

621.383/075)

С 30

М.М. Семеренко

**ОПТОЕЛЕКТРОНІКА**

3454-26

Міністерство освіти і науки України  
Вінницький державний технічний університет

М.М. Семеренко

## ОПТОЕЛЕКТРОНІКА

НТБ ВНТУ



3454-26

621.383(075) С 30 2003

Семеренко М.М. Оптоелектроніка

Затверджено Ученою радою Вінницького державного технічного університету як навчальний посібник для студентів бакалаврського напрямку. Протокол № 5 від 26.12.2002 року.

Вінниця ВДТУ 2003

## Рецензенти:

*В.П. Кожем'яко*, доктор технічних наук, професор  
*П.М. Зузяк*, доктор фізико-математичних наук, професор  
*Г.І. Гаврилюк*, кандидат технічних наук, доцент

Рекомендовано до видання Ученою радою Вінницького державного технічного університету.

**Семеренко М.М.**

С 30 **Оптоелектроніка.** Навч. посібник / М.М. Семеренко. - Вінниця: ВДТУ, 2003. - 125 с.

В посібнику, з єдиних системних позицій, розглядаються загальні теоретичні основи фізичних процесів, які є характерними для оптоелектронних об'ємних і інтегральних приладових структур, і, на їх основі, аналізуються конструктивні і технологічні особливості та характеристики основних типів оптоелектронних приладів.

Посібник розроблений у відповідності з планом кафедри та програми до дисципліни "Оптоелектроніка". Розрахований для студентів електронних спеціальностей всіх форм навчання.



## ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА.....	4
Перелік основних позначень.....	5
ВСТУП.....	9
1. ПРИРОДА І ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ СВІТЛА.....	10
1.1. Роль оптоелектроніки в сучасній науці та техніці.....	10
1.2. Електромагнітні властивості світла.....	12
1.3. Елементи геометричної оптики.....	20
1.4. Особливості розповсюдження світла в матеріальному середовищі.....	26
1.5. Параметри оптичного випромінювання.....	37
2. ГЕНЕРАЦІЯ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	42
2.1. Джерела оптичного випромінювання.....	42
2.2. Умови оптичної генерації в твердих тілах.....	44
2.3. Люмінісценція.....	51
2.4. Випромінюючі діоди.....	54
2.5. Лазери.....	60
3. ФОТОПЕРЕТВОРЮВАЧІ.....	68
3.1. Фотоелектричне перетворення.....	68
3.2. Фотодіоди.....	74
3.3. Фотоприймачі з внутрішнім підсиленням.....	80
3.4. Багатоселементні фотоприймачі.....	84
4. ОПТИЧНІ ЛІНІЇ З'В'ЯЗКУ.....	87
4.1. Оптичні хвильоводи.....	87
4.2. Волоконно-оптичні лінії зв'язку.....	89
4.3. Оптичні мікрохвильоводи.....	94
4.4. Комутаційні елементи.....	100
5. ОПТОЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ.....	102
5.1. Принципи інтеграції елементів бази ОЕП.....	102
5.2. Оптрони.....	105
5.3. Компоненти ОЕП.....	111
5.4. Основи моделювання ОЕП.....	117
ПІСЛЯМОВА.....	122
ЛІТЕРАТУРА.....	123

## ПЕРЕДМОВА

В сучасних приладових технологіях все більшого значення отримують прилади, які суттєво розширюють можливості створення і ресстрації зміни сигналів та їх обробку. Такі технології вже в принципі неможливі без використання оптоелектронних засобів. Вони також дозволяють значно підвищити інформаційні характеристики систем і зменшити витрати на їх виготовлення та експлуатацію.

В основі розробки оптоелектронних приладів (ОЕП) лежить аналіз фізичних явищ і процесів в них, який дозволяє створити методи і засоби для їх розрахунку і побудови. В сучасній теорії для їх опису використовуються методи математичного аналізу, фізики напівпровідників, фізики твердого тіла, геометричної оптики, прикладної електродинаміки та ін. Тому знання теорії оптоелектронних процесів відіграє все більшу роль у підготовці фахівців в галузі електроніки.

Розробкою ОЕП різного призначення займається велика кількість спеціалістів, однак в навчальній і науково-технічній літературі по ОЕП ще відсутнє достатньо повне і систематизоване викладення основ їх розробки та аналізу.

Велика різноманітність ОЕП і їх широке застосування в різних областях науки і техніки приводить до недоцільності, в рамках одного курсу і одного навчального посібника, намагатися навести повну фізичну теорію за всіма типами ОЕП. Тому в даному посібнику з єдиних системних позицій розглядаються загальні для більшості ОЕП теоретичні основи процесів, які є характерними для оптоелектронних об'ємних і інтегральних приладових структур, і, на їх основі, аналізуються конструктивні і технологічні особливості та характеристики основних типів ОЕП.

Поданий матеріал викладений у п'яти главах і досить повно характеризується змістом.

Для самостійної роботи можна додатково використовувати наведену літературу, в якій містяться більш розширені формулювання певних задач, що стоять і на яких ґрунтується вивчення дисципліни, і яка може допомогти в поглибленні знань з оптоелектроніки.

## Перелік основних позначень

- A, B - амплітуда електромагнітної хвилі, точка, апертура, ослаблення оптичного сигналу;
- B - магнітна індукція;
- C - константа;
- $C_{\text{д}}$ ,  $C_{\text{бар}}$ ,  $C_{\text{диф}}$  - ємності діода: сумарна, бар'єрна, дифузійна;
- c - швидкість світла у вакуумі;
- d - товщина;
- D - індукція електричного поля;
- D - розмір випромінювальної апертури;
- $D_n$ ,  $D_p$  - коефіцієнти дифузії електронів, дірок;
- e - заряд електрона, основа натурального логарифму;
- E - енергія, освітленість;
- E' - енергія електрона в зоні провідності до рекомбінації;
- $E^*$ ,  $E_n$ ,  $E_p$ ,  $\Delta E$  - енергія: активації, накачки, фотона, що виділяється в процесі рекомбінації;
- $E_0$ ,  $E_1$ ,  $E_2$  - енергія рівня: основного, метастабільного, смуги поглинання;
- $E_c$ ,  $E_v$  - енергетичний рівень: дна зони провідності, дозволений, вершина валентної зони;
- $E_g$  - ширина забороненої зони;
- $E_{(0)}$  - амплітуда електричного поля хвилі;
- $E$ ,  $E_0$  - напруженість електричного поля, амплітуда напруженості електричного поля;
- $F(k)$  - залежність амплітуди від хвильового числа;
- $\hat{H}$  - гамільтоніан;
- $H$ ,  $H_0$  - напруженість магнітного поля, амплітуда напруженості магнітного поля;
- H - світлова експозиція;
- $h$ ,  $\hbar$  - стала Планка;
- $G_0$  - кількість генерованих електронно-діркових пар;
- $G_n^0$  - інтенсивність рівноважної генерації;
- g - об'ємна швидкість генерації носіїв, коефіцієнт збирання носіїв;
- i - струм;
- $i_n$ ,  $i_p$  - електронна та діркова складові струму;
- $i_s$ ,  $i_t$ ,  $i_f$  - повний струм насичення, струм темновий, фотострум;
- $i_x$ ,  $i_y$ ,  $i_z$  - орти;
- I - струм, інтенсивність випромінювання;
- $I_R$  - інтенсивність відбитого світла;
- $I_D$ ,  $I_{mp}$  - струм діода (накачки), прямий струм;
- $I_0$  - тепловий струм, енергетична сила точкового джерела випромінювання;

- $I_{\lambda}$  - інтенсивність люмінесценції;
- $j$  - густина струму, уявна одиниця;
- $j_s, j_f$  - густина повного струму насичення, фотоструму;
- $K$  - коефіцієнт світловіддачі;
- $k$  - хвильове число у вакуумі, стала Больцмана;
- $k_c$  - хвильове число у середовищі;
- $k_n, k_v, k_s$  - хвильові числа у середовищах падаючої, відбитої і заломленої хвиль;
- $k_0$  - змінна;
- $\mathbf{k}$  - вектор, хвилевий вектор;
- $L$  - яскравість, довжина;
- $L_n, L_p$  - дифузійна довжина електронів, дірок;
- $l$  - довжина, відстань;
- $l_{\phi}$  - середня довжина вільного пробігу фотона в поглинальному середовищі;
- $I$  - вектор, промінь;
- $m$  - маса, маса електрона, порядок інтерференції, номер моди, число, поправковий коефіцієнт;
- $m^*$  - ефективна маса вільних носіїв заряду;
- $M$  - світимість;
- $N$  - поглинальний центр;
- $N_{\phi}$  - кількість фотонів, які проникають в напівпровідник;
- $N_c$  - кількість розділених полем р-п переходу носіїв заряду;
- $N_{e, kv}, N_{inf, kv}$  - кількість квантів емітованих, генерованих;
- $n$  - показник заломлення середовища, нормаль, число;
- $n, p$  - концентрації нерівноважних носіїв заряду;
- $n_i$  - власна концентрація носіїв заряду;
- $n_0, p_0$  - концентрації рівноважних носіїв заряду;
- $\Delta n, \Delta p$  - концентрації надлишкових носіїв заряду;
- $n_p, p_n$  - концентрації електронів в р-області, дірок в n-області;
- $\bar{n}$  - концентрація збуджених електронів в початковий момент часу;
- $\Delta n(0)$  - надлишкова концентрація електронів в початковий момент часу;
- $P$  - потужність;
- $P_{vib}$  - потужність вихідного випромінювання;
- $P_{int}$  - потужність випромінювання, яке генерується в середині кристалу;
- $P_r$  - імовірність рекомбінації;
- $P_{re}, P_{rn}$  - імовірності рекомбінаційних переходів безвипромінювальних, випромінювальних;
- $P_{r0}$  - коефіцієнт рекомбінації, що не залежить від температури;
- $p, p', Q$  - квазіімпульс електрона в зоні провідності після рекомбінації, до рекомбінації, переданий електроном кристалічній ґратці;
- $Q$  - добротність;

- $q$  - заряд;  
 $r$  - радіус, циліндрична координата;  
 $\mathbf{r}$  - радіус-вектор;  
 $R$  - швидкість (інтенсивність) рекомбінації, коефіцієнт відбиття;  
 $R_{\lambda}$  - коефіцієнт відбиття на довжині хвилі  $\lambda$ ;  
 $R_0$  - швидкість рекомбінації електронно-діркових пар;  
 $R_v^0$  - густина енергії рівноважного випромінювання,  
інтенсивність процесу випромінювальної рекомбінації;  
 $R_{\pi}^0$  - кількість квантів, що поглинаються в одиниці об'єму  
за одиницю часу;  
 $\Delta R$  - зміна швидкості рекомбінації;  
 $S$  - площа, поверхня;  
 $S_E$  - ефективна швидкість емісії дірок;  
 $u$  - напруга, число;  
 $U_{\text{вент}}$  - вентиляльна фото-ЕРС;  
 $T$  - період електромагнітної хвилі, коефіцієнт пропускання,  
температура;  
 $t$  - час, час життя електрона на збудженому рівні центра;  
 $t_n, t_p$  - час дрейфу носіїв заряду;  
 $v, v_r$  - швидкість, групова швидкість;  
 $\alpha$  - кут, коефіцієнт поглинання;  
 $\beta$  - квантовий вихід фотоіонізації, коефіцієнт підсилення струму;  
 $\gamma_r$  - коефіцієнт рекомбінації;  
 $\gamma_{\text{тб}}, \gamma_{\text{тв}}$  - коефіцієнт рекомбінації безвипромінювальної,  
випромінювальної;  
 $\gamma$  - згасання електромагнітних хвиль, частка непрорекомбінованих пар носіїв заряду, що прийшли до  $p$ - $n$  переходу;  
 $\gamma_k$  - коефіцієнт інжекції  $p$ - $n$  переходу;  
 $\Delta$  - оптична довжина шляху хвилі, різниця ходу променів;  
 $L_r$  - геометрична відстань яку проходить хвиля в середовищі;  
 $\epsilon_0$  - діелектрична стала (проникність вакууму);  
 $\epsilon$  - діелектрична проникність середовища;  
 $\epsilon_r$  - відносна діелектрична проникність;  
 $\epsilon(x, y, z)$  - діелектрична проникність середовища в точці  $(x, y, z)$ ;  
 $\eta$  - ефективність, квантовий вихід люмінесценції, ККД, змінна;  
 $\eta_{\text{вн}}, \eta_{\text{зонн}}, \eta_{\text{д}}$  - квантова ефективність внутрішня, зовнішня, диференціальна;  
 $\eta_{\text{опт}}$  - оптична ефективність;  
 $\theta, \theta_c$  - кут, критичний кут;  
 $\theta_{\text{л}}, \theta_{\text{в}}, \theta_s$  - кут хвилі падаючої, відбитої, заломленої;  
 $\lambda, \lambda_c$  - довжина електромагнітної хвилі в вакуумі, в середовищі;  
 $\lambda_0, \lambda_m$  - довжина електромагнітної хвилі резонансна, моди;  
 $\Delta\lambda$  - діапазон довжин хвиль;



- $\mu_0$  - магнітна стала (проникність вакууму);
- $\mu$  - магнітна проникність середовища;
- $\mu_r$  - відносна магнітна проникність середовища;
- $\mu(x, y, z)$  - магнітна проникність середовища в точці  $(x, y, z)$ ;
- $\mu_n, \mu_p$  - рухомість носіїв заряду;
- $\tau$  - постійна часу, час життя, частотний коефіцієнт;
- $\tau_n, \tau_p$  - час життя носіїв заряду;
- $\tau_{\text{житт}}$  - час життя миттєвий;
- $\tau_\mu$  - діелектричний, або максвеллівський, час релаксації;
- $\tau_n, \tau_p$  - час життя неосновних носіїв, зумовлений випромінювальними чи безвипромінювальними переходами;
- $\tau_{\text{рв}}, \tau_{\text{рб}}$  - час життя рекомбінації: випромінювальної, безвипромінювальної;
- $\tau_{\text{нр}}, \tau_{\text{пр}}$  - час життя нерівноважних носіїв заряду при міжзонній випромінювальній рекомбінації;
- $\Phi_1$  - температурний потенціал;
- $\Phi_{\text{хх}}$  - величина напруги холостого ходу або фото-ЕРС;
- $\Phi_k$  - контактна різниця потенціалів;
- $\nu$  - частота коливань (лінійна), частота випромінювання;
- $\rho$  - густина просторового заряду;
- $\rho_0$  - густина об'ємного заряду в початковий момент часу;
- $\delta$  - різниця фаз, товщина області;
- $\sigma$  - питома провідність;
- $\sigma_0$  - власна провідність;
- $\sigma_t, \sigma_f, \sigma_{\text{ст}}$  - темнова провідність, фото- і стаціонарна фотопровідності;
- $f, F$  - функція;
- $\Phi$  - світловий потік;
- $\psi$  - власна хвилева функція;
- $\omega$  - частота коливань (циклічна);
- $\omega_0, \omega_m$  - резонансна частота, частота моди;
- $\Delta\omega$  - частотний інтервал;
- $\Omega$  - тілесний кут;
- $\omega t, kr, \varphi$  - фаза хвилі;
- $x, y, z$  - одиничні вектори;
- $\xi_\omega$  - уявна частина показника заломлення середовища.

## ВСТУП

Оптоелектроніка знайшла широке розповсюдження в багатьох технічних та побутових областях [1-5]. Переваги оптоелектронних приладів, в порівнянні зі звичайними електронними, обумовлені специфічними особливостями електромагнітних хвиль оптичного діапазону і відмінними властивостями фотонів від електронів і дірок як носіїв інформації.

Оптоелектронні прилади є складними системами, що складаються з оптичних, електронних і конструктивно-механічних ланок. Деякі розходження в принципах розробки і роботи цих ланок, у способах обробки сигналів в них, а також різні умови експлуатації ОЕП обумовлюють складність і багаторівневість процесу їх розробки і вимагають ретельного аналізу як умов роботи ОЕП, так і їх конструктивно-технологічних особливостей.

Сучасні ОЕП, переважним чином, виконуються на основі об'єднання оптичної та електронної частин, в яких основні електрофізичні процеси протікають за участю електричних і оптичних носіїв заряду. Вони будуються на основі використання фізичних явищ у твердих тілах [5-8] і технічно найчастіше реалізуються на конструктивно-технологічних засадах сучасної мікроелектроніки. Тому метою курсу "Оптоелектроніка" є послідовне вивчення фізичних процесів взаємодії світла з речовиною і електричними носіями заряду, на основі яких будуються принципи побудови різних типів ОЕП.

Як і усяка фізична наука, оптоелектроніка теоретично оперує не справжніми реальними процесами і приладовими структурами, а їх деякими ідеальними моделями, які за можливістю включають певні, основні для даного дослідження властивості ОЕП. Слід відмітити складність побудови ефективних моделей ОЕП, особливо при інтегральному виконанні прилада.

Рациональні і ефективні математичні моделі дають можливість створити надійний чисельний метод для розрахунку структури і параметрів ОЕП, тому вони представляють собою велику практичну цінність.

При теоретичному аналізі процесів, у відповідності до загальносистемного принципу [6-9], всі ОЕП можна розділити на три основних групи: прилади, які перетворюють електричну енергію в оптичне випромінювання (оптичні генератори); прилади, які перетворюють оптичні сигнали за рахунок електронних процесів в електричну енергію (фотоприймачі); прилади, які забезпечують інформаційне перетворення оптичного випромінювання (оптоелектронні перетворювачі).

У відповідності до такого поділу і буде розглядатися подальший матеріал, відносно типів і особливостей ОЕП.

# 1 ПРИРОДА І ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ СВІТЛА

## 1.1 Роль оптоелектроніки в сучасній науці та техніці

В сучасному виробництві оптичні явища, разом з новітніми досягненнями мікроелектроніки, стали одним з головних джерел науково-технічного прогресу в приладобудуванні [1-6].

Необхідність розвитку оптоелектроніки викликана тим, що звичайна електроніка вже в принципі не може вирішити питання подальшої мініатюризації, підвищення надійності і зменшення споживаної потужності електронних приладів. Найбільш актуальні і складні питання пов'язані з розпізнаванням об'єктів. Вирішення таких питань відбувається послідовним, або паралельним веденням обробки інформації.

Великого поширення ОЕП отримали при проведенні контрольно-вимірювальних операцій в різних виробничих галузях і в спектральному аналізі.

Оптоелектроніка відкриває реальні перспективи для вирішення цих проблем шляхом заміни електричних носіїв заряду квантами світла.

В ОЕП світловий промінь виконує функції управління, перетворення і зв'язку аналогічно до електричного сигналу в звичайних ЕП.

Використання оптичних сигналів має ряд переваг, які пов'язані з їх відмінністю від електричних.

До основних переваг можна віднести:

- односторонність, повне гальванічне розв'язування і узгодження електричних кіл між входом і виходом електронної системи, які базуються на електричній нейтральності фотонів і односторонності оптичних сигналів;
- значно більшу інформативну ємність оптичного каналу, яка обумовлена більш високою частотою світлових коливань ( $10^{13}$ - $10^{15}$  Гц), що в  $10^3$ - $10^5$  разів вище, ніж частота коливань сигналу в ЕП. Тому, що за рахунок менших довжин хвиль  $\lambda$  світлових коливань забезпечуються більш висока щільність запису інформації (до  $10^8$  біт/см<sup>2</sup>);
- можливість передачі електромагнітної енергії в задану просторову область з малими втратами через односторонність світлового потоку, що дозволяє скеровувати оптичний промінь тільки на необхідні фоточувливі ділянки приймальної структури;
- вибірковість оптичного зв'язку, яка визначається шириною спектральних ліній ( $10^{-9}$ - $10^{-10}$  м);
- кращу заводостійкість і можливість одночасної передачі великої кількості оптичних сигналів тому, що в оптичному каналі зв'язку носіями інформації є електрично нейтральні фотони, які не взаємодіють між собою в світловому потоці і не створюють електричні та магнітні поля, які в електричних колах призводять до появи паразитних явищ;

- можливість подвійної паралельної обробки інформації за рахунок використання подвійної (часової і просторової) модуляції світлового променя;

- значно менші масогабаритні параметри через застосування елементів, які працюють на більш високих частотах тому, що чим більша робоча частота, тим менші розміри складових елементів;

- можливість значного спрощення процесів контролю роботи системи за рахунок оперування безпосередньо зоровими образами (візуалізація електричних сигналів в схемах).

Недоліком ОЕП, в порівнянні з ЕП, є, як правило, необхідність підсилення електричних сигналів після фотоперетворення.

При розробці ОЕП необхідно розглядати процеси генерації оптичного випромінювання, розповсюдження оптичних сигналів в різних середовищах і конструкціях, підсилення та перетворення в середовищах з керованими оптичними і електричними властивостями та перетворення оптичного сигналу в електричний.

На основі проведеного аналізу, з позицій вибору і обґрунтування вихідних даних при моделюванні, виготовленні і аналізу складових елементів оптичної системи, можна скласти загальну схему створення, передачі і перетворення оптичного випромінювання (ОВ) (рис. 1.1).

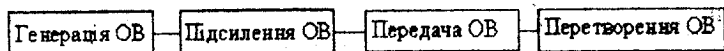


Рисунок 1.1

Відповідно до цих складових, розвиток оптоелектроніки відбувається за декількома напрямками.

Головним напрямком, від якого залежать всі інші, є розробка генераторів оптичного випромінювання.

Оптичний напрямок включає ефекти взаємодії твердого тіла з електромагнітним випромінюванням і складається з голографії, фотохімії і електрооптики. Він забезпечує реалізацію пристроїв пам'яті високої ємності, пристроїв розпізнавання об'єкту і керованих функціональних оптичних середовищ.

В напрямку електронної оптики застосовуються принципи фотоелектричного перетворення в твердому тілі, які найчастіше реалізуються через внутрішній фотоэффект, з одного боку, і електролюмінесценцію з другого.

Для теоретичного аналізу процесів, які лежать в основі роботи складових оптоелектронних систем, необхідно провести повний огляд електромагнітних процесів в їх елементах. При цьому обов'язково треба враховувати, що оптичне випромінювання має подвійний характер (дуалізм) і визначається як хвильовими так і квантовими явищами.

Ефективність роботи ОЕП залежить від режимів протікання оптичних і електричних процесів в них. Для описання і моделювання електричних процесів використовують певні фізичні поняття і закони електромагнітної і квантової теорії.

В свою чергу, оптичне випромінювання теж характеризується певними поняттями, законами, параметрами і характеристиками.

## 1.2 Електромагнітні властивості світла

Світло - це електромагнітні коливання з довжинами хвиль  $\lambda$  від 10 нм до 1 мм [1, 2, 11-17].

Діапазон електромагнітних хвиль, який розрізняє око людини, знаходиться в межах

$$\lambda = 0.38 \div 0.76 \text{ мкм.} \quad (1.1)$$

Відповідно до цього, в оптоелектроніці весь оптичний діапазон електромагнітних хвиль поділяють на три частини: видимий діапазон випромінювання ( $\lambda = 0.38 \div 0.76 \text{ мкм}$ ), ультрафіолетовий діапазон ( $\lambda = 10 \text{ нм} \div 0.38 \text{ мкм}$ ) і інфрачервоний діапазон ( $\lambda = 0.76 \text{ мкм} \div 1 \text{ мм}$ ).

В оптоелектроніці із всього спектру електромагнітних коливань найчастіше використовується діапазон довжин хвиль  $\lambda = 400 \text{ нм} \div 1.6 \text{ мкм}$ , який включає в себе і видиму частину спектра.

Сучасний оптичний зв'язок використовує діапазони довжин хвиль  $\lambda = 0.8 \div 9 \text{ мкм}$  та  $\lambda = 1.3 \div 1.6 \text{ мкм}$ .

Важливими параметрами електромагнітної хвилі є її період  $T$ , частота  $\nu$  і амплітуда  $A$  (рис.1.2).

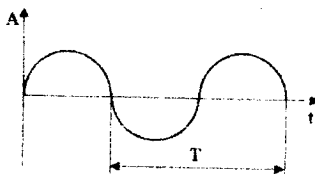


Рисунок 1.2

Для визначення частоти оптичних коливань виразимо довжину хвилі через період її коливання:

$$\lambda = cT, \quad (1.2)$$

де  $c$  - швидкість світла в вакуумі,

$$c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}, \quad (1.3)$$

$\epsilon_0$  і  $\mu_0$  – електрична і магнітна сталі вакууму, відповідно.

Частота електромагнітних коливань обернено пропорційна їх періоду:

$$\nu = 1/T. \quad (1.4)$$

Це лінійна частота, яка виражається в герцах.

В оптиці використовується також поняття кругової частоти, яка визначається як:

$$\omega = 2\pi\nu, \text{ або } \omega = 2\pi/T. \quad (1.5)$$

Використавши залежності (1.1) - (1.5), для границь видимого діапазону, отримуємо:

$$\nu = (4 \div 8) \cdot 10^{14} \text{ Гц}; \quad \omega = (2 \div 5,0) \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}.$$

Відповідно до квантової теорії, електромагнітне випромінювання представляється у вигляді порцій енергії (квантів).

Енергія  $E$  кванта випромінювання пов'язана з його лінійною частотою формулою:

$$E = h\nu, \quad (1.6)$$

де  $h$  - стала Планка,  $h = 6.62 \cdot 10^{-34}$  Дж·с.

При використанні іншої сталої Планка -  $\hbar$ , вона визначається аналогічно до визначення кругової частоти залежністю:

$$\hbar = h/2\pi = 1.05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж·с}. \quad (1.7)$$

При застосуванні залежності (1.7), енергія кванта випромінювання пов'язана з його круговою частотою формулою:

$$E = \hbar\omega. \quad (1.8)$$

Кванти оптичного випромінювання видимого діапазону називаються фотонами.

Енергія фотонів, в залежності від частоти випромінювання, знаходиться в межах:

$$E_{\Phi} = (2,6 \div 5,2) \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = (1,6 \div 3,2) \text{ еВ}.$$

Природу і поведінку електромагнітних хвиль будь-якої форми можна описати рівняннями Максвелла.

При відсутності струмів ( $\mathbf{j} = 0$ ) і зарядів ( $\rho = 0$ ) вони мають такий вигляд:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \partial \mathbf{D} / \partial t, & \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\partial \mathbf{B} / \partial t, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, & \operatorname{div} \mathbf{D} &= 0, \end{aligned} \quad (1.9)$$

де  $\mathbf{E}$  – напруженість електричного поля,  $\mathbf{D}$  – індукція електричного поля,  $\mathbf{B}$  – магнітна індукція,  $\mathbf{H}$  – напруженість магнітного поля;

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}. \quad (1.10)$$

Для скалярної функції  $\Phi$  хвильове рівняння буде мати вигляд:

$$\nabla^2 \Phi - (1/c^2)(\partial^2 \Phi / \partial t^2) = 0. \quad (1.11)$$

Повне загальне розв'язання цього рівняння дуже складне. Найпростіше, яке найчастіше застосовується в оптоелектроніці, для випадку, коли  $\Phi$  залежить тільки від однієї з декартових координат, наприклад  $z$ .

Тоді  $\Phi = \Phi(z, t)$ , а це означає, що  $\Phi$  має постійне значення в точках, площини яких перпендикулярні до осі  $Z$ .

Для цього випадку рівняння (1.11) приймає вигляд:

$$(\partial^2 \Phi / \partial z^2) - (1/c^2)(\partial^2 \Phi / \partial t^2) = 0. \quad (1.12)$$

Вводячи нові незалежні змінні:

$$\xi = z - ct, \quad \eta = z + ct,$$

отримаємо рівняння:

$$\partial \Phi / \partial z = (\partial \Phi / \partial \xi)(\partial \xi / \partial z) + (\partial \Phi / \partial \eta)(\partial \eta / \partial z) = \partial \Phi / \partial \xi + \partial \Phi / \partial \eta \quad (1.13)$$

$$\partial \Phi / \partial t = (\partial \Phi / \partial \xi)(\partial \xi / \partial t) + (\partial \Phi / \partial \eta)(\partial \eta / \partial t) = -c \partial \Phi / \partial \xi + c \partial \Phi / \partial \eta. \quad (1.14)$$

Рівняння (1.13) і (1.14) є основою для загального розв'язання рівняння (1.12), яке може бути записано у вигляді:

$$\Phi_{(z,t)} = \Phi_1(z + ct) + \Phi_2(z - ct). \quad (1.15)$$

Функція  $\Phi_1(z + ct)$  описує хвилю довільної форми, яка рухається з швидкістю  $c$  в напрямку від'ємних значень осі  $Z$ . Функція  $\Phi_2(z - ct)$  описує хвилю довільної форми, яка рухається з швидкістю  $c$  в напрямку додатних значень осі  $Z$ .

Значення  $\Phi_1$  і  $\Phi_2$  в кожній точці хвилі і форма хвилі не змінюються в процесі руху.

Якщо значення функції  $\Phi$  для фіксованих  $z$  і  $t$  є постійним на площині, яка є перпендикулярною до осі  $Z$ , то така хвиля називається плоскою.

Якщо  $\Phi_1$  і  $\Phi_2$  в (1.15) є гармонічними функціями свого аргумента, то хвиля називається гармонічною.

Для спрощення розрахунків в оптоелектроніці, оптичне випромінювання від джерела, яке знаходиться в нескінченності відповідно до точки його ресстрації, за формою розглядається як плоска монохроматична хвиля.

Кожна монохроматична оптична хвиля складається з електромагнітних гармонічних коливань з однаковою довжиною хвилі  $\lambda$ , які нескінченні в часі і мають постійні амплітуду, фазу і частоту.

Гармонічну функцію  $\Phi_2$  можна записати у вигляді:

$$\Phi_2(z - ct) = \Phi_2[-c(t - z/c)] = A \cos[\omega(t - z/c)], \quad (1.16)$$

де  $A$  – стала,  $\omega$  – частота гармонічної функції.

Хвиля, яка описується функцією:

$$\Phi(z, t) = A \cos[\omega(t - z/c)], \quad (1.17)$$

називається плоскою гармонічною хвилею. Вона розповсюджується в напрямку додатних значень осі  $Z$ . Стала  $A$  називається амплітудою хвилі, а  $\omega(t - z/c)$  – її фазою.

Через те, що хвиля рухається, її називають також біжучою.

Аналогічний (1.17) вираз для хвилі можна написати з використанням синуса:

$$\Phi(z, t) = B \sin[\omega(t - z/c)]. \quad (1.18)$$

Загальний вираз для біжучої хвилі, яка розповсюджується в позитивному напрямку осі  $Z$ , має вигляд:

$$\Phi(z, t) = A \cos[\omega(t - z/c)] + B \sin[\omega(t - z/c)]. \quad (1.19)$$

Вибором відповідного відліку часу біжучу плоску хвилю завжди можна представити у вигляді (1.16) або аналогічним виразом з використанням синуса (1.17).

Хвиля, яка розповсюджується в напрямку від'ємних значень осі  $Z$  описується функцією:

$$\Phi(z, t) = A \cos[\omega(t + z/c)] + B \sin[\omega(t + z/c)]. \quad (1.20)$$



На рисунку 1.2 зображена плоска гармонічна хвиля в часі  $t$ . Якщо слідкувати з якоїсь фіксованої точки середовища, то буде спостерігатися її коливання за гармонічним законом з плином часу.

Наприклад, в точці  $z = 0$  цей закон описується функцією:

$$\Phi(0,t) = A \cos(\omega t). \quad (1.21)$$

Хвиля, у якій поверхнями постійних фаз є площини, є плоскою.

