефіцієнтом затухання γ

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \sqrt{\sin^2 \varphi - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} \quad (10.6)$$

Рішення граничних задач допускає розділ змінних. Воно може бути представлене у вигляді добутку двох співмножників, один із яких залежить тільки від координат x, y , перпендикулярних напрямку розповсюдження, а другий - тільки від поздовжньої координати z . Таким чином, якщо хвиля розповсюджується вздовж осі z , то її вектор можна представити у вигляді суми двох векторів \vec{f}_τ і \vec{f}_z

$$\vec{F} = \vec{f}_\tau(x, y)e^{-\beta z} + \vec{f}_z(x, y)e^{-\beta z} \quad (10.7)$$

де $\vec{r}\{x, y\}$ -поперечні координати. Повздовжні складові зв'язані з поперечними складними співвідношеннями, які можна отримати рішенням рівнянь Максвелла (10.3). Для повздовжніх складових має місце рівняння Гельмгольца для E_z і E_y має вигляд:

$$\nabla_\tau^2 \begin{pmatrix} E_z \\ H_z \end{pmatrix} + k_c^2 \begin{pmatrix} E_z \\ H_z \end{pmatrix} = 0 \quad (10.8)$$

де $k_c^2 = k^2 + \beta^2$, β - стала розповсюдження хвилі, $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon / c^2$. Рішення рівняння (10.8), котрі задовольняють однаковим граничним умовам, називаються *модами*. Приклади основних мод наведені в таблиці 10.1.

Таблиця 10.1. Можливі типи мод

назва	мода			γ -стала розповсюдження
ТЕМ	поперечна електромагнітна	$E_z=0$ $H_z=0$	E_τ, H_τ	$\beta=i\omega(\mu\epsilon)^{1/2}c^{-1}$
ТЕ	поперечна електрична	$E_z=0$ $H_z \neq 0$	E_τ, H_τ	$\beta = \sqrt{k_c^2 - \omega^2 \mu \epsilon / c^2}$
ТМ	поперечна магнітна	$H_z=0$ $E_z \neq 0$	E_τ, H_τ	$\beta = \sqrt{k_c^2 - \omega^2 \mu \epsilon / c^2}$
НЕ або ЕН	гібридна	$E_z \neq 0$ $H_z \neq 0$	E_τ, H_τ	$\beta = \sqrt{k_c^2 - \omega^2 \mu \epsilon / c^2}$

При одночасному розповсюдженню в просторі двох або більшої кількості хвиль вони можуть накладатись одна на одну, що призводить до перерозподілу потоку

енергії хвиль у просторі. Це характерне для хвильових процесів явище називається інтерференцією хвиль. Амплітуда сумарного коливання в точці спостереження при інтерференції визначається згідно принципу суперпозиції сумою комплексних амплітуд коливань всіх діючих джерел

$$\hat{A} = \sum_{j=1}^{j=N} A_j e^{i\varphi_j} \quad (10.9)$$

і тому повинна залежати від фаз окремих коливань φ_j . Інтенсивність пропорційна квадрату амплітуди сумарного процесу також залежить від фаз. Наприклад, для двох гармонічних коливань

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\varphi \quad (10.10)$$

де $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ різниця фаз або різниця ходу двох хвиль, що розповсюджуються від цих джерел. Інтерференція хвиль чітко спостерігається тоді, коли різниця ходу променів стає меншою від довжини когерентності хвиль.⁴

Крім інтерференції на границях відбувається дифракція хвиль, що разом з інтерференцією визначає розподіл інтенсивності хвильових процесів в обмежених середовищах.

10.2. Світловоди

Конструктивно інтегрально-оптичні хвилеводи виконуються *планарними* або *смушковими* і характеризуються товщиною d та сумірною з d шириною w . На рис.10.1 зображені поперечні перерізи світловодів, котрі найбільш часто використовуються в оптоелектроніці і інтегральній оптиці. Речовина, з якої виготовляються світловоди,

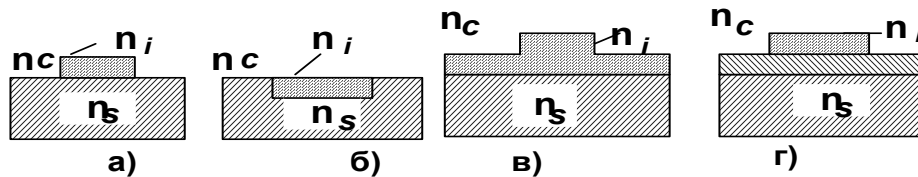


Рис.10.1. Поперечні перерізи світловодів: а) припіднятого, б) зануреного, в) гребінчастого, г) складного.

може мати різний по товщині атомний склад. В речовині світловоду з'являється градієнт показника заломлення світла. Крім того краї реальних світловодів розмиваються в процесі їх виготовлення і стають не різкими. Тому реальні інтегрально-оптичні хвилеводи є тривимірними системами.

Для аналізу їх роботи необхідно розв'язувати рівняння Максвелла з урахуванням просторового розподілу оптичних властивостей речовин $n(r)$, з яких побудовані світловоди. Світловоди мають такі особливості:

- *власні хвильові моди*⁵ з дискретним спектром фазових швидкостей і *випромінювальні моди*, котрі залежать від показників заломлення n_i , n_s , n_c , форми та розмірів хвилеводу та кута падіння θ ;

⁴ Довжиною когерентності L називається відстань від джерела вздовж напрямку розповсюдження плоскої хвилі за час когерентності τ_0 ($L=c\tau_0$). Часом когерентності τ_0 називається проміжок часу, на протязі якого один цуг хвиль змінюється іншим цугом або за який кореляційна функція коливань $R(\tau_0)$ зменшується в e разів. $R(\tau) = \frac{1}{\tau} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} A_1(t) A_2^*(t - \tau) dt$. В цьому разі амплітуда сумарного коливання визна-

чається за формулою $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2R(\tau)\cos\omega\tau$, де ω - середня частота коливань. За час τ_0 флуктуації змінюють різницю фаз настільки, що кореляційна функція зменшиться в e разів, гармонійні коливання наче "забувають" про свою фазу і квадрат сумарної амплітуди стає визначатись сумою квадратів амплітуд коливання джерел хвиль.

⁵ Мода коливань (нормальні коливання) (від латинського слова *modus*-міра, засіб, правило) один із різновидів власних коливань, котрі можуть існувати в коливальних системах з розподіленими параметра-

- резонансний зв'язок хвильвідних мод декількох світловодів;
- залежність ефективного показника заломлення від ефективної товщини світловоду.

Ми обмежимося якісним розглядом плоского прямокутного світловоду, котрий складається із тонкого шару речовини товщиною d з показником заломлення n_i . Світловод знаходиться на підкладинці і покритий речовиною з показниками заломлення n_s і n_c такими, що $n_i > n_s \geq n_c$. Коли покривним матеріалом є повітря, то $n_c = 1$. В таблиці 10.2 наведено декілька прикладів показників заломлення матеріалів, що застосовуються в оптоелектроніці.

Таблиця 10.2. Показники заломлення матеріалів оптоелектроніки

Матеріал	λ в мкм	n
SiO ₂ плавлений кварц	0.63	1.46
Скло	0.63	1.5...1.6
GaAs	0.90	3.6
LiNbO ₃	0.80	2.19...2.28
Ge	0.69	5.3
Si	0.63	3.8...3.9

Аналіз цієї таблиці показує, що необхідна умова для вибору матеріалів світловодів $n_i > n_s \geq n_c$ може бути виконаною досить просто.

Тепер за допомогою геометричної оптики якісно розглянемо плоский прямокутний світловод. На рис.10.2 показано три випадки розповсюдження світлового променя в світловоді при малих $\varphi < \varphi_{cs}$, середніх $\varphi_{cs} < \varphi < \varphi_{cc}$ і великих кутах падіння $\varphi > \varphi_{c,s,c}$. В

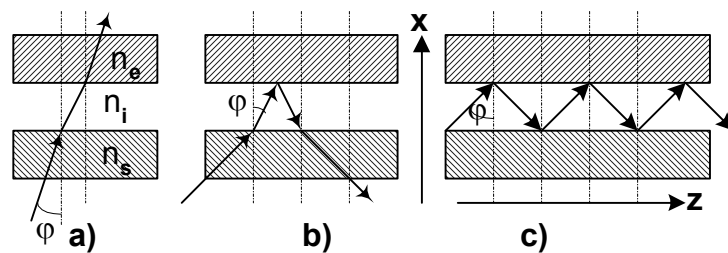


Рис.10.2. Розповсюдження зигзагоподібних хвиль в світловодах: а) - випромінювальні моди; б) - випромінювання моди підкладинки; в) - моди світловоду.

першому випадку малих кутів падіння φ , коли кут φ менший критичних кутів повного внутрішнього відбиття на границі підкладинки і речовини $\varphi_{c,s}$ і відповідного критичного кута для границі розділу з покривною речовиною $\varphi_{c,c}$, світловий промінь проникає в шар речовини світловоду, проходить крізь нього і виходить в навколишнє середовище. В цьому випадку хвильвідне розповсюдження світла відсутнє, а мода електромагнітної хвилі за таких умов називається *випромінювальною модою*. В другому випадку, коли кут падіння стає більшим за критичний кут падіння на границі з покривною речовиною, виникає ситуація зображена на рис.10.2.б, а мода називається *випромінювальною модою підкладинки*. В третьому випадку, коли кут падіння стає більшим за критичні кути для обох границь, плоска монохроматична хвиля зигзагоподібно розповсюджується вздовж світловоду, тому що на границях світловоду має місце повне внутрішнє відбиття. Виникає ситуація, що називається *хвильвідною модою*.

ми або хвиль, котрі можуть розповсюджуватись в хвильоводах. Моди характеризуються певним просторовим розподілом амплітуд і фаз величин, що коливаються, а також частотою і поляризацією. Моди, котрі розрізняють за структурою поля в поперечному перерізі оптичного хвильоводу (світловоду) або резонатора, називають поперечними модами, а в поздовжньому перетині - поздовжніми модами. Е або поперечні магнітні хвилі (ТМ-хвилі) мають $H_z \equiv 0$; Н- або поперечні електричні хвилі (ТЕ-хвилі) мають $E_z \equiv 0$. Крім того збуджуються також і гібридні хвилі (EH-хвилі), у яких $E_z \neq 0$ і $H_z \neq 0$. Індеси при E_{mn} або при H_{mn} вказують на число напівхвиль, котрі укладаються вздовж прямокутного хвильоводу. Хвилі H_{mn} використовуються для передачі сигналів, а E_{mn} - в резонаторах. Типовими модами діелектричних резонаторів є хвилі EH, коли $E_z \neq 0$ і $H_z \neq 0$.

Електричне поле моди описується такою функцією

$$E = E_0 \exp[i\omega t + i(bx + \beta z)] \quad (10.11)$$

де ω - частота, $b = k n_i \cos \varphi$ та $\beta = k n_i \sin \varphi$ – проекції хвильового вектора на осі x і z відповідно, $|k| = 2\pi/\lambda$ - хвильовий вектор. При кожному проходженні плоскою хвилею шляху від однієї до другої стінки плівки планарного світловоду товщиною d відбувається зсув (набіг) фази, котрий визначається оптичною довжиною ходу світлового променя $2(2\pi/\lambda)n_i d \cos \varphi$ та зсувом фаз при відбиванні на нижній (δ_s) і верхній (δ_c) границях світловоду. Зсуви фаз при відбиванні від границь ($\delta_{s,c}$) залежать від показників заломлення і кута падіння⁶. Якщо сумарний зсув фази $\Delta\varphi$ стає рівним 0 або кратним 2π

$$\Delta\varphi = 2(2\pi/\lambda)n_i d \cos \varphi - \delta_s - \delta_c = 2m\pi \quad (10.12)$$

де m - ціле число, то вздовж осі x на відрізку $0 < x < d$ виникає стояча хвиля з кількістю вузлів, що визначається числом m . Вздовж осі z , як видно з формули (10.11), розповсюджується біжуча хвиля або *хвильовідна мода* з сталою розповсюдження

$$\beta = (2\pi n_i/\lambda) \sin \varphi = (\omega/c)n_i \sin \varphi = k n_i \sin \varphi \quad (10.13)$$

Ця умова називається *умовою самоузгодження або умовою поперечного резонансу*.

Якщо із умови поперечного резонансу (10.13) з урахуванням залежності δ_s і δ_c від φ , n_i , n_s та n_c знайти вираз для сталої розповсюдження моди вздовж осі z , то це буде дисперсійна діаграма $\beta(\omega)$. Дисперсійною діаграмою називається залежність сталої розповсюдження β від частоти ω електромагнітних хвиль, товщини світловоду d і кутів падіння φ . Вона показує, що при даній частоті ω кут φ може мати скінчену кількість значень ($m = 0, 1, 2, \dots, N(\omega)$), тобто в хвильоводі може розповсюджуватись скінченна кількість хвильовідних мод, котрі переносять потік енергії вздовж хвильоводу. Кількість хвильовідних мод $N(\omega)$ залежить від добутку розмірів хвильоводу і різниці показників заломлення, наприклад, для симетричного хвильоводу, коли $n_c = n_s$, від $d(n_i - n_s)$. Зменшення цього добутку можна отримати *одномодовий інтегрально-оптичний хвильовід*, котрий вигідно застосовувати в інформаційних системах. Дисперсійна діаграма дає можливість знайти **дисперсійні криві** $v_{\text{фаз}} = \omega/\beta$ для кожної хвильовідної моди світловоду.

На рис.10.3 зображена типова дисперсійна діаграма (залежність $\beta(\omega)$) для ідеального планарного світловоду без врахування омичних втрат і втрат, обумовлених розсіюванням світла неоднорідностями речовини і її границь. Видно, що хвильовідні моди існують в області, що знаходиться між прямими $\beta = n_i \omega/c = n_i k$ і $\beta = n_s \omega/c = n_s k$ або в межах $n_c, n_s \leq \beta/k < n_i$. Це означає, що фазова швидкість мод не може бути більшою

⁶ Фазові зсуви $2\delta_{s,c}$ можна знайти за допомогою формул Френеля. Наприклад для ТЕ-поляризації

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_{\perp}}{2} = \frac{\sqrt{n_i^2 \sin^2 \theta - n_s^2}}{n_i \cos \theta}; \quad \operatorname{tg} \frac{\delta_{\parallel}}{2} = \frac{\sqrt{n_i^2 \sin^2 \theta - n_s^2}}{n_i \left(\frac{n_s}{n_i} \right)^2 \cos \theta}$$

фазової швидкості плоских хвиль, котрі розповсюджуються в матеріалі підкладки ($v_s = c/n_s$), і не менше фазової швидкості плоских хвиль в речовині хвилеводу ($v_i = c/n_i$). Область, що знаходиться за межами граничних прямих $\beta = (\omega/c)n_s$ і $\beta = (\omega/c)n_i$, є областю неперервного спектру так званих *випромінювальних мод*. Моді, котрі знаходяться вище верхньої граничної прямої називаються *затухаючими або забороненими модами*. В цій області стала розповсюдження стає уявною $\beta = -i\gamma$, тому що має місце повне внутрішнє відбиття. Більш точні умови появи хвильовідних мод знаходять за допомогою рішення рівнянь Максвелла (10.3) з відповідними граничними умовами, котрі визначаються для кожного різновиду хвилеводу. Для плоского нескінченного вздовж осі у трьохшарового діелектричного хвилеводу з показниками заломлення шарів n_1, n_2, n_3 розв'язок рівняння Максвелла наводиться в задачі 5.10.XIII. Для розповсюдження вздовж осі z хвильовідної ТЕ моди $E'_y(x, z, t) = E_y(x) \cdot \exp\{i\omega t - i\beta z\}$ воно дає таку умову

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2^2 - n_1^2)^{1/2} \cdot d = m\pi \quad (10.14)$$

$$m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

де λ_0 - довжина хвилі в вакуумі, d - товщина хвилеводу, n_1, n_2, n_3 - показники заломлення.

Кожна хвильовідна мода характеризується не тільки структурою електричного і магнітних полів і поляризацією, але й своєю критичною частотою $\omega_{кр}$, при якій дійсна частина хвильового числа стає рівною нулеві. При $\omega \geq \omega_{кр}$ стає можливим розповсюдження хвиль в хвилеводі. Коли ω наближається до $\omega_{кр}$, то фазова швидкість відповідної моди наближається до фазової швидкості в навколишньому просторі і поле в зовнішній області поза хвилеводом при $\omega = \omega_{кр}$ простягається до нескінченності. Така хвиля повинна була б переносити вздовж осі z нескінченний потік енергій, що неможливо. Саме тому $\omega_{кр}$ є граничною частотою хвильовідних мод. При $\omega > \omega_{кр}$, $v_{ф} \rightarrow c/n_i$ і електромагнітне поле фактично локалізується в хвилеводі. Лише для двох, так званих, дипольних мод $\omega_{кр} \rightarrow 0$.

При більш детальному розгляді планарних інтегрально-оптичних хвилеводів потрібно враховувати також те, що світло при повному внутрішньому відбитті частково проникає за межі геометричної границі двох середовищ на певну глибину x_s , як це показано на рис.10.4.

Скінченне значення x_s , величина якого за порядком близьке до довжини хвилі λ , призводить до збільшення ефективної товщини інтегрально-оптичного хвилеводу, так що $d_{ef} > d$. Розрахунки показують, що при $n_s = 1.5$, $n_i = 1.6$, $(d_{ef}/\lambda)_{min} \sim 1.3$.

Розповсюдження світла в інтегрально-оптичних хвилеводах супроводжується такими явищами:

- затуханням оптичних сигналів,
- релесівським розсіюванням світла,

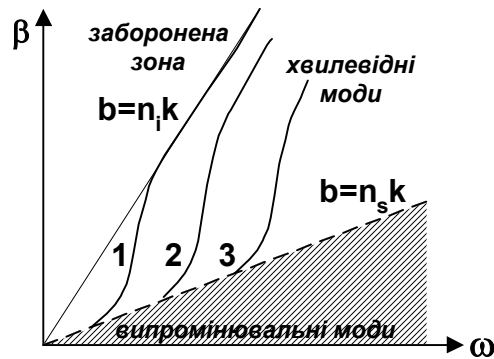


Рис.10.3. Типова дисперсійна діаграма планарного світловоду для трьох мод $m = 1, 2, 3$.

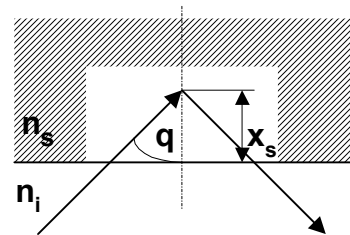


Рис.10.4. Хід променів на границі розділу двох середовищ з різними показниками заломлення n_i і n_s .

- поглинанням світла,
- розширенням коротких імпульсів світла,
- нелінійними процесами.

Затухання оптичних сигналів, зв'язане з втратами в діелектрику, може бути враховане введенням комплексної діелектричної сталої $\epsilon = \epsilon_1(1 - i \cdot \text{tg}\delta)$, де $\text{tg}\delta$ - тангенс кута втрат, котрий залежить від частоти ω . Стала розповсюдження хвильовідних мод може бути наближено оцінена за допомогою співвідношення

$$\beta = 8\pi^3 \frac{d^3}{\lambda^3} \frac{1}{n_i^2} \left(1 - \frac{1}{n_i^2}\right) \text{tg}\delta \quad (10.15)$$

Затухання залежить також і від розсіяння світла неоднорідностями речовини і її границь, що викликає передачу енергії від одних мод іншим. Розрахунки показують, що коефіцієнт втрат, котрий залежить від коефіцієнта затухання, пропорційний середній квадратичній шорсткості границь.

На різних викривленнях світловодів також відбуваються втрати енергії. Вони виникають з двох причин:

1. по-перше, частина енергії випромінюється в навколишнє середовище, тому що при відсутності таких втрат швидкість світла на великих відстанях від центру кривизни світловоду повинна була бути більшою, ніж у вакуумі,
2. по-друге, в залежності від радіуса кривизни змінюється картина мод, тобто відбувається перерозподіл енергії. Цей ефект стає суттєвим, коли радіуси кривизни наближаються до довжини хвилі.

Для побудови інтегрально-оптичних хвильоводів необхідно використовувати прозорі структурно однорідні матеріали здатні утворювати світловоди з гладкими границями та з градієнтами показника заломлення по товщині. Технологія їх виготовлення повинна бути сумісною з технологією виготовлення інших елементів ІМС. Сучасна технологія дозволяє виготовляти світловоди з низькими втратами $\sim 10^{-1} \div 10^{-3} \text{ дБ/см}^{-1}$ для світла з довжинами хвиль в інтервалі від 2 до 11 мкм.

Причиною розширення коротких імпульсів є різниця групових швидкостей різних мод або *міжмодова дисперсія*. Вона залежить від $n_i(\omega)$ - матеріальної дисперсії речовини хвильоводу і хвильовідної дисперсією - залежністю групової швидкості моди від її довжини хвилі.

В одномодових хвильоводах переважає матеріальна дисперсія $n_i(\omega)$, яка змінює фазові швидкості окремих складових хвиль короткого імпульсу (хвильового пакету) і цим спотворює імпульс на виході із хвильоводу. Цей ефект відіграє значну роль при використанні довгих світловодів в оптичних лініях зв'язку. В коротких інтегрально-оптичних світловодах їм нехтують.

Малий поперечний перетин інтегрально-оптичних світловодів дозволяє створювати в них інтенсивний потік оптичного випромінювання (до $\sim 10^{10} \text{ Вт/см}^{-2}$). При цьому в світловодах виявляються такі нелінійні ефекти:

- вимушене розсіяння світла,
- чотирьохфотонні параметричні процеси,
- самофокусування, котре в області аномальної дисперсії дозволяє отримувати надзвичайно короткі ($\tau \sim 10^{-15} \text{ с}$) фемтосекундні імпульси світла,
- інверсію населеності, що дозволяє отримувати підсилення світла і дозволяє використовувати світловоди для створення хвильовідних лазерів та бістабільних елементів.

10.3. Збудження хвиль в інтегрально-оптичних хвелеводах

Здебільшого поперечні перерізи інтегрально-оптичних хвелеводів більші за діаметр лазерного променя або променя від іншого джерела електромагнітних хвиль. Тому виникає потреба узгодження хвелеводів з генераторами хвиль. Метою узгодження є створення таких умов, за яких частоти і хвильові вектори мод генератора (ω_g і k_g), по можливості, були рівними відповідним параметрам хвелеводів (ω, β).

Розрізняють *поперечні і поздовжні елементи зв'язку*. Прикладом поперечного елементу зв'язку є зв'язок за допомогою лінз, як це показано на рис.10.5. Оскільки в такому хвильоводі основна мода TE_0 має просторовий розподіл світла схожий на просторовий розподіл світла від лазера, котрий має майже гаусівський розподіл, то така поперечна система досить ефективна. Проте вона не знайшла широкого практичного використання в оптоелектроніці і інтегральній оптиці, тому що потребує точного геометричного узгодження (юстирування).