Враховуючи, що

$$\lambda = cT = 2\pi c/\omega, \quad (1.22)$$

вираз (1.16) можна записати у вигляді:

$$\Phi(z,t) = A \cos(\omega t - \omega z/c) = A \cos(\omega t - kz), \quad (1.23)$$

де

$$k = \omega/c = 2\pi/\lambda \quad (1.24)$$

- хвильове число.

Для зміни системи координат при аналізі, запишемо (1.23) за допомогою векторних позначень.

Нехай вектор  $\mathbf{k}$  дорівнює за модулем хвильовому числу і направлений паралельно осі  $Z$  в сторону додатних значень (рис. 1.3).

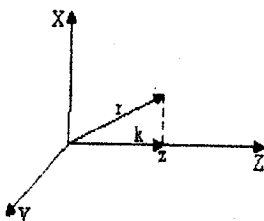


Рисунок 1.3

Такий вектор називається хвильовим.

Беручи до уваги, що  $kr = kz$ , для будь-якої точки, яка характеризується радіусом-вектором  $\mathbf{r}$ , замість (1.22) можна записати вираз:

$$\Phi(\mathbf{r},t) = A \cos(\omega t - k\mathbf{r}). \quad (1.25)$$

Ця формула не залежить від системи координат і характеризує плоску хвилю, яка розповсюджується в напрямку вектора  $\mathbf{k}$ .

Аналогічний вираз (1.25) для хвилі можна також написати з використанням синуса:

$$\Phi'(\mathbf{r},t) = A' \sin(\omega t - k\mathbf{r}). \quad (1.26)$$

Вираз (1.26), при певному початку відліку часу, може бути зведено до (1.25), оскільки

$$\sin(\alpha + \pi/2) = -\cos\alpha.$$

Вирази (1.25) і (1.26) можна представити в комплексній формі, беручи до уваги формулу Ейлера:

$$E^{j\alpha} = \cos\alpha + j \sin\alpha.$$

В цьому випадку вони будуть мати вигляд:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = A \operatorname{Re}[e^{j(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})}], \quad (1.27)$$

$$\Phi'(\mathbf{r}, t) = -A \operatorname{Im}[e^{j(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})}], \quad (1.28)$$

де  $\operatorname{Re}$  і  $\operatorname{Im}$  – реальна і уявна частини комплексного числа.

В розрахунках іноді зручно користуватися комплексним представленням плоскої хвилі у вигляді:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = A e^{j(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})}, \quad (1.29)$$

позначаючи комплексну величину тим же символом, що і дійсну.

Це спрощує написання формул і не призводить до плутанини. В тих випадках, коли плутанина все ж можлива, необхідно в явному вигляді вказувати, про яке представлення йдеться.

Величина  $A$  в (1.29) може бути як дійсною, так і уявною, а також і комплексною.

В загальному випадку вона складається з модуля і фази:

$$A = |A|e^{j\varphi}, \quad \operatorname{tg}\varphi = \operatorname{Im}A/\operatorname{Re}A, \quad (1.30)$$

де  $|A|$  – модуль амплітуди плоскої хвилі.

Вираз (1.29), з врахуванням (1.30), можна записати у вигляді:

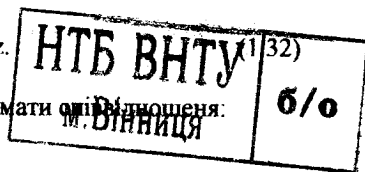
$$\Phi(\mathbf{r}, t) = |A|e^{j(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r} - \varphi)}, \quad (1.31)$$

де  $(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r} - \varphi)$  – фаза плоскої хвилі.

Структура плоскої електромагнітної хвилі аналізується з рівняння Максвелла, які можна записати в символічній формі за допомогою оператора:

$$\nabla = \mathbf{i}_x \partial/\partial x + \mathbf{i}_y \partial/\partial y + \mathbf{i}_z \partial/\partial z.$$

З використанням виразу (1.32) можна отримати такі відношення:



$$\mathbf{k}\mathbf{V} = 0 \text{ і } \mathbf{k}\mathbf{E} = 0, \quad (1.33)$$

з якого слідує, що вектори  $\mathbf{E}$  і  $\mathbf{V}$  плоскої хвилі перпендикулярні до вектора  $\mathbf{k}$ , тобто до напрямку розповсюдження.

Це означає, що електромагнітна хвиля є поперечною.

Враховуючи (1.32), можна отримати співвідношення:

$$-\mathbf{k}\mathbf{V} = \omega\mu_0\epsilon_0\mathbf{E}, \quad (1.34)$$

$$\mathbf{k}\mathbf{E} = \omega\mathbf{V}, \quad (1.35)$$

які показують, що вектори  $\mathbf{E}$  і  $\mathbf{V}$  взаємно перпендикулярні.

Таким чином, вектори  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{V}$  і  $\mathbf{k}$  взаємно перпендикулярні (рис. 1.4).

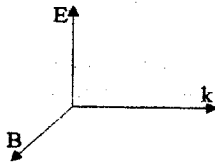


Рисунок 1.4

Через те, що  $\mathbf{k}$ ,  $\omega$ ,  $\mu_0$ ,  $\epsilon_0$  у виразах (1.34) і (1.35) - дійсні величини, а

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \mathbf{E}_0 e^{-j(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})} \text{ і } \mathbf{V}(\mathbf{r},t) = \mathbf{V}_0 e^{-j(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})},$$

можна зробити висновок, що  $\mathbf{E}$  і  $\mathbf{V}$  в плоскій хвилі змінюються з однаковою фазою, тобто одночасно досягають максимальних і нульових значень (рис.1.5).

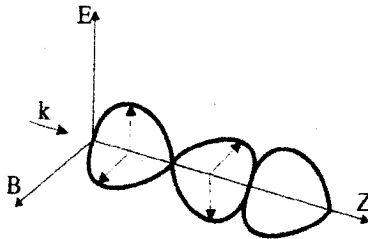


Рисунок 1.5

Основними властивостями плоскої хвилі є взаємна перпендикулярність векторів  $\mathbf{E}$  і  $\mathbf{V}$  і дотримання співвідношення

$$E = cB$$

(1.36)

між ними.

Вектори поля хвилі в деякій просторово-часовій точці дорівнюють нулю незалежно від того, в якій системі координат ця просторово-часова точка розглядається.

Це значить, що вектори поля в цій просторово-часовій точці у всіх системах координат рівні нулю і відповідно, що фаза хвилі у всіх системах координат однакова, що показує її інваріантність.

Крім того, інваріантність фази виходить і з формул перетворення векторів поля.

Таким чином, плоска в одній системі координат хвиля є плоскою хвилею у всіх інших системах координат, які рухаються відносно першої рівномірно і прямолінійно. Тобто, плоска хвиля інваріантна і, відповідно до цього, електромагнітне поле в інших системах координат також є плоскою хвилею.

Оптичне випромінювання в діапазоні частот має синусоїдальний характер і описується періодичною функцією, яка має свої екстремуми, отже воно характеризується певним спектром.

Під спектром оптичного випромінювання, який описується періодичною функцією, розуміють спектр інтенсивностей, тобто сукупність інтенсивностей гармонік з яких складається функція.

Кожен спектр характеризується набором гармонік з різною інтенсивністю.

Під інтенсивністю випромінювання  $I$  розуміють величину, яка пропорційна квадрату амплітуди.

В залежності від того, яким параметром описується випромінювання, розрізняють інтенсивність освітленості по струму, силі випромінювання і потужності.

Графічно такий спектр випромінювання зображується в системі координат, в якій по осі ординат відкладається інтенсивність  $I$ , а по осі абсцис відкладається періодична в часі функція  $f(t)$  або довжина хвилі  $l$  (рис. 1.6).

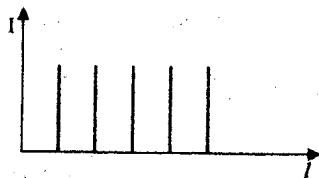


Рисунок 1.6

Спектр періодичної функції має лівійчатий характер, де лінії розташовані на однаковій відстані, яка дорівнює довжині хвилі (рис. 1.7).

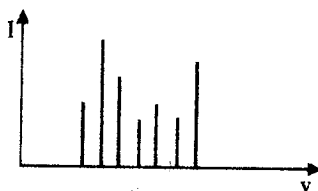


Рисунок 1.7

Неперіодичні функції представляються у вигляді суми синусоїдальних коливань, які мають всі частоти.

Спектр таких функцій неперіодичних коливань описується спектральною щільністю інтенсивності, тобто відношенням інтенсивності, яка припадає на деякий діапазон частот, до величини цього діапазону і має суцільний спектр (рис. 1.8).

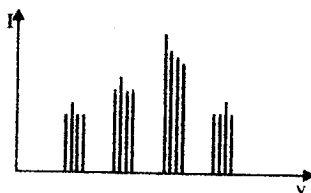


Рисунок 1.8

Ці функції, як правило, мають максимум.

Характеристикою суцільного спектру є його спектральна ширина.

Таким чином, оптичне випромінювання, як електромагнітна хвиля, вважається когерентним, тобто незмінним (або таким, що змінюються за визначеним законом у часі) коли воно є квазіпостійне за амплітудою, частотою, початковою фазою, напрямком розповсюдження та направленістю векторів кількох (можливо одного) електромагнітних коливань.

### 1.3 Елементи геометричної оптики

Як показано вище, оптичну хвилю, як і будь-яку іншу електромагнітну хвилю, в кожній невеликій області простору можна розглядати як плоску. Для цього необхідно, щоб амплітуда хвилі і напрямок її поширення майже не змінювалися на відстанях порядку довжини хвилі.

Таке припущення дає можливість розглядати оптичні хвильові поверхні як поверхні рівної фази і ввести поняття променів - ліній, які ортогональні до них і збігаються з напрямком поширення хвилі.

Поняття променя є основою геометричної оптики. Воно дає можливість розглядати поширення оптичних електромагнітних хвиль як поширення променів. В рамках цього основні оптичні закони формулюються мовою

геометрії і для аналізу розповсюдження оптичного випромінювання застосовуються рівняння геометричної оптики [1-3, 8-12].

Область застосування геометричної оптики розповсюджується тільки на випромінювання, яке може розглядатися як плоска хвиля. Геометрична оптика незастосована також в областях, де інтенсивність має різко виражений максимум (наприклад, поблизу фокусу).

Математичне описання законів геометричної оптики отримується з рівнянь електромагнітного поля на границі  $\lambda \rightarrow 0$ .

Основним рівнянням геометричної оптики є рівняння ейконала.

Ейконал – це функція, яка визначає оптичну довжину шляху променя світла між двома довільними точками, одна з яких  $A$  належить простору предметів, інша  $A'$  – простору зображень.

В залежності від вибору параметрів розрізняють точковий ейконал, або ейконал Гамільтона, кутовий ейконал, складний ейконал Шварцшільда та інші.

Використання ейконалу при розрахунках оптичних систем дає можливість, диференціюючи його за певними параметрами, визначати деякі основні аберації (спотворювання, похибки) оптичної системи.

Для отримання рівняння ейконалу можна використати рівняння Максвелла (1.8) для монохроматичного поля, що змінюється в часі за законом  $e^{j\omega t}$ .

Тоді, для непровідного ізотропного середовища маємо:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -j\omega \mu \mathbf{H}, & \operatorname{div} \epsilon \mathbf{E} &= 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= j\omega \epsilon \mathbf{E}, & \operatorname{div} \mu \mathbf{H} &= 0, \end{aligned} \quad (1.37)$$

де  $\epsilon = \epsilon(x, y, z)$ ,  $\mu = \mu(x, y, z)$  – діелектрична і магнітна проникності середовища в точках  $(x, y, z)$ .

Використовуючи певні перетворення, з (1.37) можна отримати рівняння:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 n^2 \mathbf{E} = -\operatorname{grad} (\mathbf{E} \operatorname{grad} \ln \epsilon) - [\operatorname{grad} \ln \mu, \operatorname{rot} \mathbf{E}], \quad (1.38)$$

де  $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ ,  $n$  – показник заломлення середовища, в якому розповсюджується світло,

$$n(x, y, z) = \sqrt{\epsilon \mu} / \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}. \quad (1.39)$$

Розв'язок рівняння (1.38) необхідно шукати у вигляді:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) e^{jk_0 S(\mathbf{r})}, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0(\mathbf{r}) e^{jk_0 S(\mathbf{r})} \quad (1.40)$$

Оскільки середовище неоднорідне, амплітуди шуканого поля повинні залежати від координат, але змінюватися повільно на відстанях, які порівнянні з довжиною хвилі.

З цієї ж причини поверхні постійної фази, які обумовлені рівнянням

$$S(r) = \text{const},$$

необов'язково повинні бути плоскими.

Функція зміни хвильового фронту за осями координат  $S(x, y, z)$  називається ейконалом.

Основне рівняння геометричної оптики - рівняння ейконалу можна отримати, якщо розділити обидві частини рівняння (1.38) на  $k_0^2$ , підставити в нього шукане рішення у вигляді (1.40) і знехтувати членами першого і другого порядків малості відносно  $\lambda_0$ :

$$(\text{grad } S)^2 = n^2, \quad (1.41)$$

або

$$(\partial S / \partial x)^2 + (\partial S / \partial y)^2 + (\partial S / \partial z)^2 = n^2(x, y, z). \quad (1.42)$$

Поверхні  $S(x, y, z) = \text{const}$  називаються геометричними хвильовими поверхнями або хвильовими фронтами.

Геометричні світлові промені можна визначити як траєкторії, ортогональні до хвильових фронтів  $S = \text{const}$ .

Кожен промінь має свій напрямок  $l$  (рис. 1.9), що в кожній точці ортогональний хвильовому фронту, і, у випадку ізотропного середовища, збігається з напрямком вектора Пойнтинга.

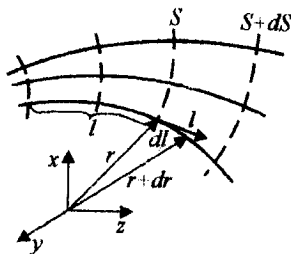


Рисунок 1.9

Якщо рівняння променя представити у вигляді залежності радіуса-вектора  $r$  від довжини шляху променя  $l$ , тобто у вигляді  $r(l)$ , то очевидно (рис. 1.9), що

$$|dl| = dr.$$

Оскільки оптична довжина

$$ndl = dS, \quad (1.43)$$

то

$$ndr = lndl = l dS.$$

Звідки отримуємо рівняння променя у вигляді:

$$ndr/dl = ldS/dl = \text{grad} S. \quad (1.44)$$

Рівняння (1.44) можна отримати також, не вводячи поняття оптичної довжини. Для цього треба записати рівняння ейконала у вигляді:

$$(\text{grad } S)/n = l$$

і врахувати, що  $dr/dl = l$ .

Прирівнявши ліві частини цих виразів, отримаємо:

$$ndr/dl = \text{grad} S. \quad (1.45)$$

Для того, щоб характеризувати поведінку променів безпосередньо показником заломлення, необхідно продиференціювати (1.44) за  $l$ .

Тоді:

$$(d/dl)(ndr/dl) = (d/dl)\text{grad} S = \text{grad}(dS/dl).$$

Звідки рівняння променів, з урахуванням (1.42), буде мати вигляд:

$$(d/dl)(ndr/dl) = \text{grad} n. \quad (1.46)$$

В оптоелектроніці, для визначення траєкторії променя, застосовується принцип Ферма (принцип найменшого часу), який стверджує, що світло вибирає з усіх можливих шляхів, які з'єднують дві точки, той, що вимагає найменшого часу для його проходження.

Цей принцип застосовується для неоднорідного ізотропного середовища, яке визначене швидкістю поширення світла:

$$v(x, y, z) = c/n(x, y, z). \quad (1.47)$$

Для пояснення цього принципу розглянемо випадок (рис. 1.10), коли світло, що виходить із точки  $A_1(x_1, y_1, z_1)$ , попадає в точку  $A_2(x_2, y_2, z_2)$  за проміжок часу

$$t_1 \ll \int dl/v(x, y, z), \quad (1.48)$$



де  $dl = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$  - елемент шляху,  $l$  - крива, що з'єднує вказані точки.

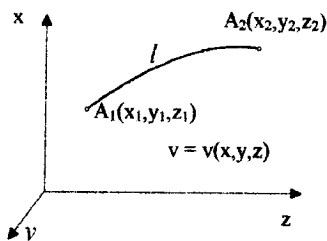


Рисунок 1.10

В залежності від траєкторії  $l$  значення інтеграла буде змінюватися, тобто  $t_l$  є функціонал від лінії  $l$ , і при визначеному виборі  $l$  він прийматиме мінімальне значення.

Однією з головних задач геометричної оптики є знаходження умов мінімуму функціоналу (1.48), оскільки знайдена при цьому крива  $l$  буде дійсно траєкторією світлового променя.

Для плоского випадку, коли  $z$  вважається параметром, задача визначення траєкторії променя на шляху від  $z_1$  до  $z_2$ , зводиться до пошуку функції  $x(z)$ , яка мінімізує функціонал:

$$t = \int_{z_1}^{z_2} n(z, x) \sqrt{1 + x'^2} dz = \int_{z_1}^{z_2} F(z, x, x') dz \quad (1.49)$$

і задовольняє граничні умови:

$$x(z_1) = x_1, \quad x(z_2) = x_2.$$

Ця задача вирішується методами варіаційного числення.

Її розв'язання було отримано Ейлером у вигляді:

$$\partial F / \partial x - (\partial / \partial z)(\partial F / \partial x') = 0. \quad (1.50)$$

Або, в розгорнутому вигляді:

$$[x'' / (1 + x'^2)] + [(1/n)(\partial n / \partial z)x'] - (1/n)(\partial n / \partial x) = 0. \quad (1.51)$$

Рівняння (1.50) і (1.51) визначають всі можливі траєкторії променів у неоднорідному середовищі з розподілом показника заломлення  $n(x, y, z)$ .

У тривимірному випадку принцип Ферма можна сформулювати як принцип найкоротшого оптичного шляху:

$$\int_{P_1}^{P_2} n(x, y, z) dl = \int_{z_1}^{z_2} n[dx^2 + dy^2 + dz^2]^{1/2} = \min. \quad (1.52)$$

Застосовуючи методи варіаційного числення, з (1.48) можна отримати рівняння Ейлера у вигляді:

$$\begin{aligned} (\partial n / \partial x)[1 + x'^2 + y'^2]^{1/2} - (d/dz)\{nx'[1 + x'^2 + y'^2]^{-1/2}\} &= 0, \\ (\partial n / \partial y)[1 + x'^2 + y'^2]^{1/2} - (d/dz)\{ny'[1 + x'^2 + y'^2]^{-1/2}\} &= 0. \end{aligned} \quad (1.53)$$

Ці рівняння можна записати у вигляді параметричної залежності координат променя не від третьої координати  $z$ , а від довжини шляху променя  $l$ :

$$\begin{aligned} (\partial n / \partial x)(dl/dz) - (d/dz)(n dx/dl) &= 0, \quad (\partial n / \partial y)(dl/dz) - (d/dz)(n dy/dl) = 0 \\ \text{або} \\ (d/dl)(n dx/dl) &= \partial n / \partial x, \quad (d/dl)(n dy/dl) = \partial n / \partial y. \end{aligned} \quad (1.54)$$

В силу ізотропності середовища аналогічне рівняння повинно бути і для координати  $z$ .

Тоді можна одержати систему з трьох незалежних рівнянь:

$$\begin{cases} (d/dl)(n dx/dl) = \partial n / \partial x, \\ (d/dl)(n dy/dl) = \partial n / \partial y, \\ (d/dl)(n dz/dl) = \partial n / \partial z. \end{cases} \quad (1.55)$$

Як видно, ці рівняння збігаються з рівняннями променів (1.42), визначеними як траєкторії, які ортогональні до геометричних хвильових фронтів.

Наведені залежності дають можливість вирішувати певні задачі геометричної оптики, які поділяють на прямі і зворотні.

До класу прямих задач геометричної оптики відносяться такі, в яких задано розподіл показника заломлення і треба знайти траєкторії променів.

Прямі задачі формулюються завданням характеристик неоднорідного середовища  $n(x, y, z)$ , за якими потрібно знайти сімейство траєкторій променів  $x(y, z, \xi)$ , де  $\xi$  - параметр, що визначає промінь сімейства.

Граничні умови для вирішення цих задач задаються на вхідній поверхні неоднорідного середовища (наприклад, початковий напрямок променів).

Іноді зручніше замість сімейства траєкторій променів шукати функцію  $S(x, y, z)$ , що визначає зміну хвильового фронту в неод-

норідному середовищі. В цьому випадку треба розв'язати рівняння ейконала, задаючи розподіл хвильового фронту на граничній поверхні.

В зворотних задачах потрібно знайти такий закон розподілу показника заломлення, при якому траєкторії променів задовольняють визначені вимоги.

В загальному випадку, зворотні задачі геометричної оптики формулюються як варіаційні задачі з відповідними граничними умовами. Розв'язання таких задач зводиться до інтегрування рівнянь Ейлера (чи рівняння ейконала), в результаті чого визначаються закон зміни показника заломлення неоднорідного середовища і рівняння сімейства траєкторій променів в такому середовищі.

Як граничні умови, в найпростішому випадку, задаються умови на границях неоднорідного середовища, які повинен задовольняти хід променів.

Слід зазначити, що аналітичне рішення розглянутих варіаційних задач вдається одержати лише у простих випадках, зокрема, коли показник заломлення змінюється тільки вздовж однієї координати. При проходженні оптичного сигналу через елементи оптичного тракту спостерігаються відхилення від законів геометричної оптики і виникають явища, аналіз яких вимагає використання відповідного математичного апарату.

#### 1.4 Особливості розповсюдження світла в матеріальному середовищі

Оптичне випромінювання в елементах ОЕП розповсюджується як електромагнітна хвиля не тільки у вакуумі, а і в діелектриках, провідниках і напівпровідниках, фізичні властивості яких відмінні від вакууму, через що і електромагнітні умови в них, при розповсюдженні світла, дещо інші і складніші [11-20].

Для спрощення аналізу і розрахунків ОЕП, оптичне випромінювання найчастіше розглядається як монохроматичне.

Монохроматичне оптичне випромінювання теоретично - це гармонічний процес, що продовжується нескінченно довго.

Для аналізу цього процесу можна розглянути, наприклад, такий спектральний параметр випромінювання, як енергію хвилі певної довжини.

Часова залежність енергії  $E$  монохроматичної хвилі з певною довжиною  $\lambda$  наведена на рис. 1.11. Але реально точно такий процес отримати неможливо.

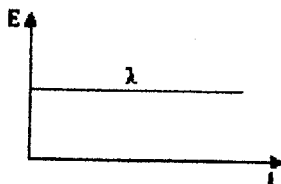


Рисунок 1.11

Це пояснюється тим, що атом, який знаходиться в збудженому стані, через деякий час переходить в стан з більш низькою енергією  $E$ . Час переходу складає приблизно  $10^{-8}$  с. За цей час атом випромінює не всю монохроматичну хвилю, а її відрізок  $\Delta l$  тому, що довжина хвилі  $l$  оптичного випромінювання складає приблизно  $10^{-6}$  м.

Для наочності розглянемо процес генерації на проміжку довжини  $X$ . Реально він буде мати вигляд (рис. 1.12), де  $E$  - напруженість електричного поля, а довжина хвилі  $l = x_2 - x_1 \sim 10^{-6}$  м.

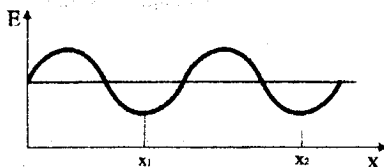


Рисунок 1.12

При довжинах хвиль такого порядку, для отримання відрізка  $x_2 - x_1$ , потрібно скласти мільйони елементарних коливань. Зважаючи на це, випромінювання збудженого атома завжди є хвильовим пакетом.

Крім того, в однорідних ізотропних діелектриках діелектрична проникність  $\epsilon$  не залежить від координат. Вважається, що вона не залежить також і від часу.

В цьому випадку рівняння Максвелла аналогічні рівнянням (1.8), але з заміною в (1.9)  $\epsilon_0$  на  $\epsilon$ :

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}. \quad (1.56)$$

Тому, всі попередні результати, які отримані для електромагнітних хвиль у вакуумі, справедливі для діелектрика, але з заміною  $\epsilon_0$  на  $\epsilon$ , а це призводить лише до зміни швидкості хвиль.

З рівнянь (1.3), (1.9) і (1.10), з заміною  $\epsilon_0$  на  $\epsilon$  та  $\Phi$  на  $\mathbf{B}$ , для швидкості електромагнітних хвиль у діелектрику отримуємо вираз:

$$v = 1/\sqrt{\epsilon\mu_0} = 1/\sqrt{\epsilon_r\epsilon_0\mu_0} = c/\sqrt{\epsilon_r} = c/n. \quad (1.57)$$

де  $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$  - відносна діелектрична проникність,

$1/\sqrt{\epsilon\mu_0}$  - швидкість світла у діелектрику,

$n = \sqrt{\epsilon_r}$  - коефіцієнт заломлення діелектрика відносно вакууму, або просто коефіцієнт (показник) заломлення. В загальному випадку це комплексна величина.

Поскіьки закони проходження електромагнітних хвиль у діелектриках аналогічні законам проходження електромагнітних хвиль у вакуумі, довжина хвилі  $\lambda$  пов'язана з частотою  $\omega$  співвідношенням (1.2), але з заміною  $c$  на  $v$ :

$$\lambda = vT = 2\pi v/\omega \quad (1.58)$$

Змінюється і вираз для визначення хвильового числа (1.24),

$$k = 2\pi/\lambda = \omega/v. \quad (1.59)$$

Відповідно змінюється і вираз для хвильового вектора.

Для поздовжніх хвиль всі напрямки, які перпендикулярні лінії розповсюдження хвиль, еквівалентні. Для поперечних хвиль вони не еквівалентні.

Через те, що електромагнітні хвилі є поперечними, їх властивості залежать від орієнтації векторів  $E$  и  $B$ . Ця орієнтація характеризується поняттям поляризації.

Монохроматичні електромагнітні хвилі завжди мають визначену поляризацію, тобто є поляризованими.

Проекційні картинки є кількох типів (відповідно до типів поляризації): плоска чи лінійна поляризація світла, еліптична поляризація (найбільш загальний випадок), кругова поляризація.

Поляризація характеризується азимутом, еліптичністю і напрямком поляризації.

Азимут - це кут між горизонтальною віссю і напрямком поляризації, що відраховується проти годинникової стрілки.

Еліптичність - це відношення малої осі поляризованого світла до великої.

Напрямок поляризації - це напрямок обертання вектора  $E$  (за годинниковою стрілкою або проти).

Поляризацію випромінювання характеризує направленість векторів електромагнітних коливань.

Поляризоване випромінювання - це випромінювання з деяким переважним напрямком коливань векторів електричних і магнітних полів.

Оптичні електромагнітні коливання характеризуються двома складовими, які визначають направленість напруженості магнітного поля  $H$  і напруженості електричного поля  $E$  (рис. 1.13).

Ідеально поляризованим є монохроматичне коливання.

Площина, в якій розташований вектор  $E$ , називається площиною коливання.

Площина, в якій розташований вектор  $H$ , називається площиною поляризації.

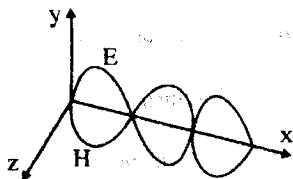


Рисунок 1.13

Поляризоване світло прийнято зображати у вигляді проєкційної картинки кінця вектора  $E$  на площину, яка перпендикулярна напрямку розповсюдження світла.

Якщо в процесі поширення хвиль вектор  $E$  лежить в одній і тій же площині, то хвилі є лінійно поляризованими.

Площиною поляризації називається площина, в якій лежать вектори  $B$  і  $k$  (вектор  $B$ , а не  $E$ ).

Однак це поняття зараз вживається рідко. Частіше говорять про площину коливань вектора  $E$ .

В оптоелектроніці застосовуються хвилі як з еліптичною, так і з круговою поляризацією

У світлі, що представляє собою суперпозицію хвиль з випадковими фазами і амплітудами, кінець вектора напруженості поля хвиль описує в площині, перпендикулярній напрямку поширення хвиль, нерегулярну хаотичну лінію.

Якщо коливання вектора напруженості  $H$  не мають ніякого суттєвого напрямку, то хвиля називається неполяризованою. Якщо ж в його коливаннях є деяка регулярність, хоча і не така, як в поляризованій хвилі, то хвиля називається частково поляризованою.

Кількісна теорія часткової поляризації ґрунтується на теорії когерентності взаємно перпендикулярних компонентів напруженості поля хвиль. Тому доцільно її розглядати разом з теорією когерентності.

В залежності від умов створення, оптичне випромінювання може бути когерентне і некогерентне.

Когерентність - це узгоджене протікання в часі і просторі коливальних або хвильових процесів, які мають постійні параметри.

Когерентність характеризує узгодженість між фазами коливань у різних точках простору в один і той же момент часу - просторова когерентність, або між фазами коливань в одній точці простору, але в різні моменти часу - тимчасова когерентність.

Абсолютно когерентним джерелом є монохроматичне точкове джерело.

Величина відхилення від монохроматичності характеризується ступенем тимчасової когерентності.

Величина відхилення розмірів від точкових характеризується ступенем просторової когерентності.

Когерентність можна спостерігати за допомогою інтерференційних картин.

В загальному випадку оптичне випромінювання некогерентних випромінювачів - це періодична чи неперіодична функція, яка може бути представлена у вигляді суми великого числа синусоїдальних складових, які є функцією координат точки на поверхні випромінювача.

Для розкладання оптичного випромінювання некогерентних випромінювачів на гармонічні складові використовується перетворення Фур'є.

В діелектрику швидкість електромагнітних хвиль залежить від частоти. Це явище називається дисперсією.

Вплив дисперсії виявляється лише в поширенні монохроматичних хвиль, оскільки різні частоти, що складають хвилю, поширюються з різною швидкістю.

Графічна залежність показника заломлення  $n_\omega$  від частоти  $\omega$  називається дисперсійною кривою.

Якщо коефіцієнт заломлення росте з частотою, то дисперсія називається нормальною. Нормальна дисперсія спостерігається у всій прозорій області.

Якщо поблизу резонансної частоти  $\omega = \omega_0$ , показник заломлення із збільшенням частоти зменшується, то таке явище називається аномальною дисперсією.

При проходженні світла через речовину, в певних умовах може спостерігатися його розсіювання.

Для аналізу цього процесу можна розглянути електричний вектор плоскої хвилі, яка розповсюджується в напрямку осі  $Z$  і представляється у вигляді:

$$E(z,t) = E_0 e^{-j(\omega t - kz)}, \quad (1.60)$$

де 
$$k = \omega/v = \omega \sqrt{\epsilon_{r\omega}} / c. \quad (1.61)$$

Заміна  $\sqrt{\epsilon_{r\omega}}$  в (1.61) її виразом в комплексній формі приводить до співвідношення:

$$k = \omega n_\omega / c + j\omega \xi_\omega / c, \quad (1.62)$$

підстановка якого у вираз (1.60) дає формулу:

$$E(z,t) = E_0 e^{-\omega \xi_\omega z / c} e^{-j(\omega t - \omega n_\omega z / c)}, \quad (1.63)$$

яка показує, що уявна частина коефіцієнта заломлення  $\xi_{\omega}$  описує згасання плоскої хвилі в діелектрику.

Це згасання викликано тим, що енергія хвилі витрачається на взаємодію з коливаннями електронів. Електрони, які коливаються, в свою чергу, випромінюють електромагнітні хвилі тієї ж частоти у всіх напрямках.

Таким чином, при проходженні електромагнітних хвиль крізь діелектрик відбувається їх розсіювання. Через малість згасання ( $\gamma$ ) це розсіювання невелике.

При поширенні випромінювання у вигляді хвильового пакету, він є суперпозицією групи хвиль, у якій поляризація всіх хвиль групи однакова, частоти і хвильові числа розташовані в досить вузьких інтервалах.

В цьому випадку він може бути представлений у вигляді:

$$E(z,t) = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} F(k) e^{-j(\omega t - kz)} dk, \quad (1.64)$$

де  $F(k)$  – амплітуда, яка характеризує розподіл хвиль за хвильовими числами і, отже, частотами, відмінна від нуля лише у вузькому інтервалі максимальних значень поблизу  $k_0$ . В якості незалежної змінної береться хвильове число і тому частота є функцією від  $k$ , тобто  $\omega = \omega(k)$ .

В першому наближенні оптичний імпульс рухається без зміни форми з груповою швидкістю

$$v_r = d\omega_0/dk_0. \quad (1.65)$$

В результаті інтерференції первинної і вторинної хвиль, при проходженні імпульсу, з'являється дисперсія.

Цей процес виникає тому, що передній фронт світлового імпульсу поширюється у середовищі зі швидкістю світла у вакуумі, а тому вторинні хвилі не можуть його наздогнати. Ця перша частина імпульсу прибуває першою і її амплітуда мала. Потім прибуває друга частина імпульсу, яка має більшу амплітуду і тривалість. Останньою прибуває основна частина сигналу.

Причиною згасання електромагнітних хвиль в провідному середовищі є перетворення електромагнітної енергії хвиль в джоулеву теплоту.

Фазова швидкість електромагнітних хвиль в провідниковому середовищі знаходиться з виразу:

$$v = \omega/k = (1/\sqrt{\mu\epsilon}) \{2/([1+(\gamma/\omega\epsilon)^2]^{1/2} + 1)\}^{1/2}. \quad (1.66)$$

Швидкість світла в провідному середовищі менша за швидкість світла в непровідному середовищі з тим же значенням  $\epsilon$  (при однакових маг-



нітних проникностях). Тобто, наявність у середовищі провідності зменшує фазову швидкість.

Довжина хвилі в провідному середовищі дорівнює:

$$\lambda_{\text{сп}} = 2\pi/k = (2\pi/\omega \sqrt{\mu\epsilon}) \{2/([1+(\gamma/\omega\epsilon)^2]^{1/2} + 1)\}^{1/2}. \quad (1.67)$$

Вона зменшується в порівнянні з довжиною хвилі в непровідному середовищі з тими же значеннями електричної і магнітної сталіх.

Швидкість хвилі в провідному середовищі теж залежить від частоти, тому і тут спостерігається явище дисперсії. Відповідно до цього, поширення немонохроматичних хвиль в провіднику відбувається як у диспергуючому середовищі.

Чим більша провідність, тим сильніше провідник поглинає світло і краще відбиває його. З цього виходить, що чим краще світло відбивається провідником, тим краще воно ним і поглинається.

Такі властивості приводять до різниці в кольорі провідника, якщо його спостерігати у відбитому світлі і в світлі, яке проходить.

При попаданні світла на границю між шарами, діелектрична проникність яких різна (рис. 1.14), поведінка хвиль повністю визначається граничними умовами для векторів електричних і магнітних полів хвиль, які визначають граничні закони відбиття і заломлення. Кут відбиття при цьому дорівнює куту падіння.

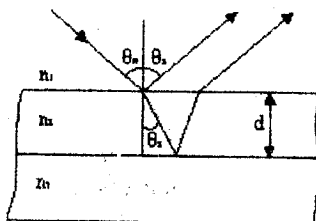


Рисунок 1.14

Напруженості електричного поля падаючої, відбитої і заломленої плоских хвиль виражаються формулами:

$$\begin{aligned} E_{\text{п}} &= E_{\text{п}(0)} e^{-j(\omega_n t - k_n r)}, \\ E_{\text{в}} &= E_{\text{в}(0)} e^{-j(\omega_r t - k_r r)}, \\ E_{\text{з}} &= E_{\text{з}(0)} e^{-j(\omega_t t - k_t r)}. \end{aligned} \quad (1.68)$$

де  $E_{(0)}$  – амплітуда хвилі.

Причому хвильові числа в (1.68) пов'язані із швидкостями поширення хвиль у середовищах співвідношеннями:

$$k_{\text{п}} = \omega_{\text{п}}/v_1, \quad k_{\text{в}} = \omega_{\text{в}}/v_1, \quad k_{\text{з}} = \omega_{\text{з}}/v_2.$$

де  $v_1 = 1/\epsilon_1\mu_1, \quad v_2 = 1/\epsilon_2\mu_2$

- швидкості поширення хвиль в першому і другому середовищах.

Частота електромагнітної хвилі при відбитті і заломленні не змінюється, тобто

$$\omega_{\text{п}} = \omega_{\text{в}} = \omega_{\text{з}}.$$

Вектори  $k_{\text{в}}$  і  $k_{\text{з}}$  перпендикулярні до  $r$ . Тому хвильові вектори падаючої, відбитої і заломленої хвиль лежать в одній площині.

Показник заломлення залежить від довжини хвилі і від температури, а для газів і від тиску.

В середовищі, швидкість поширення електромагнітних хвиль в якому  $v$ , хвильове рівняння (1.11) приймає для кожного з компонентів вигляд:

$$\nabla^2 \Phi - (1/v^2)(\partial \Phi / \partial t^2) = \nabla^2 \Phi - (n^2/c^2)(\partial \Phi / \partial t^2), \quad (1.69)$$

де  $n = c/v$ , коефіцієнт заломлення середовища щодо вакууму.

Рівняння ейконалу (1.41) для середовища запишеться у вигляді:

$$(\text{grad}S)^2 = n^2 k_0^2. \quad (1.70)$$

При розповсюдженні світла в середовищі його швидкість зменшується. Це викликає зменшення довжини хвилі, оскільки частота не змінюється.

Отже, хвильове число  $k_{\text{с}} = 2\pi/\lambda_{\text{с}}$  у середовищі пов'язано з хвильовим числом  $k$  у вакуумі співвідношенням:

$$k_{\text{с}} = 2\pi/\lambda_{\text{с}} = 2\pi/(vT) = 2\pi n/(cT) = n2\pi/\lambda = nk. \quad (1.71)$$

Різниця фаз, що виникає за рахунок проходження хвилею геометричної відстані  $\Delta_{\text{г}}$  в середовищі, дорівнює:

$$\delta = k_{\text{с}}\Delta_{\text{г}} = nk\Delta_{\text{г}} = k\Delta, \quad (1.72)$$

де  $\Delta = n\Delta_{\text{г}}$  - оптична довжина шляху хвилі.

Таким чином, при розрахунку зміни фаз в середовищі зручно вважати довжину хвилі і хвильовий вектор рівними їх значенням у вакуумі, а як довжину шляху брати оптичну довжину шляху, яка дорівнює геометричній довжині, помноженій на показник заломлення.

При певних умовах розповсюдження оптичного випромінювання середня густина потоку енергії, яка обумовлена суперпозицією електромагнітних хвиль, змінюється. В результаті цього відбувається просторовий перерозподіл світла за рахунок взаємного накладання декількох електромагнітних хвиль.

Тобто, посилення або послаблення амплітуди коливань у різних просторових точках в залежності від фазових співвідношень взаємодіючих хвиль.

Це призводить до утворення світлих і темних областей на оптичній картинці, наприклад (рис. 1.15).



Рисунок 1.15

Таке явище називається інтерференцією і широко використовується в оптоелектроніці.

Оскільки густина потоку енергії і об'ємна густина енергії пропорційні квадрату амплітуди електромагнітної хвилі, а коефіцієнти пропорційності постійні для заданого середовища, густину потоку енергії і об'ємну густину енергії монохроматичної хвилі можна характеризувати величиною, яка називається інтенсивністю світла:

$$I = 0.5E_0^2, \quad (1.73)$$

де  $E_0$  є дійсною величиною - амплітудою світлової хвилі.

Результат множення (1.73) на  $\epsilon$ , дає середню об'ємну густину енергії, а на  $v\epsilon$  - густину потоку енергії.

При відбитті променів від паралельних поверхонь плівки з показниками заломлення середовища і плівки  $n_1$  і  $n_2$  і товщиною  $d$  (рис. 1.14), всі промені, що падають на плівку під однаковим кутом, розділяються на два промені і після відбиття від поверхонь плівки мають однаковий напрямок розповсюдження, залишаючись паралельними.

Між променями, що відбилися від різних поверхонь плівки, виникає різниця ходу  $\Delta$ , і вони можуть інтерферувати між собою.

$$\Delta = 2d[n_2/\cos\theta_3 - \operatorname{tg}\theta_3(n_2/n_1)\sin\theta_3n_1] = 2dn_2\cos\theta_3. \quad (1.74)$$

Максимум інтерференції настає за умови, що  $\Delta = m\lambda$ , де  $m$  – порядок інтерференції,  $m = 0, +1, +2, \dots$ , а  $\lambda$  – довжиною хвилі у вакуумі, оскільки особливості розповсюдження світла в середовищі враховані тим, що під  $\Delta$  розуміється оптична довжина.

Якщо джерело оптичного випромінювання має певну протяжність, яка практично складається з великої кількості однакових точкових джерел, то має місце їх оптична взаємодія.

Якщо розміри джерела малі, то всі атоми дають одну і ту ж інтерференційну картинку і загальна картинка має такий же вигляд як і в одиничному атомі, але набагато яскравіший. Це випадок просторової когерентності.

При збільшенні розмірів джерела відстань між інтерференційними смужками, які створюються відповідними атомами через різницю ходу хвиль, стає неоднаковою. Максимуми і мінімуми перестають збігатися один з одним і картинка починає розмиватися. Чим більші розміри джерела, тим більше вона розмита.

При проходженні оптичного сигналу через неоднорідне середовище, наприклад поблизу країв непрозорих предметів, через екран з отвором, прозоре тіло і ін., спостерігається порушення прямолінійності його розповсюдження, що призводить до часткового засвітлення тіньової ділянки (рис 1.16).

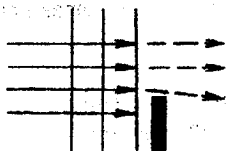


Рисунок 1.16

В цьому випадку має місце відхилення від законів геометричної оптики. Розглянуте явище називається дифракцією.

Загальною задачею теорії дифракції є визначення параметрів електромагнітного поля у всьому просторі при заданому розташуванні джерел і тіл довільної форми.

Отримання точного розв'язку цього класу задач вимагає розв'язання рівнянь Максвелла при відповідних граничних умовах на поверхні тіл. Поки що він отриманий лише в найпростіших випадках для тіл геометрично правильної форми.

При незначних відхиленнях від геометричної оптики застосовується наближений метод розв'язання задач дифракції, що базується на принципі

Гюйгенса. Цей метод застосовують у випадку, коли розміри тіл і відстані до джерел і точок спостереження великі в порівнянні з довжиною хвилі.

Математично цей метод описується формулою Кірхгофа, яка використовується для розрахунку дифракційного поля, що створюється джерелом  $dS$ , яке є часткою довільної поверхні  $S$  (рис. 1.17), на відстані  $l$ , яку проходить хвиля до точки спостереження  $A$  на ділянці  $dS$ :

$$E_A = (i/\lambda) \int_S E_0 (e^{-jcl}/l) dS_n, \quad (1.75)$$

де  $E_0$  - амплітуда поля,  $dS_n$  - проекція  $dS$  на площину, яка перпендикулярна напрямку променів, що висвітлюються на ділянці.

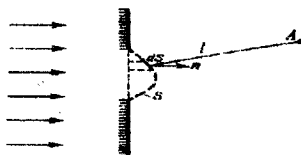


Рисунок 1.17

При дослідженні дифракційних задач за допомогою формули Кірхгофа звичайно розглядають два граничних випадки. Перший з них відповідає ближній зоні і називається дифракцією Френеля. Другий випадок відповідає дифракції Фраунгофера й описує розподіл поля в дальній зоні.

Наближення Френеля використовують для обчислення поля на якомога близьких відстанях від випромінюючої апертури, незалежно від її розмірів, при

$$l_0 \gg \lambda.$$

Область дифракції Фраунгофера спостерігається в дальній зоні, яка відповідає відстаням

$$l_0 \gg D^2/\lambda, \quad (1.76)$$

де  $D$  - максимальний розмір випромінюючої апертури.

Умова (1.76) дійсна для випадку однорідного розподілу поля у випромінюючій апертурі.

Дифракційна ґратка являє собою сукупність періодично повторюваних щлин, які характеризуються шириною непроникної частини ґратки  $a$ , шириною отвору  $b$  і довжиною періоду ґратки  $d = a + b$ .

Дифракційна картина для ґратки знаходиться аналогічно тому, як це робиться для однієї щлини. Однак більш наочно і простіше провести аналіз методом додавання комплексних амплітуд.

## 1.5 Параметри оптичного випромінювання

Оптичне випромінювання характеризується певними енергетичними і фотометричними параметрами.

Енергетичні параметри характеризують випромінювання безвідносно до його дії на будь-який приймач випромінювання і пов'язані з енергією  $E$ , яка переноситься випромінюванням.

За допомогою світлових параметрів оцінюють випромінювання у випадку, якщо приймачем випромінювання є людське око.

Чутливість ока до світла з різними довжинами хвиль неоднакова. Вона має максимум при  $\lambda = 0.555$  мкм і швидко знижується при віддаленні від цього максимуму. На границях видимого діапазону чутливість ока практично падає до нуля.

Кількісні характеристики видимого світла пов'язують із зримою чутливістю.

В інфрачервоному та ультрафіолетовому діапазонах оптичного випромінювання, які не сприймаються оком, параметри характеризують безпосередньо енергію, яка переноситься випромінюванням.

Таким чином, енергетичні і світлові параметри випромінювання за змістом однакові, але характеризують випромінювання в різних діапазонах хвиль та мають різні одиниці вимірювання.

Енергетичні параметри оптичного випромінювання - це параметри, які пов'язані з переносом променевої енергії  $E$  в певному напрямку.

Визначення енергетичних величин ґрунтуються на потужності випромінювання.

Потужністю  $P$  називається відношення енергії  $E$ , що переноситься, до часу переносу  $t$ :

$$P = dE/dt. \quad (1.77)$$

Спектральною щільністю потужності випромінювання є величина

$$P_\lambda = dP/d\lambda, \quad (1.78)$$

де  $dP$  - потужність, що приходить на інтервал довжин хвиль  $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ .

Відповідно:

$$dP = P_\lambda d\lambda.$$

Енергетичною силою випромінювання  $dl$  елементарного джерела називається відношення потужності  $dP$  випромінювання в елемент тілесного кута  $d\Omega$  до  $d\Omega$ .

$$dl = dP / d\Omega. \quad (1.79)$$

Тілесний кут  $\Omega$  - це величина розкриву деякої конічної поверхні від точкового джерела світла (рис. 1.18).

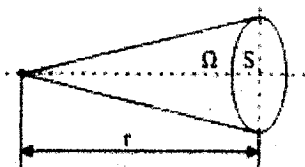


Рисунок 1.18

Математично це відношення площі поверхні  $S$  кульового сегмента до квадрата радіуса сфери  $r^2$ .

$$\Omega = S/r^2. \quad (1.80)$$

Для спектральної щільності випромінювання формула (1.80) приймає вигляд:

$$dI_\lambda = dP_\lambda/d\Omega, \quad (1.81)$$

де  $dI_\lambda = d(dI)/d\lambda$  - спектральна щільність енергетичної сили випромінювання, що приходить на інтервал довжин хвиль  $(\lambda, \lambda + \Delta\lambda)$ .

Спектральна щільність випромінювання залежить від напрямку випромінювання, тобто від орієнтації елемента тілесного кута  $d\Omega$  щодо елементарного випромінювача.

Якщо елементарним випромінювачем є елемент поверхні тіла, то  $dI$  залежить, зокрема, від кута  $\theta$  між нормаллю  $n$  до поверхні і напрямком, в якому орієнтований елемент тілесного кута, а також від аксіального кута, що характеризує обертання навколо нормалі як осі. Нормаль від поверхні спрямована вбік випущення випромінювання. Крім того,  $dI$  також пропорційна площі  $dS$  елемента поверхні.

Енергетична сила точкового джерела випромінювання рівномірно випускається по всіх напрямках і дорівнює  $DI = I_0 = const$ .

З (1.75) витікає співвідношення:

$$P = \int_{\Omega=4\pi} dP = \int_{\Omega=4\pi} I_0 d\Omega = 4\pi I_0, \quad (1.82)$$

яке з'єднує енергетичну силу точкового джерела з повною потужністю його випромінювання.

Енергетичною яскравістю поверхні в точці елемента поверхні  $dS$  називається відношення енергетичної сили випромінювання  $dI$  з поверхні цього елемента до площі  $dS$ :

$$L = dI/dS' = dI/(dS \cos\theta) = dP_{\lambda}/(d\Omega dS \cos\theta). \quad (1.83)$$

Для спектральної щільності формула (1.83) має вигляд:

$$L_{\lambda} = dI_{\lambda}/dS' = dI_{\lambda}/(dS \cos\theta) = dP_{\lambda}/(d\Omega dS \cos\theta). \quad (1.84)$$

Енергетична яскравість залежить від напрямку випущення випромінювання і взагалі різна для різних точок поверхні.

Енергетичною світністю називається потужність випромінювання з елемента поверхні в усіх напрямках, віднесена до площі елемента. Вона визначається за виразом:

$$M = dP/dS = \int_{\Omega=2\pi} dI d\Omega/dS = \int_{\Omega=2\pi} L \cos\theta d\Omega, \quad (1.85)$$

де інтегрування поширюється по тілесному куту  $2\pi$ , що включає в себе всі напрямки від елемента  $dS$  в бік випущення випромінювання.

Спектральна щільність енергетичної світності визначається за виразом:

$$M_{\lambda} = dP_{\lambda}/dS = \int_{\Omega=2\pi} dI_{\lambda} d\Omega/dS = \int_{\Omega=2\pi} L_{\lambda} \cos\theta d\Omega. \quad (1.86)$$

Енергетична освітленість дорівнює відношенню потужності випромінювання  $dP$ , що падає на елемент поверхні, до площі елемента  $dS$ :

$$E = dP/dS. \quad (1.87)$$

При розрахунках нормаль до поверхні вважається спрямованою в ту сторону поверхні  $dS$ , звідки падає випромінювання.

Спектральна щільність енергетичної освітленості визначається за формулою:

$$E_{\lambda} = dP_{\lambda}/dS. \quad (1.88)$$

Фотометричні величини визначаються аналогічно енергетичним, але виходячи із сили світла як основної величини.

Одиниця сили світла - кандела визначається за допомогою чорного випромінювача, прийнятого за основний еталон, що працює при температурі затвердіння платини.

Світловим потоком називається добуток сили світла  $dI$  джерела на тілесний кут  $d\Omega$ , під яким випущене світло:

$$d\Phi = dI d\Omega. \quad (1.89)$$



Світловий потік аналогічний потужності випромінювання в енергетичному визначенні.

Для діапазону випромінювання, яке бачить око, світловий потік вимірюється в люменах (лм). Світловий потік в 1 лм - це світловий потік, який випромінюється точковим джерелом.

Якщо точкове джерело силою світла  $I_0$  випромінює у всіх напрямках, то повний потік його випромінювання дорівнює:

$$\Phi = 4\pi I_0. \quad (1.90)$$

Спектральна щільність світлового потоку визначається за формулою:

$$d\Phi_\lambda = dI_\lambda d\Omega. \quad (1.91)$$

Яскравість, аналогічна енергетичній яскравості (1.83):

$$L = dI/dS' = dI/(dS \cos\theta) = d\Phi/(d\Omega dS \cos\theta). \quad (1.92)$$

Спектральна щільність яскравості:

$$L_\lambda = d\Phi_\lambda/(d\Omega dS \cos\theta). \quad (1.93)$$

Залежність  $L$  від кутів  $\theta$  обумовлюється властивостями поверхні. Якщо  $L$  не залежить від кутів, то

$$LdS = (dI)_0 = \text{const}$$

$$dI(\theta) = (dI)_0 \cos\theta. \quad (1.94)$$

де  $(dI)_0 \cos\theta$  - сила світла в напрямку кута  $\theta$ ,  $(dI)_0$  - сила світла за нормалю до поверхні.

Залежність (1.89) називається законом Ламберта, а поверхні, випромінювання яких характеризується умовою  $L = \text{const}$  - ламбертівськими. Випромінювання від таких поверхонь має дифузійний характер, і тому їх називають також дифузійно-випромінюючими.

Світність визначається аналогічно (1.85):

$$M = d\Phi/dS = \int_{\Omega=2\pi} L \cos\theta d\Omega. \quad (1.95)$$

Спектральна щільність

$$M_\lambda = \int_{\Omega=2\pi} L_\lambda \cos\theta d\Omega. \quad (1.96)$$

Освітленість визначається як:

$$E = d\Phi/dS. \quad (1.97)$$

Спектральна щільність освітленості:

$$E_\lambda = d\Phi_\lambda/dS. \quad (1.98)$$

Світлова експозиція визначається за формулою:

$$dH = \Phi dt, \quad (1.99)$$

де  $dt$  - проміжок часу, протягом якого випромінюється чи сприймається світловий потік  $\Phi$ .

### КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Охарактеризуйте електромагнітні властивості оптичного діапазону.

2. Охарактеризуйте явище поляризації.

3. Наведіть фотометричні поняття і величини.

4. Абсолютно чорне тіло при температурі затвердіння платини при тиску 101325 Па випромінює з плоскої кругової площадки радіусом 3 мм.

Знайти освітленість другої площадки, розташованої в напрямку, який утворює кут  $45^\circ$  з нормаллю до випромінюючої поверхні, на відстані 0.75 м від неї. Кут між нормаллю до площадки, яка сприймає випромінювання, і лінією, яка з'єднує випромінюючу і приймаючу випромінювання площадки, дорівнює  $30^\circ$ .

5. Знайти вираз для коефіцієнта заломлення дуже хорошого провідника.

6. При якій відносній електропровідності затухання в середовищі ( $n = 1.5$ ) дорівнює 1 ДБ/км?

7. Чому дорівнює мінімальний кут відхилення променя, який пройшов через рівносторонню призму ( $n = 1.5$ )?

Яким стане мінімальний кут відхилення, якщо призму погрузити в воду ( $n = 1.33$ )?

8. Відстань між точковими джерелами  $\lambda/2$ , а хвилі які з них виходять мають різницю фаз  $\pi$  і окремо дають інтенсивність  $I_0$ .

Знайти розподілення інтенсивностей в інтерференційній картині.

9. Які є способи отримання когерентних хвиль в оптиці?

10. Поясніть природу процесів розсіювання.

## 2 ГЕНЕРАЦІЯ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

### 2.1 Джерела оптичного випромінювання

В якості джерел оптичного випромінювання в ОЕП використовують теплові і люмінесцентні прилади [1, 3, 5, 14, 21].

Електричні лампи розжарення (ЕЛР) - це джерела випромінювання, світловий потік в яких отримується в результаті теплового випромінювання твердого тіла, яке нагріте до високої температури електричним струмом.

ЕЛР застосовується, в основному, як джерело випромінювання в ближній ІЧ-області.

Нитки накалу сучасних ЕЛР виготовляються з вольфраму з різними присадками. Для виготовлення колб використовуються спеціальні марки скла, наприклад БД-1 та ЗС-5. Для металевих виводів використовується платиніт та молібден.

Заповнення колб інертним газом дозволяє збільшити температуру нитки накалу до 2900 К, що суттєво підвищує світловіддачу.

Основною характеристикою ЕЛР є світлова віддача, тобто світловий потік, що приходиться на одиницю потужності (лм/Вт). Максимальний коефіцієнт світловіддачі  $K = 683$  лм/Вт.

Галогенні лампи розжарення (ГЛР) являють собою лампи, в колби яких вводиться невелика кількість галогену, звичайно йоду чи бромю.

Розпилюваний ниткою вольфрам з'єднується з галогеном, в результаті чого створюється речовина-галогенід вольфраму. Ця реакція відбувається при  $T = 573$  К, близькій до температури колби.

При температурі, близькій до температури нагрітої нитки лампи, галогенід вольфраму розпадається на галоген та відновлений вольфрам, який частково осідає на спіралі. Таке повертання розпиленого вольфраму на спіраль лампи усуває його наплення на стінки колби та продовжує в 2-3 рази термін служби лампи.

ГЛР мають термін служби більший, ніж звичайні лампи, а також мають більш високу світловіддачу і менші розміри тіла накалу. Температуру нитки можна довести до 3400 К.

Колби ГЛР виготовляють з кварцу або тугоплавкого скла через те, що для забезпечення галогенного циклу вони повинні нагріватися до 573 К.

Для отримання ІЧ-випромінювання використовують також випромінювачі особливих конструкцій такі, як штифт Нернста (ШН), силієвий випромінювач (глобар), темні випромінювачі, трубчасті кварцеві випромінювачі і ін.

ШН і глобари використовуються для отримання ІЧ-випромінювання в спектральних приладах.

ШН споживають струм до 1А при напрузі живлення 130-220 В, температура їх нагріву досягає 2000 К.

Глобари звичайно мають діаметр 6-8 мм, а довжину близько 250 мм (інколи до 1 м), їх робоча температура 1200 - 1300 К. В ряді випадків температуру глобара збільшують до 2273 К. При температурі 1773 К і вище глобар випромінює як сіре тіло.

В катодолюмінісцентних випромінювачах в якості люмінофорів може бути використаний ряд широкозонних напівпровідників, головним чином ZnS, ZnO, CdS. Для збільшення електропровідності вводять домішки металів (Zn, Al, Eu, Ag та ін.).

Розглянуті прилади можуть генерувати оптичне випромінювання великої потужності, але мають значні масогабаритні і потужнісні параметри і тому їх ККД не більший 30%.

Ще один тип оптичних випромінювачів - люмінісцентні.

В електролюмінісцентних конденсаторах (ЕЛК), свічення яких забезпечується матеріалами на основі фосфора того чи іншого типу. В них діелектриком служить електролюмінатор, який під дією прикладеної напруги випромінює світло.

Конструктивно ЕЛК складається з підкладинки, на яку послідовно наносять шар провідника (нижній електрод), шар електролюмінофору, захисний шар і верхній електрод.

Якщо вихід світла передбачається через підкладинку, то вона повинна бути прозорою (скло, слюда, кварц). В якості провідників застосовують оксиди металів.

В ЕЛК на основі сублімат-фосфорів між останнім та одним з електродів замість захисного лакового покриття може використовуватися тонкий діелектричний прошарок, в якості якого частіше всього використовується шар монооксиду чи діоксиду кремнію.

Характеристики ЕЛК визначаються типом та матеріалом фосфору.

У випадку застосування порошкової суміші фосфору, завислого в діелектрику, ЕЛК може працювати лише на змінній напрузі (50-300 В) тому, що розміри зерна обмежують товщину люмінофору (40-100) мкм.

У випадку застосування сублімат-фосфорів у вигляді тонкої однорідної полікристалічної плівки, можлива робота ЕЛК на постійній напрузі, яка є набагато нижчою (2-2.5 В).

Енергетичною характеристикою таких електролюмінісцентних джерел світла є ефективність, що визначається як відношення кількості генерованих квантів до кількості генеруючих електронів. Її значення не перевищує одного процента.

В інтегральній оптиці, системах оптичного зв'язку і в інформаційних системах найбільше поширення отримали люмінісцентні генератори.

## 2.2 Умови оптичної генерації в твердих тілах

У відповідності до квантової теорії, випромінювання енергії атомами може здійснюватись тільки стрибкоподібно, кратно деякому постійному значенню для даної частоти випромінювання.

Елементарні частинки випромінювання - фотони, після виникнення, взаємодіють з речовиною і стрибкоподібно змінюють її внутрішню енергію.

Головним моментом, що визначає квантову природу світла, є положення про дискретність дозволених рівнів електронів в атомі. При об'єднанні атомів в єдину систему їх взаємодія призводить до розщеплювання кожного з цих рівнів.

Якщо щільність атомів велика, то уворюються суцільні смуги дозволених енергетичних станів [1, 12-18].

Наприклад, розщеплювання енергетичних рівнів атома під впливом полів сусідніх атомів, для випадку з вісьма атомами, буде мати вигляд (рис. 2.1).

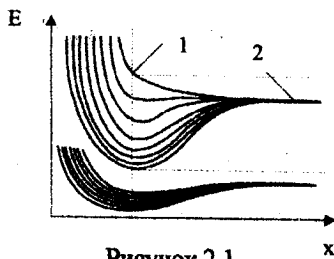


Рисунок 2.1

Енергетичні рівні на рисунку представлені як функція відстані між атомами: 1 - енергетичні рівні кристала, 2 - енергетичні рівні вільного атома.

Таким чином, початкові дискретні енергетичні рівні, розщеплюючись, утворюють зони, що складаються з великої кількості розміщених близько один від одного енергетичних рівнів.

Розщеплення енергетичних рівнів утворює в твердому тілі смуги дозволених станів (валентну зону і зону провідності) і заборонену зону, електрони в яких постійно змінюють свій енергетичний стан (рис. 2.2).

В процесі взаємодії оптичного випромінювання з речовиною, головну роль відіграють структури зовнішніх електронних оболонок (валентні зони і зони вільних іонізованих атомів).

Оптоелектронні процеси в речовині залежать від ширини забороненої зони. Від її ширини залежить також і довжина хвилі  $\lambda$ , на якій генерується випромінювання.

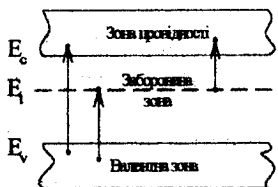


Рисунок 2.2

Електрон, що має енергію, яка відповідає одному з рівнів валентної зони, зв'язаний з атомами кристалічних ґраток і просторово локалізований. Якщо ж електрон займає рівень в зоні провідності, то він не зв'язаний з ґратками і може вільно переміщуватися по кристалу. Енергії, що відповідає забороненій зоні, цей електрон мати не може, якщо в цій зоні не має додаткових дозволених рівнів.

Зміна енергії електрона є квантовим переходом. Найбільш суттєвими є переходи з однієї зони в іншу - саме вони супроводжуються якісними змінами стану кристалу.

Для математичного описання руху електронів розглядають поведінку електрона в полі з періодичним потенціалом. Через те, що між електронами діють електричні сили відштовхування, рух кожного з них виявляється залежним від електронів, що його оточують.

Хвильову функцію, для визначення стаціонарних станів і енергетичного спектра сукупності великого числа атомних ядер і електронів в кристалі, можна отримати за допомогою рішення рівняння Шредінґера:

$$\hat{H}\psi = E\psi, \quad (2.1)$$

де  $\hat{H}$  - гамільтоніан кристалу,  $\psi$  - власна хвильова функція гамільтоніану,  $E$  - енергія кристала.

Енергія електрона в кристалі залежить від хвильового вектора  $\mathbf{k}$ , тобто  $E = E(\mathbf{k})$ .

Отже, рішенням рівняння Шредінґера для електрона в періодичному полі кристала є плоска біжуча хвиля, модульована з періодичністю ґратки.

Вільні носії заряду - електрон  $n_0$  і дірка  $p_0$ , що виникають в результаті термічної генерації і знаходяться в тепловій рівновазі з кристалічною ґраткою, називаються рівноважними.

Якщо в речовині встановлена теплова рівновага, то зона провідності має декілька зайнятих станів, а валентна - незайнятих. Тому спонтанні переходи, в яких виникає випромінювання, виняткові.

Одночасно з генерацією вільних носіїв заряду іде процес рекомбінації, коли електрони повертаються у вільні стани у валентній зоні, в результаті чого зникають вільний електрон і вільна дірка.