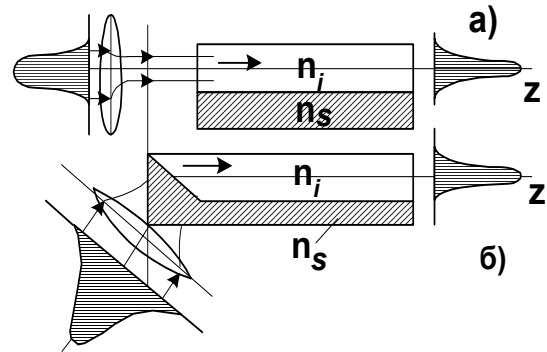


Рис.10.5. Поперечний метод збудження мод інтегрально-оптичного хвелеводу: а) при нормальних кутах, б) при косокутних кутах.

Прикладом *поздовжніх елементів зв'язку* є *призмові та решіткові елементи*. Призмовий елемент зв'язку складається із призми, розташованої біля інтегрально-оптичного хвелеводу, як це зображено на рис.10.6. На призму падає промінь світла. Він заломлюється в призмі і за рахунок оптичного зв'язку, що встановлюється між призмою і хвелеводом тоді, коли відстань між ними h стає меншою

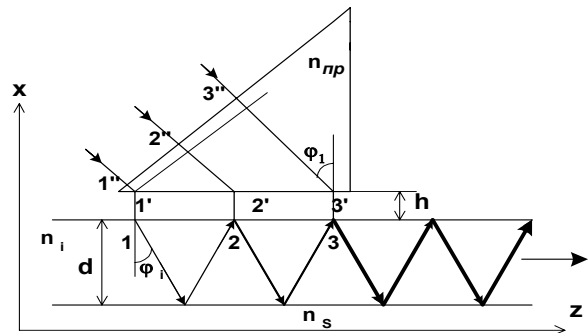


Рис.10.6. Призмовий елемент збудження хвильовідних мод інтегрально-оптичного хвелеводу.

довжини світлової хвилі ($h < \lambda$), збуджує електромагнітну хвилю в світловоді. Нехай світло під кутом θ падає на поверхню світловоду. Розіб'ємо умовно світловий промінь на три парціальні промені 1, 2, 3. Ці парціальні промені попадають в хвелевід і, коли виконується умова $\varphi > \varphi_c = \arcsin(n_s/n_i)$, в хвелеводі через повне внутрішнє відбиття виникають хвелевідні моди, котрі переносять енергію електромагнітної хвилі вздовж осі z .

Інтенсивна мода виникає лише при виконанні *умови синхронізму*, згідно якому хвиля E_1 , що розповсюджується в хвелеводі між точками 1 і 2, і хвиля E_2 , що розповсюджується в призмі між точками 2'' і 2', одночасно досягають точок 2 і 2', тобто з однаковою різницею фаз. Нехай промені E_1 і E_2 утворюють кути φ_1 і φ_2 з нормаллю до поверхні хвелеводу, а відстань між точками 1' і 2' є a . Тоді різниці фаз $\Delta\delta_1$ та $\Delta\delta_{пр}$ для променів E_1 та E_2 рівні відповідно

$$\Delta\delta_1 = k_i a \sin\varphi_1 = (2\pi n_i / \lambda) \sin\varphi_1$$

$$\Delta\delta_{пр} = k_{пр} a \sin\varphi_1 = (2\pi n_{пр} / \lambda) \sin\varphi_1$$

За умов синхронізму

$$\begin{aligned} \Delta\delta_1 &= \Delta\delta_{пр} \\ n_i \sin\varphi_1 &= n_{пр} \sin\varphi_1 \end{aligned} \quad (10.16)$$

Якщо вибрати $n_{\text{пр}} > n_i$, то ця умова може бути виконана для будь-якої хвильовидної моди, що визначається кутом θ_i . Така система зв'язку має ефективність більше 90%. Проте вона має суттєві недоліки, пов'язані з необхідністю точного її юстирування, і те, що вона не може бути виконана за допомогою технології групового виготовлення оптоелектронних інтегральних систем.

На відміну від призмової системи збудження мод в хвильоводі *поздовжній решітковий елемент зв'язку* може виготовлятися допомогою технології, котра застосовується для виготовлення інтегральних оптоелектронних пристроїв. Решітковий елемент зображений на рис.10.8. Хвиля внаслідок, що падає, дифракції і інтерференції на періодичній структурі решітки утворює просторовий розподіл поля електромагнітної хвилі. Умовою синхронізації є спів-

відношення між сталими розповсюдження β_0 хвилі, що падає, та хвильовідних моди поблизу дифракційної ґратки β

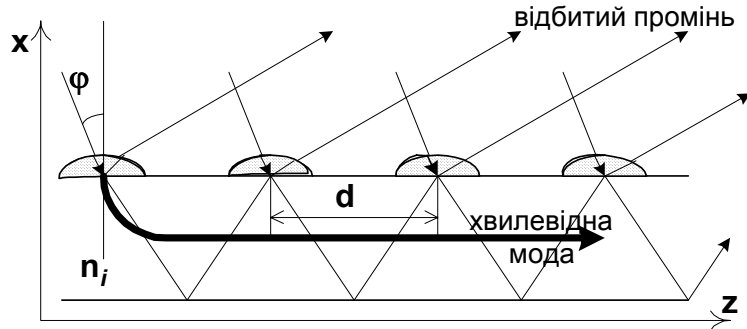


Рис.10.8. Решітковий елемент зв'язку.

відношення між сталими розповсюдження β_0 хвилі, що падає, та хвильовідних моди поблизу дифракційної ґратки β

$$\beta_0 = \beta \quad (10.17)$$

де

$$\begin{aligned} \beta_0 &= (2\pi/\lambda) \sin\theta \\ \beta &= \beta' + (2\pi/d)m \\ m &= 0; \pm 1; \pm 2; \dots \end{aligned} \quad (10.18)$$

За умови синхронізму крізь плівку в напрямку осі z розповсюджується хвильовідна мода, показана на рис.10.8 жирною лінією. Зв'язок за допомогою решітки використовується на практиці, хоча він має малу ефективність передачі енергії за таких двох причин:

- в області решіткового зв'язку порушується режим повного внутрішнього відбиття, котре використовується для формування хвильовідних мод, тому що світловий потік, що падає, декілька разів проходить крізь плівку і розсіюється або поглинається в підкладинці,;
- решітковий зв'язок має малу дифракційну ефективність, тому що в цій системі зв'язку, здебільшого, використовуються решітки, яких $d/\lambda \sim 1$, що дозволяє використовувати лише дифракційні пучки малих порядків.

Незважаючи на малу ефективність передачі енергії за допомогою решіткових елементів зв'язку, вони приваблюють практиків тим, що мають такі позитивні якості:

- планарну геометрію, як і більшість мікроелектронних систем,
- легкість виготовлення за допомогою технологій, що застосовуються для виготовлення інтегрально-оптичних і електронно-оптичних елементів,
- відсутність використання додаткового юстування кожної системи,
- можливість створення самоузгоджених елементів зв'язку методами голографії.

10.4. Плівкова специфіка

Плівкову специфіку оптичних властивостей можна розбити на дві групи:

- структурну,
- функціональну.

10.4.a. Структурна специфіка

Відомо, що при зменшенні товщин тонких плівок починає змінюватись їх структура. Яскравим проявом таких змін є гранулярність плівок і зв'язане з нею забарвлення навіть металевих плівок. Його причиною не є інтерференція світла в тонких шарах речовини. Майкл Фарадей, Роберт Вуд, Релей, Г. Мі і Д. Максвел-Гарнет показали, що зміна ефективних оптичних сталих речовини в тонких шарах, внаслідок чого з'являється забарвлення, аномальна прозорість і нові поляризаційні властивості, пов'язані з особливостями розсіянням світла на окремих острівцях плівок. Ці явища дуже схожі на розсіяння світла двовимірними колоїдальними розчинами.

Кожний острівець металевої плівки радіуса a поляризується електричним полем електромагнітної хвилі. Утворюється диполь з дипольним моментом

$$\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E} = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} a^3 \mathbf{E} \quad (10.20)$$

Якщо відстань між металевими острівцями менша довжини хвилі ($a < \lambda$), то із формули Лоренц-Лоренца можна отримати вираз для ефективної діелектричної сталої

$$\epsilon_{\text{ef}} \equiv (n_{\text{ef}} - i k_{\text{ef}})^2 = 1 + \frac{4\pi N' \alpha}{1 + \frac{4\pi}{3} N' \alpha} \quad (10.21)$$

де N' -об'ємна концентрація металевих гранул в плівці, α -поляризація. Формула (10.21) показує, що ефективні оптичні константи залежать від концентрації острівців, їх розмірів і оптичних сталих матеріалів, з яких утворені острівці. Вона *дозволяє якісно пояснити* оптичні властивості острівцевих плівок, котрі спостерігаються експериментально. Однак *для кількісних* розрахунків вона *не придатна*, тому що не враховує двовимірність плівок і змін оптичних сталих в речовини, що знаходиться в маленьких острівцях.

10.4.б. Функціональна специфіка

Функціональна специфіка визначається такими чинниками:

- залежністю середньої довжини пробігу носіїв струму від розмірів плівки, тобто *класичним розмірним ефектом*;
- впливом плазових резонансів;
- залежністю енергетичної структури і густини станів від товщини, коли вона стає сумірною з довжиною хвилі де Бройля, *тобто квантовим розмірним ефектом*;

Для розгляду класичного розмірного ефекту скористаємося формулами Друде:

$$\begin{aligned} \epsilon_1 = n^2 - k^2 &= 1 - \frac{(\lambda/\lambda_0)^2}{1 + (\lambda/\lambda_\tau)^2} \\ \epsilon_2 = 2nk &= \frac{\lambda^3}{\lambda_0^2 \lambda_\tau} \frac{1}{1 + (\lambda/\lambda_0)^2} \end{aligned} \quad (10.22)$$

де $\lambda_0^2 = \left(\frac{2\pi c}{\omega_{\text{пл}}} \right)^2 = \frac{\pi c^2 m}{e^2 n}$ - плазмова довжина хвилі і $\lambda_\tau = \frac{2\pi c}{\gamma} = 2\pi \tau_{\text{ef}}$. Ці формули до-

ведені для масивних металів, в яких основний внесок в діелектричну проникність дають "вільні" електрони, має місце закон Ома, функція розподілу носіїв залежить тільки від їх швидкості і враховуються лише внутрішньозонні переходи. Тому формули (10.22) справедливі лише для частот менших за характерні частоти речовини, наприклад, менші частоти плазми $\omega < \omega_{\text{пл}}$. Ці умови не завжди виконуються. Вони, наприклад, перестають бути придатними в близькій інфрачервоній області спектру, тому

що при цих частотах можливі міжзонні та плазмові переходи і тому суттєву роль починає відігравати *затухання*.

Формули Друде досить просто довести. Використаємо для цього рівняння взаємодії електрона з електричним полем електромагнітної хвилі

$$m_0 \ddot{\mathbf{r}} + m_0 \gamma \dot{\mathbf{r}} + k \mathbf{r} = e \mathbf{E} \exp\{i\omega t\} \quad (10.24)$$

Знайдемо рішення цього рівняння у вигляді

$$\mathbf{r} = S_0 \exp\{i\varphi\} \exp\{i\omega t\} \quad (10.25)$$

Після підстановки (10.25) в (10.24) і розділення дійсних і уявних частин маємо

$$S_0 = \frac{eE}{m_0} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2) + \gamma^2 \omega^2}}$$

$$\sin \varphi = - \frac{\gamma \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \quad (10.26)$$

$$\cos \varphi = \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}$$

Скористаємося тепер умовою, що струм в металі описується законом Ома

$$\bar{\mathbf{j}} = en \dot{\mathbf{r}} = \sigma \bar{\mathbf{E}} + \alpha \dot{\bar{\mathbf{E}}}$$

і підставимо в нього \mathbf{r} із формули (10.26)

$$i\omega en S_0 \exp\{i\varphi\} \exp\{i\omega t\} = (\sigma E + i\omega \alpha E) \exp\{i\omega t\} \quad (10.26)$$

Розділимо в (10.28) дійну і уявну частини

$$\sigma = - \frac{en S_0 \omega}{E} \sin \varphi$$

$$\alpha \omega = \frac{en S_0}{E} \cos \varphi \quad (10.27)$$

Комбінуючи (10.25) і (10.29) остаточно отримаємо

$$\sigma = \frac{e^2 n}{m_0} \frac{\omega \gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}$$

$$\alpha = \frac{e^2 n}{m_0} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \quad (10.28)$$

Підставимо σ і α в формули для оптичних сталей

$$\varepsilon_1 = n^2 - k^2 = 1 + 4\pi\alpha$$

$$\varepsilon_2 = 2nk = \frac{4\pi\sigma}{\omega} \quad (10.29)$$

Використовуючи позначення $2\pi c/\lambda_0 = \omega_{пл} = (4\pi e^2 n/m_0)^{1/2}$ і $\lambda_\tau = 2\pi c \tau_{еф}$, остаточно отримаємо формули Друде.

Згідно формул (10.29) оптичні сталі залежать від електропровідності, яка в свою чергу залежить від розмірів зразка. Коли розміри зразка стають меншими за довжину вільного пробігу носіїв струму ($d < \ell$), починається вплив класичного розмірного ефекту. Зменшується ефективний час релаксації носіїв струму $\tau_{еф}$, внаслідок чого відбувається зменшення електропровідності. Ця обставина спричиняє появу *розмірної залежності оптичних сталей речовини* ($\sigma = (e^2/m^*)n\tau_{еф} = 2\pi c^2 \tau_{еф}(d)/\lambda_0^2$) - *класичний розмірний ефект*.

Взаємодія світла з металами супроводжується *скін-ефектом*, котрий полягає в тому, що електричне поле електромагнітної хвилі затухає при її проникненні в провідники

$$\tilde{\mathbf{E}}(t) = \mathbf{E} \exp\{i[\omega t - \frac{\omega x n^*}{c}]\} = \mathbf{E} \exp\{i(\omega t - \frac{\omega x n}{c})\} \exp\{-\frac{\omega k x}{c}\} =$$

$$= \mathbf{E} e^{-\frac{x}{\delta}} \exp\{i(\omega t - \frac{\omega n x}{c})\} \quad (10.30)$$

де $n^* = n - ik$, $n^{*2} = n^2 - k^2 = \epsilon\mu - 4\pi\sigma/\omega$, $k = (2\pi\sigma/\omega)^{1/2}$, $\delta = c/k\omega$ -скін-глибина, на якій електричне поле зменшується в e разів⁸. Для металів $\delta = c/k\omega = (R\sigma)^{-1}$ або $R = 1/\sigma\delta$, де R - дійсна частина поверхневого імпеданцу⁹. До тих пір поки довжина вільного пробігу електронів ℓ значно менша за скін-глибину, δ має місце нормальний скін-ефект і можна наближено використовувати формули Друде. В оптичному діапазоні $\ell \sim \delta$ і починає грати роль *аномальний скін-ефект*. В цьому разі потрібно враховувати затухання електричного поля по глибині зразка. Електрон частіше розсіюється на поверхні тонкого зразка, що приведе до зменшення ефективної електропровідності і збільшення R . Ефективна електропровідність зменшується приблизно прямо пропорційно $\delta'/\ell = c/k\omega\ell$. Скін-глибина сама залежить від частоти і ефективної електропровідності $\delta' = c/(2\pi\sigma_{\text{еф}}\omega)^{1/2}$. Таким чином поверхневий імпеданц в умовах аномального скін-ефекту по іншому залежить від частоти

$$R_{\text{ан}} = (2\pi\omega/\sigma_{\text{еф}})^{1/2} = \{2\pi\omega/\sigma\beta(\delta'/\ell)\} \sim (\omega^2\ell/\sigma)^{1/3} \quad (10.31)^{10}$$

В умовах аномального скін-ефекту формули Друде можна використовувати лише в тому разі, якщо λ_τ замінити на λ_τ

$$\frac{1}{\lambda'_\tau} = \frac{1}{\lambda_\tau} - \frac{3}{8} \left(\frac{v_F}{c} \right) \left(\frac{1}{\lambda_0} \right) (1-p) \left[1 + ch^2 \left(\frac{2\pi d}{\lambda_0} \right) \right] \quad (10.32)$$

Таким чином в умовах класичного розмірного ефекту зменшення товщини зразків супроводжується зменшенням часу релаксації носіїв струму $\tau \sim 1/\lambda_\tau$, що призводить до зменшення оптичних констант n і k . Такий ефект спостерігається експериментально, якщо при цьому не змінюється структура плівок.

Крім вже розглянутих внутрішньозонних переходів в твердих тілах відбуваються і інші процеси: міжзонні переходи, збудження колективних поверхневих і об'ємних коливання твердотільної плазми. В цьому разі до комплексної діелектричної проникності, що визначає внутрішньозонні переходи (ϵ_i), потрібно додати комплексну діелектричну проникність (ϵ_b), котра описує внесок міжзонних переходів або колективних збуджень $\epsilon = \epsilon_i + \epsilon_b$. Міжзонні переходи та колективні збудження відбуваються при певних енергіях квантів, що поглинаються речовиною. Поглинання впливає не дисперсійні залежності $n(\omega)$ і $k(\omega)$. В спектрах відбивання та пропускання з'являються особливості (екстремуми) на частотах, котрі визначаються енергією збудження. На-

⁸ Знайдемо затухання E_y внаслідок нормального скін-ефекту. Із формули (10.3)

$\Delta E = (\epsilon\mu/c^2)\partial^2 E/\partial t^2 + (4\pi\sigma\mu/c^2)E$, нехтуючи струмом зміщення, знайдемо рішення у вигляді

$E = E(0)\exp\{i\omega t\}$. Воно має вигляд $E_y(x) = E_y(0)\exp\{-x/\delta\}$, де

$1/\delta^2 = i4\pi\omega\sigma/c^2$; $1/\delta = k = (1+i)(2\pi\sigma\omega)^{1/2}/c$; $|\delta| = c/(2\pi\sigma\omega)^{1/2}$

⁹ Поверхневим опором або дійсною частиною поверхневого імпеданцу називається величина

$R = \text{Re}(Z) = \text{Re}[E(0)/\int_0^\infty j_x dx]$. Із формули (10.3) з урахуванням закону Ома $j = \sigma E/(1+i\omega\tau)$, де τ -час релакса-

ції, отримаємо рівняння $d^2 E/dx^2 = (-\epsilon\mu\omega^2/c^2 + i4\pi\sigma\mu/c^2)E$. Його рішення має вигляд $E = E(0)\exp\{-iAz\}$, де

$A^2 = \omega^2/c^2 - i4\pi\omega\sigma/c^2(1+i\omega\tau)$. Тоді

$$Z = \frac{E(0)}{\int_0^\infty j_x dx} = i \frac{4\pi\omega}{c^2} \frac{E(0)}{\frac{\partial E}{\partial x}|_0} = \sqrt{\frac{2\pi\omega}{c^2\sigma}}(1+i);$$

$$R = \text{Re}(Z) = \sqrt{\frac{2\pi\omega}{c^2\sigma}}; \quad n^* = \frac{4\pi}{cZ} = n - ik$$

¹⁰ При доведенні цієї формули використано співвідношення $\sigma_{\text{еф}} = \sigma\beta\delta\ell/\ell$, β - число,

ℓ - довжина вільного пробігу носіїв струму. Підстановкою $\sigma_{\text{еф}}$ в вираз для δ' , отримаємо

$\delta' = \ell^{1/3} c^{2/3} / (2\pi\omega\beta\sigma)^{1/3}$. Підставимо δ' в формулу (10.31), тоді

$R_{\text{ан}} = (\omega\ell/\sigma)^{1/3} (4\pi^2/c\beta)^{1/3}$.

приклад, навіть формули Друде дають можливість оцінити область появи немонотонностей залежностей $\varepsilon_1(\omega)$ і $\varepsilon_2(\omega)$, якщо в них підставити значення λ_0 і λ_τ

$$\begin{aligned}\varepsilon_1 &= 1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \left(\frac{1}{1 + (\omega\tau_{\text{ef}})^{-2}} \right) \approx 1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \\ \varepsilon_2 &= \frac{\omega_0^2}{\omega^3 \tau} \left(\frac{1}{1 + (\omega\tau)^{-2}} \right) \approx \frac{\omega_0^2}{\omega^3 \tau}\end{aligned}\quad (10.35)$$

В цих формулах ω_0 може бути частотою об'ємних ω_v або поверхневих $\omega_s = \omega_v(1 + \varepsilon_0)^{-1/2}$ плазмонів, де ε - діелектрична проникність середовища, що оточує метал. Плазмові резонанси і їх вплив на оптичні характеристики речовини дійсно були знайдені експериментально.

При товщинах менших довжини хвилі де Бройля ($\lambda > d$), має місце квантовий розмірний ефект. Зони розбиваються на розмірні підзони, змінюється густина станів, концентрація носіїв струму і час їх релаксації. Все це впливає на оптичні характеристики речовини в тонких шарах.

Розмірні зони змінюють умови поглинання світла, бо починається резонансне поглинання при збудженні електронів із однієї розмірної підзони в іншу розмірну підзону. Зменшення розмірів зразка призводить до збільшення енергетичної відстані між розмірними підзонами $\Delta\varepsilon_{v,v+1}$. Наприклад для прямокутної потенціальної ями

$$\Delta\varepsilon_{v,v+1} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* d^2} (2v + 1)$$

$\Delta\varepsilon$ квадратично збільшується із зменшенням d . Таким чином, розмірне квантування зсуває поглинання в синю область спектра при зменшенні розмірів зразка і сприяє появі окремих резонансних ліній поглинання світла елеронами в розмірних підзонах.

Зміна концентрації носіїв і густини станів в умовах розмірного квантування також змінює оптичні характеристики тонких шарів речовини.

Розмірне квантування змінює також час релаксації носіїв струму, тому що енергетичний інтервал між розмірними підзонами може ставати більшим енергії квантів оптичних фононів. В цьому разі взаємодія з оптичними фононами стає менш ймовірною, що збільшує час релаксації носіїв і впливає на оптичні і фотоелектричні властивості речовини.

Нові властивості речовини малих розмірів почали використовуватись для розробок нових оптоелектронних приладів: з квантовими ямами 2D - системи (quantum wells), квантовими нитками 1D - системи (quantum wires) і квантовими точками 0D - системи (quantum dots (boxes)). Зокрема вдається створювати мініатюрні лазери та ефективні детектори ІК випромінювання (Глава 5.3). Інтенсивно вивчаються системи, що складаються із маленьких часточок, в яких можна буде отримувати люмінесценцію в видимій та синій областях спектра.