В умовах термодинамічної рівноваги ці процеси цілком взаємно врівноважуються.

Випромінювання світлової енергії відбувається за час рекомбінації електрона з діркою.

Виходячи з того, що імовірність рекомбінації пропорційна добутку концентрацій вільних носіїв заряду, можна визначити кількість рекомбінуючих електронно-діркових пар  $R_0$  в одиниці об'єму кристалу за одну секунду:

$$R_0 = \gamma_r n_0 p_0, \quad (2.2)$$

де  $\gamma_r$  - коефіцієнт пропорційності, або коефіцієнт рекомбінації.

Для рівноважного стану напівпровідника справедлива рівність числа генерованих  $G_0$  і рекомбінуючих електронно-діркових пар:

$$G_0 = R_0, \quad (2.3)$$

яка є вираженням принципу детальної рівноваги.

Крім теплової генерації  $\epsilon$  і інші механізми, які викликають виникнення вільних носіїв заряду. Це може бути опромінення напівпровідника світлом, за рахунок розриву валентних зв'язків в сильних електричних полях, в результаті інжекції на  $p$ - $n$  переході і ін.

В усіх цих випадках концентрація електронів і дірок збільшується і відрізняється від термодинамічно рівноважної  $n_0$  і  $p_0$ . Рухливі носії заряду, що не знаходяться в термодинамічній рівновазі як за концентрацією, так і за енергетичним розподілом, називаються нерівноважними носіями заряду, а їх концентрація називається нерівноважною концентрацією.

Надлишок нерівноважної концентрації носіїв заряду  $\Delta n$  і  $\Delta p$  в напівпровіднику, в порівнянні з рівноважною  $n_0$  і  $p_0$ , називається надлишковою концентрацією носіїв заряду.

В залежності від механізму розрізняють три види рекомбінації: міжзонну рекомбінацію, рекомбінацію через локальні центри і поверхневу рекомбінацію.

Міжзонна рекомбінація здійснюється при переході вільного електрона з зони провідності у валентну зону, що супроводжується переходом вільного електрона і вільної дірки у з'язаний стан. Цей процес відбувається при дотриманні законів збереження енергії і квазіімпульсу.

Якщо енергія і квазіімпульс електрона в зоні провідності (до рекомбінації) були  $E'$  і  $p'$ , а після рекомбінації вони рівні відповідно  $E$  і  $p$ , то закони збереження енергії і квазіімпульсу запишуться у вигляді:

$$E' = E + \Delta E; \quad p' = p + Q, \quad (2.4)$$

де  $Q$  - квазіімпульс, переданий електроном кристалічній ґратці,  $\Delta E$  - енергія, що виділяється в процесі рекомбінації.

В залежності від того, яким чином витрачається енергія  $\Delta E$ , міжзонна рекомбінація розділяється на три типи:

якщо енергія, що звільняється в процесі рекомбінації, випромінюється у вигляді кванта світла, рекомбінація називається випромінювальною чи фотонною;

якщо енергія, що звільняється в процесі рекомбінації, передається ґратці, тобто витрачається на утворення фононів, рекомбінація називається безвипромінювальною чи фононною;

якщо в акті рекомбінації енергія, що виділяється, передається вільному носію заряду, рекомбінація називається ударною чи рекомбінацією Оже.

Таким чином, процес рекомбінації електронів і дірок може бути як безвипромінювальним, так і випромінювальним.

В напівпровідниковому кристалі завжди є дефекти, енергетичні рівні яких знаходяться в забороненій зоні. Тому, наряду з міжзонною рекомбінацією може йти процес рекомбінації через локальні центри.

Дефект ґратки, здатний захопити електрон з зони провідності і дірку з валентної зони, здійснюючи їх рекомбінацію, називається рекомбінаційною пасткою.

В залежності від способу витрати енергії  $\Delta E$  при переході електрона на більш низький енергетичний рівень рекомбінація через рекомбінаційні пастки також може бути випромінювальною чи безвипромінювальною.

Рекомбінація носіїв заряду, що іде на поверхні напівпровідника, називається поверхневою рекомбінацією. Поверхнева рекомбінація відбувається через поверхневі рекомбінаційні пастки і також може бути випромінювальною і безвипромінювальною.

При міжзонній випромінювальній рекомбінації електрон із зони провідності переходить у валентну зону, при цьому випромінюється квант світла, енергія якого дорівнює ширині забороненої зони:

$$h\nu = E_g. \quad (2.5)$$

При термодинамічній рівновазі кількість носіїв заряду, що рекомбінують в одиниці об'єму за одиницю часу з випромінюванням фотонів, відповідно до принципу детальної рівноваги, дорівнює числу носіїв заряду, що збуджуються при поглинанні фотонів. Тобто, густина рівноважного випромінювання  $R_n^0$  дорівнює числу квантів, що поглинаються  $R_n^0$  в одиниці об'єму за одну секунду.



Але інтенсивність процесу випромінювальної рекомбінації (2.2) пропорційна добутку концентрацій рівноважних електронів і дірок:

$$R_n^0 = R_p^0 = \gamma_{\text{тв}} n_0 p_0 = \gamma_{\text{тв}} n_i^2, \quad (2.6)$$

де  $\gamma_{\text{тв}}$  - коефіцієнт міжзонної випромінювальної рекомбінації,  $n_i$  - власна концентрація носіїв заряду.

При відхиленні від рівноважного стану, концентрації нерівноважних носіїв заряду дорівнюють:

$$n = n_0 + \Delta n \quad \text{і} \quad p = p_0 + \Delta p.$$

Вони характеризуються тим же коефіцієнтом рекомбінації, що і рівноважні.

При цьому, якщо не настає виродження, зберігається пропорційність швидкості рекомбінації  $R$  добутку концентрацій нерівноважних електронів і дірок.

Тому, виразивши  $\gamma_{\text{тв}}$  із співвідношення (2.6), можна визначити:

$$R = \gamma_{\text{тв}} np = R_n^0 (np/n_i^2). \quad (2.7)$$

Час життя  $\tau$  нерівноважних носіїв заряду при міжзонній випромінювальній рекомбінації, для електронів:

$$\tau_{\text{тв}} = -\Delta n / (dn/dt). \quad (2.8)$$

Коли зовнішнє збудження зняте, швидкість зміни концентрації вільних електронів визначається різницею інтенсивностей рекомбінації  $R$  і рівноважної генерації  $G_n^0$ .

Через те, що  $R_n^0 = G_n^0$ , то

$$-dn/dt = R - R_n^0. \quad (2.9)$$

З врахуванням (2.9), вираз (2.8) запишеться у вигляді:

$$\tau_{\text{тв}} = -\Delta n / (R - R_n^0) = \Delta n / \Delta R, \quad (2.10)$$

де  $\Delta R$  - зміна швидкості рекомбінації при відхиленні системи від рівноважного стану.

Аналогічну рівність можна записати і для дірок:

$$\tau_{\text{тв}} = -\Delta p / (R - R_p^0) = \Delta p / \Delta R. \quad (2.11)$$

Величину  $\Delta R$  можна визначити за допомогою формул (2.6) і (2.7):

$$\Delta R = R - R_n^0 = R_n^0(np - n_i^2)/n_i^2. \quad (2.12)$$

Підставивши в співвідношення (2.12) значення  $n$  і  $p$  і замінивши  $n_i^2$  на  $n_0p_0$ , одержимо:

$$\Delta R = R_n^0(n_0\Delta p + p_0\Delta n + \Delta n\Delta p)/n_0p_0. \quad (2.13)$$

Тепер вираз (2.10) приймає вигляд:

$$\tau_{nr} = (\Delta n p_0) / R_n^0(n_0\Delta p + p_0\Delta n + \Delta n\Delta p). \quad (2.14)$$

Якщо  $\Delta n = \Delta p$ , то формула (2.14) спрощується:

$$\tau_{nr} = \tau_{pr} = n_0p_0 / [R_n^0(n_0 + p_0 + \Delta n)]. \quad (2.15)$$

Якщо провести аналіз (2.15) для різних типів напівпровідників, то він покаже, що час життя нерівноважних носіїв заряду у власному напівпровіднику при міжзонній випромінювальній рекомбінації тим менший, чим вища температура і чим менша ширина забороненої зони, а в домішковому напівпровіднику час життя нерівноважних носіїв заряду менший, ніж у власному і з ростом ступеня легування і температури він зменшується.

Час життя неосновних носіїв у прямозонних і непрямозонних напівпровідниках значно впливає на генерацію оптичного випромінювання.

Швидкість рекомбінації надлишкових електронів в області  $p$ -типу в одиниці об'єму визначається, як:

$$-(dn/dt) = (n - n_{r0})/\tau_r. \quad (2.16)$$

Для окремого розглядання випромінювальних і безвипромінювальних переходів покладемо:

$$-(dn/dt) = -(dn/dt)_b - (dn/dt)_c, \quad (2.17)$$

де

$$-(dn/dt)_b = (n - n_{r0})/\tau_{rb} \quad (2.18)$$

- швидкість втрати носіїв внаслідок випромінювальної рекомбінації, а

$$-(dn/dt)_c = (n - n_{r0})/\tau_{rc} \quad (2.19)$$

відповідає швидкості втрати носіїв внаслідок безвипромінювальних переходів.

Параметри  $\tau_{r\alpha}$  і  $\tau_{r\beta}$  в (2.17) - (2.19) можна розглядати як час життя неосновних носіїв, які обумовлені відповідно випромінювальними чи безвипромінювальними переходами.

Необхідно відзначити, що

$$1/\tau_r = (1/\tau_{r\alpha}) + (1/\tau_{r\beta}). \quad (2.20)$$

З часом випромінювальної рекомбінації пов'язана її імовірність  $P_{r\alpha}$ . Вона прямо пропорційна швидкості рекомбінації і обернено пропорційна часу життя  $\tau_{r\alpha}$ :

$$P_{r\alpha} = 1/\tau_{r\alpha}. \quad (2.21)$$

І час, і імовірність випромінювальної рекомбінації характеризують її ефективність  $\eta$ , яка має внутрішню і зовнішню складові.

Внутрішня квантова ефективність  $\eta_{\text{вн}}$ , яка визначається як відношення імовірності випромінювальної рекомбінації  $P_{r\alpha}$  до імовірності безвипромінювальних переходів  $P_{r\beta}$ :

$$\eta_{\text{вн}} = (dn/dt)_\alpha / (dn/dt)_\beta. \quad (2.22)$$

Використовуючи залежності (2.20) і (2.21), з виразу (2.22) можна отримати:

$$\eta_{\text{вн}} = P_r / (P_{r\alpha} + P_{r\beta}),$$

або

$$\eta_{\text{вн}} = (1/\tau_{r\alpha}) / [(1/\tau_{r\alpha}) + (1/\tau_{r\beta})] = 1 / (1 + (\tau_{r\alpha}/\tau_{r\beta})). \quad (2.23)$$

Аналіз (2.23) показує, що для підвищення ефективності джерела випромінювання необхідно домагатися зниження відношення  $\tau_{r\alpha}/\tau_{r\beta}$ .

Отримання високої внутрішньої квантової ефективності ще недостатньо для досягнення максимально ефективних випромінювальних характеристик напівпровідникового оптичного джерела в цілому. Основна частина рекомбінаційного випромінювання генерується в межах однієї-двох дифузійних довжин від переходу і характеризується відсутністю певної спрямованості. Тому не всі вони можуть вийти з напівпровідника назовні.

Відношення кількості фотонів, які вийшли з напівпровідника в зовнішнє середовище, до кількості носіїв, що пройшли через перехід, називається зовнішньою квантовою ефективністю  $\eta_{\text{зовн}}$ . Або інакше, зовнішня ефективність  $\eta_{\text{зовн}}$  може визначатися як відношення кількості емітованих квантів до кількості генерованих квантів:

$$\eta_{\text{зовн}} = N_{\text{с.кв.}} / N_{\text{інф.кв.}} \quad (2.24)$$

До того, що  $\eta_{\text{зовн}}$  завжди менша  $\eta_{\text{ан}}$  призводять ефекти поглинання між точкою генерації випромінювання в об'ємі напівпровідника і його випромінюючою поверхнею, відбиття частини випромінювання, що підходить до поверхні напівпровідника під кутом меншим критичного  $\theta_c$ , і часткового відбиття і цього випромінювання від поверхні напівпровідник-зовнішнє середовище (рис. 2.3).

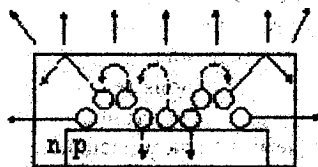


Рисунок 2.3

При визначенні ефективності випромінювання в залежності від робочого режиму застосовується диференціальна квантова ефективність  $\eta_d$ , яка визначається як відношення потужності випромінювання до струму накачки:

$$\eta_d = dP/dI_D, \quad (2.25)$$

де  $I_D$  - струм діода (накачки) визначається як:

$$I_D = I_0 (e^{u/kt} - 1), \quad (2.26)$$

де  $I_0$  - тепловий струм;  $u$  - напруга на  $p$ - $n$ -переході.

Ефективність переходу із зони в зону в напівпровідниках, таких як GaAs, InP та ін., а також в трьох і чотирьох компонентних сполуках дуже висока і може досягати 100%. Тому такі матеріали широко використовують при виготовленні напівпровідникових світловипромінювальних приладів.

### 2.3 Люмінесценція

Генерувати світлову енергію може речовина, яка знаходиться в твердому, рідкому і газоподібному стані. При цьому випромінювання може бути рівноважним, наприклад теплове, і нерівноважним, наприклад люмінесцентне, виникати за рахунок відбиття і розсіювання світла, гальмівних процесів та ін.

Фізичною основою роботи напівпровідникових випромінювачів є люмінесценція [1, 12-18].

Люмінесценція - це електромагнітне нетеплове випромінювання, кінцева тривалість якого значно перевищує період світлових коливань.

На відміну від свічення нагрітих тіл для люмінесценції не потрібне їх нагрівання, хоча підведення енергії для переведення напівпровідників у збуджений стан необхідно.

Люмінесценція може викликатися різними причинами.

При фотолюмінесценції випромінювання з'являється за рахунок енергії світла, що поглинається. Світіння, що виникає при бомбардуванні матеріалу електронами, називають катодолюмінесценцією.

Люмінесценція може спостерігатися при збудженні речовини рентгенівським (рентгенолюмінесценція) і  $\gamma$ -випромінюванням (радіоломінесценція), під дією електричного поля (електролюмінесценція), в результаті механічного впливу на речовину (триболюмінесценція), при хімічних і біологічних процесах (хемі- і біоломінесценція).

Люмінесценція включає в себе два основні етапи.

На першому з них під дією збуджувальної енергії відбувається генерація носіїв заряду. Цей етап визначає тип люмінесценції.

На другому етапі генеровані носії заряду рекомбінують на центрах рекомбінації. Енергія, яка виділяється при рекомбінації, перетворюється або в оптичне випромінювання, або в тепло.

В оптоелектроніці найбільш широко використовують електролюмінесценцію.

До способів, які можуть збуджувати електролюмінесценцію, відносяться міжзонне (власне) збудження, лавинне збудження і збудження при тунелюванні і інжекції.

Міжзонне збудження може виникати при дії змінного електричного поля на порошкоподібний напівпровідник (наприклад, ZnS), який впресований у діелектрик (пластмасу чи скло).

Електролюмінесценція на частотах, які лежать у звуковому діапазоні, викликається ударною іонізацією прискореними електронами або польовою емісією електронів з пасток. Її ефективність низька (<1%).

Для того щоб створити лавинне збудження, р-п перехід або контакт метал-напівпровідник зміщують в зворотному напрямку в область лавинного пробоя. Електронно-діркові пари, які виникають при ударній іонізації, можуть викликати випромінювання за рахунок міжзонних переходів (лавинне випромінювання) або переходів всередині зони (гальмівне випромінювання).

Електролюмінесценція може бути також результатом тунелювання в область прямозміщеного або зворотнозміщеного переходу. При досить великому зворотному зміщенні на контакті метал-напівпровідник (вироджений, р-типу) дірки з рівня Фермі в металі можуть тунелювати у валентну зону і визивати випромінюючу рекомбінацію при взаємодії з електронами, які тунелюються з валентної зони в зону провідності.

В оптоелектроніці найбільш поширеним методом збудження електролюмінесценції є інжекційний.

При прямому зміщенні на  $p$ - $n$  переході інжекція неосновних носіїв через перехід може привести до досить ефективної випромінюючої рекомбінації через те, що в цьому випадку електрична енергія безпосередньо перетворюється у фотони.

Люмінесценція, як будь-яке електромагнітне випромінювання, характеризується інтенсивністю, спектральним складом, поляризацією, когерентністю і тривалістю післясвітіння.

Тільки тривалість післясвітіння відрізняє люмінесценцію від всіх інших видів нерівноважного випромінювання, що практично безінерційні.

При люмінесценції акти поглинання і випромінювання світла розділені проміжними процесами, що і призводить до тривалого існування світіння після припинення збудження. Тому, при вимиканні джерела збудження, люмінесценція напівпровідника зникає не миттєво, а продовжується деякий час після відключення збуджувальної енергії.

Оскільки інтенсивність люмінесценції пропорційна числу актів рекомбінації в секунду

$$I_L \sim -(dn/dt), \quad (2.27)$$

то зміна її яскравості в часі після зняття збудження буде різною в залежності від виду люмінесценції.

У випадку мономолекулярного світіння, коли процес поглинання і випромінювання відбувається в тому самому центрі, зменшення концентрації збуджених електронів в часі визначається співвідношенням:

$$n = n_0 e^{-t/\tau}, \quad (2.28)$$

де  $n_0$  - концентрація збуджених електронів в момент часу  $t = 0$ ;  $\tau$  - час життя електрона на збудженому рівні центра.

Тому інтенсивність мономолекулярної люмінесценції після припинення збудження зменшується за експоненціальним законом з постійною часу  $\tau$ .

$$I_L \sim e^{-t/\tau}. \quad (2.29)$$

Для рекомбінаційної люмінесценції закон згасання визначається ступенем її збудження.

У напівпровідників інтенсивність випромінювання зменшується при підвищенні температури, тобто спостерігається температурне гасіння люмінесценції.

Якщо через  $P_{rv}$  позначити імовірність незалежних від температури випромінювальних переходів, а через  $P_{r0}$  - імовірність безвипромінювальних переходів, то квантовий вихід люмінесценції  $\eta$  описується виразом:

$$\eta = P_{rv}/(P_{rv} + P_{r0}). \quad (2.30)$$

Сама імовірність  $P_{г6}$  залежить від температури:

$$P_{г6} = P_{г60} e^{-E/kT}, \quad (2.31)$$

де  $E$  - енергія активації,  $P_{г60}$  - коефіцієнт, що не залежить від температури.

Отже, температурна залежність квантового виходу випромінювання має вигляд:

$$\eta = 1/(1 + C e^{-E/kT}), \quad (2.32)$$

де  $C = P_{г60}/P_r$  - константа.

Люмінісценція є основою роботи більшості напівпровідникових джерел як некогерентного, так і когерентного випромінювання.

## 2.4 Випромінюючі діоди

Випромінюючі діоди є основними і найбільш універсальними випромінювачами сучасної некогерентної оптоелектроніки. Фізичною основою їх роботи є інжекційна електролюмінісценція, в результаті якої електрична енергія перетворюється в електромагнітне випромінювання, спектр якого може знаходитися у видимій та інфрачервоній частинах оптичного спектру.

Діоди, які використовуються в діапазоні видимого випромінювання для візуального відображення інформації, називаються світловипромінюючими діодами (СВД), а в інфрачервоному - ІЧ-діодами.

Широке розповсюдження СВД обумовлене такими їх перевагами, як високий ККД перетворення електричної енергії в оптичну; відносно вузький спектр випромінювання (квазімонохроматичність) для одного типу діодів, з одного боку, і перекриття майже всього оптичного діапазону випромінювання діодами різних типів з іншого; високою для некогерентного випромінювача спрямованістю випромінювання; малими значеннями прямого спадання напруги, що забезпечує електричну сумісність ВД з інтегральними схемами; високою швидкодією; відносно малими габаритами; технологічною сумісністю з іншими мікроселектронними пристроями; високою надійністю і довговічністю.

Випромінюючий діод представляє собою напівпровідниковий електрично керований елемент. Його електричні та випромінювальні властивості залежать від потенціалу перенесення носіїв при змищенні переходів в прямому або зворотному напрямках та законів випромінювальної і безвипромінювальної рекомбінації в напівпровідниках.

Конструктивно і електрофізично СВД аналогічні до звичайної діодної структури, яка представляє собою електронно-дірковий  $p-n$  перехід (рис. 2.4), в якому одна з областей, наприклад  $n$ , є емітерною, а друга  $p$  - базовою.

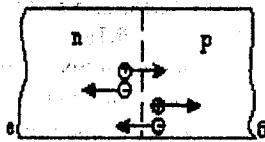


Рисунок 2.4

Для підвищення рівня випромінювальної рекомбінації, емітер легують сильніше, ніж базу, а в базову область додатково вводять нейтральні домішки, наприклад, кисень чи азот. Введення цих домішок не приводить до утворення в напівпровідниках додаткових носіїв заряду, але це сприяє генерації світла.

При відсутності зовнішніх впливів, в даному випадку при нульовому зміщенні  $p$ - $n$  переходу, носіїв заряду дифундують через  $p$ - $n$  перехід, викликаючи струм дрейфу, який є збалансованим зворотними напрямленими потоками основних носіїв  $n_0$  і  $p_0$ .

При подачі на  $p$ - $n$  перехід прямого зміщення, починається інжекція електронів з емітерної області в базову. Одночасно проходить процес інжекції дірок з базової області в емітерну.

В результаті цього утворюється прямий струм

$$i_D = i_n + i_p, \quad (2.33)$$

який складається з електронної  $i_n$  та діркової  $i_p$  складових.

Потоки електронів та дірок, які обумовлюють цей струм, визначають число актів випромінювальної (в  $p$ -області) та безвипромінювальної (в  $n$ -області) рекомбінації.

Але, оскільки базова  $p$ -область є тією частиною діодної структури, в якій відбувається перетворення енергії інжектованих електронів у випромінювання, у випромінювальній рекомбінації бере участь тільки струм, зумовлений інжекцією електронів в базу.

Для СВД характерні два механізми випромінювальної рекомбінації: міжзонна рекомбінація вільних електронів та дірок в прямозонних напівпровідниках (переходи зона - зона) і рекомбінація електронів та дірок в складі екситонів, що зв'язані з домішковими ізоелектронними центрами (пастками) в непрямоzonних напівпровідниках.

Висока імовірність прямих переходів обумовлена тим, що вони відбуваються без зміни імпульсу електрона (імпульс до і після переходу дорівнює нулю), тому закон збереження імпульсу виконується автоматично при безпосередній рекомбінації електрона з діркою.

Типовими прямоzonними напівпровідниками є GaAs, InAs, InSb і GaSb, а також тверді розчини  $A^{III}B^V$  такі, як GaAlAs, GaAsP, InGaAsP,



більшість сполук типу  $A^{II}B^{VI}$  ( $ZnS$ ,  $ZnSe$ ,  $ZnTe$ ,  $CdS$ ,  $CdTe$ ,  $CdSe$ ), та ряд інших бінарних сполук ( $PbS$ ,  $PbSe$ ,  $PbTe$ ).

В непрямозонних напівпровідниках імовірність випромінювальної рекомбінації дуже низька. Але вона може різко зрости при утворенні в них ізоелектронних (електрично нейтральних) екситонних пасток.

Наприклад, в  $GaP$  такі пастки виникають шляхом легування кристалу азотом (при цьому атом  $N$  заміщує в ґратці атом  $P$ ) або одночасно киснем та цинком (атоми  $O$  та  $Zn$  заміщують атоми  $P$  та  $Ga$ , відповідно).

Інжекційна електролюмінесценція на  $p-n$  переході структури (рис. 2.4), складається з двох процесів: інжекції носіїв заряду, за допомогою якої забезпечується створення нерівноважних носіїв заряду, і власно електролюмінесценції.

Розглянемо процес створення електролюмінесцентного свічення на прикладі планарної структури  $p-n$  переходу (рис. 2.5).

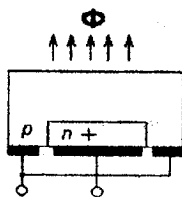


Рисунок 2.5

При контакті однорідних напівпровідників з різними типами електропровідності рівень Фермі в рівноважному стані повинен бути однаковий в  $p$  і  $n$  областях.

Це приводить до викривлення зон і створення потенціального бар'єра (рис. 2.6).

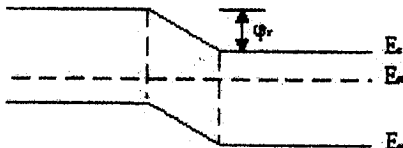


Рисунок 2.6

Основна маса дірок з  $p$  області дифундує в область переходу, але не може здолати потенціальний бар'єр і, проникнувши на деяку глибину, знову повертається в  $p$  область.

Дірки з  $n$  області проходять по дну валентної зони незалежно від енергії  $p$ -області і утворюють дрейфовий потік з  $n$  в  $p$  область. Цей по-

тік врівноважується зустрічним дифузійним потоком дірок з  $p$ -області, які мають більшу енергію і здатні подолати потенціальний бар'єр.

Аналогічна картина в русі електронів: електрони з  $p$  області вільно переходять в  $n$  область, створюючи дрейфовий струм. Цей електронний потік врівноважується потоком електронів з  $n$  області, які мають більшу енергію.

При прикладанні прямої напруги потенціальний бар'єр знижується і проявляються дифузійні струми як дірок, так і електронів, тобто збільшується інжекція неосновних носіїв: дірок в  $n$  область, електронів в  $p$  область.

Наведений аналіз процесу руху носіїв показує, що випромінюючою може бути область тільки по одну сторону  $p$ - $n$  переходу, тобто  $p$  область. Тому, необхідно щоб кількість інжекттованих носіїв була максимальною саме у цій випромінюючій (активній)  $p$  області.

З цією метою в  $n$  область вводять більше донорних домішок, ніж акцепторних в  $p$  область. Тому, у випромінюючій діодній структурі (рис. 2.5), інжекція практично одностороння - з  $n$  емітерної області в  $p$  базову область.

Якість СВД характеризується зовнішнім квантовим виходом (ефективністю) випромінювання:

$$\eta_{зовн} = \gamma_k \eta_{opt} \eta_{opt} \quad (2.34)$$

де  $\gamma_k$  - коефіцієнт інжекції  $p$ - $n$  переходу;  $\eta_{opt}$  - оптична ефективність.

Таким чином, зовнішній квантовий вихід  $\eta_{зовн}$  - це інтегральний показник випромінювальної здатності СВД, що враховує ефективність інжекції  $\gamma_k$ ,  $\gamma_k$  - коефіцієнт інжекції  $p$ - $n$  переходу;  $\eta_{opt}$  - оптична ефективність

Оптичну ефективність (коефіцієнт, який характеризує витрати випромінювання при його виведенні із СВД через оптичну систему) називають також енергетичною ефективністю виводу оптичного випромінювання із СВД. Вона визначається відношенням потужності вихідного випромінювання  $P_{opt}$  до потужності випромінювання, яке генерується всередині кристала  $P_{ген}$ :

$$\eta_{opt} = P_{випр} / P_{ген} \quad (2.35)$$

Враховуючи вищесказане, характеристика загальної ефективності СВД завжди буде мати вигляд (рис. 2.7).

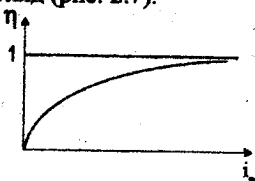


Рисунок 2.7

Як бачимо, ефективність СВД залежить від режиму його роботи, але завжди менша одиниці тому, що при виведенні випромінювання із СВД завжди є енергетичні втрати.

Ділянка низької ефективності свічення при дуже малих прямих струмах обумовлена значним внеском безвипромінювальної рекомбінації на поверхні і в області об'ємного заряду. При збільшенні струму центри рекомбінації "забиваються" носіями заряду і їх роль в загальному процесі слабшає.

Характеристика (рис. 2.7) має такий вигляд тому, що при генерації і виході фотонів в планарній структурі (рис. 2.5) спрацьовують три основні механізми (рис. 2.3) енергетичних втрат.

### 1. Втрати на самопоглинання.

При поглинанні напівпровідником фотонів, які виникли, їхня енергія може бути передана електронам валентної зони з переходом цих електронів в зону провідності.

Далі можливе поглинання енергії фотонів вільними електронами зони провідності чи дірками валентної зони. При цьому енергія фотонів витрачається також на перехід носіїв на більш високі для них енергетичні рівні, але в межах відповідної дозволеної зони.

Можливе домішкове поглинання фотонів, при якому їхня енергія іде на порушення домішкових рівнів.

Крім цього, в напівпровідниках може відбуватися поглинання фотонів кристалічними ґратками, поглинання з переходом електронів з акцепторного на донорний енергетичний рівень і деякі інші види поглинання.

### 2. Втрати на повне внутрішнє відбиття.

При падінні променів на границю розділу оптично більш щільного середовища (напівпровідник) з оптично менш щільним (повітря), для частинок випромінювання виконується умова повного внутрішнього відбиття. Ця частина випромінювання, відбившись всередині кристалу, втрачається за рахунок самопоглинання.

Випромінювання, що падає на поверхню розділу під кутом  $\theta$ , який перевищує критичний кут  $\theta_{кр}$ , проходить повне внутрішнє відбиття; при  $\theta < \theta_{кр}$  промені частково відбиваються від непросвітленої поверхні. Це френелівські втрати.

### 3. Втрати на зворотне і торцьове випромінювання.

Генерація в активній області напівпровідника спонтанна і характеризується тим, що промені направлені рівноімовірно в усі сторони. Промені, що поширюється в сторону емітера, швидко поглинаються.

Ефективність випромінюючого діода характеризується також залежностями параметрів оптичного випромінювання  $P_{ем}$  від прямого струму  $I_{пр}$  через діод (рис. 2.8) - це випромінюючі характеристики, і від довжини хвилі випромінювання  $\lambda$  (рис. 2.8) - це спектральні характеристики.

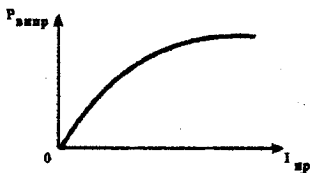


Рисунок 2.8

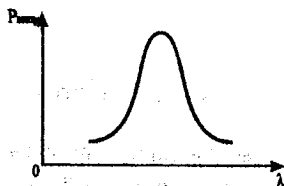


Рисунок 2.9

При малих прямих струмах, частка безвипромінюючої рекомбінаційної складової струму невелика і, відповідно, коефіцієнт інжекції малий. Із збільшенням прямого струму потік випромінювання спочатку швидко зростає доти, доки в струмі діода не стає переважною дифузійна складова струму.

Подальше збільшення  $I_{пр}$  призводить до поступового насичення центрів люмінесценції і зниження випромінювальної здатності діода. Крім того, з ростом струму збільшується ймовірність ударної рекомбінації, що також зменшує випромінювальну здатність.

Спільна дія розглянутих механізмів впливу прямого струму на силу випромінювання призводить до того, що випромінювальна характеристика має максимум при деякому струмі.

Максимальна сила випромінювання залежить від геометрії випромінюючого  $p-n$  переходу і від розмірів електричних контактів.

При малих значеннях прямого струму через СВД потужність випромінювання незначна через те, що має місце перевищення кількості актів безвипромінювальної рекомбінації над випромінювальною.

При підвищенні прямого струму рекомбінаційні центри насичуються носіями заряду і різниця між безвипромінювальною і випромінювальною рекомбінацією стає лінійною відносно  $I_{пр}$ .

При перевищенні значення прямого струму певної величини подальшого зростання потоку інжектованих електронів не відбувається.

Параметри випромінюючого діода як елемента електричного кола постійного струму визначаються його ВАХ, наприклад, (рис. 2.10), і моделями у вигляді еквівалентних схем (ЕС), наприклад, для області високих частот (рис. 2.11).

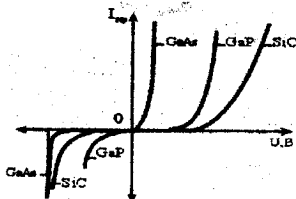


Рисунок 2.10

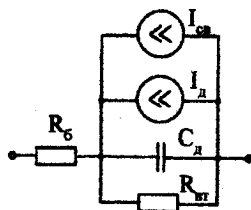


Рисунок 2.11

На рис. 2.11 позначено:  $R_b$  - опір бази;  $C_d$  - ємність діода;  $R_{вт}$  - опір втрат.

За зовнішнім виглядом ВАХ СВД такі ж самі, як і у звичайних діодів. Розходження в гілках ВАХ пов'язані з різною шириною забороненої зони матеріалів СВД. Крім того, чим менше довжина хвилі випромінювання, тим більше пряме спадання напруги на випромінювальному діоді і втрати електричної енергії в ньому.

Зворотні гілки ВАХ СВД мають малу допустиму зворотну напругу, тому, що ширина  $p-n$  переходу у випромінюючих діодах незначна. При роботі в схемі з великими зворотними напругами послідовно з випромінюючим необхідно включати звичайний (невипромінюючий) діод, що має достатнє значення допустимої зворотної напруги.

Для отримання електричної моделі СВД у вигляді його еквівалентної схеми (ЕС), до електричної моделі звичайного діода треба додати ще одне джерело струму (оптичне)  $I_{\text{ос}}$  (рис. 2.11).

СВД діоди використовуються як випромінювачі в різних схемах індикації, відображення інформації, у волоконно-оптичних лініях зв'язку і в багатьох інших пристроях. При цьому вони можуть використовуватися як окремі самостійні дискретні елементи пристрою, або можуть входити до складу іншого оптоелектронного приладу, наприклад оптопарі.

## 2.5 Лазери

Лазери - це оптоелектронні прилади, в яких генерація когерентного оптичного випромінювання відбувається за рахунок використання явища індукованого випромінювання [1-3, 5, 10, 19-22].

Конструктивно структура лазерного приладу має вигляд (рис. 2.12).



Рисунок 2.12

Взагалі вона складається з:

1. Активного середовища 1 (активної, або робочої, речовини), в якому генерується оптичне випромінювання.
2. Резонатора 2, який виконує функції підтримки і підсилення режиму генерації.
3. Рефлектора, через який оптичне випромінювання виводиться в зовнішнє середовище.

4. Зовнішнього джерела живлення (накачки), яке створює умови для режиму генерації.

Активна речовина (для індукованого випромінювання) повинна мати такі енергетичні рівні, перехід між якими супроводжується випромінюванням оптичних квантів. Вона повинна мати також певну концентрацію активних частинок, які забезпечують накопичення і виділення енергії. Чим більше буде цих частинок, тим більша їх кількість прийме участь у цьому процесі і тим більша буде результуюча енергія оптичного випромінювання.

Для виникнення режиму вимушеної оптичної генерації необхідне джерело збудження. За його допомогою більшість активних частинок речовини переводиться в збуджений стан. Цей процес називають накачкою.

Накачка - фізичний процес переходу квантових частинок на збуджені енергетичні рівні під дією світла, струму, хімічних реакцій і т.і. В результаті дії накачки утворюється інверсія населеності квантових рівнів, і речовина поглинаючи енергію накачки, стає активним лазерним середовищем. Процес накачки утворюється за рахунок певної фізичної дії на активну речовину, але найбільш поширене підключення до лазерної структури електричного джерела живлення.

До початку накачки більшість атомів робочої речовини знаходиться в основному стані на нижньому рівноважному рівні  $E_0$  (рис. 2.13).

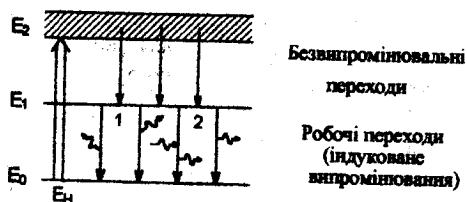


Рисунок 2.13

За рахунок енергії накачки  $E_n$ , частина електронів з основного рівня  $E_0$  переходить в широкую полосу поглинання рівнів  $E_2$ , а потім швидко переходить на метастабільний рівень  $E_1$ . Це безвипромінювальні переходи.

Якщо потужність накачки достатня, між основним рівнем  $E_0$  і метастабільним рівнем  $E_1$  виникає інверсія заселеності.

Повернення електронів з рівня  $E_1$  на рівень  $E_0$  (квантові переходи) супроводжується випусканням фотонів.

Частота отриманого випромінювання визначається як:

$$\nu = (E_2 - E_1)/h. \quad (2.36)$$

Процес переходу електронів з рівня  $E_1$  на рівень  $E_0$  може проходити по-різному.

При взаємодії кванта випромінювання з атомом, який знаходиться в нижньому енергетичному стані, може відбутися поглинання кванта випромінювання і атом перейде на верхній рівень.

Можливі спонтанні переходи 1 (рис. 2.13), при яких момент випущення і напрям вектора поляризації кожного фотона випадкові, а результуючий потік випромінювання описується лише середньостатистичними параметрами.

Такий процес переходу випромінюючих атомів із збудженого стану у рівноважний не пов'язаний з фотонами, що його викликають, і приводить до виникнення лише некогерентного випромінювання.

Одночасно із спонтанними переходами є імовірність вимушених переходів 2 (рис. 2.13) з енергетичного стану  $E_1$  в  $E_0$ .

Коли у взаємодії бере участь атом, який знаходиться у верхньому енергетичному стані, замість спонтанного випромінювання може відбутися випромінювання індукованого кванта. Внаслідок цього, при наявності випромінювання, зменшується середній час життя збудженого стану і будь-який квант індукованого випромінювання має однакову частоту і фазу із спонтанним.

Всі переходи, які пов'язані з дією таких вимушених фотонів, приводять до того, що всі активні атоми випромінюють майже одночасно, взаємозалежно і таким чином, що фотони, які випускаються, не відрізняються від тих, які їх викликали за напрямком, частотою, фазою і поляризацією.

Таким чином, вимушене випромінювання є когерентним.

Активна речовина розміщується між стінками резонатора, за допомогою якого, при виникненні випромінювання, відбувається його підсилення та подавлення паразитних хвиль.

Стимульоване таким чином випромінювання є резонансним процесом і в силу цього прив'язано до центра смуги генерованих частот, що, в свою чергу, приводить до збудження випромінюваної енергії на тій же частоті.

Резонаторні процеси можна створити, використовуючи оптичні призми, дифракційні решітки, інтерферометри, поляризаційні фільтри і т.і.

Після виділення квантів світла отримується оптична хвиля, яка буде змінюватися за амплітудою і переміщуватися по активній речовині. При цьому буде збільшуватися амплітуда коливань, але значне підсилення отримає тільки та хвиля, яка буде переміщуватися у перпендикулярному до дзеркальної поверхні резонатора напрямку.

Хвиля, яка переміщується паралельно дзеркальним поверхням, не отримавши підсилення не вийде з активної речовини назовні. Найбільшого підсилення отримає хвиля, яка багаторазово пройде по активній речо-

вині, після чого на виході резонатора утвориться потужний потік індукованого випромінювання.

Таким чином, оптичні резонатори призначені для створення процесу додатного зворотного зв'язку в квантових генераторах.

Цей зв'язок досягається відбиванням частини випромінювання в резонатор, що приводить також до концентрації світлового потоку на дискретних частотах (модах) і формування високонаправленого пучка випромінювання.

Оптична генерація може бути одномодовою і багатомодовою, стаціонарною і нестационарною, у вигляді поодиноких імпульсів і оптичних пучків.

Одномодовим називають такий режим, при якому в певній полосі частот можуть існувати коливання тільки одного типу. Частіше за все одномодовий режим отримують, використовуючи основні коливання в резонаторі, тобто коливання з низькою резонансною частотою. В одномодовому режимі повністю реалізується частотно-вибіркові властивості резонатора.

Резонатори бувають різних типів: лінійні, кільцеві і конфокальні.

Найпростіший лінійний резонатор Фабрі-Перо представляє собою два плоских дзеркала, розташованих один від одного на відстані  $l$ , яка на кілька порядків більша, за довжину хвилі випромінювача (рис. 2.14).

При нескінченно протяжних дзеркалах кожне власне коливання резонатора буде утворюватися в результаті додавання плоских хвиль, що рухаються в протилежних напрямках між дзеркалами, які їх відбивають.

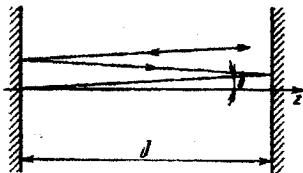


Рисунок 2.14

З урахуванням граничних умов на дзеркалах це приводить до утворення стійких типів подовжніх коливань, чи мод, резонансні частоти і довжини хвиль яких визначаються виразом:

$$\omega_m = m\pi c/nl, \quad (2.37)$$

де  $m$  - номер моди,  $m = 1, 2, 3, \dots$ ;  $n$  - показник заломлення середовища, що заповнює резонатор.

Відповідно 
$$\lambda_m = 2l/m, \quad (2.38)$$



Як видно, власні коливання відрізняються одне від одного числом  $m$  напівхвиль, що вкладаються між дзеркалами резонатора.

Частотний інтервал між сусідніми модами подовжніх коливань дорівнює:

$$\Delta\omega = \omega_m - \omega_{m-1} = \pi c/Ln \quad (2.39)$$

або в довжинах хвиль:

$$\Delta\lambda = \lambda/m. \quad (2.40)$$

Наприклад, при довжині резонатора 5 - 50 см і  $\lambda = 1$  мкм число  $m$  буде порядку  $10^5 - 10^6$ , тобто довжини хвиль сусідніх типів коливань розташовуються надзвичайно близько одна до одної.

Крім подовжніх типів коливань існують також стійкі коливання, утворені плоскими хвилями, що поширюються під деяким кутом  $\theta$  до осі резонатора (рис. 2.14).

Власні частоти цих типів коливань визначаються як:

$$\omega_m = m\pi c \cos\theta / nl, \quad (2.41)$$

причому  $\theta$  може приймати будь-які неперервні значення.

Втрати на випромінювання розподіляються на корисні (виведення випромінювання з резонатора для корисного використання) і некорисні (втрати на розсіювання і поглинання).

Загальний рівень втрат резонатора в багатьох випадках суттєво впливає на ширину спектра генерованого випромінювання.

Виведення хвиль з лазера назовні (паралельно та послідовно) проводиться за допомогою рефлектора.

Для виведення енергії з резонатора одно з дзеркал робиться напівпрозорим або з отвором для виведення світла визначеної довжини хвилі.

Затухання енергії в резонаторі визначається його добротністю  $Q$ . До причин, що її зменшують відносяться дифракційні явища, обумовлені кінцевими розмірами відбивачів, непаралельність дзеркал, їх шорсткість та ін.

Лазери, за активною речовиною, яка використовується в них, поділяються на газові, твердотільні, рідинні і напівпровідникові.

Для газових лазерів використовується суміш газів або речовина, що знаходиться в газоподібному стані. Газове середовище полегшує створення безперервного вимушеного випромінювання, тому що для переводу газоподібної речовини в збуджений стан потрібна менша енергія.

Випромінювання газового лазера відрізняється від випромінювання твердотільного, наприклад, рубінового лазера, режимом генерації (неперервний), більш високою монохроматичністю і когерентністю, більшою

направленістю (його кутова розходимість не перевищує однієї кутової хвилини).

Газові лазери, в свою чергу, поділяються на такі типи: газорозрядні, газодинамічні, плазмодинамічні, хімічні і електроіонізаційні.

Газорозрядні лазери поділяються на атомарні, іонні і молекулярні.

Вихідна потужність такого лазера складає 0,5...10 мВт при потужності споживання в межах 40...90 Вт.

Сучасні газові лазери - газодинамічні, електродинамічні і електроіонізаційні генерують більш потужне випромінювання, ніж твердотільні (на 2000 Дж).

Хімічні лазери можуть працювати в діапазоні від 0,34 до 11 мкм і дозволяють змінювати довжину хвилі випромінювання. Вони мають більш високий ККД (до 50%).

Твердотільні лазери найбільш широко використовуються для отримання потужних імпульсів випромінювання в широкому інтервалі їх тривалостей. Отримання імпульсів великої енергії і потужності здійснюється за допомогою лазерних підсилювачів потужності.

Висока потужність твердотільних лазерів дозволяє виконувати нелінійне перетворення частоти за рахунок ефектів генерації гармонік, вимушеного розсіювання і параметричних ефектів.

Твердотільні лазери використовують також для накачки інших лазерів.

В рідинних лазерах робочим середовищем служать рідкі діелектрики з домішковими робочими атомами. Розчинивши рідкоземельні елементи в деяких рідинах, можна отримати структуру енергетичних рівнів, дуже схожу із структурою рівнів домішкових атомів в твердих діелектриках. Тому принцип роботи рідинних лазерів такий самий як і твердотільних.

Головні переваги рідинних лазерів базуються на основних властивостях їх робочої речовини: не потрібно варити скло високої якості і виробувати булі для кристалів; рідиною можна заповнювати будь-який об'єм, що полегшує охолодження активної речовини шляхом циркуляції самої рідини в приладі.

Напівпровідникові лазери, подібно іншим лазерам (таким, як рубіновий лазер або лазер на суміші He-Ne), генерують випромінювання, когерентне в просторі і в часі. Це означає, що випромінювання лазера високомонохроматичне (має вузьку смугу спектра) і створює строго направлений промінь.

В напівпровідникових лазерах активне середовище створюється в результаті інжекції вільних носіїв заряду в області *p-n* переходу. В якості активного елемента використовуються напівпровідникові сполучення Ga, In, Pb, Cd, Zn, з As, P, S, Te, Se і інші.

Напівпровідникові лазери мають переваги перед іншими: мініатюрність, обумовлену великим підсиленням; більш великий ККД;

можливість широкополосної внутрішньої модуляції випромінювання за схемою накачування; змінювання довжини хвилі випромінювання в широкому діапазоні, яка здійснюється при використанні залежності оптичних характеристик напівпровідників від зовнішнього впливу (температури, тиску і т.і.).

Завдяки малим розмірам і можливості високочастотної модуляції напівпровідниковий лазер представляє собою один з найперспективніших джерел випромінювання.

Основними параметрами і характеристиками лазерів є:

1. Довжина хвилі енергії, що випромінюється,  $\lambda$ .

Діапазон хвиль лазерного випромінювання простягається від рентгенівської ділянки спектру до інфрачервоної. Найбільш широкий діапазон у газових лазерів.

2. Енергія імпульсу,  $E$ .

Вона вимірюється в джоулях і найбільшої величини досягає в твердотільних лазерах - порядку 1000 Дж.

3. Потужність, тобто енергія в одиницю часу,  $P_{\text{вих}}$ .

Газові лазери, що випромінюють неперервно, мають потужність від міліват до сотень ват. Міліватну потужність мають лазери на гелій-неоновій суміші, а сотні ват мають лазери на  $\text{CO}_2$ . Твердотільні лазери мають потужність в імпульсі порядку десятків кіловат.

Потужність лазерів обмежена променевою стійкістю і гранично допустимою температурою кристалу. Перегрів активного елемента є основною причиною зниження потужності випромінювання. Підвищення потужності лазера проводиться шляхом зміни його добротності як електричними режимами, так і з використанням додаткових приладів.

4. Розходимість променя, або діаграма направленості лазера,  $\theta$ .

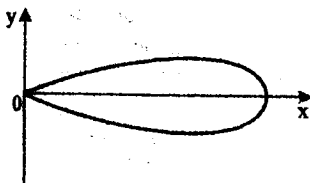


Рисунок 2.15

Найбільш вузький промінь в газових лазерів. Він складає величину в декілька кутових хвилин. Розходимість твердотільних лазерів складає 1...3 кутових градуси. Напівпровідникові лазери мають пелюстковий розкил випромінювання: в одній площині 1 градус, а в другій 10...15 градусів.

5. Діапазон довжин хвиль, тобто монохроматичність,  $\Delta\lambda$ .

В газових лазерах монохроматичність дуже висока. Твердотільні і особливо напівпровідникові лазери мають в своєму випромінюванні значний діапазон частот.

6. Коефіцієнт корисної дії,  $\eta$ .

В твердотільних лазерах він складас до 35 %, в газових до 15 %, в напівпровідникових 40...60 %.

7. Модуляційні характеристики - глибина модуляції, спектр промодульованого сигналу і ККД модуляції.

Оптичні генераторні прилади мають нерівномірні за оптичним діапазоном характеристики. Тому їх вибір для ОЕП також обмежений за рядом параметрів. Через це в оптичних системах параметри всіх інших ланок підбираються у відповідності до параметрів генератора.

## КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Чим відрізняються джерела когерентного і некогерентного випромінювання?

2... Які галузі використання різних конструкцій світлодіодів?

3. Дайте визначення основним параметрам інжекційних лазерів?

4. Дайте визначення оптичним параметрам СВД.

5. Оцініть відносне пропускання фільтра контраста для СВД з  $\lambda_{\text{max}} = 585 \text{ нМ}$ .

6. Визначте основні особливості випромінюючих діодів на основі гетероструктур.

7. Визначте поняття заселеності і інверсії заселеності, порогу генерування лазера.

8. Визначте умови генерації і виведення лазерного випромінювання.

9. Визначте умови лазерного підсилення в інжекційному лазері.

10. Перерахуйте і поясніть особливості експлуатації напівпровідникових лазерів в порівнянні з лазерами інших типів.

### 3 ФОТОПЕРЕТВОРЮВАЧІ

#### 3.1 Фотоелектричне перетворення

При опромінуванні оптикоелектронних фотоперетворювачів (ФП) потоком світла  $\Phi_e$  (рис. 3.1) відбувається поглинання фотонів, в результаті чого можуть виникати вільні носії електричного заряду з кінетичною енергією, яка значно перевищує середню теплову енергію рівноважних частинок [1, 13-18, 25, 26].

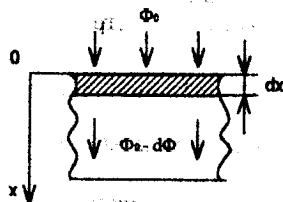


Рисунок 3.1

В результаті опромінування, в ФП відбуваються такі основні процеси:

- 1) генерація носіїв електричного заряду;
- 2) перенесення носіїв і їх множення за рахунок того чи іншого механізму підсилення струму, які характерні для даного приладу;
- 3) взаємодія внутрішнього струму із зовнішнім колом, яка забезпечує отримання вихідного сигналу.

При поглинанні світла, в напівпровідниках утворюється деяка надлишкова концентрація електронів і дірок. Генерація носіїв заряду, при якій в результаті порушення виникають пари електрон і дірка, називається біполярною.

В цьому випадку поглинання кванта світла супроводжується розривом валентного зв'язку і кількість генерованих надлишкових електронів і дірок однакова,  $\Delta n = \Delta p$ .

Паралельно з процесом генерації іде процес рекомбінації і, в стаціонарному стані, число електронів і дірок, що збуджуються за одиницю часу в результаті розриву валентних зв'язків, дорівнює числу електронів і дірок, що рекомбінують за цей же час. Оскільки нерівноважні носії заряду через дуже малий час стають фізично однаковими по енергії з рівноважними, можна вважати, що вони мають той же коефіцієнт рекомбінації  $\gamma_r$ , що і рівноважні носії заряду.

Середній час існування надлишкової концентрації електронів і дірок називається часом життя нерівноважних носіїв заряду  $\tau$ .

$$\tau = 1/\gamma_r (n_0 + p_0). \quad (3.1)$$

Значення об'ємного часу життя нерівноважних носіїв заряду в залежності від типу напівпровідникового матеріалу і від ступені його чистоти може змінюватися в дуже широких межах - від  $10^{-2}$  до  $10^{-8}$  с.

Оскільки величина  $\tau$  достатньо велика, вільні електрони і дірки, дифундуючи з приповерхневої області (рис 3.1), де їхня концентрація підвищена, в об'єм напівпровідника, за час життя встигнуть пройти велику відстань.

Отже, у випадку біполярної генерації, область генерації носіїв заряду і область їхньої рекомбінації просторово не збігаються.

У випадку великого рівня біполярного збудження, коли  $\Delta n \gg n_0 + p_0$ , має місце залежність:

$$-(dn/dt)_r = \gamma_r(\Delta n)^2. \quad (3.2)$$

Швидкість рекомбінації носіїв заряду для цього режиму залежить від  $\Delta n$  за квадратичним законом.

Розділяючи змінні в (3.2), можна отримати:

$$\Delta n = \Delta n(0)/[1 + \gamma_r \Delta n(0)t]. \quad (3.3)$$

де  $\Delta n(0)$  - надлишкова концентрація електронів в момент вмикання збуджувального світла.

Звідси випливає, що при квадратичній рекомбінації надлишкова концентрація носіїв заряду зменшується за гіперболічним законом.

Якщо ввести миттєвий час життя  $\tau_{\text{мит}}$ , то, у випадку квадратичної рекомбінації, відповідно до рівняння (3.2):

$$(dt/dn)_r = -\Delta n/\tau_{\text{мит}}, \quad (3.4)$$

звідки

$$\tau_{\text{мит}} = 1/(\gamma_r \Delta n). \quad (3.5)$$

Залежність (3.5) показує, що  $\tau_{\text{мит}}$  залежить від концентрації надлишкових носіїв заряду  $n$ , в зв'язку з цим, є змінною величиною.

Однак, у кожен момент часу,  $\tau_{\text{мит}}$  має визначений сенс, будучи миттєвим часом життя носіїв заряду.

В силу цього, при великому рівні інжекції, маємо справу з миттєвим часом життя:

$$\tau_{\text{мит}} = -\Delta n/(d\Delta n/dt). \quad (3.6)$$

Процеси генерації нерівноважних носіїв заряду в домішкових напівпровідниках можуть істотно відрізнитися від тих, що відбуваються в матеріалах з чисто власною провідністю.

Наприклад, в донорному напівпровіднику опромінювання напівпровідника світлом призводить до перенесення електронів з донорних рівнів у зону провідності.

Це процес монополярної світлової генерації. Вона характеризується утворенням надлишкової концентрації основних носіїв заряду (в даному випадку електронів). При цьому електронейтральність напівпровідника не порушується через те, що надлишковий заряд вільних електронів скомпенсований зарядом утворених позитивних іонів донорної домішки.

Наявність надлишкової концентрації електронів викликає їх переміщення в область, де генерація відсутня, що призведе до виникнення об'ємного заряду. Поза областю генерації виникне негативний об'ємний заряд надлишкових електронів, а в області генерації буде зосереджений позитивний заряд, обумовлений іонами донорної домішки.

Якщо в момент часу  $t = 0$  генерація припиниться, то електричне поле напруженості  $E$ , яке породжене об'ємним зарядом, викликає струм провідності, що протягом деякого часу цілком знищить об'ємний заряд.

Зміна густини просторового заряду  $\rho$  в результаті протікання струму, густина якого дорівнює  $j$ , підкоряється рівнянню безперервності електричного заряду:

$$\operatorname{div} j = \operatorname{div}(\sigma E) = -\partial\rho/\partial t, \quad (3.7)$$

де  $\sigma$  - питома провідність.

Електричне поле і об'ємний заряд пов'язані рівнянням Пуассона:

$$\operatorname{div} E = \rho/\epsilon\epsilon_0. \quad (3.8)$$

З рівнянь (3.7) і (3.8) випливає, що

$$\partial\rho/\partial t = -\sigma\rho/\epsilon\epsilon_0. \quad (3.9)$$

З (3.9) можна визначити закон зміни об'ємного заряду в часі:

$$\rho = \rho_0 e^{-t/\tau_\mu}, \quad (3.10)$$

де  $\rho_0$  - щільність об'ємного заряду в момент  $t = 0$ ,  $\tau_\mu$  - діелектричний, або максвеллівський, час релаксації:

$$\tau_\mu = \epsilon\epsilon_0/\sigma. \quad (3.11)$$

Як видно з (3.10), об'ємний заряд, створений надлишковою концентрацією основних носіїв заряду, в результаті струму провідності зникне в середньому через  $\tau_\mu$ .

Максвеллівський час релаксації  $\tau_{\mu}$  для напівпровідників є досить мала величина, тому надлишкові носії заряду за цей час не можуть зміститися на значну відстань відносно іонів домішки, а тому підвищена концентрація носіїв заряду буде в тій же області напівпровідника, де відбувається їх генерація.

Отже, монополярна генерація і рекомбінація носіїв заряду мають місце в одній і тій же області домішкового напівпровідника.

Коли монохроматичне випромінювання проходить через речовину (рис. 3.1), то, внаслідок відбиття від поверхні і поглинання світла в шарі товщиною  $dx$ , його інтенсивність  $I$  зменшується на величину  $dI$ .

Кількість поглиненої енергії  $dI$  пропорційна кількості падаючої на шар енергії  $I$  і товщині поглинаючого шару  $dx$ :

$$-dI = \alpha I dx, \quad (3.12)$$

де  $\alpha$  - коефіцієнт пропорційності (поглинання), що виражає собою кількість поглиненої енергії з пучка одиничної інтенсивності в шарі одиничної довжини.

Коефіцієнт пропускання  $T$  виражає собою відношення інтенсивності світла  $I$ , що пройшло через зразок товщиною  $d$ , до інтенсивності падаючого світла:

$$T = [(1 - R)^2 e^{-\alpha d}] / (1 - R^2 e^{-2\alpha d}). \quad (3.13)$$

де  $R$  - коефіцієнт відбиття,  $R = I/I_R$ ,  $I_R$  - інтенсивність відбитого світла.

Залежність коефіцієнта поглинання від енергії падаючого світла  $\alpha(h\nu)$  чи від довжини хвилі  $\alpha(\lambda)$  називається спектром поглинання речовини.

Середня довжина вільного пробігу фотона  $l_{\Phi}$  в перерізі  $S$  в поглинаючому середовищі, в якому є  $N$  поглинаючих центрів, дорівнює:

$$l_{\Phi} = (\Sigma SN)^{-1}. \quad (3.14)$$

Відповідно, коефіцієнт поглинання є імовірність поглинання фотона на одиничній довжині:

$$\alpha = l/l_{\Phi} = \Sigma SN. \quad (3.15)$$

Якщо в напівпровіднику є поглинаючі центри  $N_i$  різної природи, які характеризуються ефективною площею  $S_i$ , то повний коефіцієнт поглинання речовини  $\alpha$  буде дорівнювати сумі парціальних коефіцієнтів поглинання:

$$\alpha(h\nu) = \sum_i S_i N_i = \sum_i \alpha_i. \quad (3.16)$$



Отже, повний спектр поглинання речовини складається із спектрів поглинання різних поглинаючих центрів.

Поглинання випромінювання в напівпровідниках може бути пов'язане зі зміною енергетичного стану вільних чи пов'язаних з атомами електронів, а також зі зміною коливальної енергії атомів ґратки. В зв'язку з цим, в напівпровідниках розрізняють п'ять основних типів оптичного поглинання: власне, ексітонне, поглинання вільними носіями заряду, домішкове і ґраткове поглинання.

Якщо при поглинанні напівпровідником кванта випромінювання має місце перехід електронів з валентної зони в зону провідності, то таке поглинання називається власним чи фундаментальним.

На відміну від прямих переходів закон збереження квазіімпульсу при непрямих переходах забезпечує взаємодію з фононом. Відповідно, непрямі або неперпендикулярні переходи здійснюються з випромінюванням або поглинанням фононів. Ці переходи визначають поглинання з довгохвильової сторони спектру біля границі власного поглинання, обумовленого прямими переходами.

При поглинанні світла напівпровідником можливо таке збудження електрона валентної зони, при якому він не переходить у зону провідності, а утворює з діркою зв'язану систему. Така система одержала назву ексітона.

Поглинання світла, що приводить до іонізації чи збудження домішкових центрів в кристалі, називається домішковим поглинанням.

Поглинання світла напівпровідником, пов'язане із збудженням коливань кристалічної ґратки, називається ґратковим поглинанням.

Зміна електричного опору напівпровідника під дією випромінювання називається внутрішнім фотоелектричним ефектом чи фоторезистивним ефектом.

Додаткова провідність, обумовлена носіями заряду, створеними випромінюванням, називається фотопровідністю.

При впливі світла повна провідність напівпровідника  $\sigma$  визначається рівноважними носіями заряду  $n_0$  і  $p_0$  та носіями заряду  $\Delta n$  і  $\Delta p$ , що генеруються світлом:

$$\sigma = e[(n_0 + \Delta n)\mu_n + (p_0 + \Delta p)\mu_p]. \quad (3.17)$$

Через те, що темнова питома провідність

$$\sigma_0 = \sigma_0 = e(n_0\mu_n + p_0\mu_p),$$

питома фотопровідність напівпровідника, яка обумовлена безпосередньо дією випромінювання, визначається як:

$$\sigma_\Phi = \sigma - \sigma_0 = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p). \quad (3.18)$$

Концентрації надлишкових носіїв заряду  $\Delta n$  і  $\Delta p$  залежать від інтенсивності і довжини хвилі опромінювального світла. Ця залежність в часі має нелінійний характер (рис. 3.2).

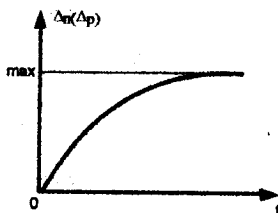


Рисунок 3.2

Як видно, зразу ж після початку освітлення, фотопровідність напівпровідника не досягає максимального значення тому, що із збільшенням концентрації нерівноважних носіїв заряду зростає і процес рекомбінації. Далі, оскільки швидкість генерації нерівноважних носіїв залишається постійною при незмінній інтенсивності світла  $I$ , через якийсь проміжок часу інтенсивність рекомбінації досягне інтенсивності генерації і увійде у стаціонарний стан, що характеризується постійним значенням концентрації носіїв заряду  $\Delta n_{ст}$  і  $\Delta p_{ст}$ .

Стаціонарну питому фотопровідність можна визначити з рівняння:

$$\sigma_{фст} = e\beta\alpha(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p)I/h\nu. \quad (3.19)$$

Вираз для стаціонарного значення густини фотоструму буде мати вигляд:

$$j_{ф} = \sigma_{фст} E = e\beta\alpha(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p)Ie/h\nu. \quad (3.20)$$

Або:

$$j_{ф} = e\beta\alpha(\tau_n/t_n + \tau_p/t_p)Il/h\nu. \quad (3.21)$$

де  $\beta$  - коефіцієнт пропорційності, що називається квантовим виходом фотоіонізації, визначає число пар носіїв заряду (чи число носіїв заряду при домішкочивій фотопровідності), утворених одним поглиненням фотоном, якщо інтенсивність світла вимірювати числом квантів в секунду на одиницю площі;  $\tau_n$ ,  $\tau_p$  - час життя носіїв заряду;  $t_n$ ,  $t_p$  - час дрейфу носіїв заряду:

$$t_n = l/v_n, \quad t_p = l/v_p.$$

Вирази (3.19) - (3.21) використовуються при розрахунках фоторезисторів, робота яких зоснована на явищі фотопровідності.

Конструктивно фоторезистори представляють собою пластину напівпровідника (монолітну чи у вигляді плівки на підкладинці), на протилежних кінцях якої створені омичні контакти.

Наприклад, структура на рис. 3.3.