10.5. Контрольні запитання та задачі

Література

1. Введение в интегральную оптику. Под ред. М. Барноски. Пер. с англ. Под ред. Т.А. Шмаонова, М.: Мир, 1977, - 367с., ил.
2. Козанне А., Флере Ж., Мэтр Г., Руссо М. / Оптика и связь. Оптическая передача и обработка информации. Пер. с франц. М.: Мир, 1984, - 504с., ил.
3. Интегральная оптика. Под ред. Т. Тамира. Пер. с англ. М.: Мир, 1978, - 344с., ил.
4. Хандсперджер Р. / Интегральная оптика. Теория и технология. Пер. с англ., М.: Мир, 1985, - 384с., ил. (стр. 296-320).
5. Маркузе Д. / Оптические волноводы. Пер. с англ. М.: Мир, 1974, - 576с., ил.

6. Davies J.H. / The Physics of Low-dimensional Semiconductors. Cambridge university press, 1997, - 438p., il.
7. Абелес Ф. /Оптические свойства тонких пленок. Физика тонких пленок. Современное состояние исследований и технические применения. Под общей ред. М.Х. Франкомба и Р.У. Гофмана. Том. VI. Пер. с англ. М.: Мир. 1973, - 392с., ил. (стр.171-227).

Глава 11. УПРАВЛІННЯ СВІТЛОВИМИ ПРОМЕНЯМИ

11.1. Мета управління та фізичні процеси

Метою управління світловими променями є введення інформації в несучу світлову хвилю шляхом зміни одного або декількох її параметрів. Світлова хвиля характеризується такими параметрами: амплітудою, частотою, фазою, поляризацією та напрямком її розповсюдження. Зміна цих параметрів під дією керуючого сигналу при управлінні світловими потоками називається *модуляцією світла*¹. В залежності від вибору параметра, що модулюється, розрізняють такі різновиди модуляції: *амплітудна, фазова, частотна, поляризаційна, просторова* та більш складні різновиди, коли змінюються одночасно декілька параметрів світлової хвилі.

Модуляція здійснюється за допомогою взаємодії оптичного випромінювання з динамічними неоднорідностями в середовищі, в якому воно або генерується, або розповсюджується. В *першому випадку* (рис.5.1.а), коли взаємодія відбувається безпосередньо під час генерації світла, модуляція називається *внутрішньою або безпосередньою*. Прикладом внутрішньої модуляції є зміна інтенсивності світла, що генерується світловипромінюючим діодом (СВД) або лазером, під дією керуючого сигналу на процес генерації світла. Вона здійснюється через зміну або стану активного середовища генератора світла, або параметрів його резонатора. Модуляція світла через зміну параметрів резонатора називається *внутрішньою резонаторною модуляцією*. В *другому*

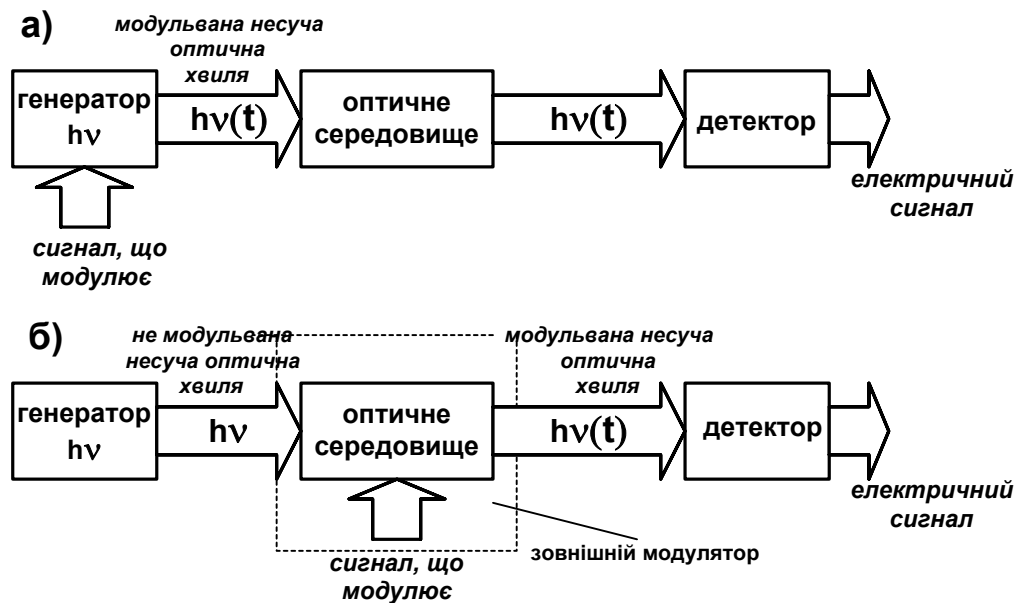


Рис.11.1. Схема внутрішньої (а) та зовнішньої (б) модуляцій.

випадку (рис.11.1.б) модуляція здійснюється під час розповсюдження не модульованої світлової хвилі в оптичному середовищі, в якому керуючий сигнал створює динамічні неоднорідності. Така модуляція називається *зовнішньою модуляцією світла*. Модулятором в цьому випадку служить оптичне середовище з динамічними неоднорідностями з заданим просторовим розподілом та змінами в часі, котрі були створені вхідним сигналом, що повинен модулювати несучу оптичну хвилю. Взаємодія несучої оптичної хвилі з оптичним середовищем модулятора призводить до її модуляції, тобто до створення інформаційного сигналу з певною часовою або просторовою зміною, яка є кодом вхідного сигналу.

¹ Модулятор (від лат. modulator - той, хто додержує ритму) - пристрій для управління амплітудою, частотою, фазою та іншими параметрами коливального процесу.

В залежності від вибору системи передачі та обробки інформації використовують два різновиди модуляції: *аналогову* та *цифрову*. При аналоговій модуляції вхідний сигнал неперервно та узгоджено перетворюється в зміну параметрів світлового випромінювання. Найпростішим прикладом аналогової модуляції є амплітудна аналогова модуляція, коли вхідний сигнал перетворюється в вихідний сигнал зміни інтенсивності несучої оптичної хвилі. Цифрова модуляція потребує спеціального коду для передачі вхідного сигналу, що керує, за допомогою якого створюється певна послідовність світлових імпульсів, яка відображає вхідний сигнал. Наприклад, "нуль" відповідає відсутності, а "одиниця" - наявності світлового сигналу або за допомогою більш складного коду.

Модулятори характеризуються такими параметрами:

- Глибиною модуляції $\gamma = (I - I_0)/I_0$, де I_0 та I - інтенсивності світлових потоків на вході та виході модулятора. Для фазових модуляторів $\gamma = \sin^2(\Delta\phi/2)$, $\Delta\phi$ - зсув фази світлової хвилі, що пройшла крізь модулятор.
- Смугою пропускання або діапазоном частот, в якому може працювати модулятор. Умовно вважають, в цій смузі частот Δf глибина модуляції зменшується не більш, як до 0,5 її максимального значення. Смуга пропускання зв'язана з часом переключення T за формулою $\Delta f = 2\pi T$.
- Втратами при переключенні $\mathcal{L} = 10 \log(I_t/I_0)$, де I_0 та I_t - інтенсивності сигналів, котрі пройшли крізь модулятор без та з включенням керуючого сигналу.
- Критерій якості $\zeta = P/(\Delta f \cdot (\Delta\phi)^2)$, який характеризує необхідну для керування модулятором потужність вхідного сигналу P , віднесену до одиничного інтервалу частоти та одиничного зсуву фази.

11.2. Внутрішня модуляція

Для здійснення внутрішньої або безпосередньої модуляції використовують залежність випромінювання світла джерелами від напруг або струмів, що протікають в них, або від параметрів їх резонаторів. Наприклад, інтенсивність світла, що випромінюється світловипромінюючими діодами та лазерами, або їх потужність випроміню-

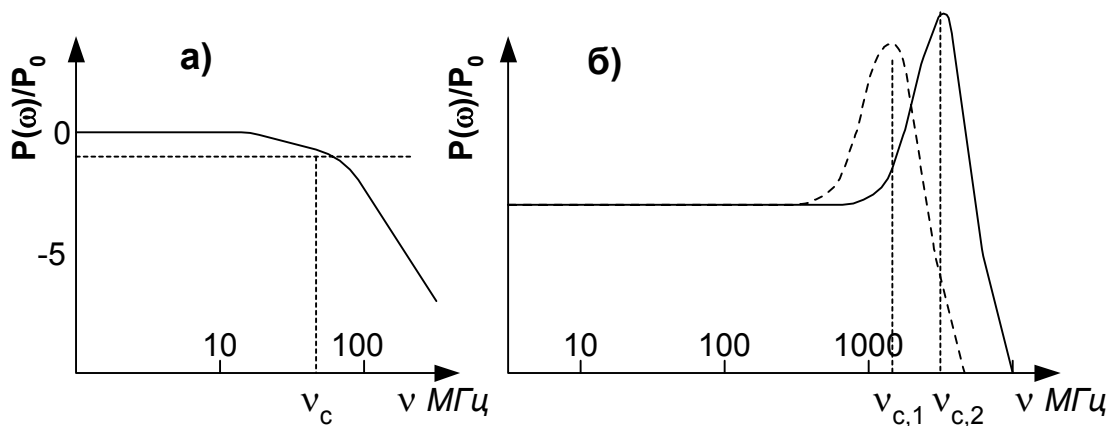


Рис.11.2. Модуляційні характеристики: СВД (а) та лазера (б).

вання залежать згідно формул (11.9) та (11.17) від струмів їх збудження. Це означає, що зміну інжекційного струму в р-п переході СВД або струму накачки лазера за заданим законом можна модулювати інтенсивність світла, що вони випромінюють. Модуляційні характеристики джерел світла описуються модуляційними характеристиками - частотними залежностями модульованої потужності (інтенсивності) світла. На рис.11.2.а та 11.2.б схематично наведені приклади модуляційних характеристик СВД та напівпровідникового лазера. Видно, що в широкій смузі частот модуляції, коли $\nu <$

ν_c , спектральна потужність модульованої інтенсивності світла майже не залежить від частоти модуляції. Модуляційна характеристика починає змінюватись, коли частоти модуляції наближаються до характерних частот джерела світла ν_c , котрі визначаються динамікою фізичних процесів, що відбуваються в джерела під час генерації світла. Розглянемо СВД. Інтенсивність світла в СВД пропорційна кількості фотонів (n_ϕ), котрі генеруються ($P \sim n_\phi$). Кількість фотонів n_ϕ в СВД визначається рівнянням балансу

$$\frac{dn_\phi}{dt} = -\frac{n_\phi}{\tau_\phi} + N^* \quad (11.1)$$

де τ_ϕ - середній час життя фотонів, а N^* - кількість фотонів, що генеруються інжекттованими електронами за одиницю часу

$$N^* = \frac{I_0}{e} \eta \cdot e^{i\omega t} \quad (11.2)$$

Рівняння балансу фотонів записано при умові, коли можна знехтувати вимушеним випромінюванням. Користуючись тим, що $P \sim n_\phi$, та враховуючи рівняння балансу (11.1), можна записати таке рівняння для потужності світла, що генерується

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{P}{\tau_\phi} + \frac{P_0}{\tau_\phi} \cdot e^{i\omega t} \quad (11.3)$$

де P_0 - потужність генерації світла в стаціонарному режимі. Застосовуючи до обох частин (11.3) перетворення Фур'є, знаходимо частотну характеристику потужності світла, що генерується СВД

$$\frac{P(\omega)}{P(0)} = \frac{1}{1 + i\omega\tau_\phi} \quad (11.4)$$

та відповідну модуляційну характеристику СВД

$$\frac{P(\omega)}{P(0)} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2\tau_\phi^2}} \quad (11.5)$$

Аналіз модуляційної характеристики СВД (11.5) показує, що смуга частот модуляційної характеристики обмежується часом життя фотонів τ_ϕ . Прийнято характеризувати смугу частот модуляції граничною частотою ω_c , при якій

$$\omega_c = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_N} \quad (11.6)$$

де τ_r та τ_N - середні часи життя люмінесцентної та не люмінесцентної рекомбінації. Середній час люмінесцентної рекомбінації залежить від густини струму збудження СВД (J) та концентрації легуючих домішок (N_a) в активному шарі СВД товщиною d . Здебільшого використовують СВД з активним шаром р - типу.² В цьому разі

$$\frac{1}{\tau_r} = \beta(N_a + n) = \beta\left(N_a + \frac{J}{ed}\tau_r\right) \quad (11.7)$$

де β - коефіцієнт рекомбінації, N_a - концентрація домішок, а $n = J\tau_r \cdot (ed)^{-1}$ - концентрація інжекттованих електронів. За допомогою (5.6) та (5.7) отримаємо вираз для смуги модуляції

$$\omega_c \approx \frac{1}{\tau_r} = \frac{2J}{ed} \cdot \left\{ \sqrt{N_a^2 + 4J/ed} - N_a \right\}^{-1} \quad (11.8)$$

Видно, що гранична частота ω_c (смуга модуляції) збільшується при збільшенні густини струму збудження СВД (J), збільшенні концентрації домішок (N_a) в активному шарі СВД та зменшенні його товщини d . В залежності від цих параметрів гранична час-

² У випадку активного шару n - типу $\tau_r^{-1} = \beta(N_d + n)$.

тота лежить в межах від 50 до 100 МГц. Слід також пам'ятати, що кожний СВД має паразитні ємності та опори, котрі також можуть обмежувати смугу модуляції.

Інтенсивність світла, що випромінюється напівпровідниковими лазерами, також залежить від струму накачки (11.17). Це дозволяє використовувати модуляцію струму накачки для модуляції світла, що генерується лазером. Динаміка процесів модуляції напівпровідникового лазера більш складна та нелінійна задача, тому що на відміну від СВД в лазерах потрібно враховувати вимушене випромінювання. Для слабких сигналів лазер подібний до LCR резонансного контуру, в якому при частотах модуляції значно менших резонансної частоти ($\nu < \nu_{\text{рез}}$), модуляційна характеристика слабо залежить від частоти і, як видно на рис.11.2.б, при частотах $\nu \sim \nu_{\text{рез}}$ відбувається її зростання. Резонансні частоти лазера залежать від часу життя носіїв заряду та фотонів та густини струму накачки. Внутрішня модуляція іноді дозволяє знизити модуляційні потужності. При імпульсному режимі модуляції потужності зростають. В цьому режимі вдається працювати з імпульсами протяжністю до $\sim 10^{-10}$ с.

Внутрішню модуляцію лазера вдається здійснювати також за допомогою модуляції параметрів резонатора.

11.3. Зовнішня модуляція.

Для здійснення зовнішньої модуляції використовують фізичні явища взаємодії світла з речовиною різної природи: *механічні, електричні та магнітні* (рис.11.3). До механічних явищ відноситься відбиття світла від дзеркал, що рухаються, фотопруж-

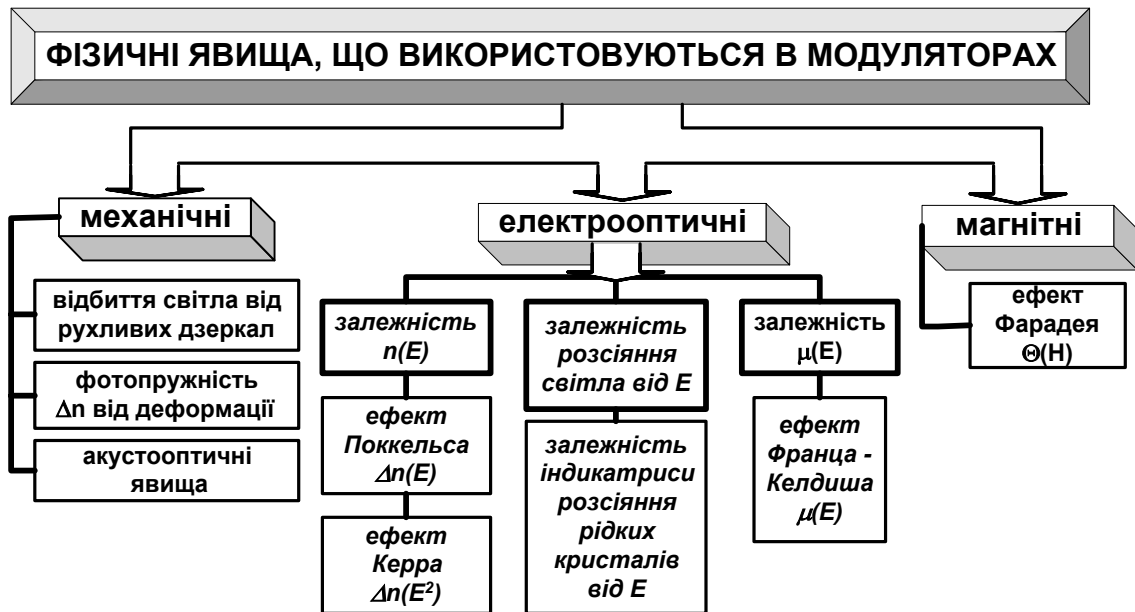


Рис.11.3. Фізичні явища, що використовуються в роботі зовнішніх оптичних модуляторів.

ність та акустооптичні явища. Зміна напрямку розповсюдження світла за допомогою рухливих дзеркал не потребує додаткових пояснень. Фотопружність та акустооптичні явища розглядалися в 4-й главі. Вони використовуються в оптоелектроніці для конструювання здебільшого дискретних об'ємних модуляторів, котрі не дуже просто використовувати в інтегральній оптоелектроніці. Серед *магнітних* явищ для модуляції світла використовується ефект Фарадея. Ефектом Фарадея називається зміна кута обертання площини поляризації лінійно поляризованого монохроматичного світла θ , що проходить крізь прозору речовину,

$$\theta = bNl \quad (11.9)$$

де b - стала Верде, l - довжина оптичного шляху в замагніченій речовині, N - напруженість магнітного поля. Малі значення сталої Верде та непрозорість або незначна про-

зорість магнітооптичних матеріалів у видимій та інфрачервоній областях спектру обмежує широке застосування магнітооптичних явищ в інтегральній оптоелектроніці.

До електричних або електрооптичних явищ в широкому розумінні можна віднести такі зміни оптичних властивостей речовини в електричному полі:

- лінійну та не лінійну залежності показника заломлення від напруженості електричного поля, із яких лінійна залежність називається ефектом Поккельса, а квадратична - ефектом Керра,
- залежність показника заломлення в p-n переходах через зміну концентрації носіїв під дією різниці потенціалів на переході,
- залежність μ - коефіцієнта поглинання поблизу краю поглинання світла в напівпровідниках від напруженості електричного поля, яка називається ефектом Франца - Келдиша,
- зміна розсіяння світла під дією електричного поля в рідких кристалах, яка викликається зміною їх структури.

Здебільшого для побудови модуляторів знайшли акустооптичні та електрооптичні явища. Фізичні основи роботи акустооптичних модуляторів були розглянуті в 4-й главі і тому немає потреби для повторного їх розгляду. В цій главі ми обмежимося розглядом електрооптичних модуляторів, в яких використовуються ефект Поккельса, тому що він має такі позитивні риси:

- безінерційність до 10^{-12} с,
- лінійність,
- сумісність з хвилеводами та іншими елементами інтегральних оптичних систем, що дозволяє виготовляти їх в єдиному циклі.

Ефект Поккельса є проявом подвійного променезаломлення світла в анізотропному середовищі, анізотропія якого створюється або змінюється під дією електричного поля. Анізотропним оптичним середовищем називається кристал, в якому показник заломлення або фазова швидкість світла залежать від напрямку його розповсюдження. Електричне поле змінює розподіл електронів в кристалі. Відбувається електронна поляризація кристалу, що призводить до зміни власних частот кристалу, тобто до зміни дисперсії світла в кристалі. Електричне поле змінює складові показника заломлення (n_i) вздовж різних осей кристалу прямо пропорційно його напруженості E . Ці зміни залежить від напрямку осей в кристалі. Анізотропний кристал в електричному полі змінює свої подвійнозаломні властивості, а ізотропний кристал може стати анізотропним і почне виявляти подвійнозаломні властивості.

Ефект Поккельса притаманний кристалам, що не мають центру симетрії. Ці кристали називаються п'єзоелектриками. Їх оптичні властивості прийнято описувати за допомогою поверхні, яка характеризує залежність показника заломлення від напрямку розповсюдження світла. Вона називається *оптичною індикатрисою* або еліпсоїдом хвильових нормалей. Коли головні осі еліпсоїда оптичної індикатриси збігаються з напрямком осей системи координат, оптична індикатриса має такий вигляд

$$a_{1,0}x^2 + a_{2,0}y^2 + a_{z,0}z^2 = 1 \quad (11.10)$$

де $a_{1,0}, a_{2,0}, a_{z,0}$ - оберненні квадрати показників заломлення (n_x^2, n_y^2, n_z^2) вздовж головних осей або квадратів головних фазових швидкостей світла у відповідних напрямках.

Електричне поле змінює просторовий розподіл електронної підсистеми в кристалі. Відбувається поляризація кристалу, що призводить до зміни власних частот електронної підсистеми кристалу, тобто зміни дисперсії світла в кристалі. Змінюються головні показники заломлення кристалу n_x^2, n_y^2, n_z^2 . Таким чином електричне поле змінює еліпсоїд оптичної індикатриси. Вона повертається та деформується і набуває вигляду, який описується формулою

$$a_{1,0}x^2 + a_{2,0}y^2 + a_{3,0}z^2 + 2a_4yz = +2a_5zx + 2a_6xy = 1 \quad (11.11)$$

В ефекті Поккельса відбувається зміна коефіцієнтів оптичної індикатриси під дією електричного поля з напруженістю E

$$a_i = a_{i,0} + r_{i,j}E_j; \quad i = 1, \dots, 6; \quad j = 1, 2, 3. \quad (11.12)$$

де коефіцієнти $r_{i,j}$ утворюють тензор третього рангу, котрий в загальному випадку має 18 компонентів. Симетрія конкретних кристалів обмежує кількість компонентів тензора $r_{i,j}$. Наприклад, якщо електричне поле створює одновісну анізотропію в ізотропному кубічному кристалі $Bi_{12}SiO_{20}$, то із всіх компонентів тензора залишається лише один $r_{41} = r_{52} = r_{63} = 3,3 \cdot 10^{-10} [cm \cdot B^{-1}]$. Для деяких інших електрооптичних кристалів коефіцієнти Поккельса наведені в таблиці 11.1.

Ефект Поккельса практично *безінерційний*, тому що він визначається із змінами, що відбуваються в електронній підсистемі кристалу. Тому можна спостерігати модуляцію за допомогою ефекту Поккельса на частотах до 10^{12} Гц .