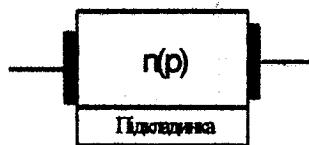


Рисунок 3.3

В ОЕП також широко застосовують напівпровідникові прилади, робота яких основана на фотогальванічному ефекті, який виникає в напівпровідниках з внутрішнім потенціальним бар'єром, фотодіодах, фототранзисторах і приладах на їх основі.

### 3.2 Фотодіоди

Фотодіоди (ФД) представляють собою напівпровідникові прилади, в яких використовується внутрішній фотоэффект. В основі їх роботи лежить ефект генерації електронно-діркових пар при освітленні області  $p-n$  переходу діодної структури.

В оптоелектроніці застосовуються дві основні схеми опромінювання структури ФД.

В першій схемі (рис. 3.4), опромінювання падає перпендикулярно до поверхні  $p-n$  переходу.

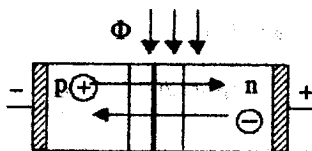


Рисунок 3.4

Поскільки діодна структура (рис. 3.4) аналогічна звичайній діодній структурі, струм через  $p-n$  перехід можна визначити як двоскладовий: звичайний діодний, або темновий струм  $i_t$ , який залежить від прикладеної до переходу напруги, і фотострум  $i_f$ , який залежить від освітленості:

$$i = i_t + i_f \quad (3.22)$$

Повний струм насичення  $i_s$ , який може виникнути в діодній структурі, складається з електронної  $i_{ns}$  і діркової  $i_{ps}$  складових і залежить від

концентрації електронів в  $p$ -області, дірок в  $n$ -області, коефіцієнтів дифузії електронів  $D_n$  і дірок  $D_p$  і їх дифузійної довжини  $L_n$  і  $L_p$ :

$$i_s = i_{ns} + i_{ps} = eD_n n_p / L_n + eD_p p_n / L_p. \quad (3.23)$$

При опромінюванні структури (рис. 3.4) світлом, енергія кванта якого достатня для утворення пари електрон-дірка, електрони в напівпровіднику переходять з валентної зони в зону провідності і відбувається генерація електронно-діркових пар.

Вільні електрони і дірки, що утворюються, переміщуються в різних напрямках, в тому числі і до  $p$ - $n$  переходу, на якому існує контактна різниця потенціалів. Дрейф носіїв заряду виникає під впливом внутрішнього поля, яке є результатом зміни внутрішньої щільності об'ємних зарядів через різницю рівнів Фермі між  $n$ - і  $p$ -матеріалами.

В результаті дрейфу носіїв заряду, в середині збідненої зони (рис. 3.4), створюється деяка надлишкова щільність пар електрон-дірка, внаслідок якої неосновні носії заряду дифундують до  $p$ - $n$  переходу. Носії заряду, що під дією поля області об'ємного заряду проходять через  $p$ - $n$  перехід, створюють додатковий струм  $i_f$  (3.22).

Надлишкові дірки, які перейшли в  $p$ -область, зменшують від'ємний об'ємний заряд, в результаті чого енергетичні рівні в  $p$ -області знижуються і відбувається зниження потенціального бар'єра.

Отже, такий перерозподіл зарядів приводить до виникнення різниці потенціалів  $u$ , прикладеної до  $p$ - $n$  переходу в прямому напрямку.

Тепер електрони з  $n$ -області і дірки з  $p$ -області, переборюючи знижений потенціальний бар'єр  $e(\phi_x - u)$ , будуть інжектуватися в іншу область, де вони перетворюються в неосновні носії заряду і рекомбінують. При цьому струми, обумовлені інжекттованими носіями заряду, спрямовані з  $p$ - в  $n$ -область.

Стационарний стан встановиться тоді, коли кількість електронно-діркових пар, які створюються світлом, зрівняється з кількістю носіїв заряду, що ідуть через знижений потенціальний бар'єр  $p$ - $n$  переходу. Основні носії заряду при цьому, у відповідності з принципом квазінейтральності, повинні входити в зовнішній контакт і в зовнішнє електричне коло.

При нульовому зміщенні на  $p$ - $n$  переході, струм дрейфу, який протікає через перехід, збалансований протилежно направленими струмами через дифузію основних носіїв.

Якщо освітлений  $p$ - $n$  перехід включити в замкнене коло і подати зовнішнє зворотнє зміщення певної величини, то дифузія основних носіїв значно зменшиться. Внаслідок цього виникне струм  $i$ , який приводить до вирівнювання надлишкової концентрації електронів і дірок. Носії, які ви-

никають під дією світла в цьому випадку, можуть мігрувати через перехід.

Друга складова струму в (3.22) не залежить від прикладеної напруги і представляє собою фотострум носіїв, які є генеровані випроміненням в межах дифузійних довжин від потенціального бар'єру в переході.

При освітленні  $p$ - $n$  переходу паралельно площині його переходу (рис. 3.4), цей фотострум буде прямо пропорційний об'ємній швидкості генерації носіїв і сумі дифузійних довжин носіїв по обидві сторони від переходу.

Товщина напівпровідникової пластинки  $d$ , в напрямку падіння випромінювання довжиною хвилі  $\lambda$ , повинна бути значно меншою дифузійних довжин  $L_n$  і  $L_p$ , тоді майже всі носії заряду  $n_\lambda$ , які генеруються біля поверхні, можуть дифундувати через всю товщину верхньої пластинки.

Виходячи з цих припущень, при розрахунку можна приймати, що швидкість генерації носіїв  $g$  однакова по всьому об'єму і визначається рівнянням:

$$g = n_\lambda(1 - R_\lambda)\Phi/d, \quad (3.24)$$

де  $R_\lambda$  - коефіцієнт відбиття на довжині хвилі  $\lambda$ .

При другій схемі опромінювання, потік фотонів  $\Phi$  падає перпендикулярно до площини  $p$ - $n$  переходу (рис. 3.5).

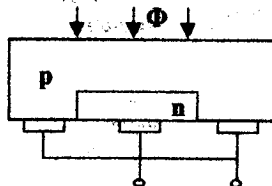


Рисунок 3.5

Для схем (рис. 3.4) і (рис. 3.5) можна використовувати одне і теж рівняння ВАХ ФД.

Для цього, у випадку (рис. 3.5) необхідно, щоб товщина  $\delta$  області, в якій існує потенціальний бар'єр, була дуже мала в порівнянні з розмірами  $p$ - $n$  областей і з дифузійними довжинами носіїв в цих областях. Припускається, що електричне поле існує виключно в області бар'єра і напруженість електричного поля в цій області дорівнює нулю. Внаслідок цього також можна припустити, що носії, поза областю бар'єра, переміщуються дифузійним способом.

Однак ці припущення не приводять до повної тотожності схем опромінювання (рис. 3.4) і (рис. 3.5). Залежності деяких інших параметрів, наприклад фоточутливості, для цих схем будуть різними і залежати від конструктивних і фізичних параметрів  $p$ - $n$  переходу.

Електронно-діркові пари народжуються по всій глибині поглинання випромінювання, тобто на різній відстані від поверхні напівпровідника. Якщо всі електронно-діркові пари, що генеруються, розділяються полем  $p$ - $n$  переходу і створюють струм в зовнішньому колі, то ефективність перетворення по струму буде максимальною.

Ефективність випромінювання, яке проникає в напівпровідник, характеризується коефіцієнтом збирання носіїв  $g$ , який представляє собою відношення кількості розділених полем  $p$ - $n$  переходу носіїв заряду  $N_e$  до кількості фотонів  $N_\phi$ , які проникають в напівпровідник:

$$g = N_e/N_\phi. \quad (3.25)$$

При цьому робиться припущення, що один фотон створює в напівпровіднику одну електронно-діркову пару і відповідно, в цьому випадку, квантовий вихід фотоперетворювача дорівнює одиниці.

Таке припущення справедливе, якщо енергія фотону

$$E_g \leq h\nu \leq 2E_g.$$

Для цього поглинаючий шар повинен бути не більше диференціальної довжини. Тоді максимальна частина згенерованих пар електрон-дірка повинна попасти в  $p$ - $n$  перехід.

В електричному полі, де відбувається розділення електронів в  $n$ -, а дірок в  $p$ -область, виникає ЕРС, яка називається фото-ЕРС.

Отже, освітлений  $p$ - $n$  перехід може діяти як фотоелемент.

Для визначення вентильної фото-ЕРС  $u_{\text{вент}}$  запишемо рівняння для струму  $j$ , що тече через  $p$ - $n$  перехід:

$$j = j_f - j_s(e^{eV/kT} - 1). \quad (3.26)$$

Звідки можна отримати:

$$u = (kT/e) \ln[1 + (j_f - j)/j_s]. \quad (3.27)$$

Рівняння (3.27) є рівнянням фотодіода для будь-якого режиму.

Для визначення вентильної фото-ЕРС  $u_{\text{вент}}$ , що відповідає напрузі на клеммах розімкнутого кола, необхідно покласти  $j = 0$ .

Тоді:

$$u_{\text{вент}} = (kT/e) \ln(1 + j_f/j_s). \quad (3.28)$$

Величина  $j_f$  визначається числом надлишкових носіїв заряду, що створені світлом і дійшли до  $p$ - $n$  переходу.

Якщо через  $1/h\nu$  позначимо число фотонів, що падають щосекунди на одиницю поверхні,  $\beta$  - квантовий вихід, тобто кількість електронно-

діркових пар, що виникають на один фотон, а через  $\gamma$ -частку непрорекомбінованих пар носіїв заряду, що прийшли до  $p$ - $n$  переходу, то:

$$j_f = e\gamma\beta I/h\nu. \quad (3.29)$$

Цей вираз справедливий для випадку, коли все падаюче на напівпровідник світло поглинається.

З врахуванням (3.29), вираз (3.28) прийме вигляд:

$$u_{\text{всн}} = (kT/e)\ln(1 + e\gamma\beta I/h\nu j_s). \quad (3.30)$$

При великому рівні освітлення, коли  $j_f/j_s \gg 1$ , маємо:

$$u_{\text{всн}} = (kT/e)\ln(e\gamma\beta I/h\nu j_s). \quad (3.31)$$

При малому рівні збудження, коли  $j_f/j_s \ll 1$ , використовуючи розкладання в ряд, отримаємо:

$$u_{\text{всн}} = kT(\gamma\beta I/h\nu j_s). \quad (3.32)$$

Таким чином, вентильна фото-ЕРС при малому рівні збудження пропорційна інтенсивності світла.

Концентрація надлишкових носіїв заряду в  $p$ - $n$  переході, утворених світлом, а отже і величина фото-ЕРС залежить від інтенсивності падаючого світла. Із зростанням світла фото-ЕРС збільшується, але вона не може стати більшою контактною різниці потенціалів  $\Phi_k$ , яка існує між  $p$ - і  $n$ -зонами  $p$ - $n$  переходу.

При прикладенні до ФД прямої напруги, збільшуються рекомбінаційні потоки і зменшується ефективна швидкість емісії дірок  $S_E$ , що приводить до спаду  $j_f$  із збільшенням  $u$ .

При зворотному зміщенні,  $S_E$  експоненційно зростає (одночасно із збільшенням товщини збідненого шару), що приводить до збільшення  $j_f$  (аж до струму світлової генерації -  $eI$ ). При цьому положення гілок ВАХ залежить від матеріалу і конструкції ФД.

Виходячи з вищенаведеного, можна зробити висновок, що ФД як фотоперетворювач доцільно використовувати в двох основних режимах роботи.

1. Фотогальванічному або вентильному режимі "А" - без подачі на діод напруги живлення.

2. Фотодіодному режимі "В" - коли на діод подається напруга живлення зворотного зміщення.

Сімейство ВАХ ФД,  $j = f(u)$  при різних значеннях  $\Phi = const$ , для фотодіодного режиму мають вигляд (рис. 3.6).

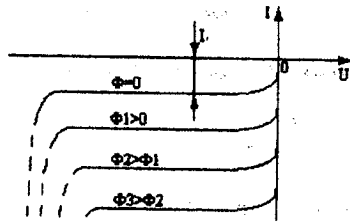


Рисунок 3.6

При дослідженні височастотних характеристик ФД теж використовується їх фізична аналогічність до звичайної діодної структури. Тому, при побудові електричної моделі ФД у вигляді його еквівалентної схеми (ЕС), до електричної моделі звичайного діода треба додати ще одне джерело струму (фотоструму) (рис. 3.7).

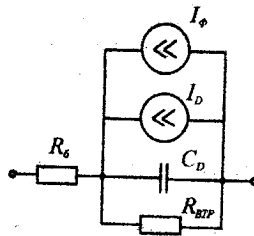


Рисунок 3.7

Беручи до уваги повну тотожність електрофізичних процесів в звичайному діоді і ФД при темновому режимі, в якості основи математичної моделі ФД (рис. 3.7) можна взяти найбільш розповсюджену нелінійну математичну модель діода, яка базується на рівняннях Еберса-Мола:

$$\begin{cases} I_D = I_0 [\exp(u_D / m\phi_1) - 1], \\ C_D = C_{\text{бар}} + C_{\text{диф}}, \\ C_{\text{бар}} = C_0 (\phi_x - u_D)^{-1/2}, \\ C_{\text{диф}} = [I_0 \exp(u_D / m\phi_1)] (\tau / m\phi_1)^{-1} = \tau (I_S + I_D) / m\phi_1, \end{cases} \quad (3.33)$$

де  $I_0$  - тепловий струм;  $u_D$  - напруга на  $p$ - $n$  переході;  $m$  - поправковий коефіцієнт, який враховує відхилення реальної характеристики від ідеальної теоретичної характеристики  $p$ - $n$  переходу;  $\phi_1$  - температурний потенціал;  $\phi_x$  - контактна різниця потенціалів, яка визначається технологією виготовлення;  $C_D$ ,  $C_{\text{бар}}$ ,  $C_{\text{диф}}$  - сумарна, бар'єрна та дифузійна ємності, відповідно;  $\tau$  - частотний коефіцієнт, який враховує граничну частоту роботи діода.



Далі треба врахувати те, що, в даному випадку, струм  $I_D$  є темновим струмом, тобто  $I_D = I_S$ .

Тоді рівняння для визначення ВАХ ФД, для фотодіодного режиму буде мати вигляд:

$$I = I_S(e^{-e\Phi_{ох}/kT} - 1), \quad (3.34)$$

де  $\Phi_{ох}$  - величина напруги холостого ходу або фото-ЕРС.

Ця модель не враховує падіння напруги в базовій області діода (вважається, що  $R_b \sim 0$ ).

Інтегральна чутливість ФД звичайно складає десятки міліампер на люмен. Вона залежить від довжини хвилі світлових променів і має максимум при деякій довжині хвилі, різній для різних напівпровідників.

Інерційність ФД невелика. Вони можуть працювати на частотах до декількох сотень МГц, а для ФД із  $p$ - $n$  структурою, граничні частоти зростають до десятків ГГц.

Найбільшого поширення отримали твердотільні ФД на основі напівпровідників типу  $A^3B^5$  або їх сполук. Розроблені фотодіоди на складних напівпровідниках, які є найбільш чутливі до інфрачервоного випромінювання.

### 3.3 Фотоприймачі з внутрішнім підсиленням

В фотоприймачах з внутрішнім підсиленням, крім перетворення оптичного випромінювання на енергію фотоструму, відбувається збільшення цього фотоструму.

До ФП з внутрішнім підсиленням можна віднести:

1. Лавинні фотодіоди.
2. Фототранзистори.
3. Фототристри.

При роботі цих приладів оптичне випромінювання через фотоприймальне вікно попадає на робочу область структури де і забезпечується генерація носіїв електричного заряду, механізм якої аналогічний фотодіодному. Далі, перерозподіл фотоносіїв по  $p$ - $n$  переходу супроводжується додатковим збільшенням їх концентрації за рахунок механізму додаткового підсилення, що і приводить до збільшення фотоструму.

Серед наведених видів ФП з внутрішнім підсиленням найменшого розповсюдження отримали лавинні фотодіоди, а найбільшого фототранзистори (ФТ).

Фототранзистор представляє собою ФП з внутрішнім підсиленням, який виготовляють за планарною інтегральною технологією.

Відмінною особливістю конструкції активної області напівпровідникової структури ФТ від звичайно транзисторної, є наявність фотоприймального вікна. За всіма іншими ознаками це

практично звичайний транзистор, із звичайною робочою транзисторною фізикою.

В корпусі біполярних ФТ (БФТ) робиться прозоре вікно, через яке світловий потік може діяти на область бази.

Схема включення БФТ  $p-n-p$  типу з вільною, тобто нікуди не підключеною, базою приведена на рисунку 3.7.

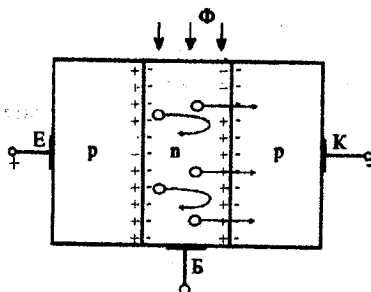


Рисунок 3.7

Як звичайно, на емітерний перехід подається пряма напруга, а на колекторний зворотна.

Фотони викликають в базі генерацію пар зарядів - електронів і дірок. Вони дифундують до колекторного переходу, в якому проходить їх розділення так, як і в ФД. Дірки, під дією поля колекторного переходу, ідуть з бази в колектор і підвищують струм колектора, а електрони залишаються в базі і підвищують пряму напругу емітерного переходу, що підсилює інжекцію дірок в цьому переході. За рахунок цього додатково підвищується струм колектора.

У транзисторів  $p-n-p$  типу процес фотоперетворення проходить аналогічно.

Вихідні ВАХ БФТ (рис. 3.8) аналогічні характеристикам включення транзистора за схемою з загальним емітером, але різні криві відповідають різним значенням світлового потоку, а не напруги бази.

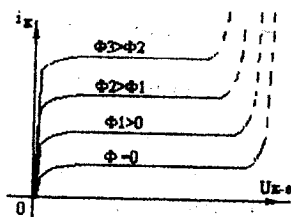


Рисунок 3.8

Інтегральна чутливість у ФТ в десятки разів більша ніж у ФД і може досягати сотень міліампер на люмен.

Але БФТ з вільною базою має низьку температурну стабільність. Для усунення даного недоліку застосовуються схеми спеціальної термостабілізації. При цьому, звичайно, повинен бути використаний вивід бази. На цей вивід можна подавати також постійну напругу зміщення чи електричний сигнал і здійснювати сумісну дію цих сигналів із світловими.

До недоліків БФТ можна також віднести порівняно високий з ФД рівень власних шумів і меншу швидкодію.

Більш висока чутливість і швидкодія досягаються шляхом схематичного і конструктивного з'єднання БФТ з ФД за схемою (рис. 3.9).

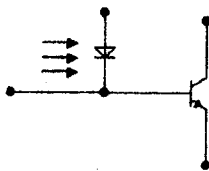


Рисунок 3.9

Для підвищення інтегральної чутливості використовують складені ФТ. Вони уявляють собою звичайний ФТ, вихід якого з'єднаний із звичайним транзистором. Складений транзистор має коефіцієнт підсилення струму  $\beta$ , рівний добутку коефіцієнтів підсилення двох транзисторів  $\beta_1$  і  $\beta_2$ . Внаслідок чого інтегральна чутливість у нього в десятки разів більша ніж у звичайного ФТ, і в тисячі разів більша ніж у ФД.

Окрім БТФ, в якості ФП використовуються і польові ФТ (ПФТ).

На рисунку 3.10 представлено структуру ПФТ з каналом *n*-типу провідності.

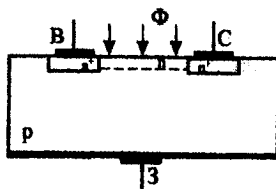


Рисунок 3.10

При опроміненні каналу, в ньому і прилеглий до нього *p*-області (області затвора) генеруються електрони і дірки. Перехід між *n*-каналом і *p*-областю знаходиться під зворотною напругою і тому під дією поля цього переходу відбувається розділення носіїв заряду. Внаслідок чого підвищується концентрація електронів в *n*-каналі, зменшується його опір і під-

вищується концентрація дірок в  $p$ -області. Відповідно підвищується і струм каналу (струм стоку).

Крім того виникає фотострум в колі затвору. Цей струм створює падіння напруги на затворному опорі, за рахунок чого зменшується зворотна напруга на керуальному переході канал-затвор. Це, в свою чергу, призводить до підвищення товщини області просторового заряду і, відповідно, до додаткової зміни його опорів і зростання струму стоку. Таким чином здійснюється керування струмом стоку за допомогою світла.

Більшість ПФТ виготовляються з напівпрозорим затвором, через який освітлюється підзатворна область напівпровідника.

У ПФТ з індукованим каналом в підзатворній області відбувається фотогенерація носіїв заряду. За рахунок цього змінюється значення порогової напруги, при якій виникає індукований канал, а також крутизна, яка є основним параметром такого транзистора. Для встановлення початкового режиму на затвор іноді подають постійну напругу.

Ще один різновид - одноперехідні ФТ, в яких при опромінюванні світловим потоком знижується напруга включення. Ці ФТ всіх типів знаходять застосування в оптронах (схемах пуску тиристорів, ждучих мультивібраторів, генераторів напруг та ін.).

Широке використання в оптоелектроніці отримали фототиристори, як чотиришарові  $n-p-n-p$  структури (рис. 3.11).

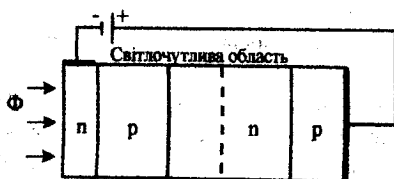


Рисунок 3.11

Це керовані світлом фотоприймачі з ключовою граничною характеристикою.

Світлове опромінювання відіграє роль аналогічну напрузі підпалу (включення) тиристора, значно її зменшуючи.

Вплив світлового потоку на базову область фототиристора приводить до генерації в ній електронно-діркових пар і перемикання чотиришарової структури з закритого стану у відкритий.

Існує критичне значення світлової потужності, при якій прилад починає спрацьовувати. При розробці фототиристорів прагнуть зробити мінімальним критичне значення світлової потужності при збереженні інших параметрів на досить високому рівні.

Фототиристристи мають значно більшу інтегральну чутливість, час перемикання такий як у ФД, але, разом з тим, значно більші робочий і шумовий струми.

### 3.4 Багатоеlementні фотоприймачі

В оптоелектроніці все більшого розповсюдження отримують багатоеlementні фотоприймачі (БЕФП). Вони використовуються для отримання образних картин і топології об'єкта спостереження, з подальшим їх перетворенням у відеосигнал.

Найпростіші БЕФП виготовляються у вигляді однорядної лінійки одноelementних ФП. Якщо кількість elementів в цій лінійці не висока, то її сканування проводиться з великою надійністю і по одній координаті.

Через те що між elementами такої лінійки завжди є зазори, частина інформації завжди втрачається.

Для зменшення дефектів оптичного зчитування, можна використати дворядні лінійки, elementи яких розташовані у шаховому порядку. Також можна використати черезрядкове сканування. В деяких випадках використовують послідовне сканування, коли інформацію про об'єкт складають за даними послідовного опитування всіх photoelementів лінійки.

На практиці найчастіше використовують комбіноване сканування.

Картинка за цим підходом стає більш однорідною за рахунок її усереднення по багатьох elementах рядка.

Більш складними, але і з більшою якістю зображення, є матричні фотоприймачі.

При їх використанні виникає проблема розрізнення малого сигналу на фоні власних шумів матричної структури. Ця проблема в деякій мірі вирішується застосуванням спеціального сканування, найчастіше внутрішнього.

В матричних системах застосовують фотоприймачі з організацією вибірки сигналу за різними принципами.

Основним недоліком таких фотоприймачів є низьке співвідношення сигнал/шум.

Все більшого поширення в якості фотоприймачів отримують прилади з зарядовим зв'язком (ПЗЗ), які виготовляються на основі МДН технологій.

Принцип дії цих приладів полягає в перенесенні пакетоносіїв заряду вздовж лінійки електродів (рис. 3.12).

При подачі напруги  $u$  на затвор 1, 4, 7 і т. і., якщо ця напруга від'ємна і вища напруги інверсії шарів каналу, які прилегли до цих затворів, частина каналу збіднюється і виникають потенціальні ями для неосновних носіїв заряду. Якщо ці потенціальні ями освітити, то в них утворяться інформаційні заряди, які будуть в них деякий час зберігатися.

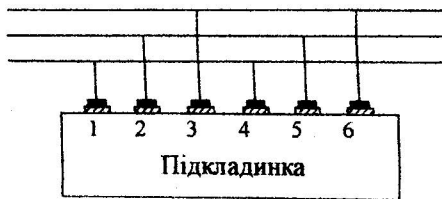


Рисунок 3.12

Якщо далі прикласти напругу до затворів 2, 5, 8 і т. і., яка буде більшою за модулем від  $u$ , то під цими затворами утворяться ще більші потенціальні ями, і дірки з перших потенціальних ям перетечуть у другі. Далі знімають напругу з перших затворів, а на других затворах її зменшують до перших напруг, тобто до потенціалу зберігання інформації.

Після цього подають на 3, 6, 9 і т. і., затвори від'ємну напругу, більшу ніж на інші затвори, за рахунок чого заряди знову переміщуються.

І таким чином змінюють потенціали над затворами, поки інформаційні заряди не пройдуть по всій структурі.

Якщо задати закон збереження заряду, то накопичена інформація буде пропорційна освітленості поблизу електрода.

На виході такої ПЗЗ зарядові інформаційні пакети можна перетворювати у відеоімпульси.

Найчастіше для таких ФП використовують транзисторні ПЗЗ із схованим каналом. Вони мають кращі характеристики за інші типи приладів через те, що в них закривається вплив поверхневих станів каналу. Крім того, переміщення інформаційних пакетів відбувається не поблизу поверхні каналу, а глибше, де значно менша кількість поверхневих пасток.

Розглянуті ФП в більшості використовуються для реєстрації видимого випромінювання певного спектру.

Фотоприймачі інфрачервоного діапазону мають більш жорсткі умови для їх виготовлення через те, що оптичні сигнали в цьому діапазоні дуже слабкі.

Спектральний діапазон теплобачення характеризується двома особливостями:

- областями інтенсивного випромінювання;
- вікнами прозорості в атмосфері.

Тому, в інфрачервоному діапазоні звичайно, вирішують дві задачі:

- визначення наявності випромінювання;
- теплобачення (визначення теплової картиники).

В інфрачервоному діапазоні для реєстрації об'єктів широко використовуються фоторезистори.

Для теплобачення краще використовувати фоторезистори і фотодіоди.

В якості матеріалів використовують багатоатомні напівпровідники, які легуються відповідними домішками (Si і його сполуки), а також бінарні та аморфні матеріали.

Максимальна fotocутливість характерна для приймачів видимої частини спектру. Обмеження довгохвильової границі (інфрчервоне випромінювання) викликано необхідністю глибокого охолодження (рідким азотом, воднем і гелієм) фотоприймачів для зменшення шумів, які викликаються фоновим випромінюванням нагрітих тіл.

## КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Який принцип дії фотодіода?
2. Охарактеризуйте основні різновиди фотоприймачів.
3. Який принцип дії і які характеристики фоторезисторів?
4. Які матеріали використовуються для фотодіодів?
5. Які особливості *p-i-n* фотодіодів?
6. Які переваги фотодіодів з бар'єром Шоткі?
7. Які особливості гетерофотодіодів?
8. Які області сімейства ВАХ фотодіода відповідають діодному і фотогальванічному режимам його роботи?
9. Поясніть фізичні принципи збільшення швидкодії фотодіодів з *p-i-n* структурою, із структурою метал – напівпровідник і гетероструктурою.
10. Визначте переваги і недоліки лавинних фотодіодів.
11. Який принцип дії фототранзистора?
12. Охарактеризуйте основні різновиди фототранзисторів.
13. Яким чином поліпшити основні характеристики фототранзисторів?
14. Який принцип дії фототиристора?
15. Які характеристики і переваги фототиристорів?
16. Визначте область застосування, переваги і недоліки однорядної лінійки фотоприймачів.
17. Визначте область застосування, переваги і недоліки багатоеlementних фотоприймачів.
18. Поясніть принцип роботи фотоприймачів ПЗЗ.

## 4 ОПТИЧНІ ЛІНІЇ З'В'ЯЗКУ

### 4.1 Оптичні хвильоводи

Оптичні хвильоводи - це, як правило, діелектричні структури, по яких може поширюватися електромагнітна енергія у видимій і інфрачервоній областях спектра [1-3, 8-10, 19, 20]. Вони використовуються в якості оптичних ліній зв'язку для каналування оптичної енергії від оптичних генераторів до приймачів

Характерною особливістю оптичних хвильоводів є малі, в порівнянні з електричними системами, габаритні розміри і маса. Таке їх значне зниження відбувається завдяки малій щільності всіх вихідних матеріалів і відсутності важких металевих екранів. Це також призводить до їх потенціально низької вартості, яка зумовлена заміною дефіцитних дорогих кольорових металів (мідь, свинець) матеріалами з необмеженими сировинними ресурсами і простою технологією виготовлення (скло, кварц, полімери).

Оптичні хвильоводи характеризуються також доброю електромагнітною сумісністю і високою стійкістю до електромагнітних впливів, відсутністю замкнених контурів зв'язку через загальний вивід між передавачем і приймачем, можливістю працювати з високими напругами без додаткових розв'язуючих пристроїв.

Широкосмуговість при використанні оптичних хвильоводів лежить в межах 20...200 МГц.

На відміну від електропровідних систем, системи оптичної передачі інформації не характеризуються залежністю затухання від частоти; мають високу захищеність при передачі інформації, яка зумовлена відсутністю випромінювання в навколишній простір; вибухобезпечні; характеризуються відсутністю іскріння і коротких замикань в системі.

Основними параметрами та характеристиками оптичних хвильоводів є матеріал хвильовода, геометричні розміри серцевини і оболонки, кількість і структура мод, які розповсюджуються, числова апертура, затухання і уширення імпульсів.

Оптичні лінії зв'язку (ОЛЗ) характеризуються оптичними параметрами, які є відмінними від вакууму, тому при їх використанні пред'являють більш жорсткі і специфічні вимоги до оптичних джерел.

При передачі інформаційних сигналів, в ОЛЗ використовують когерентне випромінювання з відповідною модуляцією сигналів за амплітудою, частотою, фазою і поляризацією світлової хвилі. Передачу і обробку інформації при цьому можна здійснювати з швидкістю  $10^9 - 10^{10}$  бїт/с.

При великій протяжності світловодів для зменшення втрат необхідно особливо старанне узгодження спектральних характеристик випромінювача і світловода, з метою зниження затухання сигналу в процесі його передачі.



Ще одне джерело втрат в ОЛЗ - це втрати при введенні-виведенні випромінювання в світловод. Ці втрати зумовлені їх можливою несоосністю і кутом розходження променів в пучку випромінювання.

Причиною останнього явища є залежність швидкості поширення випромінювання від довжини хвилі. За рахунок цього відбувається розділення спектральних складових випромінювання (хроматична дисперсія), яке є тим помітніше, чим більша довжина ОЛЗ і чим ширша спектральна характеристика випромінювача.

Оптичні промені в елементах ОЕП розповсюджуються, в основному, у вигляді однорідних і гауссових пучків. Ці складові плоскі хвилі, чи промені, поширюються в різних напрямках, що викликає їх дифракцію, чи розширення пучка. Це аналогічно дифракції на апертурі, площа якої дорівнює поперечному перерізу пучка.

Для описання дифракції пучка розкладають його електричне поле на складові плоскі хвилі, виконуючи двовимірне перетворення Фур'є.