Оцінімо зміну фаз, що виникає в кристалі під дією електричного поля через ефект Поккельса. Нехай в кристалі розповсюджується лінійно поляризована світлова хвиля з вектором розповсюдження \vec{k} під довільним кутом до оптичної осі. Перетин еліпсоїда оптичної індикатриси з площиною перпендикулярної до вектора розповсюдження \vec{k} є еліпс. На рис. 5.4 зображено випадок довільного розповсюдження світла в кристалі. Це означає, що електричне поле світлової хвилі можна розкласти на дві складових, направлених вздовж нейтральних осей для даного напрямку розповсюдження хвилі. Вони збігаються з головними осями еліпса $E_{x'}$ та $E_{y'}$. Вздовж кожного з цих напрямків показники заломлення відповідно рівні $n_{x'}$ та $n_{y'}$. У випадку, коли світло розповсюджується вздовж оптичної осі еліпс вироджується в коло, тому що $n_{x'} = n_{y'}$. На виході із кристалу ці дві складові векторів $E_{x'}$ та $E_{y'}$ набувають різний фазовий зсув рівний

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{x'} \ell \\ \varphi_2 &= \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{y'} \ell \end{aligned} \quad (11.13)$$

де λ_0 - довжина світлової хвилі в вакуумі, ℓ - довжина пробігу хвилі в середовищі, $n_{x'}$ та $n_{y'}$ - головні показники заломлення. Між хвилями цих поляризацій на виході виникає різниця фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_{x'} - n_{y'}) \ell \quad (11.14)$$

Ці хвилі складаються і замість лінійно поляризованої світлової хвилі утворюється еліптично поляризовану хвилю. Електричне поле змінює показники заломлення (формула (11.12)), що призводить до появи додаткової різниці фаз

$$\delta = \Delta\varphi(E) - \varphi(0) \quad (11.15)$$

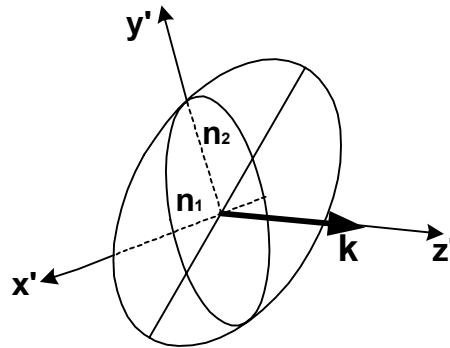


Рис.11.4. Еліпсоїд показників заломлення та нейтральні осі; k - напрямок розповсюдження світлової хвилі.

де $\Delta\varphi(\mathbf{E})$ та $\Delta\varphi(0)$ - різниці фаз при наявності та відсутності електричного поля з напруженістю E . Комбінуючи (11.12), (11.14) та (11.15), отримаємо

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (\Pi_x - \Pi_y) E \ell \quad (11.16)$$

де $\Pi_i = \frac{1}{2} \mathbf{r}_{ij} \mathbf{n}_{i,0}^3 \mathbf{E}_j$ - параметр, що характеризує речовину по відношенню до ефекту Поккельса.³ Таким чином електричний сигнал $V(t)$, що модулює несучу світлову хвилю, створює електричне поле з напруженістю $E(V(t))$, яка через ефект Поккельса модулює фазу несучої світлової хвилі. Фазова модуляція може бути перетворена в амплітудну за допомогою поляризатора на виході модулятора. Інтенсивність світлової хвилі I , що пройшла крізь аналізатор направлений під кутом $\pi/2$ до площини поляризації хвилі на вході, визначається (дивися [задачу 11.X](#)) за формулою

$$I = I_0 \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right) \quad (11.17)$$

де I_0 - інтенсивність хвилі на вході, α - кут між площиною поляризації хвилі на вході та напрямком нейтральної осі еліпса, що утворюється при перетині площини перпендикулярної до вектору розповсюдження хвилі з оптичною індикатрисою речовини модулятора. При $\alpha = \pi/2$ пропускання та глибина модуляції будуть максимальними

$$\gamma = \frac{I_0 - I}{I_0} = 1 - \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right) \quad (11.18)$$

Різниця фаз δ залежить від здатності речовини модулятора відгукуватися на сигнал, що модулює, яку прийнято характеризувати *напівхвильовою напругою* V_0 . Вона визначається напругою, при якій різниця фаз стає рівною π . За допомогою формули (11.16) знайдемо, що

$$V_0 = \frac{\lambda_0}{2(\Pi_x - \Pi_y)} \quad (11.19)$$

де Π_x та Π_y - параметри речовини, котрі залежать від орієнтації електричного поля в кристалі. У випадку розповсюдження світла вздовж оптичної осі $\mathbf{V}_0 = \lambda_0 / 2 \mathbf{n}_0^3 \mathbf{r}$.

Розрізняють два різновиди модуляторів світла: *повздовжні та поперечні*. В повздовжньому модуляторі електричне поле, що модулює несучу хвилю, паралельне напрямку її розповсюдження. В цьому випадку $\ell = h$ і формула (11.16) для різниці фаз набуває вигляду

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (\Pi_x - \Pi_y) V = \pi \frac{V}{V_0} \quad (11.20)$$

В поперечному модуляторі електричне поле направлене перпендикулярно до напрямку розповсюдження світлової хвилі. Для цих модуляторів різниця фаз залежить від довжини ℓ та ширини h смужки модулятора

$$\delta = \pi \frac{V}{V_0} \frac{\ell}{h} \quad (11.21)$$

Таким чином поперечні модулятори потребують менших наруг V для створення однакої різниці фаз по відношенню до повздовжнього модулятора, тому що відношення $\ell/h < 1$. Як видно з [таблиці 5.1](#), значення напівхвильових напруг V_0 , котрі визначаються малими величинами \mathbf{r} , досить значні. Вони становлять від одиниць до десятків кіловольт. Проте в реальних тонких смужкових модуляторах їх ширина може бути за

³ Із (11.12)

$$\mathbf{n}_i^{-2} = \mathbf{n}_0 - 2 + \mathbf{r}_{ij} \mathbf{E}_j; \quad (\mathbf{n}_{i,0} - \mathbf{n}_i) 2 \mathbf{n}_0 / (\mathbf{n}_i^2 \mathbf{n}_0^2) = \mathbf{r}_{ij} \mathbf{E}_j; \quad \Delta \mathbf{n} = \frac{1}{2} \mathbf{r}_{ij} \mathbf{n}_{i,0}^3 \mathbf{E}_j; \quad \Pi_i = \frac{1}{2} \mathbf{r}_{ij} \mathbf{n}_0^3 \mathbf{E}$$

порядком величини рівною довжини хвилі, що згідно формулі (11.21) призведе до зменшення робочої напруги модуляції.

Важливою характеристикою модулятора є критерій якості $\zeta = P / (\Delta f \cdot (\Delta \phi)^2)$, який визначає середню потужність, необхідну для модуляції несучої світлової хвилі, віднесеної до одиничних інтервалу частот та зсуву фаз. Оцінимо середню потужність електрооптичного модулятора без врахування омичних втрат за формулою

$$P = \frac{1}{2} C V^2 \cdot \Delta \nu \quad (11.22)$$

де C - ефективна ємність модулятора, V - напруга, $\Delta \nu$ - інтервал частот. Скориставшись формулами (11.20) та (11.21) та виразами для ємностей плоского конденсатора, отримаємо такі вирази для критеріїв якості поздовжнього та поперечного модулаторів

$$\begin{aligned} \zeta_{\text{позд}} &= \frac{\epsilon \cdot V_0^2}{8\pi^3} \cdot \frac{h^2}{\ell} \\ \zeta_{\text{поп}} &= \frac{\epsilon \cdot V_0^2}{8\pi^3} \cdot \frac{h^3}{\ell^2} \end{aligned} \quad (11.23)$$

Аналіз цих формул показує, що більш ефективними є поперечні модулятори з $h/\ell < 1$. Проте при зменшенні h/ℓ через дифракцію світловий промінь розбігається. Зменшення кута розбігання променя α має місце при виконанні такого співвідношення $\alpha \approx h/\ell \approx \lambda/h$. Якщо врахувати цю умову, то для критеріїв якості отримаємо такі співвідношення

$$\begin{aligned} \zeta_{\text{позд}} &= \frac{\epsilon \cdot V_0^2}{8\pi^3} \cdot \lambda \\ \zeta_{\text{поп}} &= \frac{\epsilon \cdot V_0^2}{8\pi^3} \cdot \frac{\lambda}{h} \end{aligned} \quad (11.24)$$

які також вказують, що поперечні тонкі модулятори більш ефективні, тому що в них витрачається менша потужність і забезпечується направлене розповсюдження світла. Ця обставина вказує на те, що плівкові електрооптичні модулятори перспективні для інтегральної оптоелектроніки.

Таблиця 11.1. Властивості електрооптичних кристалів

Речовина	$r \cdot 10^{10} [\text{см} \cdot \text{В}^{-1}]$	$V_0 [\text{кВ}]$	n_0	n_e	$\lambda [\text{мкм}]$	
KH_2PO_4 (KDP)	$r_{63}=10,5$					
KD_2PO_4 (DKDP)	$r_{63}=26,8$	8,6				
$\text{NH}_4\text{H}_2\text{P}$ (ADP)	$r_{41}=24,5$ $r_{63}=8,5$					
GaAs	$r_{41}=0,29$ $r_{41}=1,2$ $r_{41}=1,6$	10	3,6 3,42 3,30		0,9 1,95 5,0	
GaP	$r_{41}=0,5$ 1,06	12	3,495		0,54 0,60	
LiNbO_3	$r_{13}=8,6$ $r_{33}=30,8$		2,286 2,313	2,22 2,299	1,546 0,633	
$\text{K}_{0,6}\text{Li}_{0,4}\text{NbO}_3$	$n^3 r_{33}=790$		2,217	2,163	0,633	
Кварц	$r_{11}=0,47$					

В оптоелектроніці знаходять застосування хвильвідні смужкові або волоконні модулятори. В них для модуляції використовується залежність оптичних параметрів речовини хвилеводу від електричного поля сигналу, що модулює. Хвильвідні модулятори бувають однохвильові та двоухвильові. Однохвильовий модулятор утворюється смужкою оптично активної речовини на підкладинці або за допомогою гетероперехо-

дів на основі твердих розчинів напівпровідникових сполук $A_{III}B_V$. Варіації їх складу дозволяють створювати просторовий розподіл показників заломлення за даним законом. Можна підібрати такий склад сполук, що розподіл показника заломлення по товщині смужки буде таким, що $n_1 < n_2 < n_3$, де n_1, n_2, n_3 - показники заломлення послідовних шарів 1, 2, 3. Якщо ці показники заломлення будуть задовольняти умові відсічки моди (5.10.14)

$$\Delta n = n_2 - n_1 > m \cdot \frac{\lambda_0}{4d(n_1 + n_2)} \quad (11.25)$$

$$m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

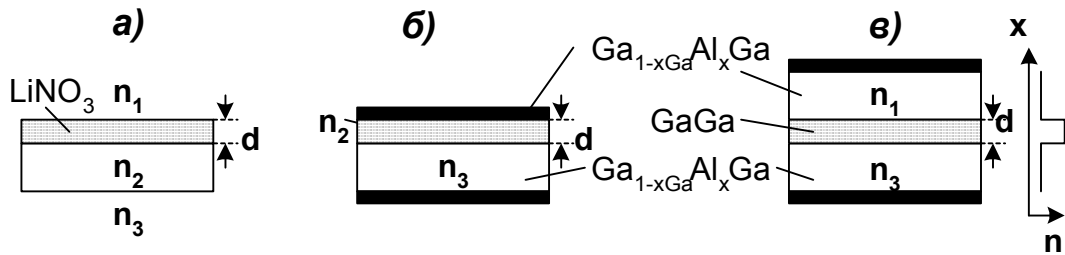


Рис.11.5. Поперечні перерізи смужкових хвильовідних модуляторів.

то в хвильоводі буде розповсюджуватися хвильовідна мода (в даному випадку ТЕ мода). При подачі напруги на р-п перехід зворотного напрямку в ньому зменшується показник заломлення через зменшення концентрації носіїв в переході та через ефект Поккельса. При цьому перестає виконуватися умова відсічки, внаслідок чого хвильовід стає непровідним для цієї моди і вона перестає розповсюджуватися в хвильоводі. Таким чином напругою на хвильоводі можна керувати інтенсивністю світла, що проходить через хвильовід.

В двопротидних хвильовідних модуляторах, які складаються з двох або більшої кількості смужкових або волоконних хвильоводів, розташованих на відстані один від одного сумірних з декількома довжинами хвиль, що повинні розповсюджуватися в них. Між такими близько розташованими хвильоводами виникає зв'язок. Електричне поле може змінювати цей зв'язок через ефект Поккельса, що призведе до переходу електромагнітної хвилі із одного хвильоводу в інший.

11.4. Дефлектори

Крім модуляторів, котрі змінюють сигнал у часі, також використовуються просторові модулятори світла або *дефлектори*. Термін дефлектор походить від латинського слова deflecto - відхиляю, відвожу. Дефлектори призначені для зміни просторового положення тобто для неперервної або дискретної зміни напрямку розповсюдження

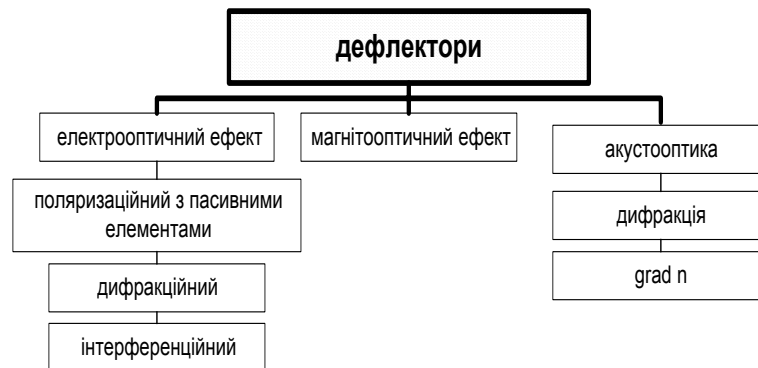


Рис.11.6. Дефлектори.

ня світлової хвилі. Неперервна зміна напрямку (кута) розповсюдження дозволяє здійс-

снювати сканування світлового по поверхні об'єкту. Основними характеристиками є такі:

- граничний кут відхилення променя φ_m ,
- швидкість відхилення, потужність P , необхідна для відхилення,
- спектральний діапазон роботи,
- роздільна здатність ($N = \varphi_m / \delta\theta = \varphi_m D / \beta\lambda$), яка визначається відношенням максимального кута відхилення до кутової ширини променя, котра визначається дифракцією $\delta\theta = \beta\lambda / D$, де D - апертура.

Фізичні явища, котрі використовуються в дефлекторах такі самі, як і в модуляторах. Вони зібрані та систематизовані на рис.11.6. Найбільш розповсюдженим дефлекторами є акустооптичні або електрооптичні дефлектори. В акустооптичних дефлекторах світло дифрагує на дифракційній ґратці, створеній акустичним управляючим сигналом. В залежності від параметра ґратки світловий промінь, що утворюється після дифракції, відхиляється на певний кут. Основні засади акустооптичних пристроїв ми розглядали в 4-й главі і не має потреби повертатись до них ще раз. Тому обмежимося розглядом типового прикладу просторового модулятора - дефлектора, в якому використовується ефект Поккельса. Його принципова схема зображена на рис. 11.7. Він являє собою багатокаскадну систему, кожний каскад якої складається з електрооптичного поляризаційного модулятора (M_i) та кристала з подвійним променезаломленням (K_i). Електрооптичний поляризатор являє собою пластинку анізотропного кристалу, вирізану перпендикулярно до оптичної осі кристалу. Здебільшого для цього викорис-

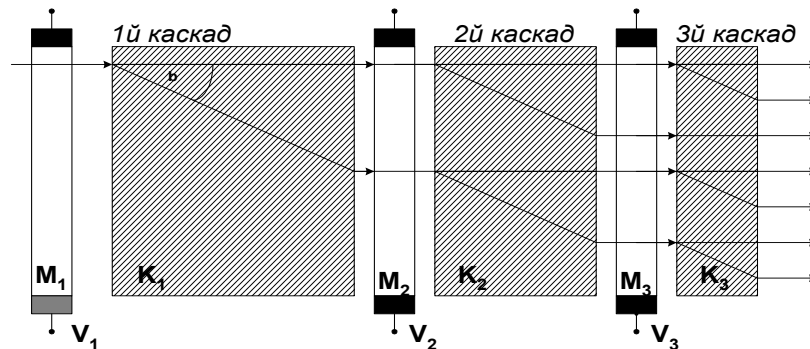


Рис.11.7. Схема електроно-оптичного дефлектора: M – оптичний поляризаційний модулятор, K – двохпроменевозаломлючий кристал.

товують кристали KDP (калій дигідрофосфату KH_2PO_2) або ADP (дигідрофосфату амонію $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_3$). Лінійно поляризоване світло, що падає на поляризатор вздовж нормалі до його поверхні, котра збігається з напрямком оптичної осі кристалу, розділяється на дві хвилі з взаємно перпендикулярними поляризаціями (напрямами коливання електричного вектора хвилі). Ці складові хвилі розповсюджуються в кристалі поляризатора з різними швидкостями і набувають певної різниці фаз на виході з поляризатора. Якщо до кристалу прикласти напругу від зовнішнього джерела напруги, то через ефект Поккельса відбувається зміна показника заломлення. При напрузі рівній напівхвильовій напрузі різниця фаз між звичайним та незвичайним променями стає рівною π . Якщо при цьому коливання електричного вектора хвилі, що падає, збігається з напрямком коливання звичайного променя в кристалі, тобто її поляризація збігається з поляризацією нормального променя, то на виході напрямок його поляризації повертається на кут $\pi/2$ і стане збігатися з напрямком поляризації незвичайного променя. Таким чином, при $V = 0$ крізь поляризатор проходить промінь з поляризацією звичайного променя, а при $V = V_0$ його поляризацію повертається на кут $\pi/2$ і збігається напрямком поляризації незвичайного променя. Таким чином напруга на поляризаторі змінює напрямок поляризації поляризованого світлового променя на кут $\pi/2$.

Після проходження крізь поляризатор промінь надходить до анізотропного кристалу з властивостями подвійного променезаломлення, наприклад, кальциту (CaCO_3). З цього кристалу вирізають пластинку під таким кутом до його оптичної осі, щоб вона утворювала певний кут ξ з нормаллю до його поверхні. В цьому разі промінь світла з поляризацією, що збігається з поляризацією звичайного променя, не заломлюється в подвійнозаломному кристалі і проходить крізь нього без зміни свого напрямку. Промінь з поляризацією, що збігається з поляризацією незвичайного променя, заломлюється в кристалі на певний кут γ . На виході з кристалу він ще раз заломлюється на кут γ і далі розповсюджується вздовж нормалі, як показано на рис.11.8. Лінійне зміщення відхиленого променя x визначається кутом γ та товщиною кристала ℓ ($x = \ell \cdot \text{tg} \gamma$). Кути відхилення γ залежать від природи показників заломлення для звичайного та незвичайного променів в подвійнозаломному кристалі і не дуже великі. Наприклад, для кристала кальциту максимальний кут відхилення γ_m становить $5,9^\circ$, а у кристала KDP - $1,48^\circ$.

Можна поєднувати декілька каскадів поляризаторів та кристалів з подвійним заломленням променів, як це показано на рис.11.7. За допомогою К каскадного дефлектора можна отримати 2^K дискретних положень світлового променя. Наприклад при $K = 12$ можна отримати 4096 окремих положень променя. Для того щоб отримати еквідистантні положення променя на виході із багатокаскадного дефлектора ($x_i = \text{const}$), потрібно виготовляти подвійнозаломні кристалічні шари різних товщин, котрі повинні відноситись, як $\ell_1 : \ell_2 : \ell_3 : \dots = 1 : 2 : 3 : \dots$. Ця обставина ускладнює виготовлення дефлекторів. Швидкість переключення дефлектора обмежується, головним чином, часом зарядки комірок поляризаторів і досягає $\sim 10^7$ Гц.

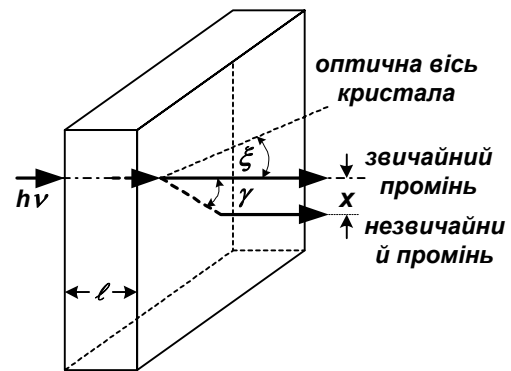


Рис.11.8. Заломлення світла в подвійнозаломному кристалі.

11.5. Просторово-часова модуляція та активні середовища

Однією із основних позитивних рис оптоелектроніки є їх здатність обробляти двовимірні масиви інформації з гігантським числом паралельних каналів $> 10^6$. Носієм інформації є когерентна або не когерентна світлова хвиля. Її модуляція здійснюється за допомогою спеціальних пристроїв, спроможних в реальному часі формувати або перетворювати такі великі масиви аналогової або дискретної двовимірної інформації. Пристрої, в яких відбувається зміна в часі характеристик несучої світлової хвилі (амплітуди, частоти, фази, поляризації, напрямку розповсюдження) в кожній точці їх поперечного перерізу називаються *просторово-часовими модуляторами світла (ПЧМС)* або *керованими транспарантами*.⁴ ПЧМС є типовими пристроями функціональної електроніки, хоча їх можна розглядати частиною функціональних пристроїв, в якій відбувається взаємодія несучої хвилі з статичними або динамічними неоднорідностями, створеними в середовищі масивом сигналів інформації. Вони призначені виконувати такі основні функції:

- введення, накопичення та виведення сторінок інформації в системи обробки інформації,
- обробка зображень тощо

⁴ Транспарант (від франц. transparent - прозорий) - оптичний фільтр з змінним по площі пропусканням.

Основною складовою частиною ПЧМС є спеціальне оптично-активне середовище, оптичні властивості якого змінюються під дією сигналів у вигляді механічних, акустичних, електричних, магнітних, електромагнітних полів та потоків частинок зокрема електронів. При обробці аналогової інформації оптично-активне середовище ПЧМС повинно лінійно змінювати свої оптичні властивості у відповідності з локальною інтенсивністю поля масиву інформаційного сигналу, а при цифровій обробці - нелінійно. Оптично-активні середовища розділяються на дві групи:

- одноразові та
- циклічні.

Одноразові оптично-активні середовища служать стаціонарною постійною пам'яттю, стаціонарними транспарантами, типовими прикладами яких є перфокарти або стаціонарні фотографічні фільтри. Циклічні або багаторазові оптично-активні середовища дозволяють багаторазово проводити повний цикл запису та стирання двовимірного масиву інформації бажано в реальному часі з числом циклів значно більшим 10^4 . Циклічні оптично-активні середовища є найбільш корисними середовищами для ПЧМС.

Для модуляції використовуються різноманітні фізичні процеси, що відбуваються

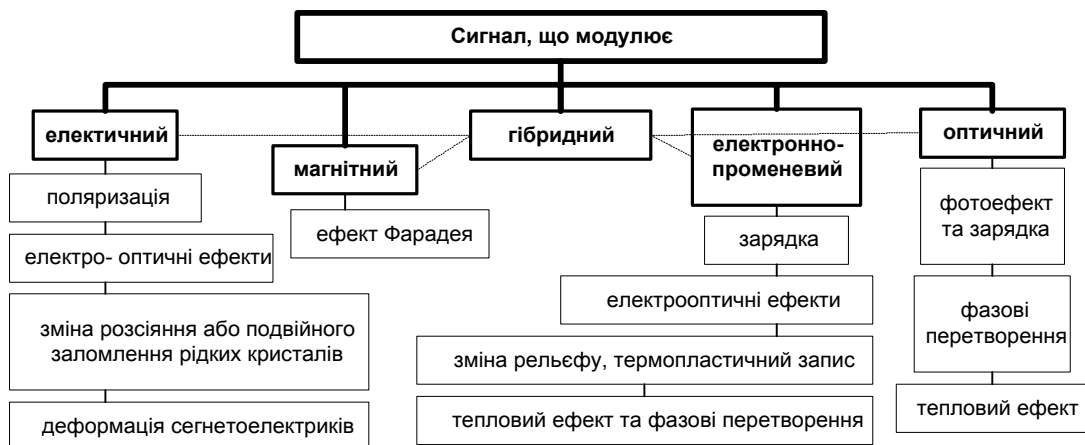


Рис.11.9. Фізичні ефекти, що здебільшого використовуються в ПЧМС.

ся у оптично-активних середовищах. Групи цих явищ дозволяють систематизувати різноманітні ПЧМС. Одна із можливих систематизацій наведена на рис.11.9. Окрім чотирьох основних груп різновидів фізичних процесів, що використовуються в ПЧМС для модуляції, використовуються також і гібридні способи, в яких поєднується використання різних фізичних властивостей речовини.

Для ПЧМС характеризують за допомогою таких залежностей та параметрів:

- модуляційної характеристики ПЧМС - залежність параметра, що модулюється, від рівня сигналу, який модулює,
- передаточної функції - функції відгуку на точковий сигнал, що модулює,
- відношенням сигнал/шум при зчитуванні рівня модуляції (записаного сигналу),
- інерційністю - часом відгуку,
- циклічністю, кількістю можливих циклів запису та стирання без суттєвої деградації ПЧМС,
- роздільною здатністю, яка характеризується кількістю одиниць інформації на одиниці площі ПЧМС,
- чутливістю - мінімальним сигналом, що може бути записаний,
- часом надійного збереження записаної інформації.

Слід зауважити, що через те, що світло та електрони квантовані, то максимальна чутливість і роздільна здатність зв'язані між собою. Дійсно, мінімального розміру елемент поверхні ПЧМС розміром $\ell \times \ell = \ell^2$ може бути створений не менш, як одним ква-

нтом або одним електроном. Тому максимальна чутливість ξ і роздільна здатність ℓ^{-1} зв'язані між собою таким співвідношенням:

$$\xi_{hv} = n \frac{hv}{\ell^2} \left[\frac{мДж}{мм^2} \right] \quad (11.26)$$

$$\xi_e = n \frac{e}{\ell^2} \left[\frac{Кл}{мм^2} \right]$$

де n - мінімальна кількість квантів або електронів, необхідних для створення одиниці інформації, hv та e - енергія кванта та заряд електрона відповідно. В таблиці 11.1 наведені значення ℓ та ξ деяких прикладів деяких фото та електронно-чутливих матеріалів, із якої видно, що збільшення роздільної здатності супроводжується зменшенням чутливості.

Таблиця 11.1. Властивості фото та електронно-чутливих матеріалів.

матеріал	чутливість ξ Дж·мм ⁻² або Кл·мм ⁻²	Роздільна здатність ℓ^{-1} лін/мм	Спектральний діапазон
Фотографічні матеріали AgHal	10^{-9} $5 \cdot 10^{-5}$	100 5000	видимий
Фотохромні матеріали	10^{-3}	3000	
Рідкі кристали	10^{-4}	40	
Люмінофори	0,1	1000	
Електрографічний Se	10^{-5}	200	
Кальвар процес	$2,5 \cdot 10^{-3}$	250	
Фототермопластичні матеріали	10^{-5}	1000	
KDP+Se ("Фототитус")	10^{-4}	70	$\lambda_{зап} < 0,4 мкм$, зчит. - видимий
Bi ₁₂ SiO ₂₀ (PROM - структура)	10^{-4}	300	
Фотографічні	$5 \cdot 10^{-10}$	100	
Термопластичні	10^{-7}	1000	

Ці матеріали знайшли використання в системах накопичення інформації. В таблиці 11.2 наведені приклади найбільш вживаних систем та фізичних явищ, що використовуються в них для створення транспарантів, ПЧМС, оптично-активних середовищ та оптичної пам'яті.

Таблиця 11.2. Основні фізичні властивості, що використовуються в системах пам'яті

Фізичні явища	Тип пам'яті
Намагнічування	Пам'ять на магнітних осердях, дротах, стрічках, барабанах, картах, магнітних доменах, магнітооптична пам'ять
Поляризація	Пам'ять на сегнетоелектриках
Кристалізація	Пам'ять на рідких кристалах і на аморфних матеріалах
Зміна хімічних властивостей	Фотографія
Електричний заряд	Пам'ять на приладах з зарядовим зв'язком. Динамічні пристрої пам'яті з довільною вибіркою. Перепрограмуючі пристрої пам'яті. Пам'ять на електронно-променевих трубках
Механічні зміни	Перфокарти. Деформація сегнетоелектриків. Оптична пам'ять на термопластиках та плівках інших матеріалів, що руйнуються сигналом.
Локальне нагрівання	Структурні та фазові перетворення.

Схемні рішення	Статичні пристрої пам'яті з довільною вибіркою. Пам'ять на тригерах.
Затримка в часі	Пам'ять на ультразвукових магнітострикційних і електромагнітних лініях затримки.

ПЧМС за способом введення інформації можна розділити на декілька груп:

1. матричні, в яких управління здійснюється електричним сигналом на відповідній адресній шині,
2. електронно-променеві з скануванням електронним променем оптично-активної поверхні ПЧМС,
3. оптично-променеві з скануванням світловим променем оптично-активної поверхні ПЧМС,
4. оптичні з введенням сторінки масиву двовимірної інформації в ПЧМС тощо.

Існує багато різноманітних конструкцій ПЧМС, які продовжують вдосконалюватись, та розробляються нові. ПЧМС знайшли широке застосування в функціональній електроніці, як входні та вихідні перетворювачі інформації, оптичні запам'ятовувачі пристрої, оптичні фільтри, що допускають перебудову тощо. Вони забезпечують формування та перетворення великих двовимірних масивів інформації та допомагають здійснювати такі операції, як складання та віднімання, фільтрацію, перетворення Фур'є, згортку тощо. Наведемо приклади деяких ПЧМС. ПЧМС матричного типу, який відноситься до 1-ї групи, складається з шару оптично-активної речовини, з двох боків якої нанесені прозорі взаємоперпендикулярні тонкосмушкові електроди. Напруга на перехресних електродах створює електричне поле, яке змінює показник заломлення оптично-активної речовини і тим самим створює фазову модуляцію. Роздільна здатність ПЧМС матричного типу обмежується можливістю технології створювати тонкі прозорі електроди. Крім того виникають проблеми зв'язані з необхідністю створення пристроїв управління адресацією.

На рис.11.10 зображена схема ПЧМС 4-ї групи, в якій використовується електрооптичний ефект. В цьому пристрої чутливим елементом служить плоский конденсатор з прозорими обкладинками, в якому знаходиться шар фотопровідника, наприклад, аморфного селену і електрооптичний прозорий діелектрик, наприклад, монокристал KDP (KH_2PO_4). До обкладінок конденсатора прикладається напруга V_0 . Чутливий елемент через транспарант, прозорість якого відображає сторінку інформативного сигналу, експонується світлом з довжиною хвилі більш короткою за порогову довжину хвилі фотопровідника ($\lambda < 0,42 \text{ мкм}$). Під дією світла через фотопровідність локально змінюється опір фотопровідника $r(x,y)$ пропорційно інтенсивності світла в даній точці. Опір електрооптичного високоомного кристала залишається незмінним. Виникає просторовий розподіл напруг на електрооптичному кристалі

$$V(x,y) = \frac{V_0 r_0}{r_0 + r(x,y)} \quad (11.27)$$

Електричне поле цього розподілу напруг змінює показник заломлення електрооптичного кристала, створюючи модульований за фазою транспарант. Зчитування записаної інформації здійснюється за допомогою світлового променя більшої довжини хвилі, при якій не спостерігається фотопровідності. Фазова картина може бути перетворена в амплітудну за допомогою схрещених поляризатора та аналізатора. Запис та

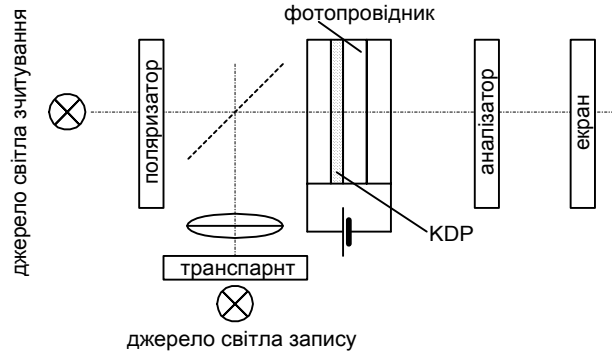


Рис.11.10. Схема ПЧМС фотопровідник- електрооптичний кристал.

зчитування можна організувати не тільки при освітленні всього транспаранта, але і в режимі його сканування світловим променем. Така система називається "Фототитус". Чутливий елемент виготовляють також із електрооптичних кристалів, котрі одночасно фотопровідні і мають непогані електрооптичні властивості, наприклад, кристали $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ та інші.

Схема ПЧМС 2-ї групи з електронним сканування типу "Титус" зображена на рис.11.3. В цій системі електронний промінь сканує по поверхні електрооптичного кристала DKDP (KD_2PO_4).

Відеосигнал подається на сітку, котра розташована близько від кристала. В залежності від потенціалу сітки кристал локально заряджається. Поле заряду змінює показник заломлення кристала і форму фазового зображення у відповідності до інформаційного сигналу. В системах подібних "Титусу" та "Фототитусу" можуть використовуватись різноманітні електрооптичні кристали та кераміки а також термопластики, які під дією заряду при наступному прогріві до температури розм'якшення деформуються, утворюючи рельєф у відповідності до інформаційного сигналу, котрий може бути зчитаний за допомогою спеціальних оптичних пристроїв.

Застосування існуючих ПЧМС показало, що оптична обробка інформації відкриває нові додаткові можливості по зрівнянні з електронними способами обробки. Проте існуючі ПЧМС потребують подальшого вдосконалення.

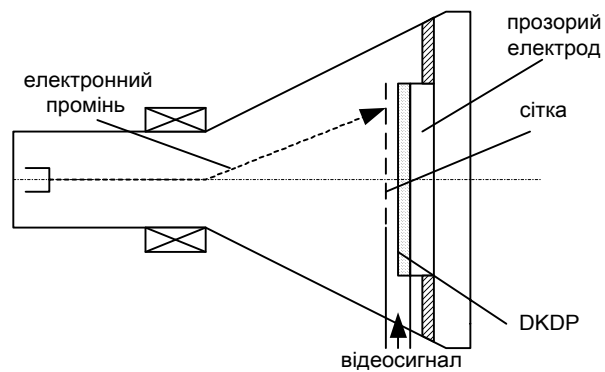


Рис.11.3. Схема ПЧМС фотопровідник- електрооптичний кристал з електронним скануванням ("Титус").

В системах подібних "Титусу" та "Фототитусу" можуть використовуватись різноманітні електрооптичні кристали та кераміки а також термопластики, які під дією заряду при наступному прогріві до температури розм'якшення деформуються, утворюючи рельєф у відповідності до інформаційного сигналу, котрий може бути зчитаний за допомогою спеціальних оптичних пристроїв.

Застосування існуючих ПЧМС показало, що оптична обробка інформації відкриває нові додаткові можливості по зрівнянні з електронними способами обробки. Проте існуючі ПЧМС потребують подальшого вдосконалення.

11.6. Контрольні запитання та задачі

Література

1. Введение в интегральную оптику. Под ред. М. Барноски. Пер. с англ. Под ред. Т.А. Шмаонова, М.: Мир, 1977, - 367с., ил. (стр.294-335).
2. Хандсперджер Р. / Интегральная оптика. Теория и технология. Пер. с англ., М.: Мир, 1985, - 384с., ил. (стр. 178-193).
3. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. / Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970, - 295с., ил.
4. Балакий В.И., Парыгин В.Н., Чирков А.Е. / Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985, - 280с., ил.
5. Ультразвук. Маленькая энциклопедия. Глав. Ред. И.П. Голямин, М.: Советская энциклопедия, 1979, - 400с., ил.
1. Кайо Г. /Акустические волны. Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов, Пер. с англ., М.: Наука, 1990, - 650с., ил.
2. Козанне А., Флере Ж., Мэтр Г., Руссо М. / Оптика и связь. Оптическая передача и обработка информации. Пер. с франц. М.: Мир, 1984, - 504с., ил.
3. Васильев А.А., Касасент Д., Компанеев И.Н., Парфенов А.В. / Пространственные модуляторы света. М.: Радио и связь, 1987, - 320с., ил.

Глава 12. ІНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧНІ СХЕМИ

12.1. Визначення інтегральної оптики та класифікація інтегрально-оптичних схем

Інтегральною оптикою називається розділ оптоелектроніки, в якому вивчаються оптичні явища, що відбуваються в тонких шарах прозорих матеріалів, та розробляються методи створення інтегрально-оптичних елементів, схем та пристроїв, в яких використовуються ці явища. Принципова схема будови інтегрально-оптичних пристроїв подібна до схеми будови інших функціональних пристроїв. До її складу входять генератори несучого світлового сигналу (здебільшого світловипромінюючі діоди або напівпровідникові лазери), оптичний канал зв'язку - світловід, в якому розповсюджується світлова хвиля та створюються статичні та динамічні неоднорідності, котрі керують оптичним сигналом, та детектор (здебільшого фотодіод або фототранзистор) для прийому оптичного сигналу або перетворення його в електричний сигнал для подальшої електронної обробки. *Інтегрально-оптичні схеми (схеми інтегральної оптики) є конструктивно завершеною системою, яка містить сукупність оптично зв'язаних між собою оптичних і оптоелектронних елементів і пристроїв, виконаних з застосуванням групової (інтегральної) технології, котрі призначені для обробки інформації за допомогою світлових сигналів.* Основою інтегрально-оптичних схем є інтегрально-оптичний хвилевід - світловід, за допомогою якого здійснюється оптичний зв'язок між окремими їх елементами або окремими їх частинами. Світловодом служить тонкий (порядку довжини світлової хвилі 0,1 - 10 мкм) прозорий шар речовини, створений на поверхні або в приповерхневому шарі діелектричної або напівпровідникової підкладки з прозорого діелектрика або напівпровідника з показником заломлення більшим за показник заломлення матеріалу підкладки.

В інтегральній оптиці вивчається широке коло фізичних явищ:

- умови розповсюдження світла в тонких світловодах з однорідним та неоднорідним розподілом показника заломлення в шарі світловоду та оточуючого його середовища (глава 8);
- вплив механічних, теплових, акустичних, електричних та електромагнітних сигналів на оптичні характеристики тонких діелектричних або напівпровідникових шарів (глави 3 та 4);
- особливості генерації світла в тонких шарах речовини;
- резонансний зв'язок світловодів тощо.

Для виготовлення інтегрально-оптичних схем використовують, головним чином, такі матеріали:

- прозорі та однорідні діелектрики (кварц, скло, полімери, наприклад, полістирол, поліуретат тощо);
- напівпровідникові матеріали (здебільшого напівпровідникові сполуки $A_{III}V_V$ та їх потрійні розчини GaAs, GaAlAs, ZnS, PbSeTe тощо);
- електрооптичні, акустооптичні та магнітооптичні матеріали (наприклад, $LiNbO_3$, $LiTaO_3$, TeO_2 тощо).

За способом виготовлення розрізняють два класи інтегрально-оптичних схем, а саме:

- гібридні,
- монолітні.

Гібридні інтергально-оптичні схеми виготовляють за допомогою прецизійного монтажу окремо виготовлених її інтергально-оптичних елементів в єдину складну схему

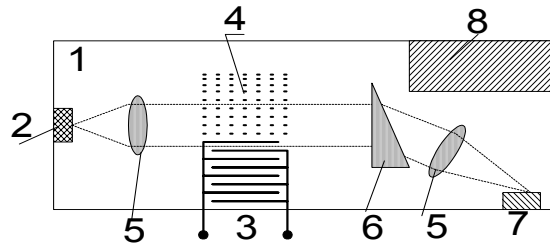


Рис.12.1. Гібридна ІЕОС аналізатора спектра радіосигналу: 1 - підкладка і LiNbO_3 , 2 - інжекційний лазер, 3 - зустрічно-штирьовий перетворювач, 4 - акустична ґратка, 5 - лінзи, 6 - призма, 7 - фотодетектор, 8 - електронна схема управління.

або пристрій обробки інформації, блоки прийому і передачі сигналів, аналізатори спектрів радіосигналів, логічні пристрої тощо. На рис.12.1 зображена гібридна інтегральна оптична схема аналізатора спектру радіосигналів. До її складу входять такі елементи: інжекційний напівпровідниковий лазер, зустрічно-штирьовий перетворювач, за допомогою якого збуджуються поверхневі акустичні хвилі, лінзи, призма, фотодетектор та електронна схема управління. Видно що це складна схема. Її складність збільшується ще тому, що такі деталі, як призма та лінзи в ній потрібно монтувати на узгоджувати після виготовлення інших складових цієї системи. Такі системи непогано працюють. Вони мають вагомі переваги по відношенню до навісних систем, в яких окремо виготовлені елементи монтуються на заключному етапі в систему. Проте вони складні у виготовленні та потребують додаткових витрат. Тому такі гібридні схеми є перехідним етапом до монолітної інтеграції. Звичайно, що на практиці, де це можливо, перевагу віддають першому монолітному методу виготовлення, як більш раціональному.

Монолітні інтегрально-оптичні схеми виготовляють за допомогою інтегральної (групової) технології в єдиному технологічному циклі на одній підкладці. Цей напрямок відноситься до найбільш перспективних напрямків інтегральної оптики, тому що він дозволяє реалізувати такі переваги:

- розширити можливості обробки сигналів в електронних схемах,
- дозволяє створювати багатофункціональні оптичні і опто-електричні системи, використовуючи при цьому більш широкий діапазон частот, багатоканальність, односторонність, нелінійні явища та квантові розмірні ефекти,
- дозволяє створювати гальванічні розв'язки, зменшувати паразитні реактивності фотоелектричних систем до їх граничних значень,
- збільшує надійність, зменшує кількість елементів, спрощує конструкції оптичних систем, зменшує їх габарити, масу і вартість.

Всі інтегрально-оптичні схеми можна розподілити на три основні групи:

- пасивні, в яких відбуваються зміни в просторових характеристиках світлових сигналів без зміни їх інтенсивності та спектрального складу,
- активні елементи управління випромінюванням, в яких відбувається зміна амплітуди, фази або напрямку хвильового вектора світлових сигналів,
- елементи перетворення енергії (електричної в світлову і навпаки світлової в електричну).

12. 2. Пасивні елементи

Пасивні елементи інтегрально-оптичних систем є статичними неоднорідностями, які створюються в процесі їх виготовлення. Статичні неоднорідності створюються за допомогою зміни просторового розподілу показника заломлення в речовині світловоду, зміни геометрії світловоду, наприклад, утворення звужень, заглибин, створенням оптичної анізотропії, а також амплітудних або фазових дифракційних

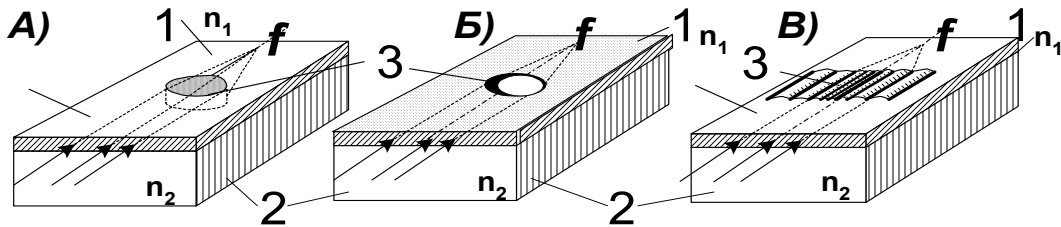


Рис.12.2. Схема лінз : А) - геодезична, Б) - Люнеберга, В) - Френеля. 1 - планарний оптичний хвилевід, 2 - підкладка, 3 - заглибина (на 1)), область з показником заломлення більшим, ніж у світловоді (на 2)) і області різної ширини, котрі відрізняються показником заломлення або коефіцієнтом згасання (на 3)), 4-світловий потік.

граток. На цих статичних неоднорідностях відбувається розсіювання, відбивання, заломлення, поляризація, інтерференція та дифракція світла. Вони змінюють просторові характеристики світлових сигналів створюють просторовий перерозподіл їх інтенсивностей без збільшення їх енергії та без змін спектрального складу. До них відносяться світловоди, пристрої вводу і виводу сигналів, системи з'єднання світловодів, лінзи, розгалужувачі, фільтри тощо. Деякі з цих елементів, наприклад, призмові або дифракційні системи вводу та виводу сигналів розглядалися в 8-й главі. Наведемо ще декілька прикладів пасивних інтегрально-оптичних схем.

Фокусуючі елементи. В інтегральній оптиці використовуються лінзи трьох типів:

геодезичні (рис.12.2.А), лінзи Люнеберга (рис.12.2.Б) та лінзи Френеля (рис.12.2.В). Поперечні перерізи трьох різних лінз Люнеберга зображений на рис. 12.3.а. Видно, що вони утворюються, як і об'ємні лінзи, тілом, що має сочевичну форму з більшим показником заломлення з показником заломлення більшим за показник заломлення матеріалу планарного хвилеводу лінзи та оточуючого середовища.

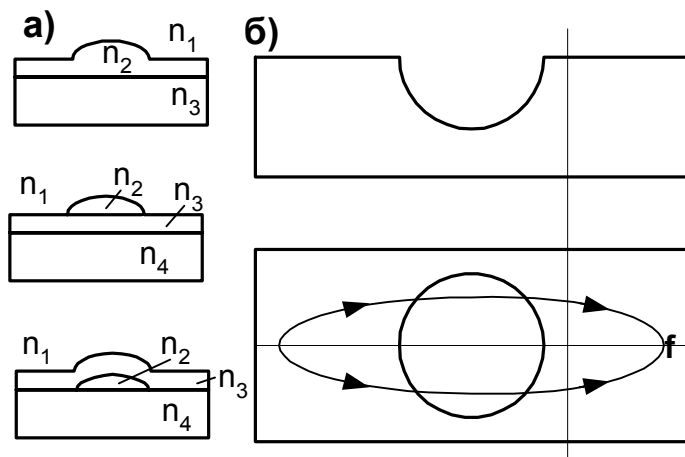


Рис.12.3. Лінзи : а) - Люнеберга, б) - геодезична.