При описанні інтенсивності дифракційної картини використовують поняття характеристичної кутової ширини пучка, вводячи поняття малої кутової ширини  $\theta_a$  у напрямку кута  $\theta$ .

Оптичні хвильоводи можна умовно розділити на дві групи - багатомодові (з відносно великими поперечними розмірами сердцевини) і одномодові (з відносно малими поперечними розмірами сердцевини).

Для багатомодових хвильоводів, які отримали найбільшого поширення в оптоелектроніці, справедлива умова:

$$(2\pi/\lambda) (n_c^2 - n_{об}^2)^{1/2} \gg 1, \quad (4.1)$$

де  $r$  - характерний розмір сердцевини (наприклад, радіус сердцевини волоконного світловода),  $n_c$  - максимальне значення показника заломлення сердцевини,  $n_{об}$  - показник заломлення оболонки.

Поширення електромагнітних хвиль по оптичних хвильоводах може бути описано за допомогою рівнянь Максвелла. Однак, класична геометрична оптика дає наближене описання поширення світла в середовищі, де показник заломлення слабо змінюється на відстанях порядку довжини хвилі світла. Ця умова звичайно виконується для багатомодових оптичних хвильоводів, тому найбільш прямий і наочний спосіб опису поширення світла в багатомодових хвильоводах за допомогою променів, що поширюються по сердцевині.

На практиці, для багатомодових оптичних хвильоводів, звичайно нехтують всіма хвильовими ефектами. У випадках, коли це може привести до великих помилок, класичну геометричну оптику модифікують на основі концепції локальних плоских хвиль.

Найбільший практичний інтерес з погляду використання світловодів для ліній зв'язку великої довжини представляє явище розширення імпуль-

сів, які поширюються ними. У випадку ідеальних багатомодових волоконних світловодів розширення імпульсів може бути легко описане за допомогою класичної геометричної оптики.

Матеріали, з яких виготовляються серцевина і оболонка світловодів для систем зв'язку, є поглинальними. Тому, при поширенні променя у світловоді, потужність поступово зменшується внаслідок поглинання і, при досить великій його довжині, може поглинутися практично вся первинна потужність.

Втрати потужності, викликані поглинанням в серцевині, мають інтегральний ефект на кожній променевої траєкторії і, таким чином, можуть бути враховані в рамках класичної геометричної оптики.

Втрати потужності через поглинання в оболонці не можна визначити безпосередньо, оскільки вони мають місце поза променевою траєкторією там, де потужність променя дорівнює нулю. Поглинання потужності світла поза променевою траєкторією - це дифракційне чи хвильове явище, тому що воно залежить від довжини хвилі світла в серцевині.

В короткохвильовій частині діапазону затухання оптичного сигналу в світловодах внаслідок поглинання потужності світла більше.

Світловоди, які використовуються в оптичному зв'язку, представляють собою гнучкі волокна з прозорих діелектричних матеріалів.

Оптичні мікрохвильоводи - це звичайно діелектричні шари постійної товщини в інтегральній діелектричній або напівпровідниковій структурі. Крім того, мікрохвильоводні елементи використовуються для керування і перетворення електромагнітного випромінювання в активних діелектриках типу ніобата літія. Ці перетворення ґрунтуються на використанні електрооптичних і п'єзооптичних властивостей матеріалу підкладки.

## 4.2 Волоконно-оптичні лінії зв'язку

В сучасних системах зв'язку широко застосовуються волоконно-оптичні лінії зв'язку (ВОЛЗ). ВОЛЗ можуть мати різне призначення і, відповідно, конфігурацію, але, в загальному випадку, вони будуються на основі системної структури (рис. 4.1) [1-3, 19, 20].

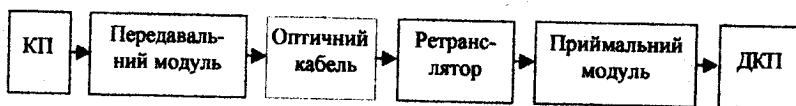


Рисунок 4.1

де КП - кодуєчий пристрій, ДКП - декодуєчий пристрій.

В таких, по своїй суті вже інформаційних системах, передача інформації на далекі відстані проводиться по волоконно-оптичних світловодах, які виготовляються у вигляді кабелю (рис 4.2).

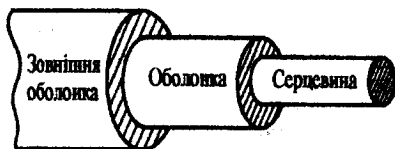


Рисунок 4.2

Волоконно-оптичні світловоди звичайно мають круглий переріз і складаються із світлопровідної серцевини, оточеної оболонкою, яка, в свою чергу, оточена захисним покриттям.

В області серцевини показник заломлення  $n_1$  може бути постійним чи змінюватися по перерізу, показник заломлення оболонки  $n_2$  звичайно постійний по перерізу.

Для забезпечення напрямних властивостей світловода необхідно, щоб забезпечувалася умова  $n_1 > n_2$ . Це збільшує гарантію того, що оптичне випромінювання не вийде за границі волокна і основна частина енергії, яка передається, буде поширюватися в серцевині і лише мала її частина по оболонці.

Профілі зміни показника заломлення в області значень параметрів для типових оптичних волокон (рис. 4.2) з радіусом серцевини  $r$  для багатомодових і одномодових світловодів мають відповідно східчастий і градієнтний характер.

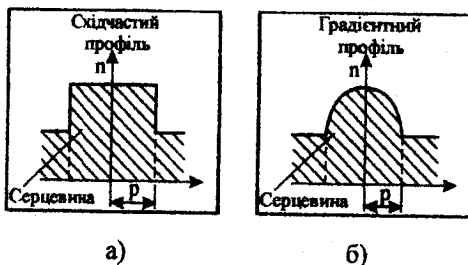


Рисунок 4.3

Забезпечення напрямних властивостей світловода відбувається шляхом спеціального підбору матеріалів.

Наприклад, для світловоду можна взяти скло СП1, а для оболонки - скло СП2.

Захисне покриття практично цілком оптично ізольоване від серцевини, тому його впливом звичайно нехтують.

Для аналізу властивостей ВОЛЗ, їх розбивають на лінії великої, середньої та малої протяжності.

Довжина коротких ліній може мінятися від одиниць до десятків і сотень метрів.

Основними параметрами і характеристиками волоконних світловодів є числова апертура і втрати пропускання (або втрати випромінювання при проходженні через світловід).

Числова апертура залежить від матеріалу та способу виготовлення світловоду і визначається з виразу:

$$A = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = (\epsilon_1 - \epsilon_2)^{1/2}. \quad (4.2)$$

Пластмасові світловоди мають більші значення апертури, але в них більші втрати випромінювання.

Втрати пропускання залежать, в основному, від прозорості матеріалу волокон та довжини розповсюдження  $L$  і визначаються в дБ/км питомим ослабленням оптичного сигналу  $B$ :

$$B = 10 \lg(P_{\text{вх}}/P_{\text{вих}})/L, \quad (4.3)$$

де  $P_{\text{вх}}$ ,  $P_{\text{вих}}$  - потужності випромінювання на вході і виході світловода.

Світловод, у якого  $B \leq 0,5$  дБ/км, оптично чистіший від скла. Оптично найпрозорішими є кварцеві волокна.

Втрати пропускання характеризуються коефіцієнтом згасання  $\gamma$  і обумовлені:

1. Власним поглинанням випромінювання в матеріалі волокна.

2. Адсорбцією (поглинанням випромінювання іонами домішок, які є в оптичному волокну).

В кварцевому склі домішки  $\text{Cr}$  та  $\text{Co}$  значно збільшують втрати. Сильнопоглинальними у склі є іони  $\text{OH}$ , в полімерах іони  $\text{CH}_3$ ,  $\text{CH}_5$ ,  $\text{CH}_7$ .

Особливо великі втрати на іонах перехідних металів  $\text{Co}$ ,  $\text{Cr}$ ,  $\text{Ni}$ ,  $\text{Mn}$ ,  $\text{Fe}$ . Слід відзначити, що такі втрати залежать від базового матеріалу. Так в кварці втрати на  $\text{Cu}$  в тридцять разів, а на  $\text{Ni}$  в двадцять разів менші, ніж в багатокомпонентному склі.

3. Технологічними розкидами геометричних і електрофізичних параметрів ОЛЗ.

Ці втрати на розсіювання пов'язані з наявністю дефектів при виготовленні світловодів, які змінюють напрямок розповсюдження променів.

4. Іншими експлуатаційними причинами.

Інтенсивність поглинання залежить від спектру сигналу і зарядів іонів домішок, а також від середовища, в якому знаходяться ці іони.

Виходячи з цього, конструкція світловодів вибирається з врахуванням мінімальних втрат пропускання, мінімальних спотворень сигналу, високої стійкості на розрив, стійкості до згину та скручування.

Теоретична стійкість на розрив у кварцевих і скляних волокон складає до  $10^{10}$  Па, а практично  $10^8$  Па.

Оптимальний внутрішній діаметр світловодів, за цим параметром - 70 мкм, а зовнішній 100 мкм.

Щоб запобігти механічним напругам, діаметр згину повинен бути не меншим 100 - 1000 діаметрів волокна. Волокна з діаметром 100 мкм достатньо стійкі до згину і скручування, особливо якщо радіус згину більше декількох сантиметрів.

В оптичних хвильоводах можуть з'являтися втрати випромінювання, які викликані вигинами, за рахунок того, що у вигнутих хвильоводах не існує направлених променів. Відповідно кожен промінь є витічним і випромінює потужність за рахунок тунелювання чи рефракції. Іншими словами, повне внутрішнє відбиття, що має місце в прямолінійному хвильоводі, порушується внаслідок вигину.

При обчисленні цих втрат використовують геометричну оптику для визначення траєкторії витічного променя всередині серцевини вигнутого хвильоводу і відповідний коефіцієнт проходження потужності при визначенні втрат у точках чи повороту відображення. Повні втрати на випромінювання дорівнюють сумі втрат вздовж усіх траєкторій променів, які витікають.

Помітне збільшення спотворень параметрів світловодів може починати проявлятися при діаметрі згину, який менший за 1 м.

На відміну від одномодових, багатомодове волокно може пропускати різні довжини оптичних хвиль майже без спотворень, оскільки радіус вигину, як правило, набагато більший в порівнянні з розмірами серцевини.

Для дальнього зв'язку перспективні багатошарові кварцеві волокна, з числом шарів більше двох. При деякому заданому законі зміни коефіцієнта заломлення можна суттєво покращити дисперсійні характеристики волокон і збільшити їх пропускну здатність.

Слід відзначити, що для дальнього зв'язку також перспективні трубочаті капілярні світловоди з рідинним чи газовим наповненням. В них збільшуються апертура за рахунок великого діаметра серцевини.

Для наповнення таких світловодів можна використовувати різні рідини і гази, а також дещо "забруднене" скло для оболонки. Але їх конструкції виявляються досить складними через нетвердотільність і мають нестабільні параметри через просочування речовин, особливо газів, з часом крізь тонкі стінки капілярів.

Для коротких ліній зв'язку перспективними є полімерні волокна. Вони за будовою і принципом дії подібні до високоапертурних багатомодових скляних світловодів. Найбільш поширені полімерні волокна діаметрами 250-350 мкм, при рівні втрат до 500 дБ/км.

Оптичні двошарові волокна виготовляються за двома основними методами - метод осадження із парогазової фази і метод подвійного тиглю.

Метод осадження із парогазової фази використовують для виготовлення кварцевих волокон. Осадження іде на кварцеву трубку 1 (рис. 4.4), в результаті чого можна отримати леговане кварцеве скло із різними показниками заломлення.

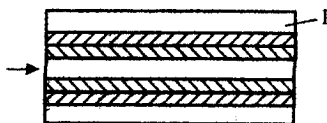


Рисунок 4.4

Найбільш поширені двошарові кварцеві світловоди, які отримуються при температурі процесу  $T = 1200 - 1600^{\circ}\text{C}$ .

На першому етапі цього процесу через нагріту до  $T = 1200^{\circ}\text{C}$  кварцеву трубку пропускають суміш  $\text{SiCl}_4$  і  $\text{O}_2$ . В результаті цього на внутрішній поверхні трубки осаджується шар чистого кварцу  $\text{SiO}_2$  необхідної товщини.

На другому етапі в суміш додають оксид бору  $\text{B}_2\text{O}_3$  або  $\text{BCl}$  і продовжують процес осадження до необхідної товщини наступного шару  $\text{SiO}_2$ , легованого бором.

При необхідності отримання тришарових світловодів, після отримання другого шару необхідної товщини, в суміш перестають додавати сполуку бору і знов починає осідати чистий  $\text{SiO}_2$ .

В тришаровому волокні, в світлопередачі беруть участь тільки внутрішня серцевина і внутрішня оболонка.

Якщо для серцевини використовувати легування домішками, які збільшують показник заломлення ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{P}_2\text{O}_5$ ,  $\text{GeO}_2$ ), можна отримати двошарове внутрішнє волокно.

Після отримання шарів реакцію зупиняють. Трубку нагрівають до більш високих температур і обтискають до "зхлопування", а потім починають витягувати волокно.

Метод осадження із парогазової фази має багато спільного із напівпровідниковою технологією, дозволяє досягати високої чистоти матеріалів. Але за цим методом отримуються тільки відрізки обмеженої довжини.

Методом подвійного тиглю (рис. 4.5) можна отримати волокна практично не обмеженої довжини із багатокомпонентного скла. Для цього в тиглі неперервно завантажують скляні заготовки, призначені для серцевини і оболонки, і розігрівають їх до температури розм'якшення. При цьому із тонкого сошла низу витягується двошарове волокно.

Щоб забезпечити чистоту процесу, витягування необхідно проводити при умовах, які близькі до герметичних.

За цим методом можливе отримання двошарового скла при виготовленні окремо оболонки і серцевини. Після цього серцевину вставляють в оболонку і обтискують.

Такий підхід технологічно простіший, але при такій схемі важко забезпечити чистоту поверхні заготовок.

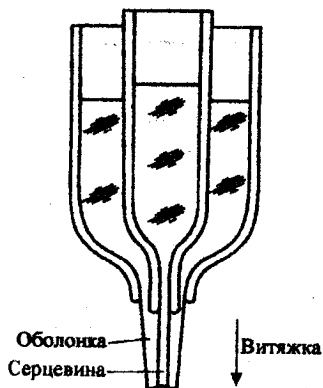


Рисунок 4.5

Метод подвійного тигля, в порівнянні з методом осадження із парогазової фази, характеризується простотою, значно меншою температурою, неперервністю, яка дозволяє отримати волокна практично необмеженої довжини.

Основним недоліком цього методу є значно менша оптична якість (прозорість) отриманих волокон, ніж у волокон, які отримані методом осадження із парогазової фази.

Метод подвійного тигля можна використовувати і для виготовлення полімерних світловодів. Вони є більш простими у виготовленні і дешевшими, мають підвищену гнучкість і механічну стійкість, але характеризуються більш значними втратами пропускання.

У ВОЛЗ, волоконні світловоди звичайно виконуються у вигляді волоконно-оптичних кабелів (рис. 4.6).

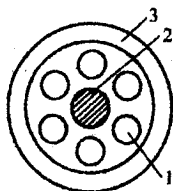


Рисунок 4.6

Волоконно-оптичні кабелі складаються із світловодів 1, центрального елемента 2, який надає всій конструкції жорсткості, і захисної оболонки 3.

### 4.3 Оптичні мікрохвильоводи

Важливими елементами пристроїв інтегральної оптики є оптичні мікрохвильоводи [3, 19, 20].

Конструктивна структура оптичного мікрохвильовода (рис. 4.7) аналогічна до структури волоконнооптичного хвильовода і складається із серцевини із світлопровідного шару з  $n_1$  і оболонок, шарів, які до неї прилягають, з  $n_2$  і  $n_3$ .

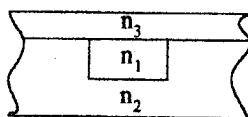


Рисунок 4 7

Аналогічно, як і у випадку з волоконнооптичними хвильоводами, світлопровідний шар оптичних мікрохвильоводів вважається постійної товщини  $d = 2r$ , з діелектричною проникністю  $\epsilon_1$  і показником заломлення  $n_1$ , вищими за діелектричні проникності і показники заломлення шарів, що його оточують.

Для спрощення аналізу такої структури припускається, що шари оболонок мають нескінченну товщину, а площини  $x = \pm r$  є границями розділу серцевина - оболонка. Структура хвильовода є двовимірною, через те, що вона простирається необмежено у всіх напрямках, ортогональних до осі  $x$ . Вісь  $z$  розташована вздовж середньої лінії між границями розділу.

В цьому випадку показник заломлення  $n_1(x)$  в серцевині може бути або постійним по перерізу, або змінюватися в поперечному напрямку. В оболонці, яка вважається необмеженою, показник заломлення  $n_{об}$ , звичайно, постійний по перерізу.

Виходячи з цього, оптичні процеси в планарних оптичних мікрохвильоводах можна аналізувати, як і в волоконнооптичних хвильоводах, методами геометричної оптики.

На рис. 4.8 показані структура і градієнтний профіль зміни показника заломлення, змінного в серцевині і постійного в оболонці, планарного хвильовода (рис. 4.7), складені у відповідності до вищенаведених припущень. Якщо кут  $\theta$  між нормаллю до границі мікрохвильовода і напрямком розповсюдження променя світла більший за критичний кут падіння для верхньої



$$\theta_1 = \arcsin(n_3/n_{c0}) \quad \text{і} \quad \theta_2 = \arcsin(n_2/n_{c0})$$

для нижньої границі розділу, то світлова хвиля в серцевині, зазнаючи повного внутрішнього відбиття, буде розповсюджуватися по зигзагоподібному шляху.



Рисунок 4.8

Поле таких хвиль, які розповсюджуються вздовж осі  $z$  хвильовода, описується двовимірним скалярним хвильовим рівнянням:

$$[(\partial^2/\partial x^2) + (\partial^2/\partial z^2) + k_{cm}^2]F(x,z) = 0, \quad (4.4)$$

де  $k_m = n_{cm}k$ ;  $k = \omega/c$  - хвильове число у вакуумі;  $n_{cm}$  - показник заломлення середовища в перерізі  $m$ ,  $m = 0, 1, 2$ .

Хвильова функція  $F$ , у відповідності з двома можливими поляризаціями світла, збігається або з електричним, або з магнітним вектором:

$$\text{для TE мод - } F = E_y; \quad H_z = (jc/\omega)(dF/dx); \quad H_x = -(jc/\omega)(dF/dz); \quad (4.5)$$

$$\text{для TM мод - } F = H_y; \quad E_z = -(jc/\omega\epsilon)(dF/dx); \quad E_x = (jc/\omega\epsilon)(dF/dx). \quad (4.6)$$

де  $j$  - уявна одиниця.

Загальною вимогою до матеріалів, що використовуються в пристроях інтегральної оптики, є забезпечення можливості створення хвильопровідних областей з мінімальними втратами в заданому спектральному діапазоні.

Вважається, що допустимий рівень втрат не повинен перевищувати долей децибел на сантиметр для пасивних елементів, і кількох децибел на сантиметр - для активних.

Причини оптичних втрат в мікрохвильоводах аналогічні причинам втрат в волоконооптичних хвильоводах.

Крім того, у вигнутих планарних хвильоводах, втрати на випромінювання також обумовлені витікними променями, які є або тунелюючими, або рефрагуючими. При визначенні втрат на ділянках, достатньо віддалених від початку вигину, досить розглянути тільки тунелюючі промені.

Променевий аналіз спрощується завдяки тому, що поширення променів вздовж вигнутого плоского хвильоводу ідентичне їх поширенню в поперечному перерізі круглого хвильоводу. Тому коефіцієнти проходження є просто окремими випадками аналогічних коефіцієнтів для волоконних світловодів.

Найбільш перспективними методами формування оптичних мікрохвильоводів є епітаксія, дифузія, іонна імплантація, полімеризація, окислення і вакуумне напылення з наступним відпалюванням. Вони дають можливість отримання оптичних мікрохвильоводів різної конфігурації.

Наприклад, з різною формою світловода, розташуванням світловода на поверхні підкладки (рис. 4.7), або над нею (рис. 4.9).

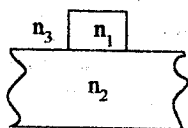


Рисунок 4.9

Всі ці процеси застосовуються для отримання оптичних хвильоводів з однорідним і градієнтним профілем показника заломлення по перерізу хвильоводної структури як в аморфних так і в кристалічних підкладках.

Найбільш перспективними матеріалами для створення оптичних мікрохвильоводів в монолітних оптоелектронних інтегральних схемах (ОЕІС) є напівпровідникові сполуки типу  $A^III B^V$  і їх тверді розчини.

Показник заломлення GaAs сполук, які набули найбільшого поширення в якості активних підкладок ОЕІС, залежить від концентрації вільних носіїв заряду, головним чином внаслідок впливу їх на частоту плазмового резонансу і на розташування межі власного поглинання.

Світлопровідний шар з меншою концентрацією вільних носіїв заряду має більш високий показник заломлення, ніж підкладка з високою концентрацією носіїв.

В напівпровідниковому матеріалі, з концентрацією вільних носіїв заряду  $N$  в одиниці об'єму, зміна показник заломлення, яка обумовлена вільними носіями, визначається за формулою:

$$\Delta n_S = N \lambda_{c0}^2 e^2 / 8 \pi^2 \epsilon_0 n_c^0 m^* c^2, \quad (4.7)$$

де  $n_c^0$  - показник заломлення напівпровідника при довжині хвилі  $\lambda_{c0}$ ;  $m^*$  - ефективна маса вільних носіїв заряду.

Різниця концентрацій в поверхневому шарі  $N_f$  і підкладці  $N_S$ , необхідна для отримання хвильоводу, виражається як функція товщини хвильовода  $2r$ .

$$N_s - N_f > (2M - 1)^2 \pi^2 \epsilon_0 m^* c^2 / 16 e^2 r^2, \quad (4.8)$$

де  $M$  - число асиметричних мод, що розповсюджуються.

Визначення електромагнітних характеристик для неоднорідних планарних хвильоводів, в першу чергу, зводиться до знаходження профілю розподілення  $n(x)$  за заданим чи експериментально визначеним ефективним показником заломлення хвильовода.

Для визначення  $n(x)$  і для синтезу цього профіля за заданими параметрами, розроблено ряд методів.

До прямих фізичних методів визначення залежності  $n(x)$  відносяться інтерференційні, електронні та інші, які дозволяють отримати наближені результати у визначенні функції розподілу профілю хвильовода.

Непрямі методи розрахунку параметрів неоднорідного хвильовода зводяться до визначення по спектру експериментальних значень ефективних показників заломлення мод хвильовода.

Для сполук  $A^{III}B^V$ , при отриманні хвильоводних шарів методом дифузії, в якості лежучої домішки найчастіше використовують цинк (акцептор). Він має достатньо високу рухливість і розчиненість в бінарних структурах типу GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb і їх твердих розчинах.

Оптичні хвильоводи із сполук  $A^{III}B^V$  і їх твердих розчинів отримують, використовуючи метод молекулярно-хвильової епітаксії.

Метод іонної імплантації дозволяє синтезувати хвильоводні структури в сполуках  $A^{III}B^V$  з високою оптичною якістю.

Перспективним процесом є застосування технології Si - SiO<sub>2</sub>. Високоякісні шари двоокису кремнію отримують термічним окисленням у вологому кисні.

При формуванні каналних хвильоводів глибиною порядку 10 мкм на кремнійових підкладках, використовують захисні плівки двоокису кремнію SiO<sub>2</sub> товщиною до 400 нм. Крім того, вони застосовуються в якості буферного шару для наступного нанесення хвильоводів на основі плівок окислів і нітридів, що дає також змогу реалізувати і деякі активні і пасивні елементи інтегральної оптики.

В інтегральній оптиці широко використовуються плівки халькогенідних склоподібних напівпровідників (ХСП). Вони характеризуються високою прозорістю, широким діапазоном показників заломлення ( $n = 2-3$ ), великими значеннями коефіцієнта акусто-оптичної якості матеріалів для інтегральної та волоконної оптики середнього ІЧ-діапазону.

Певний інтерес представляють пасивні хвильоводні пристрої в склі. Технологія іонного обміну дозволяє ефективно реалізувати як планарні, так і каналні неоднорідні хвильоводи з малими втратами.

Показник заломлення в іонообмінних хвильоводних структурах значною мірою визначається умовами проведення процесу: температурою, складом розплаву, наявністю стимулюючих електричних полів.

З метою зменшення втрат в іоннообмінних структурах, пов'язаних з розсіюваннями на границі „підкладинка - повітря”, проводять додаткову дифузію іонів натрію з розплавів. При цьому частина іонів з високою електронною поляризованістю переходить в розплав і отримана хвильоводна структура є зануреною, через що найбільше значення приросту показник заломлення знаходиться в глибині хвильоводного шару.

Процеси отримання хвильоводних структур на основі плівок окислів досить добре вивчені. Найбільш ефективними методами їх отримання є вакуумне рекреаційне розпилення, термічне окислення в середовищі кисню, в ряді випадків анодування в розчинах і плазмі розряду.

При отриманні плівок окислів вакуумним осадженням найбільш широко використовуються методи високочастотного іонноплазмового і магнетронного розпилення в кисне-аргоновому середовищі. Цими методами отримують хвильоводні структури на основі окислів Ta, Ti, Nb, Dy та ін.

Оптичні втрати в плівках, отриманих за цими методами, не перевищують одиниць, а в ряді випадків долей децибел на сантиметр.

Ефективним методом зниження втрат в плівках окислів і нітридів є лазерний відпал. При цьому втрати в окисних плівках зменшуються з 7 до 0.7 дБ/см. Наступне нанесення тонких захисних кварцевих покриттів, в поєднанні з лазерним відпалом, дозволяє отримувати хвильоводи з втратами 0.01 дБ/см.

Встановлено також, що лазерний відпал зменшує як об'ємні втрати, так і втрати на поверхні хвильоводу. При цьому покращується якість границі розділу „хвильовід - підкладинка”.

Відносно прості способи отримання полімерних плівок дозволили знайти їм широке застосування при створенні пасивних елементів ОЕІС.

Для отримання полімерних плівок товщиною 0.5 - 3 мкм найбільш широко використовуються такі технологічні методи, як осадження з розчинів, полімеризації з газової фази, піролітичного розкладу, фотополімеризації.

Одним з найбільш технологічних способів отримання органічних плівок є полімеризація в плазмі тліючого розряду. За ним, в процесі формування плівок, пари вихідного мономеру вводять в рекреаційну камеру в чистому вигляді або в суміші з інертним газом. В плазмі розряду відбувається дисоціація шарів мономеру на іоннорадикальні осколки з наступною полімеризацією на поверхні підкладинки.

Отримані за цим методом світловоди, при оптимальному виборі умов процесу нарощування плівки, мають втрати менше 0,1 дБ/см.

Аналогічним методом отримують полімерні плівки при використанні ультрафіолетового випромінювання або бомбардуванні електронами.

Але ці методи широкого використання в інтегральній оптоелектроніці ще не знайшли.

#### 4.4 Комутаційні елементи

При створенні ОЕП необхідно з'єднувати між собою однакові і різні типи світловодів, а також світловоди з іншими елементами ОЕП. При цьому виникають додаткові втрати оптичного сигналу, які, в залежності від якості комутаційного переходу, можуть його значно спотворювати.

Для зменшення втрат при комутаційних переходах оптичного сигналу необхідно, як правило, зменшувати, або плавно зводити розміри елементів ОЕП до розмірів серцевини світловодів.

Підвищення ефективності комутації досягається за рахунок використання різних типів лінз, діелектричних конусів, сферичного оплавлення кінця світловода і інших.

З'єднання відрізків оптичних кабелів може бути роз'ємне і нероз'ємне. Для з'єднання світловодів з однаковими поперечними розмірами може бути достатнім суміщення їх осей і підведення один до одного торців. При неоднакових поперечних розмірах необхідно забезпечити плавний перехід по перерізах світловодів.

Для мінімізації втрат при з'єднанні світловодів, зазор між ними повинен бути мінімальним (менше одного радіусу для багатомодових і п'яти радіусів для одномодових світловодів).

В ряді випадків область з'єднання заливається імерсійними рідинами; однак ці рідини теж мають свої механізми оптичних втрат.

В інтегральній оптиці найбільш складними і актуальними є задачі ефективного введення - виведення оптичного випромінювання в оптичні мікrowильоводи, відповідність їх волоконним світловодам, випромінювачам і приймачам.

Найбільш перспективними є два методи введення - виведення випромінювання: пряме збудження через торець хвильоводу, із застосуванням лінз (рис. 4.10), і через дифракційну ґратку, яка знаходиться на поверхні хвильоводу (рис. 4.11).

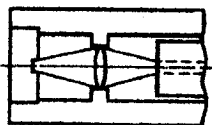


Рисунок 4.10

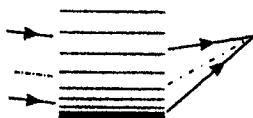


Рисунок 4.11

При першому методі можлива реалізація ефективного введення випромінювання більше 90 %, при другому - висока надійність і елементарна

інтеграція в ОЕІС при порівняльно невисокій ефективності вводу - виводу випромінювання.

## КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Які основні параметри та характеристики оптичних світловодів?
2. Охарактеризуйте основні різновиди світловодів.
3. Накресліть структурну схему оптичної лінії зв'язку.
4. Поясніть основні переваги і недоліки оптичних ліній зв'язку.
5. Які основні джерела оптичних втрат в оптичній лінії зв'язку?
6. Побудуйте профіль зміни показника заломлення в області значень параметрів для багатомодових світловодів.
7. Побудуйте профіль зміни показника заломлення в області значень параметрів для одномодових світловодів.
8. Охарактеризуйте основні методи виготовлення волоконних світловодів.
9. Охарактеризуйте основні методи виготовлення інтегральнооптичних світловодів.
10. Охарактеризуйте основні методи введення - виведення випромінювання в інтегральнооптичні світловоди.

## 5 ОПТОЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ

### 5.1 Принципи інтеграції елементів бази ОЕП

Інтеграція різних типів оптичних пристроїв з електронними елементами дозволяє отримувати аналогові і цифрові ОЕП з характеристиками, які набагато перевищують їх суто електронні аналоги [3, 20, 28, 29]. Це є стимулом до постійного вдосконалення елементів оптичних і оптоелектронних систем як в дискретному, так і в інтегральному виконанні для оптоелектронних систем обробки сигналів, обчислювальних, з'єднувальних, а також мереж зв'язку.

Основний прогрес в області створення елементної бази оптоелектронних систем базується на розробці і використанні оптоелектронних інтегральних схем (ОЕІС) і на постійному вдосконаленні оптоелектронних технологій, зокрема технологічних процесів отримання чистих, або з певними профілями домішок, діелектричних, провідних і напівпровідникових структур.

Крім того, в ОЕІС є можливість реалізації широкосмугових ОЕП малих форматів, підвищеної механічної міцності і значно меншого рівня шумів, порівняно з їх дискретними аналогами.

Компонентна інтеграція в ОЕІС може здійснюватися на рівні однотипних елементів як при однофункціональній інтеграції, так і при багатофункціональній інтеграції елементів з різним функціональним навантаженням.

Як і в звичайних ЕП, рівень інтеграції ОЕІС залежить від того якого типу є ОЕІС - монолітна чи гібридна.

Монолітною ОЕІС називають схему (прилад), всі елементи якої інтегровані на єдиній підкладинці і виконані в єдиному технологічному циклі.

Гібридною ОЕІС називають схему (прилад), в якій хоча б один елемент виконаний на індивідуальній підкладинці чи неінтегрально приєднаний до загальної схеми.