Вони працюють аналогічно об'ємним лінзам. Геодезична лінза утворюється у вигляді заглибини на поверхні планарного хвилеводу рис.12.3.б. Вона фокусує випромінювання будь-яких мод. Лінза Френеля (рис.12.2) утворюється за допомогою дифракційної ґратки із змінним періодом. Дискретна лінза Френеля є аналогом фазової зонної пластинки Френеля. На ній відбувається дифракція світла в ближній зоні. Фазовий зсув хвиль, котрий виникає у всіх непарних зонах, на π більший по відношенню до фазового зсуву, що виникає на парних зонах. На виході фазо-

вої лінзи Френеля промені інтерферують і формують циліндричну хвилю, котра сходиться (фокусується) в точці f .

В інтегральній оптиці використовуються різноманітні *розгалужувачі*. На рис 12.4 зображений інтегрально-оптичний Y-розгалужувач хвилевідного типу. Він призначений для розділення світлового потоку на два смужкових хвилеводи. Якщо пропустити світло крізь такий хвилевід в зворотному напрямку, то отримаємо хвилевідний змішувач різних світлових сигналів.

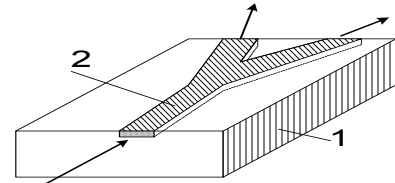


Рис.1@.4. Схема Y-розгалужувача: 1-підкладка, 2-канальний світловод, що розгалужується.

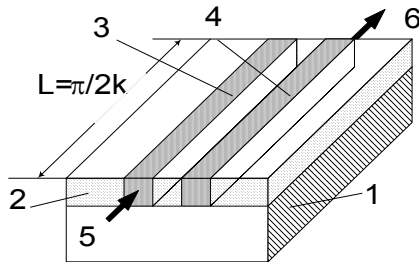


Рис.12.5. Двоххвилевідний розгалужувач: 1-підкладка, 2-шар з показником заломлення n_2 , 3 та 4 - світловоди із речовини з n_3 , 5 та 6 - промені на вході та виході.

Крім того в інтегральній оптиці використовуються направлені розгалужувачі (мультиплексори) для створення зв'язку між хвилеводами. На рис.12.5 схематично зображена будова такого розгалужувача. Він складається із двох смужкових світловодів (3 та 4) занурених в шар (2) з показником заломлення n_2 меншим показника заломлення матеріалу світловодів ($n_3 > n_2$). В роботі такого розгалужувача використовується ефект оптичного тунелювання. Якщо окремі хвилеводи 3 та 4 знаходяться на відстані один від одного мен-

шій за довжину світлової хвилі, то між ними виникає зв'язок і енергія із одного хвилеводу переходить в другий хвилевід шляхом оптичного тунелювання. Такий перехід відбувається в умовах когерентності і синхронізму між експоненціально згасаючими "хвостами" мод, що перекриваються в просторі між хвилеводами. Розглянемо два однакових паралельних світловоди, розташованих на відстані сумірній з довжиною оптичної хвилі. електричне поле в кожному з світловодів характеризується амплітудою, котра визначається фазовим множником $\exp\{i\beta z\}$, $\beta = \beta_0 - i(\alpha/2)$ - стала розповсюдження світловоду, α - декремент згасання.

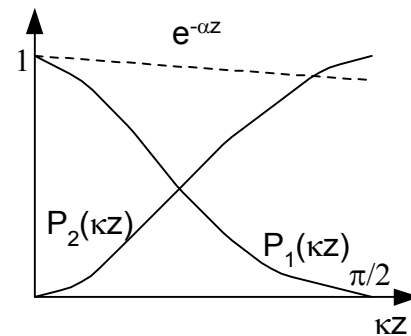


Рис.12.6.

$$\vec{E}(x, y, z) = A(z) \vec{E}(x, y) \quad (12.1)$$

При наявності слабкого зв'язку амплітуди світлових хвиль в двох зв'язаних хвилеводах визначаються із розв'язку таких простих рівнянь

$$\begin{aligned} dA_1(z)/dz &= -i\beta A_1(z) - i\kappa A_2(z) \\ dA_2(z)/dz &= -i\beta A_2(z) - i\kappa A_1(z) \end{aligned} \quad (12.2)$$

де κ - коефіцієнт зв'язку світловодів (дійсна величина). Простою підстановкою можна перевірити, що розв'язок цих рівнянь при граничних умовах

$$A_1(z=0) = 1; A_2(z=0) = 0 \quad (12.3)$$

Має такий вигляд

$$\begin{aligned} A_1(z) &= \cos \kappa z \cdot \exp\{i\beta z\} \\ A_2(z) &= -i \sin \kappa z \cdot \exp\{i\beta z\} \end{aligned} \quad (12.4)$$

Знаючи амплітуди, легко записати потужності хвиль у хвильоводах

$$\begin{aligned} P_1(z) &= A_1 \cdot A_1^* = \cos^2 kz \cdot e^{-\alpha z} \\ P_2(z) &= A_2 \cdot A_2^* = \sin^2 kz \cdot e^{-\alpha z} \end{aligned} \quad (12.5)$$

Аналіз формул (12.5) для потужності показує, що зв'язок між світловодами призводить до перекачки енергії з одного світловоду в другий світловід, як це видно на рис.12.6. В одному хвильоводі потужність хвиль зменшується, тоді як в другому - збільшується. При цьому зберігається фазова когерентність. Цей процес відбувається кумулятивно на певній довжині, яка залежить від ступеня перекриття мод окремих каналів k , а сам коефіцієнт зв'язку залежить від геометрії світловодів, відстані між ними, коефіцієнта заломлення світла, сталих розповсюдження хвиль та декременту згасання. Відстань, на якій потужність передається із одного хвильоводу в другий, становить

$$L = \frac{\pi}{2k} + m \frac{\pi}{k} \quad (12.6)$$

$$m = 0, 1, 2, \dots$$

При цьому в наведеному відгалужувачеві, який зображено на рис.12.7, один світловий промінь (5) входить в світловод 3, а на відстані $L = \pi/2k$, світловий промінь (6) виходить із другого світловоду 4.

Крім двоххвильових розгалужувачів (мультиплексорів), використовують також багатохвильові мультиплексори, в яких збирається декілька планарних смужкових світловодів з різними ступенями перекриття хвильових мод, що регулюється відстанню між світловодами. Схема такого багатосмужкового мультиплексора зображена на рис.12.7. Передача енергії координувана таким чином, що на певній довжині L з'являється вихідний промінь (6) з кожного світловоду будучи максимальним через певний час після входу хвилі $t = L/c = 2\pi/kc$.

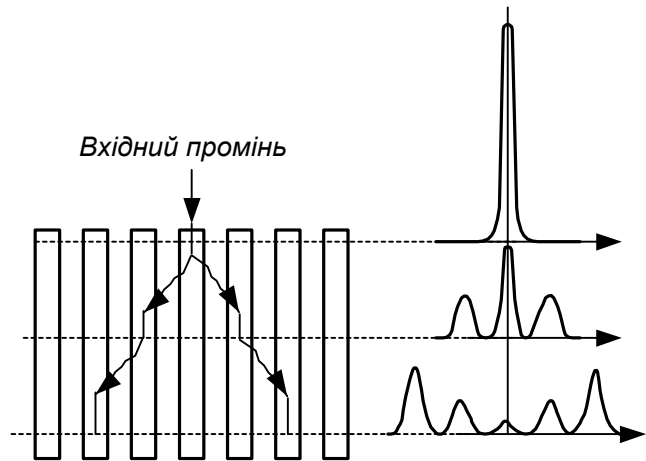


Рис.12.7. Схема багатосмужкового мультиплексора.

Для спектральної селекції в інтегральній оптиці використовуються різноманітні фільтри на дифракційних ґратках, інтерферометрах і резонаторах типу Фабрі-Перо. Досить вдалим є просторово-селективний елемент дифракційного типу. На рис.10.8 наведена типова схема такої дифракційної структури. Вона виготовляється легуванням матеріалу світловоду ($\delta n/n < 1$). На фазовій ґратці з періодом Λ відбувається дифракція Бреґґа, що призводить до відхилення світлового променя на кут 2θ , як це видно на рис.12.8.

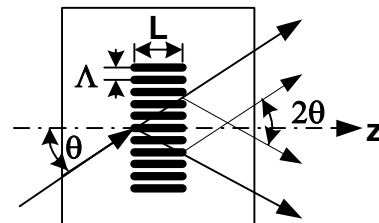


Рис.12.8. Дифракційна структура.

$$2\Lambda \sin \theta = \frac{\lambda_0}{n_{ef}} \quad (12.7)$$

де Λ - період фазової ґратки, а n_{ef} - показник заломлення. Ця структура може використовуватись, як розгалужувач, як стискач оптичного променя, як резонатор напівпровідникових лазерів, як спектральний фільтр ($\Delta\lambda/\lambda = -\Delta\theta \operatorname{tg} \theta$), просторово-селективний фільтр, за допомогою якого можна виконувати перетворення Гакеля над функціями $f(r)$

$$\hat{f}(w) = \int_0^\infty r f(r) J_0(wr) dr \quad (12.8)$$

де $J_0(wr)$ - функція Бесселя 0-го порядку, r - координата, w - просторова частота, тобто здійснювати просторову фільтрацію оптичного сигналу. Це новий різновид планарної ґраткової оптики, яка відрізняється від планарної оптики, притаманної планарним лінзам, для якої застосовується Фур'є перетворення.

12.3. Активні елементи управління випромінюванням

Активні елементи управління випромінюванням інтегрально-оптичних систем змінюють амплітуду, фазу, частоту, напрям розповсюдження світла під дією керуючого електричного або оптичного сигналу. Керуючий сигнал створює динамічні неоднорідності в оптичному каналі зв'язку, котрі змінюють параметри несучого оптичного сигналу. До них відносяться перемикачі (мультиплексори), модулятори, дефлектори, системи аналогової обробки сигналів, логічні елементи, арифметичні елементи тощо. В них використовуються *електрооптичні, акустооптичні та магнітооптичні ефекти*, котрі дозволяють змінювати під дією керуючих сигналів оптичні характеристики середовища системи.

Приклади типових хвильовідних модуляторів, в яких використовується електрооптичний ефект, зображені на рис.12.7. Електричне поле, яке створює напруга V на електродах змінює показник заломлення в тілі світловоду. Вони відрізняються один від одного тим, що в модуляторі на рис.12.9.а світловід

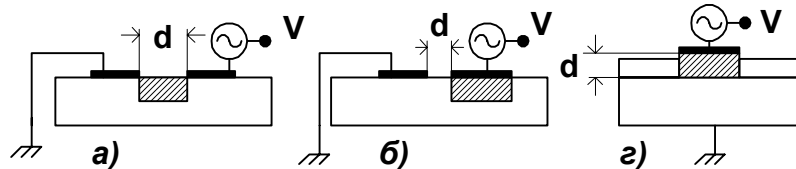


Рис.12.9. Електрооптичні хвильовідні модулятори.

занурений в діелектрик, в якому напруга створює горизонтальне електричне поле, яке при даному зрізі діелектричного кристалу найбільш сильно змінює його показник заломлення. В модуляторі, зображеному на рис.12.9.б, керуюче електричне поле направлене вертикально. В модуляторі, зображеному на рис.12.9.в, електричне поле направлено вертикально, а світловод виконаний з напівпровідникових сполук $A_{III}B_V$ і знаходиться на напівпровідниковій підкладці, до якої можна прикладати напругу. Згідно формулі (5.18) глибина модуляції η залежить від різниці фаз δ , яку виникає при проходженні звичайного та незвичайного променів крізь кристал з подвійним заломленням

$$\gamma = \frac{I - I_0}{I_0} = \cos^2 \left(\frac{\delta}{2} \right) \quad (12.9)$$

де різниця фаз в поздовжньому та в поперечному полях залежить від напруги V , показників заломлення, геометрії та електрооптичних сталих речовини, що використову-

ється в модуляторах. Електрооптичні модулятори з зосередженими параметрами можуть працювати до частот $1,5 \text{ ТГц}$. Для збільшення частот модуляції використовують електрооптичні модулятори біжучої хвилі. В них вздовж світловоду розповсюджуються оптична хвиля та хвиля сигналу, що модулює.

Крім електрооптичних модуляторів використовуються модулятори інтерференційного типу. На рис.12.10. зображений інтегрально-оптичний мікроінтерферометр Маха-Цандера, виконаний на смужкових світловодах з показником заломлення n_1 , занурених в речовину з меншим показником заломлення ($n_2 > n_1$). Світловод має два розгалуження (3), за допомогою яких створюється два плеча інтерферометра (2). В околі одного з плечей є два металевих електроди. Напругою на цих електродах можна локально створювати електричне поле. Електричне поле через електрооптичну зміну показника заломлення змінює різницю фаз двох променів на виході інтерферометра. Після інтерференції інтенсивність вихідного променя буде залежати від різниці фаз (тобто від напруги на електродах). Зміною напруги за заданим законом, можна здійснювати модуляцію інтенсивності світлового променя.

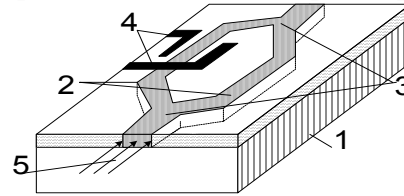


Рис.12.10. Інтерферометр Маха-Цандера: 1 - підкладка (LiNbO_3), 2 - світловоди, 3 - розгалужувачі, 4 - електроди, 5 - промені.

Тепер наведемо два приклади електронно-оптичних перемикачів, в яких використовується зміна зв'язку між світловодами за допомогою зміни електронно-оптичних властивостей середовища між світловодами (рис.12.11). Вони складаються із підкладки із електрооптичного матеріалу, в якому занурені два світловоди, речовини яких мають показник заломлення більший показників заломлення оточуючого середовища. Відстань між цими двома світловодами вибирається за порядком величини сумірною з довжиною світлової хвилі, так щоб між ними можна було встановити оптичний зв'язок. На підкладці є два електроди, напругою на яких можна створювати електричне поле між світловодами. В одному із перемикачів (рис.12.11.а) використовується оптичне тунелювання. Ступінь перекриття каналів регулюється напругою на електродах. Електричне поле якої змінює коефіцієнт заломлення речовини, що знаходиться між хвилеводами. Змінюється константа зв'язку k , що приводить до передачі потужності із одного світловоду в другий при сталій довжині ($L=\pi/2k$). В другому перемикачеві (рис.12.12.б) використовується ефект повного внутрішнього відбиття. Коефіцієнт заломлення середовища також, як і в першому випадку

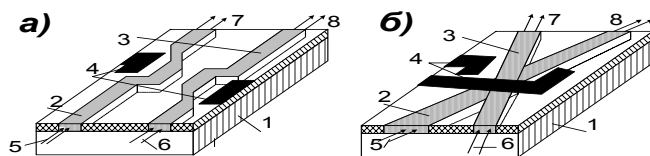


Рис.12.11. Перемикачі з керуванням: а) - оптичним тунелюванням, б) - повним внутрішнім відбиванням. 1 - підкладка, 2 і 3 - світловоди, 4 - електроди, 5, 6, 7 і 8 - світлові входи та виходи.

керується напругою, яка змінює показник заломлення електрооптичної речовини між двома світловодами. Інтегрально-оптичні перемикачі можна також використовувати для модуляції оптичних сигналів змінною напругою на електродах.

Досить широко використовують акустооптичні дефлектори, модулятори, конвойлери та інші активні інтегрально-оптичні елементи для обробки оптичних сигналів, в яких використовуються поверхневі акустичні хвилі. Принцип дії та основні властивості такого типу активних елементів розглядалися в 9-й главі.

Для перетворення частоти використовуються нелінійні оптичні властивості матеріалів. З цих матеріалів виготовляють мікросмужкові світловоди з малим поперечним перерізом, в яких концентруються хвилі великої густини потужності. Здебільшого цей ефект використовують в змішувачах частоти. Наведені приклади показують, що сучасна фізика і технологія дозволяє розробляти і виготовляти різноманітні інтегрально-оптичні системи, котрі здатні розв'язувати широке коло практичних задач. Зокрема інтегрально-оптичні системи знаходять широке застосування в системах зв'язку з оптичним каналом.

12.4. Елементи перетворення енергії

Елементи перетворення енергії інтегрально-оптичних систем генерують, підсилюють і детектують оптичні сигнали. В них використовуються процеси збудження електронно діркових пар квантами, що поглинаються, або процеси інжекції носіїв, що призводить до рекомбінаційної люмінесценції або лазерного випромінювання, коли утворюється стан з інверсною населеністю. Джерела світла когерентного та некогерентного а також фотодетектори розглядалися в попередніх главах, тому не має потреби знову повторювати цей матеріал. Було показано, що вони можуть бути виготовленими за допомогою групової технології і бути мікромініатюрними. В цих елементах і системах використовуються не тільки оптичні, але й електронні елементи, тому такі елементи і системи з них слід називати інтегральними електронно-оптичними елементами і системами. Вони сумісні з іншими інтегрально-оптичними елементами. Для багатоканальної обробки сигналів сучасна інтегральна технологія дозволяє виготовляти матриці джерел світла, матриці фотодетекторів, мультиплексори та інші багатоканальні пристрої. Приклад матриці фотодіодів був вже наведений в 7-й главі. До складу матриці фотодіодів входять системи підсилення та адресації. Це взагалі складні інтегральні схеми.

На рис.12.12 наведений приклад більш простого інтегрального електронно-оптичного детектора. Але й до складу цього більш простого одноканального детектора входять такі елементи: вхідна дифракційна ґратка, призначена для узгодження входу з світловодом, інтегрально-оптичний світловід, призначений каналізувати світлову хвилю до детектора і сам фотодетектор - фотодіод. Таким чином це теж складний пристрій інтегрально-оптичний прилад. Наведемо ще два приклади монолітних інтегрально-оптичних схем лазера модулятора та детектора (рис.12.13) та інтегральної електронно-оптичної схеми передавача (рис.12.13). Монолітні інтегрально-оптичні схеми створюються на одній підкладинці (на одному кристалі) в єдиному технологічному циклі за допомогою групової технології. Для їх виготовлення використовуються напівпровідникові сполуки типу $A_{III}B_V$ та їх тверді розчини, а також монокристали діелектриків, котрі мають необхідні для цього електрооптичні, акусто-оптичні або магнітооптичні властивості (наприклад, ніобат або танталат літію, гранати тощо) та деякі полімерні матеріали, наприклад, полістирол, поліуреат тощо.

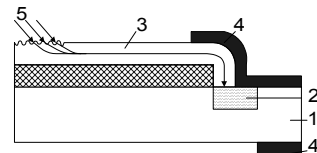


Рис.12.12. Інтегрально-оптичний фотоприймач: 1 - підкладинка, 2 - фотодіод, 3 - світловід, 4 - контакти, 5 - вхідна дифракційна ґратка.

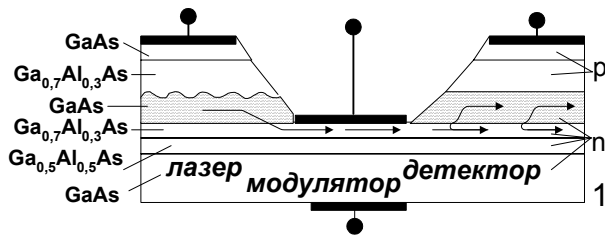


Рис.12.12. Інтегрально-оптична схема лазера модулятора і детектора.

Цей напрямок відноситься до найбільш перспективних напрямків інтегральної оптики. Інтегрально-оптичні системи значно розширили можливості систем оптичного зв'язку та обробки інформації, зменшили енергетичні витрати при обробці інформації, забезпечили надійність роботи інформаційних систем, їх мініатюризацію та зменшення вартості виготовлення. Вони знаходять широке практичне впровадження і ще не вичерпали резервів подальшого їх вдосконалення.

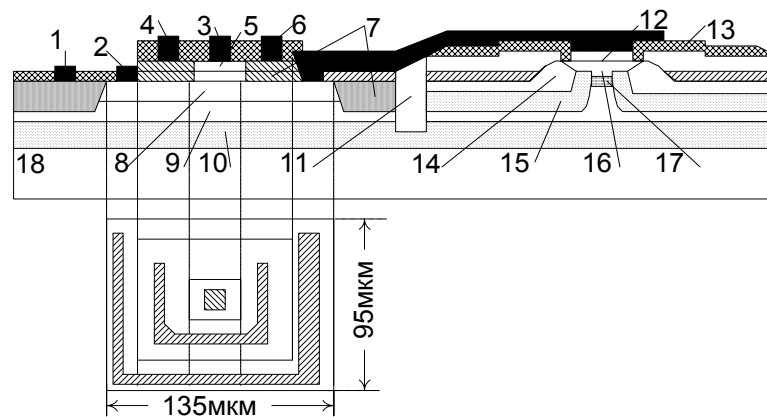


Рис.12.13. ІЕОС передавача, в якому інтегровані лазер (праворуч) і біполярні транзистори (ліворуч): 1 - підкладка, 2 - колектор, 3 - емітер, 4 - базовий шар $p\text{-InGaAsP}$, 5 - емітерний шар $n\text{-InP}$, 6 - база, 7 - область дифузії Zn, 8 - колекторний $n\text{-InP}$, 9 - шар діелектрика $p\text{-InPn}$, 10 - буферний шар InP , 11 - ізолюючий шар поліаміду, 12 - вікно, 13 - шар SiO_2/SiN , 14 - зарощений шар $n\text{-InP}$, 16 - обкладинка p, 17 - активний шар лазера, 18 підкладка $n\text{-InP}$.

12.5. Контрольні запитання та задачі

- 12.1. Дайте визначення інтегральної оптики.
- 12.2. За якими ознаками класифікуються елементи інтегральної оптики?
- 12.3. Чи можна за допомогою інтегральної оптики отримувати фур'є образи функцій?
- 12.4. Основні особливості ґраткових селективних фільтрів.
- 12.5. Які основні фізичні явища використовуються в роботі інтегрально-оптичних мультиплексорів?
- 12.6. Запропонуйте можливі варіанти інтегрально-оптичних модуляторів.
- 12.7. Які властивості напівпровідникових сполук $A_{III}B_V$ дозволяють використовувати їх для створення інтегрально-оптичних елементів?
- 12.8. Які фізичні явища використовуються в інтегрально-оптичних хвильовідних модуляторах?

Література

1. Суємадцу Я., Катаока С., Кисино К., Кокубун Я., Судзуки Т., Исио О., Енедзава С. /Основы оптоэлектроники. Пер. с япон. -М.: Мир, 1988. -288с., ил.

2. Хандсперджер Р. / Интегральная оптика. Теория и технология. Пер. с англ., М.: Мир, 1985, - 384с., ил.
3. Козанне А., Флере Ж., Мэтр Г., Руссо М. / Оптика и связь. Оптическая передача и обработка информации. Пер. с франц. М.: Мир, 1984, - 504с., ил.
4. Интегральная оптика. Под ред. Т. Тамира. Пер. с англ. М.: Мир, 1978, - 344с., ил.
5. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. / Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. М.: Радио и связь, 1990, - 224с., ил.
6. Унгер Г.Г. / Оптическая связь. Пер. с нем. М.: Связь, 1979, - 264с., ил.

Глава 13. ДИСПЛЕЇ ТА ІНДИКАТОРИ

13.1. Вступ. Фізичні властивості

Діалог людини з обчислювальною машиною здебільшого відбувається за допомогою візуальної інформації, тому що людина сприймає біля 70% інформації за допомогою зору. Візуалізація інформації здійснюється за допомогою відеотерміналів - індикаторів та дисплеїв¹. Індикатори призначені для відображення інформації в умовній формі у вигляді знаків, кольорових сигналів або зображень. Дисплеї по відношенню до індикаторів є більш складними пристроями для візуального відображення інформації. Вони дозволяють відображати та оперативно керувати алфавітно-цифровою та графічною інформацією у вигляді кольорових літер, чисел, тексту, таблиць або графіків, креслень, рисунків тощо. Використання дисплеїв для вводу та виводу інформації дозволяє найбільш ефективно здійснювати діалоговий режим роботи людини з електронною інформаційною системою.

За призначенням індикатори та дисплеї поділяються на дві групи: *індивідуального та колективного користування*. Для кожної з цих груп індикаторів та дисплеїв висуваються різні вимоги до яскравості оптичного сигналу, кута зору та роздільної здатності для найкращого сприйняття вихідної відеоінформації людиною за допомогою зору в освітлених помешканнях. Здебільшого для дисплеїв індивідуального користування висувають такі вимоги: роздільна здатність лінії на екрані на менше 0,2 - 0,4 мм, яскравість лінії 10^3 кд/м², інерційність або часовий відгук менший 10^{-2} с, реверсивність та значний строк служби до 20 - 100 тисяч годин.

Індикатори та дисплеї є типовими пристроями функціональної електроніки. В залежності від способу генерації вихідного оптичного сигналу вони поділяються на дві групи відеотерміналів, а саме: *випромінюючі та світлоклапанні відеотермінали*. В випромінювальних відеотерміналах (дисплеях) для візуалізації інформації використовують такі фізичні явища:

- катодолюмінесценція,
- випромінювання газового розряду, безпосереднє або за допомогою люмінесценції викликаної цим розрядом,
- рекомбінаційна люмінесценція в СВД та інжекційних лазерах,
- електролюмінесценція, тощо.

В світлоклапанних відеотерміналах (дисплеях) для візуалізації інформації використовуються локальні зміни оптичних властивостей середовища під дією керуючого сигналу:

- прозорості,
- коефіцієнта відбиття світла,
- поляризації. Ці зміни призводять до зовнішньої модуляції світла, що проходить транспарант світлоклапанного дисплею або відбивається від нього.

13.2. Випромінюючі дисплеї

На рис.13.1 зображені схеми випромінюючих дисплеїв, в яких вихідний оптичний сигнал випромінюється активним екраном. Активний екран збуджується різними способами: 1) під дією електронного або оптичного променів, модульованих в просторі та часі інформаційним сигналом (рис.13.1.а та в), 2) під дією електронів від матриці вістрійних електронних емітерів (рис.13.1.б), 3) електричними сигналами, які збуджують комірки матриці випромінюючих світлодіодів або лазерів (рис.13.1.г), комірки газорозрядної матриці (рис.13.1.д та е), або електролюмінесцентний екран (рис.13.1.ж).

¹ Дисплей (від англ. Display - показати, відновити) - пристрій для візуального відображення інформації.

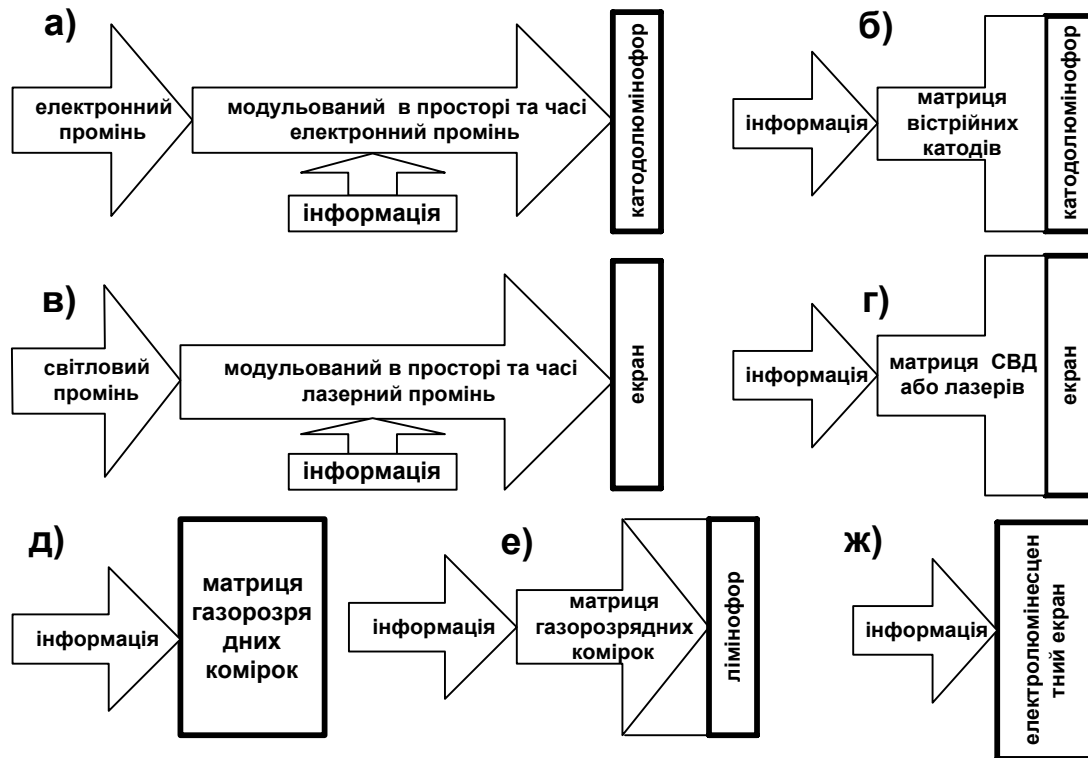


Рис.13.1. Схеми випромінювальних дисплеїв: а) електронно-променевий, б) - матричний електронний, в) лазерно-променевий, г) - матричний СВД або лазерний, д) матричний газорозрядний, е) - матричний газорозрядний з люмінесценцією, ж) - електролюмінесцентний.

Першим прикладом випромінюючого дисплея є вакуумно-променевий дисплей (рис.13.1.а). Який є одним із найбільш широко вживаних відеотерміналів сучасних ЕВМ. Основною його частиною є вакуумна електронно-променева трубка - кінескоп. В ній джерелом електронів є катод. Сформований фокусуючою системою електронний промінь під дією електростатичних або магнітних полі, створених інформаційним сигналом, сканує катодолюмінесцентний екран. Електронний сигнал модулює інтенсивність електронного променя, створюючи на екрані світловий образ цього сигналу. Людина за допомогою зору може сприймати цей світловий образ інформації. Широке використання електронно-променевого дисплей обумовлено такими чинниками:

- задовільною якістю чорно-білого та кольорового зображень,
- простотою управління,
- надійністю роботи,
- налагодженим виробництвом електронно-променевих дисплеїв,
- відносно низькою вартістю.

Проте електронно-променевий дисплей не позбавлений недоліків, серед яких слід вказати на такі:

- значні габарити,
- значна вага,
- значні витрати енергії,
- випромінювання рентгенівських променів, які утворюються при гальмівній взаємодії швидких електронів з люмінесцентним екраном. Для захисту оператора від дії рентгенівських променів збільшують товщину екрана, що додатково збільшує вагу та габарити дисплея.

Для усунення цих недоліків ведеться інтенсивний пошук методів вдосконалення випромінювальних дисплеїв з катодолюмінесцентною візуалізацією інформації. Одним із таких методів є створення матриці нанорозмірних вістрійних катодів (рис.13.1.б), з яких при певних напругах може йти автоемісійний струм. Біля матриці вістрійних катодів розташовують катодолюмінесцентний екран. Автоелектрони з вістрійного катоду попадають і відповідну точку катодолюмінофора і викликають його свічення. Схема окремої комірки такого вакуумного матричного дисплея, в якому використовується автоелектронна емісія із вістря, зображена на рис.13.2. Сучасна технологія наноелектронних систем дозволяє створювати такі дисплеї. В матричних системах

джерело електронів і управління знаходяться в одній частині пристрою. Саме управління здійснюється за допомогою напруги, котра подається на перехресні металеві електроди (на рис.13.2.б). Матричні пристрої ма-

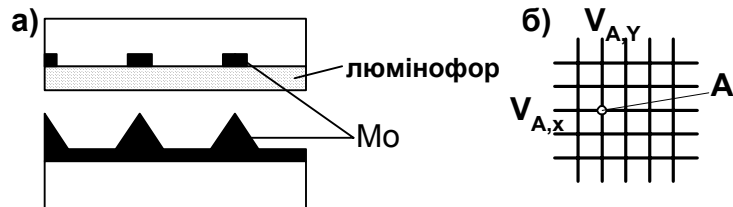


Рис.13.2. Схема комірки матричного вакуумного електронного дисплея: а) -поперечний розріз, б) - схема управління.

ють форму плоских дисплеїв. В таких системах можна значно зменшити габарити та вагу і в декілька разів зменшити витрати енергії по відношенню до електропроменевих дисплеїв на основі кінескопів.

Другим прикладом випромінювального дисплея є пристрій, в якому модульований у просторі та часі світловий промінь створює на матовому екрані зображення вихідного сигналу (рис.13.1.в). Такі дисплеї потребують для своєї роботи значних витрат енергії і використовуються здебільшого, як проекційні відеотермінали колективного користування.

Третім прикладом випромінювального дисплея є матриці світловипромінюючих діодів (СВД) або матриці лазерів (рис.13.г) з використанням внутрішньої модуляції. Окремим пікселем матриці є р-п перехід, до якого підводяться електроди за допомогою взаємо перпендикулярних металевих шин. Напруга на перетині цих металевих шин збуджує СВД або інжекційний лазер. Модуляція яскравості створюється за допомогою внутрішньої модуляції СВД або інжекційного лазера струмом накачки, який змінюється пропорційно до інформаційного сигналу. Окремі р-п переходи ізолювані за допомогою методів ізоляції, котрі використовуються в інтегральній мікроелектроніці. Матриці СВД вже знайшли широке практичне застосування в різноманітних індикаторних панелях. Подальше вдосконалення виготовлення таких панелей дозволить створити плоскі панелі випромінювальних дисплеїв. Фізичних обмежень для зменшення розмірів окремих комірок, як показано в §5.3. Навпаки низькорозмірні інжекційні лазери, як правило, мають менші густини критичних струмів накачки.

Четвертим прикладом випромінювальних дисплеїв є газорозрядні панелі (рис.13.1.д та е). Газорозрядні панелі вже знайшли досить широке застосування. Вони складаються із окремих газорозрядних комірок заповнених розрідженим газом, наприклад, сумішшю інертних газів неону та ксенону. Яскравість свічення розряду пропорційно розрядному струму, тому змінюючи цей струм, можна регулювати яскравість свічення кожної комірки і візуалізувати інформацію. На рис.13.3.а схематично зображена комірка газорозрядної індикаторної панелі постійного струму. Система взаємоперпендикулярних електродів з кожного боку комірки дозволяють прикладати напругу до певної комірки і запалювати в ній електричний розряд. Таким чином в газорозрядних панелях візуалізація інформації відбувається через збудження розряду в певних комірках панелі. В деяких різновидах газорозрядних панелей (рис.13.3.б) між скляними пластинками і діелектриком з отворами розміщують діелектричні ша-

ри, які створюють два додаткових конденсатори з ємністю C_1 . На електроди подають стаціонарну напругу недостатню для запалювання електричного розряду, але достатню для підтримування розряду, що вже виник. В цьому разі розряд горітиме лише в тих комірках, в яких від був запалений за допомогою спеціальних імпульсів напруги.

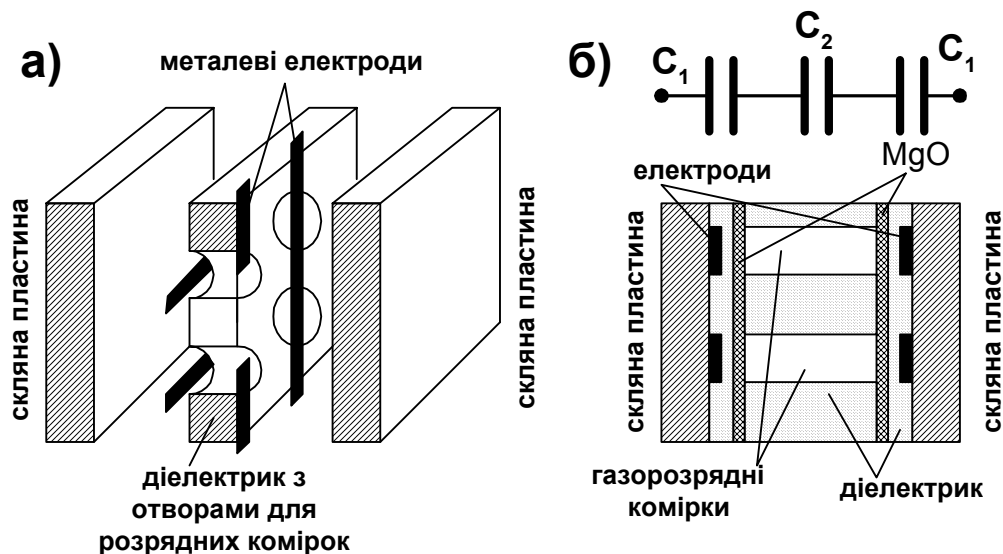


Рис.13.3. Схема комірок газорозрядної панелі: а) - сталого струму, б) - змінного струму.

Газорозрядні панелі малочутливі до зовнішніх магнітних полів. Вони також мають менші габарити по відношенню до електроно-променевих дисплеїв. Проте значна частина їх випромінювання знаходиться в ультрафіолетовій області спектра. Для того що використати і цю частину випромінювання і тим самим підвищити ефективність газорозрядної панелі, розрядні комірки виготовляють більш складними. В цих комірках використовують також люмінофор, який перетворює ультрафіолетове випромінювання газорозрядної плазми у світло видимого діапазону. Такі панелі вдається будувати для передачі кольорових зображень, тому що можна використовувати люмінофори, котрі перетворюють ультрафіолетове випромінювання в видиме в червоні, зеленій та синій областях спектра. На рис.13.4. схематично зображена окрема комірка такої панелі. В цій комірці за допомогою шару MgO утворюється поверхневий газовий розряд. В цьому різновиді електричного розряду в розрідженому газі катодне падіння потенціалу розряду утворюється поляризацією діелектрика шару MgO. Утворюється плазма, ультрафіолетове випромінювання якої збуджує люмінофор в одній комірці з червоним випромінюванням, в другій - з зеленим, в третій - з синім випромінюванням. Плазмова панель японської фірми Fujitsu має такі параметри: габарити 985×590×65 мм, вагу 18 кг, по-

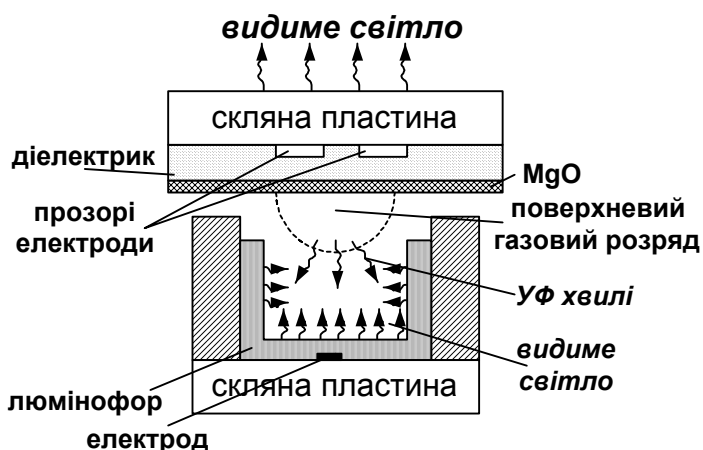


Рис.13.4. Схема окремого пікселя (червоного, зеленого, синього) газорозрядної панелі з люмінесцентним екраном візуалізації зображення.

тужність 300 Вт , кількість пікселів 852×480 , яскравість $300 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$, кількість кольорів, що відображаються $16,7 \cdot 10^6$.

П'ятим прикладом випромінювального дисплея є електролюмінесцентна панель. Схема електролюмінесцентної комірки зображена на рис.13.5. Змінна напруга на електродах створює змінне електричне поле в люмінофорі, наприклад, із ZnS з добавкою домішок Mn , Cu або інших атомів і створює умови для появи ударної іонізації електронно-діркових пар. Рекомбінаційна люмінесценція збуджених пар є джерелом світла. Інтенсивність рекомбінаційної люмінесценції залежить від напруженості електричного поля, тому вона може бути промодульована зовнішньою змінною напругою з амплітудою 220 В і частотою $50 - 2000 \text{ Гц}$. Введення в електролюмінесцентний шар домішок рідкоземельних сполук фтору дозволяє збуджувати люмінесценцію в різних ділянках видимого спектра. Яскравість для зеленого та синього світла досягає $30 - 400 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$, а для червоного - $5 - 40 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$. Розміри таких дисплеїв $300 \times 300 \times 10 \text{ мм}$.



Рис.13.5. Схема комірок електролюмінесцентної панелі.

13.3. Світлоклапанні дисплеї

Схема будови світлоклапанного дисплею зображена на рис.13.6 В світлоклапанних дисплеях використовується зовнішня модуляція несучої світлової хвилі видимого діапазону. Для цього використовують методи зовнішньої модуляції світла, зокрема просторові модулятори світла з керованими транспарантами на основі активних середовищ, котрі були описані в §5.11, або просторову модуляцію за допомогою розсіювання світла в шарах рідких кристалах, оптичні властивості яких змінюються під дією електричного сигналу, що несе інформацію.

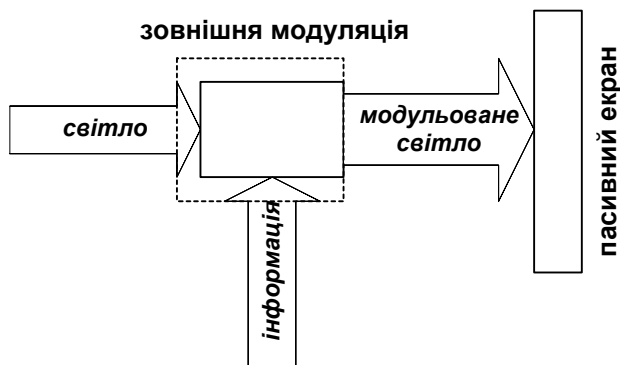


Рис.13.6. Схема зовнішньої модуляції в безвипромінювальних дисплеях.

Відеотермінали з керованими транспарантами мають значні габарити і потребують для роботи значних витрат енергії. Вони здебільшого застосовуються при створенні проєкційних відеотерміналів колективного використання, наприклад, електронно-променева система "Ейдофор". В цій системі електронні промені локально заряджають тонкий шар термопластичного матеріалу. Матеріал має значну еластичність і малу в'язкість. Під дією електростатичних сил локальних поверхневих зарядів відбувається деформація поверхні (рельєфграфічний запис сигналів). Світло, що проходить крізь шар деформованого термопластичного матеріалу тим більше розсіюється, чим більш сильно деформована поверхня термопластика. Утворюється фазове зображення, котре може бути перетворене в амплітудне за допомогою спеціальних оптичних пристроїв.

Досить широке застосування знайшли дисплеї з шарами рідких кристалів, тому що вони мають більш прості будову, потребують менше енергії та дозволяють створювати більш компактні та надійні пристрої.

Рідкі кристали - це рідини, які мають упорядковану структуру в певному температурному інтервалі. Наслідком такої упорядкованості є анізотропія фізичних властивостей рідких кристалів зокрема оптичних. Молекули, з яких утворюються рідкі кристали, мають форму продовгуватої палички або плоских дисків, що впливає на їх укладку та впорядкованість. За типом упорядкованості рідкі кристали поділяються на *нематичні* (нематики), *сметичні* (сметики) та *холестиричні*. Ці три типи рідких кристалів схематично зображені на рис.13.7.

На укладку молекул рідких кристалів впливає електричне поле. Зміна укладки супроводжується зміною оптичних властивостей рідких кристалів, зокрема властивостей розсіювати світло. Зміна оптичних властивостей рідких кристалів під дією еле-

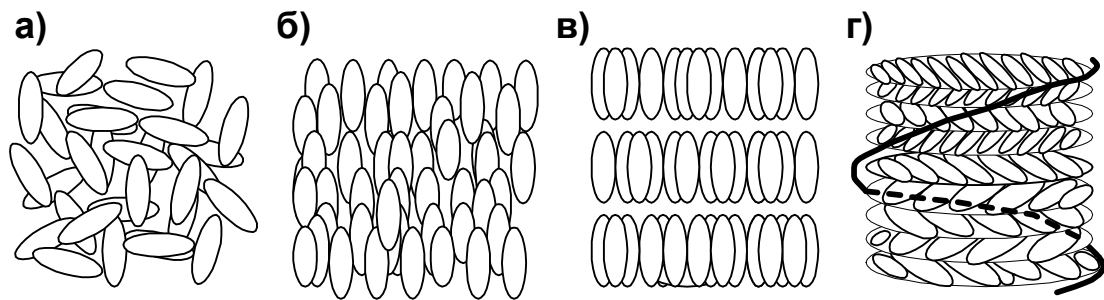


Рис.13.7. Схема будови рідини а) та рідких кристалів: б) нематики, в) - сметики, г) - холестиричні.

ктричного поля може бути використана для модуляції світлового пучка, що проходить крізь такий кристал. Крім змін розсіювання світла в рідких кристалах в залежності від укладки молекул змінюються також показник заломлення, подвійне заломлення світла, його поглинання тощо. Рідкі кристали знайшли практичне застосування в побудові індикаторних панелей та плоских дисплеїв. Вони забезпечують цим пристроям такі корисні властивості:

- можливість виконання у вигляді плоских конструкцій, що суттєво зменшує габарити та вагу дисплеїв,
- мають низьку напругу управління 2 - 25 В,
- малу густину струму керування $\sim 5 \text{ мкА} \cdot \text{см}^{-2}$,
- задовільний робочий температурний інтервал $-20 - 80^\circ \text{C}$,
- довговічність до 40 тис. годин.

Проте вони мають і недоліки, головним із яких є малий кут, під яким можна спостерігати зображення, що обмежує розміри панелі.

13.4. Індикатори

Індикатори, як вже вказувалося, призначені для візуального відтворення інформації в умовній формі у вигляді знаків, кольорових сигналів або зображень. Найпростішим індикатором є світловипромінюючий діод спонтанного випромінювання світла (див. главу 6). Вони можуть мати будову у вигляді одиночного діоду, однострокової або двовимірної матриці з 10^3 діодами. За конструктивними ознаками індикатори поділяються на монолітні та гібридні. На рис.13.8 схематично зображені два приклади гібридного та монолітного індикатора.

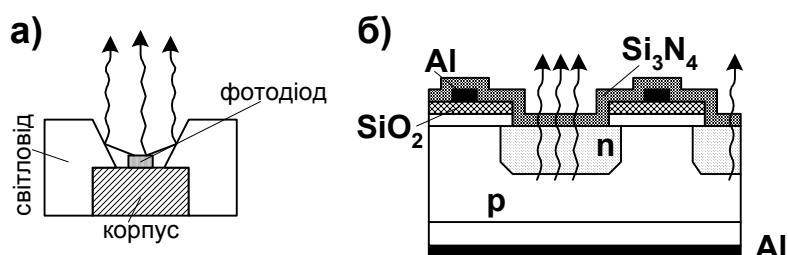


Рис.13.8. Гібридний а) та монокристалний б) напівпровідникові індикатори.

рів. Гібридний однокристальний індикатор призначений для узгодженої роботи індикатора разом з світловодом. Оптичне випромінювання індикатора завдяки багатократному розсіянню та відбиттю світла, що генерується в порожнині світловоду, направляється крізь світловід і виводиться в потрібне для індикації місце системи. Монокристальні напівпровідникові індикатори найбільш сумісні з іншими елементами великих інтегральних схем. Для їх виготовлення здебільшого використовують напівпровідникові сполуки $A_{III}B_V$, їх тверді розчини та інші напівпровідникові матеріали. Вони можуть бути досить просто виготовлені у вигляді матриць і мають такі пересічні параметри: яскравість світлового сигналу 0,5 - 1,0 мкд при струмах 10 мА та напругах 1,5 - 3 В, робочі температури -60^0 - 77^0 С, строк служби до 20 - 100 тис. годин.

13.4. Контрольні запитання та задачі

13.1. Які фізичні явища використовуються при створенні випромінюючих відеотерміналів (дисплеїв)?

13.2. Які фізичні явища використовуються при створенні світлоклапанних відеотерміналів?

13.4. Чим визначається необхідна яскравість, роздільна здатність, кут спостереження та інерційність дисплеїв?

13.5. Доведіть, що відеотермінали відносяться до класу функціональних пристроїв.

13.6. Наведіть приклади індикаторів, котрі найбільш сумісні з великими інтегральними схемами.

13.7. Які причини визначають необхідність створення матричних вакуумних дисплеїв? Що служить у них несучим сигналом?

13.8. Як влаштовані рідкокристалічні відеотермінали? Чим викликано їх досить широке використання при конструюванні дисплеїв?

13.9. Яке джерело світла використовується в рідкокристалічних дисплеях годинників та калькуляторів?

Література

1. Суємадцу Я., Катаока С., Кисино К., Кокубун Я., Судзуки Т., Исио О., Енедзава С. / Основы оптоэлектроники. Пер. с япон. - М.: Мир, 1988. - 288с., ил.
2. Яблонский Ф.М., Троицкий Ю.В. / Средства отображения информации. М.: Высшая школа, 1985, - 200с., ил.
3. Мясоедов П.Г., Соколов А.Ф. / Отображение информации. М.: Воениздат, 1971, - 264с., ил.

Глава 14 НАДІЙНІСТЬ

14.1. Основні положення

Надійністю пристроїв або окремих елементів функціональної електроніки називається властивість безвідмовної їх роботи тобто властивість зберігати свою працездатність. Порухення працездатності називається *відмовою*. Надійність є комплексною властивістю, котра включає безвідмовність, довговічність, здатність до збереження та ремонтоздатність. Є різноманітні причини виходу з ладу функціональних пристроїв. Події, що виникають внаслідок дії цих причин, розглядаються в теорії надійності статистично незалежними. При цьому вважається, що відмова в роботі пристроїв або їх елементів носить випадковий характер. Тому в основі теорії надійності покладена теорія ймовірності випадкових функцій та математична статистика.

Одним із найважливіших показників надійності прийнято використовувати *інтенсивність відмов* $\lambda(t)$. Вона визначає відносну долю елементів, котрі виходять з ладу за одиницю часу після справної роботи на протязі часу t

$$\lambda(t) = \frac{\Delta N}{N(t) \cdot \Delta t} \quad (14.1)$$

Позначимо через $f(t)$ густину розподілу тривалості служби пристрою. Тоді ймовірність його відмови на протязі часу роботи від t до $t + \Delta t$ можна записати так

$$dp = f(t) \cdot dt \quad (14.2)$$

а ймовірність безвідмовної роботи на протязі часу t визначиться через

$$p(t) = \int_t^{\infty} f(t) dt \quad (14.3)$$

Користуючись густиною розподілу тривалості служби $f(t)$, можна по іншому записати інтенсивність відмов (14.1)

$$\lambda(t) = \frac{\Delta N}{N(t) \cdot \Delta t} = \frac{N_0 f(t) \cdot \Delta t}{N_0 p(t) \cdot \Delta t} = \frac{f(t)}{p(t)} \quad (14.4)$$

Така форма запису дозволяє по іншому визначити інтенсивність відмов $\lambda(t)$. Для цього запишемо dp - ймовірність складної події, котра складається із $p(t)$ - ймовірності безвідмовної роботи пристрою на протязі часу t та dq - ймовірності виходу з ладу цього пристрою за час Δt

$$dp = p(t) \cdot dq \quad (14.5)$$

Комбінуючи формули (14.2), (14.4) та (14.5), знайдемо

$$\lambda(t) = \frac{f(t)}{p(t)} = \frac{dp}{dt} \cdot \frac{dq}{dp} = \frac{dq}{dt} \quad (14.6)$$

Таким чином, можна дати ще одне визначення інтенсивності відмов $\lambda(t)$. *Інтенсивність відмов $\lambda(t)$ є ймовірністю виходу з ладу пристрою або елемента за одиницю часу після часу t безвідмовної його роботи.*

Повернемося тепер до розгляду формули (14.3). Візьмемо похідну від її правої та лівої частин і підставимо вираз для dp із формули (14.2), тоді

$$\frac{dp}{p(t)} = -\lambda dt \quad (14.7)$$

За допомогою (14.7) отримаємо таку формулу для ймовірності безвідмовної роботи на протязі часу t через інтенсивність відмов $\lambda(t)$

$$p(t) = \exp\left\{-\int_0^t \lambda(t) \cdot dt\right\} \quad (14.8)$$

На рис.14.1 схематично зображена залежність інтенсивності відмов $\lambda(t)$ від тривалості роботи системи. Видно, що її вигідно розбити на три етапи. На першому етапі, коли $0 < t < t_{\text{поч}}$, відбуваються початкові відмови, зумовлені скритими дефектами виготовлення пристрою. На другому етапі, коли $t_{\text{поч}} < t < t_{\text{зніс}}$, відбуваються випадкові не дуже

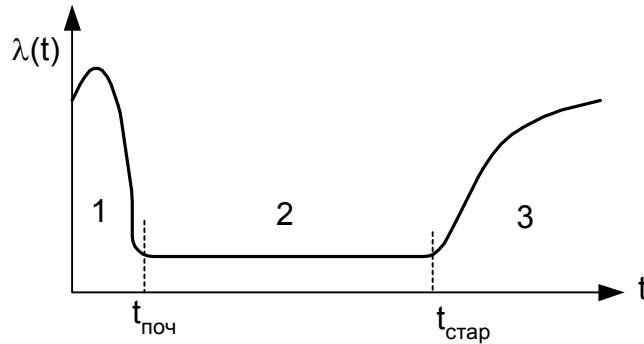


Рис.14.1. Залежність інтенсивності відмов від часу роботи: 1 - перший початковий етап роботи, 2 - другий робочий або корисний етап, 3 - третій етап старіння.

часті відмови. Цей етап роботи найбільш придатний для надійної роботи пристроїв. У придатних для роботи приладів цей етап роботи повинен бути значним. На третьому етапі, коли $t_{\text{зніс}} < t$, має місце збільшення відмов через старіння пристрою та його деградацію. Аналіз цієї залежності показує, що для надійної роботи корисно проводити випробовування та відбір працездатних пристроїв на першому етапі їх роботи. Це суттєво зменшує ймовірність відмов під час подальшої роботи пристроїв. Інтенсивність відмов зв'язана з ймовірністю безвідмовної роботи пристрою за допомогою формули (14.8).

Визначення інтенсивності відмов та безвідмовності роботи пристроїв проводиться на основі експериментального випробовування серії приладів. Для визначення прогнозування надійності потрібні складні та кропіткі експериментальні дослідження інтенсивності відмов в різних режимах роботи пристроїв та дослідження фізико-хімічних процесів старіння матеріалів та пристроїв під час різних режимів їх роботи.

14.2. Контрольні запитання та задачі

14.1. Визначення інтенсивності відмов та як вона зв'язана з ймовірністю безвідмовної роботи пристроїв?

14.2. Задача 14.2. Розрахуйте надійність роботи функціонального пристрою на протязі 2 років роботи, якщо в його схемі використано 1000 елементів з інтенсивністю відмов 10^{-5} за 1000 годин роботи.

Розв'язок задачі 14.2. $R_{\Sigma} = R_i^{1000} = \left(\exp\{-10^{-5} \cdot 8780 \cdot 2 \cdot 10^{-3}\}\right)^{1000} = 0,84$

14.3. Задача 14.3. Ймовірність відмов визначається за формулою

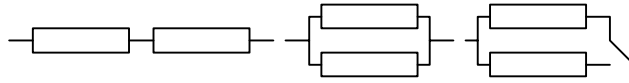
$$\lambda(t) = \begin{cases} (10^{-5} - t)^{-1} & \text{при } 0 < t \leq 10^5 \\ 0 & \text{при } t > 10^5 \end{cases} . \text{ Знайти середній час безвідмовної роботи схеми.}$$

Розв'язок задачі 14.3.

$$P(t) = \exp\left\{-\int_0^t \lambda(\xi) d\xi\right\} = \frac{10^5 - t}{10^5}; \quad \langle t \rangle = \int_0^{\infty} P(t) dt = \frac{10^{10}}{10^5 \cdot 2} = 5 \cdot 10^4 \text{ годин.}$$

14.4. Задача 14.4. Порівняти надійності 3-х систем, котрі складаються із двох однакових елементів: 1) послідовних, 2) паралельних, 3) паралельних, але другий елемент включається лише через час T_2 після відмови роботи 1-го елементу.

Розв'язок задачі 14.4. Позначимо інтенсивність відмови елементів через λ_i .



Для першої схеми $P_1(t) = e^{-\lambda_1 \cdot t} \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} = \exp\{-(\lambda_1 + \lambda_2)t\} = e^{-2\lambda t}$

Для другої схеми $P_2(t) = 1 - \prod_{i=1}^2 (1 - P_i(t)) = 1 - (1 - e^{-\lambda_1 t})(1 - e^{-\lambda_2 t})$

Для третьої схеми $P_3(t) = \int_0^t P_1(t)P_2(t-t_1)dt_1 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} (\exp\{-\lambda_1 t\} - \exp\{-\lambda_2 t\})$

Література

1. Горяинов В.Г., Журавлев А.Г., Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. Примеры и задачи. М.: Советское радио, - 1980. -с.544. ил. (стр. 249 - 268).
2. Шор Я.Б. Статистические методы анализа и контроля качества и надежности. Издательство Советское радио, М.: - 1962. -с. 552.
3. Рычина Т.А., Зеленский А.В. / Устройства функциональной электроники и электрорадиоэлементы. М.: Радио и связь, 1989, - 352, ил.

Розв'язок задачі 2. Розглянемо одновимірний випадок напівпровідника р-типу, для якого розв'яжемо рівняння Пуассона

$$\frac{d^2V}{dz^2} = -\frac{4\pi}{\epsilon} \rho, \text{ де } \rho = -eN_a \left(1 - \exp\left\{ -\frac{eV}{k_B T} \right\} \right) \quad (1)$$

з такими граничними умовами

$$\begin{aligned} V \rightarrow 0; \quad dV/dz \rightarrow 0 \quad \text{при } z \rightarrow \infty \\ V = V_s \quad \text{при } z \rightarrow 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Після множення обох частин рівняння (1) на $2dV/dz$, інтегрування та врахування граничної умови маємо

$$\frac{dV}{dz} = \sqrt{2} \cdot \frac{k_B T}{eL_e} \left(\frac{eV}{k_B T} + \exp\left\{ -\frac{eV}{k_B T} \right\} - 1 \right)^{1/2}; \quad \text{де } L_e = \left(\frac{\epsilon k_B T}{4\pi e^2 p} \right)^{1/2} \quad (3)$$

Після другого інтегрування з врахуванням граничної умови маємо

$$\int_v^{V_s} \frac{dv}{(v + e^{-v} - 1)^{1/2}} = \sqrt{2} \frac{L}{L_e}; \quad \text{де } v = \frac{eV}{k_B T} \quad (4)$$

Якщо уловитись, що границя просторового заряду має місце при умові $v(L) = [eV(L)/k_B T] = 1$ та, коли $v \gg 1$, то

$$L = \left(\frac{2V_s}{4\pi e N_a} \right)^{1/2} \quad (5)$$

Тоді $L/L_e = (2eV_s/k_B T)^{1/2}$.

Задача 2. . Довести формулу (2.27).

Розв'язок задачі 2. . Розглянемо напівпровідник р-типу і запишемо для нього рівняння неперервності

$$\begin{aligned} \frac{\partial n'}{\partial t} &= \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n; \quad g_n = 0; \quad p' = 0 \text{ та густини струму} \\ \vec{j}_n &= \sigma_n \vec{E} + eD_n \nabla n'; \quad \sigma_n = e\mu_n n \end{aligned}$$

З цих рівнянь в одновимірному випадку отримаємо

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_n n F + D_n \frac{\partial n'}{\partial z} \right)$$

Якщо знехтувати ємністю збідненого шару по відношення до ємності оксидного шару, то

$$F_s = -\frac{\partial V_s}{\partial z} = \frac{e}{C_{ox}} \frac{\partial n'}{\partial z}$$

Дві останні формули дають

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{e\mu_n n'}{C_{ox}} + D_n \right) \frac{\partial n'}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} D_{ef} \frac{\partial n'}{\partial z}; \quad \text{де } D_{ef} = \frac{e\mu_n n'}{C_{ox}} + D_n \approx \frac{e\mu_n n'}{C_{ox}}$$

Задача 2. . Чи можна за допомогою дифузійної довжини носіїв оцінювати граничну відстань між затворами ПЗЗ?

Розв'язок задачі 2. .

Користуючись результатами попередньої задачі, запишемо

$$\frac{\Delta x_{i,i+1}}{L_{Dn}} = \left(\frac{D_{n,ef}}{D_n} \right)^{1/2} = \left(\frac{e^2 n'}{k_B T C_{ox}} \right)^{1/2} > 1,5$$

Задача 2. . Знайдіть залежність дрейфової швидкості від напруженості електричного поля та температури.

ЗМІСТ

	ПЕРЕДМОВА.....	
Глава 1	ФУНКЦІОНАЛЬНА ЕЛЕКТРОНІКА.....	3 стр
1.1	Визначення та загальні особливості.....	3
1.2	Контрольні запитання та задачі.....	5
Глава 2	ЗАРЯДОВІ ДИНАМІЧНІ НЕОДНОРІДНОСТІ.....	6
2.1	Зарядові динамічні неоднорідності.....	6
2.2	Генерація та детектування зарядових неоднорідностей.....	7
2.3	Лінії затримки.....	13
2.2	Прилади з зарядовим зв'язком.....	17
2.3	Функціональні елементи на основі діода Ганна.....	22
2.4	Контрольні запитання та задачі.....	25
	Література.....	28
Глава 3	АКУСТОЕЛЕКТРОНІКА.....	29
3.1	Вступ.....	29
3.2	Взаємодія електричних коливань з акустичними.....	30
3.3	Генератори та приймачі об'ємних акустичних хвиль.....	32
3.3.a	Кварцовий резонатор.....	33
3.3.b	П'єзонапівпровідникові перетворювачі.....	35
3.4	П'єзотрансформатор або п'єзер.....	35
3.5	Генерація та прийом поверхневих акустичних хвиль.....	37
3.5.a	Збудження ПАХ.....	37
3.5.b	Прийом ПАХ.....	38
3.6	Розповсюдження акустичних хвиль. Лінії затримки.....	38
3.7	Лінії затримки на об'ємних акустичних хвилях.....	39
3.8	Лінії затримки на поверхневих акустичних хвилях.....	40
3.8.a	Однопрохідні та багатопрохідні лінії затримки на ПАХ.....	40
3.8.b	Дисперсійні лінії затримки ПАХ.....	41
3.8.v	Смугові фільтри.....	43
3.8.g	Стабілізовані ПАХ-генератори.....	44
3.9	Нелінійна взаємодія.....	45
3.9.a	Концентраційна нелінійність.....	46
3.4.b	Акустоелектронна взаємодія.....	47
3.10	Контрольні запитання та задачі.....	50
	Література.....	52
Глава 4	АКУСТООПТИКА.....	53
4.1	Вступ.....	53
4.2	Джерела світла. Когерентність світла.....	56
4.3	Акустооптична рефракція.....	60
4.4	Акустооптична дифракція.....	61
4.3.a	Дифракція Рамана-Натта.....	62
4.3.b	Дифракція Брегга.....	62
4.5	Дифракція на поверхневих акустичних хвилях.....	65
4.6	Розсіяння світла Мандельштама-Брилюєна.....	66
4.7	Нелінійні акустооптичні ефекти.....	66
4.8	Акустооптичні прилади.....	66
4.9	Контрольні запитання та задачі.....	70
	Література.....	75
Глава 5	ОПТОЕЛЕКТРОНІКА.....	76
5.1	Визначення оптоелектроніки.....	76
5.2	Класифікація оптоелектронних систем.....	
5.3	Контрольні запитання та задачі.....	
	Література.....	79
Глава 6	ДЖЕРЕЛА НЕКОГЕРЕНТНОГО СВІТЛА.....	82

	6.1	Основні вимоги.....	82
	6.2	Світлодіоди.....	84
	6.3	Світлодіоди на гетеропереходах.....	
	6.4	Матриці світлодіодів.....	
	6.5	Внутрішня модуляція.....	
	6.6	Шуми.....	
	6.7	Контрольні запитання та задачі.....	
		Література.....	
Глава 7		ДЖЕРЕЛА КОГЕРЕНТНОГО СВІТЛА.....	
	7.1	Напівпровідникові лазери.....	
	7.1.1	Будова лазерів.....	
	7.1.2	Активне середовище (робоче тіло).....	
	7.1.3	Накачка.....	
	7.1.4	Оптичний резонатор.....	
	7.2	Пороговий струм накачки.....	
	7.3	Оптична ефективність. Коефіцієнт корисної дії.....	
	7.4	Вплив температури.....	
	7.5	Електронне та оптичне обмеження.....	
	7.5.1	Електронне обмеження.....	
	7.5.2	Оптичне обмеження.....	
	7.5.3	Подвійне обмеження та смужкові лазери.....	
	7.6	Внутрішня модуляція.....	
	7.7	Властивості інжекційних лазерів.....	
	7.8	Інжекційні лазери з квантовими розмірними ефектами.....	
	7.9	Лазери з надгратками.....	
	7.10	Шуми напівпровідникових лазерів.....	
	7.11	Контрольні запитання та задачі.....	
		Література.....	
Глава 8		ОПТИЧНА БІСТАБІЛЬНІСТЬ.....	
	8.1	Оптична бістабільність (гістерезис).....	
	8.2	Можливі застосування.....	
	8.3	Контрольні запитання та задачі.....	
		Література.....	
Глава 9		ФОТОДЕТЕКТОРИ.....	
	9.1	Основні властивості. Матриці.....	
	9.2	Фоторезистори.....	
	9.3	Фотодіоди.....	
	9.4	Гетеропереходи в фотодетекторах.....	
	9.5	Фотодіоди з надгратками.....	
	9.6	PIN діоди.....	
	9.7	Лавинні фотодіоди.....	
	9.8	Варизонний лавинний фотодіод.....	
	9.9	Лавинний фотодіод на надгратках.....	
	9.10	Фото ПЗЗ структури.....	
	9.11	Шуми фотодетекторів.....	
	9.12	Контрольні запитання та задачі.....	
		Література.....	
Глава 10		РОЗПОВСЮДЖЕННЯ СВІТЛА. СВІТЛОВОДИ.....	
	10.1	Загальні властивості.....	
	10.2	Збудження світлових хвиль в світловодах.....	
	10.3	Плівкова специфіка.....	
	10.3.1	Структурна специфіка.....	
	10.3.2	Функціональна специфіка.....	
		Контрольні запитання та задачі.....	

		Література.....
Глава 11		УПРАВЛІННЯ СВІТЛОВИМИ ПОТОКАМИ.....
	11.1	Мета та фізичні процеси.....
	11.2	Внутрішня модуляція.....
	11.3	Зовнішня модуляція.....
	11.4	Дефлекція.....
	11.5	Просторово-часова модуляція. Активні оптичні середовища.....
	11.6	Контрольні запитання та задачі.....
		Література.....
Глава 12		ІНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧНІ СХЕМИ.....
	12.1	Класифікація.....
	12.2	Пасивні елементи.....
	12.3	Елементи управління.....
	12.4	Елементи перетворення енергії.....
	12.4	Контрольні запитання та задачі.....
		Література.....
Глава 13		ДИСПЛЕЇ ТА ІНДИКАТОРИ.....
	13.1	Вступ. Фізичні властивості.....
	13.2	Приклади.....
	13.3	Контрольні запитання та задачі.....
		Література.....
Глава 14		НАДІЙНІСТЬ.....
	14.1	Основні положення.....
	14.2	Контрольні запитання та задачі.....
		Література.....
		ЗАКЛЮЧЕННЯ.....
		ДОДАТКИ.....
		СПИСОК НАЙБІЛЬШ ЧАСТО ВЖИВАНИХ
		ПОЗНАЧЕНЬ.....
		ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК.....