Елементи і прилади інтегральної оптоелектроніки різного призначення можна виконувати як на напівпровідникових матеріалах, так і на основі активних діелектриків. Напівпровідникові ОЕІС звичайно виконують на напівізолюючих і провідних підкладках.

При передачі по оптичних каналах великого об'єму інформації необхідна висока швидкість як світловипромінювачів, так і фотоприймачів.

Джерела випромінювання на базі  $Al_xGa_{1-x}As$  мають найкращу комбінацію властивостей для застосування у волоконно-оптичних лініях зв'язку, розробляються переважно для цієї мети і представляють собою або джерела з виводами випромінювання перпендикулярно до площини переходу, або вздовж нього.

В якості випромінювачів для інтегральних систем придатні світлодіоди і лазери на базі гетероструктур GaAlAs і твердотільні Nd-лазери, що забезпечують досить значну потужність випромінювання (до 50 мВт) і зручність її введення у волокно.

Для GaAlAs-світлодіодів типове значення потужності випромінювання становить 5 мВт.

В якості фотоприймачів можуть служити одиночний або матричний фотоприймач (лавинний Si ФД або *p-i-n* ФД); фотоприймачі на базі GaAs,  $Al_xGa_{1-x}As$  з гомопереходом, що одержується дифузією цинку; епітаксціальні структури з гетеропереходами; діоди з бар'єром Шотткі.

Подальші напрямки розвитку ІОЕС визначаються функціональною і технологічною інтеграцією інтегральної оптики, оптоелектроніки і електроніки. Це дозволяє наблизитись до реалізації складних багатофункціональних приладів, інтегрованих на єдиній підкладинці, і створювати високоякісні інтегровані оптоелектронні передавачі, приймачі, перетворювачі і матриці різних типів з широкими функціональними можливостями на основі використання певних наборів базових структур.

Використання конструктивно і технологічно відпрацьованих базових структур значно полегшує вирішення багатьох характерних для оптоелектронної інтеграції проблем.

В свою чергу, базові елементи також можуть бути різного складу і складності, суто оптичні, електронні, або оптоелектронні.

При розробці будь-яких нових ОЕІС, перш за все, необхідно виходити з вимог до фотонної системи. Проблеми вирішення цих вимог полегшуються тим, що практично є лише кілька типів пристроїв, які фактично важливі для кожної системи, яка використовує оптичні сигнали.

До таких компонентів ОЕІС звичайно відносять елементи, основним призначенням яких є отримання, каналізація і детектування оптичного випромінювання, перетворення хвильоводного фронту, частотна фільтрація, перерозподіл потужності і ряд інших функцій.

Це знов таки призводить до необхідності і можливості використання певного, обмеженого для кожного конкретного проектного випадку, набору базових приладових компонентів, з яких можна будувати оптичні генератори, приймачі, модулятори, елементи хвильоводного тракту, оптичні з'єднувачі, елементи введення-виведення випромінювання, фокусуєчі системи, призми, аттенюатори і інші.

Сучасна елементна база для виготовлення джерел і приймачів випромінювання для ОЕІС розвивається, головним чином, на основі використання напівпровідникових структур. На основі цих матеріалів в ОЕІС також створюють висококодобротні, широкосмугові і низькошумові оптичні і електронні компоненти оптоелектронних схем.

Необхідність створення базових блоків оптоелектронних передатчиків і приймачів, які відповідають вимогам високошвидкісних систем



зв'язку, вже привела до створення схем, в яких електронні і оптоелектронні компоненти технологічно інтегровані на єдиній підладинці ОЕІС.

Слід відзначити, що технологія виготовлення ОЕІС дещо відрізняється від звичайних електронних технологій. В наш час вона базується на двох основних підходах.

Перший - це вертикальна інтеграція приладової структури, де фотонна і електронна області структури вирощуються послідовно в одному процесі. Але такий підхід не завжди можливий.

Другий підхід характеризується просторовим розподілом фотонної і електронної часток схеми. Таку конструкторсько-технологічну схему називають "горизонтальна інтеграція".

Головна особливість цього підходу полягає в тому, що метод осадження епітаксialьних шарів, який застосовується для побудови фотонних пристроїв, значно відмінний від методу формування польових транзисторів з алюмінієвими затворами, які є найбільш поширеними елементами електронних складових ОЕІС.

Для подолання цієї особливості, фотонні елементи вирощують шляхом застосування багаторазових ростових операцій, які розділяються процесами селективного видалення ділянок епітаксialьних шарів на одній пластині. При цьому ділянки, на яких формують шари для електронних приладів, відділяються в горизонтальній площині пластини від ділянок, де матеріал структури відповідає вимогам фотонних пристроїв.

На практиці, структури деяких пристроїв іноді необхідно вирощувати комбінованими методами.

Такі гібридні методи вирощування застосовуються таким чином, щоб одну частину схеми можна було виготовити незалежно від інших, подібно до того, як горизонтальна інтеграція допускає в одному технологічному циклі незалежне виготовлення фотонних і електронних компонентів оптоелектронної схеми.

В сучасній оптоелектроніці застосовують три основних способи вирощування напівпровідникових епітаксialьних шарів із сполук груп  $A^{III}B^V$  - молекулярнопучкову, газофазну і рідиннофазну епітаксію.

Таким чином, прогрес, при виготовленні ОЕІС, в багатьох випадках залежить від технологічної можливості вирощування приладових структур необхідної конфігурації і профілю.

Одночасно, відповідно до значної складності, технологія виготовлення ОЕІС є обмежувальним фактором при виготовленні ОЕП складних конструктивних конфігурацій.

В зв'язку з цим, перед тим як розглядати і аналізувати особливості складних ОЕІС, доцільно розглянути і проаналізувати властивості, принципи побудови і виготовлення найпростіших ОЕП - оптронів, які, в багатьох випадках, можуть бути елементарними базовими елементами багатьох оптоелектронних систем.

## 5.2 Оптрони

Оптрон - це напівпровідниковий прилад, в якому конструктивно об'єднані джерело і приймач оптичного випромінювання, які мають між собою оптичний зв'язок [1-5, 14, 21, 23].

Оптичний зв'язок між джерелом і приймачем світла в оптроні відбувається через світлопровідне середовище, або світловод. Такі світлопровідні середовища називаються імерсійними.

Для зменшення втрат при відбитті від границі розділу світловода і середовища, яке його оточує, світловод повинен мати значно більший коефіцієнт заломлення.

Імерсійні матеріали повинні мати добру адгезію до матеріалів джерела і приймача, забезпечувати достатнє узгодження по коефіцієнтах розширення, бути оптично прозорими в робочому стані і т. і. Найбільш перспективними для імерсійних середовищ є свинцеві стекла з показником заломлення 1.8...1.9 і 2.4...2.6.

В якості світловодів в оптронах також знаходять застосування тонкі волокна із скла або прозорої пластмаси. Ці волокна покривають світлоізолюючими матеріалами і з'єднують в багатожильні світлові кабелі.

Якщо оптрон має тільки одне джерело та один приймач випромінювання, його називають оптопарою або елементарним оптронам.

Конструкція елементарного твердотільного оптрона з імерсійним світловодом наведена на рис. 5.1, де 1 - шар планарної дифузії, 2 - світловод - селенове скло, 3 - оптичні контакти, 4 - дифузійна мезаструктура, 5 - джерело світла, 6 - приймач світла.

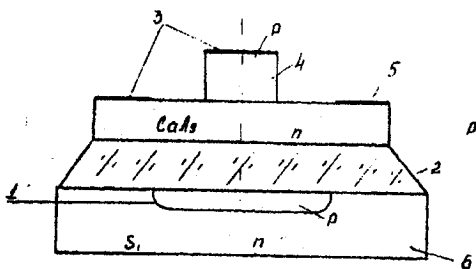


Рисунок 5.1

Коли прилад складається з однієї або декількох оптопар з додатковими узгоджувальними та підсилювальними елементами, він називається оптоелектронною інтегральною схемою.

Принцип дії оптрона оснований на подвійному перетворенні енергії. В випромінювачах енергія вхідного електричного сигналу перетворюється

в оптичне випромінювання, а в фотоприймачах навпаки, оптичний сигнал викликає зміну електричного струму або напруги на їх виході.

Для забезпечення високої ефективності при взаємодії джерела світла і фотоприймача в оптопарі, їх спектральні характеристики обов'язково повинні бути погоджені.

За типом зв'язків між джерелом світла і фотоприймачем в оптопарі, можна виділити три основних типи оптронів: з внутрішнім оптичним зв'язком, з внутрішнім електричним зв'язком і з комбінованими оптичним і електричним зв'язками.

Крім того, оптрони можуть розрізнятися за напрямками зв'язків. Вони можуть бути прямі, зворотні, додатні і від'ємні. Наявність зворотного оптичного зв'язку (незалежно від знаку) передбачає також наявність і електричного зв'язку між елементами.

Найбільш широке застосування отримали оптопарі з прямим внутрішнім оптичним зв'язком (рис.5.2).

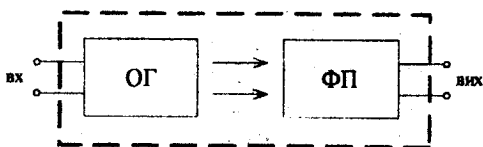


Рисунок 5.2

Вони складаються з трьох елементів: світловипромінювача, світловода і фотоприймача.

Така оптопара представляє собою прилад з електричними вхідними та вихідними сигналами, тобто зв'язок з зовнішньою схемою електричний. Всередині оптопарі зв'язок входу з виходом здійснюється за допомогою оптичних сигналів. Тому цей тип оптопарі може бути підсилювачем або перетворювачем електричних сигналів.

При подачі на вхід електричного сигналу у вигляді імпульсу або перепаду вхідного струму збуджується світловипромінювач. Світловий потік по світловоду попадає в фотоприймач, на виході якого утворюється електричний імпульс, або перепад вихідного струму.

В результаті своєї роботи такий оптрон здійснює пряме перетворення електричного сигналу ( $I_{вх}$ ) в оптичний сигнал ( $\Phi$ ) і знову в електричний ( $I_{вих}$  або  $u_{вих}$ ).

Така оптопара може працювати в двох основних режимах, коли на світловипромінювач подається вхідний електричний імпульс відповідної амплітуди і довжини.

В першому режимі початковий вхідний струм дорівнює нулю. Основне рівняння для цього режиму буде мати вигляд:

$$I_{\text{вих}} = f(I_{\text{вх}}), \quad (5.1)$$

де  $f$  - передатна функція.

Другий режим характеризується наявністю певного рівня початкового вхідного передрежимного струму  $I_{\text{вх1}}$  через світловипромінювач. В цьому випадку основне рівняння буде мати вигляд:

$$I_{\text{вих}} = f(I_{\text{вх1}}, I_{\text{вх2}}), \quad (5.2)$$

де  $I_{\text{вх2}}$  - струм сигналу.

В цьому типі оптронів режим роботи відповідає умовам  $u_{\text{вих}} = \text{var}$  або  $u_{\text{вх}} = 0$ .

Всяка зміна напруги або струму джерела світла викликає зміну яскравості його свічення. Це впливає на імпеданс фотоприймача і, при напрузі на ньому  $u_o = \text{const}$ , змінює вихідний струм або напругу.

Таким чином, оптрон з внутрішнім прямим оптичним зв'язком можна розглядати як елемент змінного опору, який визначається вхідним керуючим струмом або напругою. Такі оптрони можуть використовуватись для перетворення електричних сигналів: підсилення, генерування, переключення, формування тощо.

Оптрон (рис. 5.2) є типовим аналоговим елементом і має лінійні передатні характеристики по струму та напрузі в лінійному режимі.

В електричній схемі такі прилади виконують функцію вихідного елемента - фотоприймача з одночасною електричною ізоляцією (гальванічною розв'язкою) входу та виходу схеми. Введення за допомогою оптопар оптичного керування дозволяє отримати пристрої з виключно своєрідними параметрами та характеристиками.

Другий тип оптрона (рис. 5.3) характеризується внутрішнім електричним зв'язком між входом і виходом і зовнішніми фотонними зв'язками.

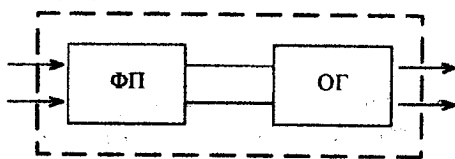


Рисунок 5.3

Такі оптрони звичайно використовуються для підсилення світлових сигналів і для перетворення оптичних сигналів однієї частоти в сигнали іншої частоти. Наприклад, сигналів інфрачервоного випромінювання в сигнали видимого спектру.

Основне рівняння для такого режиму є функцією світлових потоків і буде мати вигляд:

$$\Phi_{\text{вих}} = f(\Phi_{\text{вх}}), \quad (5.3)$$

В цьому типі оптронів приймач світла перетворює вхідний світловий сигнал в електричний. Останній підсилюється підсилювачем і збуджує вихідне джерело світла.

Режим роботи такого оптрона можна описати як  $u_o = \text{const}$ ,  $\Phi_{\text{вх}} = \text{var}$ . Вхідним керуючим сигналом тут є світловий потік або потужність випромінювання.

Зміна  $\Phi_{\text{вх}}$  викликає зміну імпеданса фотоприймача  $Z_{\text{фп}}$ , що приводить до зміни струму і перерозподілу напруги на вихідних елементах оптрону. Якщо зміна яскравості свічення пропорційна зміні струму, то всякій зміні  $\Phi_{\text{вх}}$  буде відповідати нове пропорційне значення  $\Phi_{\text{вих}}$ .

При однаковому спектральному складі вхідного і вихідного випромінювання спостерігається монохроматичне підсилення світлового потоку. У випадку, коли  $\Phi_{\text{вх}} \neq \Phi_{\text{вих}}$ , відбувається гетерохроматичне підсилення. Якщо  $\Phi_{\text{вх}}$  і  $\Phi_{\text{вих}}$  різного спектрального складу, то оптрон перетворює частоту випромінювання.

Цей тип оптронів є основним структурним елементом оптоелектронних підсилювачів і перетворювачів зображення.

Третій вид оптронів - це прилади із змішаним електрично - оптичним зв'язком.

Наприклад, з прямими оптичним і електричним зв'язками (рис. 5.4).

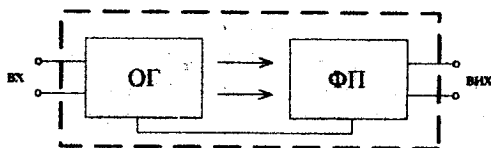


Рисунок 5.4

На вхід такого оптрона подається електричний сигнал, який частково перетворюється в оптичний, а частково в електричному вигляді передається на фотоприймач для подальшого перетворення в електричний сигнал.

Оптрони цього виду призначені для створення можливості повної або часткової регенерації вхідного сигналу за рахунок додаткової електричної енергії зв'язку.

Конструктивно оптопарі найчастіше виготовляються за "етажерковою" схемою. Такі конструкції виготовляються за декількома способами:

- з'єднання кристалів випромінювача і приймача за допомогою оптичного клею, який виконує функцію оптичного імерсійного середовища (безкорпусні оптопарі);

- приклеювання генератора і фотоприймача до різних сторін прозорої пластини із скла, слюди, сапфіру і т. і.;

- жорстке закріплення кристалів генератора і приймача на корпусі.

В останньому випадку, в якості імерсійного середовища використовують або повітря або вазелиноподібні полімери.

В найпростіших оптронах, випромінювач 1 (рис. 5.5) та приймач випромінювання 3 звичайно розміщуються в загальному корпусі і заливаються оптично прозорим клеєм 2.

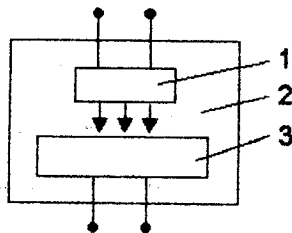


Рисунок 5.5

Один із напрямків вдосконалення оптронів полягає в розробленні монолітної оптопари у вигляді інтегральної структури.

Дискретні оптрони найчастіше виготовляються в металоскляних корпусах. Для використання в гібридних мікросхемах випускаються мініатюрні безкорпусні оптрони з відкритим оптичним каналом. Для інтегрального використання оптрони виготовляються в безкорпусному варіанті або як елементи ІМС.

Оптрони мають лінійні передатні характеристики по струму та напрузі в лінійному режимі і тому є типовими аналоговими елементами ОЕІС. Їх використання також дозволяє створювати різноманітні функціональні пристрої для дискретної техніки, такі як керовані резистори, мультівібратори, підсилювачі, логічні схеми та ін.

Враховуючи велику кількість видів джерел світла та фотоприймачів, на оптронах з прямим оптичним зв'язком також легко реалізуються і типові ключові та релейні характеристики.

До області застосування аналогових оптронів можна також віднести їх просте використання в широкосмугових трансформаторних пристроях, підсилювачах різних сигналів і в інших системах аналогового перетворення.

Наприклад, проста схема підсилювача на основі транзисторного оптрона (рис.5.6) забезпечує електричне розв'язання вихідної частини схеми від її вхідної частини і отримується додаванням на виході оптрона одного резистора навантаження  $R_n$ .

Вона працює таким чином. Вхідний сигнал  $u_1$  подається на вхід оптрона і після перетворення в оптичне випромінювання попадає на базу фототранзистора, здійснюючи тим самим керування амплітудою струму на виході оптопари і відповідно напругою  $u_2$  на опорі навантаження  $R_n$ .

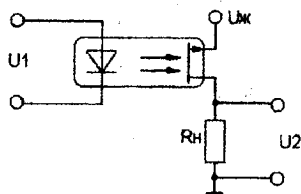


Рисунок 5.6

Коефіцієнт підсилення цього пристрою визначається значенням  $K_T$  транзисторного оптрона.

Широко використовуються оптрони і в якості оптоелектричних датчиків.

Оптоелектричні датчики це прилади, які перетворюють зовнішні фізичні впливи такі, як температура, тиск, вологість, прискорення, магнітне поле і інші, в електричні сигнали.

В оптичному середовищі таких датчиків відбувається зміна його оптичних параметрів під впливом електро-, магніто-, акусто-, механооптичного або іншого ефекту, що впливає на стан випромінювання, яке проходить через це середовище.

Такими змінними оптичними параметрами можуть бути показники заломлення або поглинання, коефіцієнт відбиття, зсув краю полоси поглинання, порушення умови повного внутрішнього відбиття і т. і.

Зміна оптичних параметрів оптичного середовища за відповідним законом приводить до модуляції оптичного випромінювання і, в свою чергу, появлення промодульованого електричного сигналу на виході фотоприймача.

До таких датчиків також відносяться формувачі сигналів зображення і оптовари з відкритим оптичним каналом.

Особливо інтенсивний розвиток цього напрямлення пов'язаний з появою волоконно-оптичних датчиків, в яких зовнішні дії змінюють характеристики оптичного сигналу, який розповсюджується по волокну. Можлива велика протяжність такого волокна робить реєструючі пристрої винятково чутливими.

Додатковою і дуже важливою перевагою волоконно-оптичних датчиків є і те, що їх чутливий елемент (волокно) одночасно є і каналом передачі інформації до місця її обробки.

Інтегрально-оптичні датчики працюють на реєстрації порушення умови повного внутрішнього відбиття для світлових променів, які розповсюджуються вздовж планарного світловода. Це приводить до зміни показника заломлення світловода або зміни площі оптичного контакту проміжного елемента і світловоду. Результатом цього порушення є зміна сигналу на фотоприймачі.

### 5.3 Компоненти ОЕП

При створенні приладів інтегральної оптики на основі каналних і смугових хвильоводів важливу роль відіграють елементи хвильоводного тракту [1-5, 10, 19-21, 27-30].

Основним призначенням цих елементів є каналізація випромінювання, перетворення хвильоводного фронту, частотна фільтрація, перерозподіл потужності і ряд інших функцій.

До пасивних елементів ОЕІС звичайно відносять каналні і смугові елементи хвильоводного тракту, елементи введення-виведення випромінювання, фокусуєчі системи, призми, атенюатори, ізолятори, дифракційні ґратки і ін., які є базовою основою для реалізації багатьох компонентів ОЕІС.

Так інтегрально-оптичні фокусуєчі системи, які формують фазовий фронт оптичних пучків, є одним із найбільш важливих елементів в інтегральних акустооптичних аналізаторах спектру.

В ОЕІС використовується декілька типів лінз. Найпростіші планарні плівкові лінзи представляють собою хвильоводну плівку із сферичним контуром, яка нанесена на плівковий хвильовод (рис. 5.7).

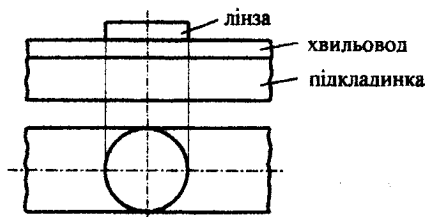


Рисунок 5.7

Через те, що фазовий фронт пучка в такій лінзі змінюється за рахунок форми зовнішнього контуру, а фазова швидкість в межах контуру залишається незмінною, даний тип лінзи є найбільш близьким аналогом об'ємної лінзи. Таким плівковим лінзам властиві всі види оптичних аберрацій. Найбільший вплив на їх роздільну здатність мають сферичні аберрації і кола.



Прості рупорні елементи (рис. 5.8, а) і хвильові розширювачі (рис. 5.8, б) збільшують ефективність при введенні-виведенні випромінювання в хвильовод.

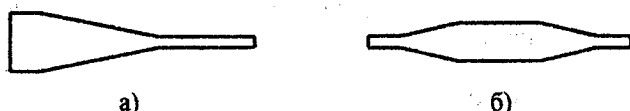


Рисунок 5.8

На основі зв'язаних хвильоводних елементів можна реалізувати багатоканальні подільники потужності випромінювання (рис. 5.9, а) і частотно-селективні фільтри на резонаторах кільцевого типу (рис. 5.9, б).

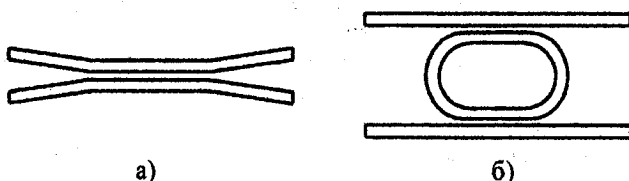


Рисунок 5.9

Елементи типу Y-розгалужувачів (рис. 5.10, а) є одним з найбільш поширених конструктивних елементів оптичних інтегральних схем.

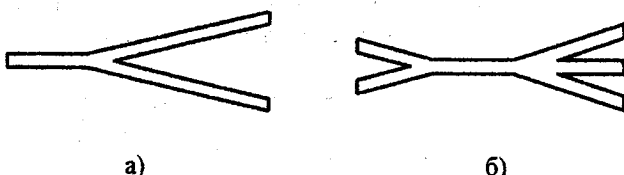


Рисунок 5.10

На їх основі можна створювати різні прилади інтегральної оптики, наприклад, подільники (рис. 5.10, б).

Елементи хвильоводного тракту ОЕІС і їх комбінації, при наявності в матеріалі хвильовода акусто-, електро- або магнітооптичних властивостей, дозволяють реалізувати пристрої керування і перетворення випромінювання.

Такі властивості притаманні активним діелектрикам, якими є кристали, здатні генерувати, перетворювати і підсилувати електромагнітне випромінювання. З цього класу діелектриків в інтегральній оптиці найбільш широке застосування знаходять матеріали, що мають електро-, п'єзо-, магнітооптичні і лазерні властивості.

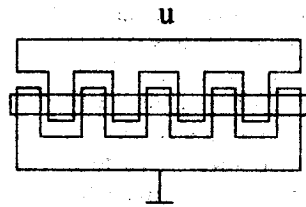


Рисунок 5.13

Основними способами формування хвильоводних структур в ніобаті і танталаті літія є дифузія іонів металів, зворотна дифузія окису літія, іонний обмін, рідинна епітаксія, іонна імплантація.

Як перемикачі аналогових і цифрових сигналів, пристроїв обробки і зберігання інформації, у схемах цифро-буквеної індикації і т. п. широко використовуються й інші типи оптоелектронних структур [1-5, 10, 19-21, 27-30].

Наприклад, при побудові ОЕІС для обробки інформації можуть бути використані тонкоплівкові лазерні логічні елементи - "НЕ"-інвертори (ТЛІ), з поперечним гасінням, а також ТЛІ з поздовжнім гасінням, коли гасильне випромінювання розповсюджується вздовж напрямку генерації лазера.

Принципова схема такого пристрою показана на рис. 5.14.

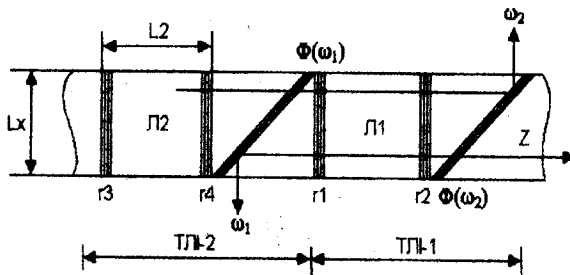


Рисунок 5.14

Вона складається з одномодових РОС-лазерів Л1 і Л2, які працюють на частотах  $\omega_1$  і  $\omega_2$  та фільтрів  $\Phi(\omega_1)$  і  $\Phi(\omega_2)$ , які відбивають сигнали на частотах  $\omega_1$  і  $\omega_2$  або пропускають їх.

При відсутності оптичного сигналу на частоті  $\omega_2$  на вході x, лазер Л1 генерує на частоті  $\omega_1$  і його випромінювання майже без втрат проходить через фільтр  $\Phi(\omega_2)$  на вихід Z.

Цей стан ТЛІ-1 відповідає логічній "1".

При наявності сигналу на частоті  $\omega_2$  на вході  $x$ , генерація лазера Л1 гаситься, вхідний сигнал підсилюється і відводиться фільтром  $\Phi(\omega_2)$  в сторону. Сигнал на виході  $Z$  відсутній.

Цей стан ТЛІ-1 відповідає логічному "0".

В оптичній схемі лазери Л1 і Л2, з відповідними фільтрами, вмикаються по черзі. Сигнали, гасильний і гасний, на виході елемента, просто-риво розділені і лазери Л1 і Л2 розв'язані.

Таким чином випромінювання гасного лазера Л1 не попадає в активну область гасильного лазера Л2.

Конструктивно всі елементи схеми виконуються на основі смугових тонкоплівкових хвильоводів, які дозволяють суттєво зменшити дифракційні втрати. Ширина хвильоводів може бути зроблена  $\sim 1$  мкм.

На базі подвійних лазерних діодів виявлена можливість побудови основних логічних елементів  $I$ , АБО, НІ і т. і., з тактовими частотами гігерцового діапазону.

Перспективним в цьому відношенні є використання ефекту Костера для побудови лазерних комутаційних елементів, який полягає в управлінні інтенсивністю лазерного випромінювання дією лазерним променем на область генерації.

Конструкція лазерного ключа на ефекті Костера містить два інжекційних лазери А і В, сформованих на одному монокристалі. Електрична розв'язка лазерів досягається прорізанням канавки в кристалі. Лазерний промінь не може випромінюватись в навколишнє середовище, тому що бокові грані мають шорстку поверхню, яка забезпечує внутрішнє відбиття.

На базі цього ключа можна будувати різні оптоелектронні логічні схеми. При цьому всі логічні операції виконуються в оптичному блоці схеми, а фотоелектричне перетворення використовується лише для виведення інформації з блоку.

На рис. 5.15 показані приклади оптоелектронних оптичних блоків  $I$ , АБО та  $I$ -НІ.

В схемі  $I$  (рис. 5.15, а.), на одному монокристалі формується два лазерних переходи А і В. Їх поперечні випромінювання не виходять назовні.

Поздовжнє випромінювання спостерігається лише при одночасному збудженні двох лазерних виходів.

В схемі АБО (рис. 5.15, б), лазерні діоди включені паралельно і поздовжнє випромінювання відбувається при поданні імпульсу струму на будь-який лазерний вхід.

В схемі  $I$ -НІ (рис. 5.15, в) представлена комбінація простих логічних схем.

Монолітні лазерні схеми допускають до  $5 \cdot 10^{10}$  переключень за секунду, що цілком задовольняє потреби сучасних цифрових ЕОМ. Проте такі пристрої все ще характеризуються високою потужністю споживання, не-

великою довговічністю, невисокою надійністю, дискретністю і складністю основного елемента. При цьому не використовуються основні переваги лазера - направленість і когерентність випромінювання.

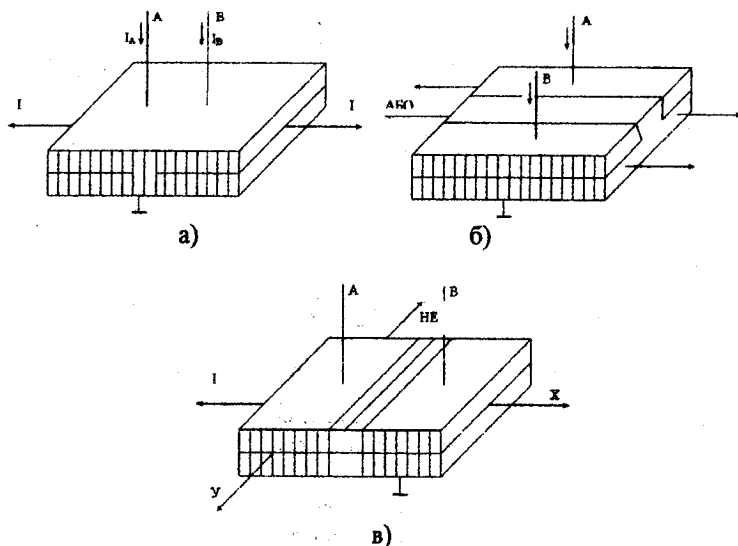


Рисунок 5.15

Все ширшого застосування в оптоелектроніці отримують пристрої оптичного запису інформації.

Необхідність розробки оптичних запам'ятовувальних пристроїв зумовлена тим, що пристрої цього ж призначення, які діють за іншими фізичними принципами (магнітна і напівпровідникова пам'ять), не можуть повністю задовольнити неперервно зростаючі вимоги до об'єму інформації, яка зберігається, і щільності її запису.

Оптичні запам'ятовувальні пристрої базуються на використанні середовища, в якому область запису інформації можна задавати координатами. Мінімальні розміри цієї області визначаються роздільною здатністю матеріалу і діаметром світлового променя. Щільність запису для оптичних запам'ятовувальних пристроїв може досягати  $10^7 - 10^8$  біт/см<sup>2</sup>.

Пристрої оптичної пам'яті базуються на двох методах запису і вибірки інформації: послідовному (порозрядному) і паралельному (посторінковому).

В пристроях першого типу використовують лише направленість світлового променя. В пристроях другого голографічного - когерентність лазерного випромінювання і можливість його просторової модуляції.

Голографічний принцип запису інформації базується на фіксації фоточутливим шаром інтерференційної картини, яка створюється двома когерентними хвилями: відбитою від об'єкта запису або хвилею, що пройшла через нього, і допоміжною або опорною. Ця, зафіксована на фотопластинці картина, містить повну інформацію про відбиту від об'єкта хвилю з врахуванням не лише її інтенсивності, але і фази коливань, і являє собою голограму.

При освітленні голограми опорним променем відбувається її відновлення - відтворюється зображення об'єкта.

Одна з особливостей голографії - можливість запису великої кількості голограм на одній пластині при використанні різно направлених опорних пучків.

В пристроях оптичної пам'яті, де використовується голографія, необхідні висока направленість і когерентність світлового променя. Ці вимоги з врахуванням вартості і габаритних розмірів найкраще задовольняє гелій-неоновий лазер.

Для підвищення щільності запису слід використовувати більш короткохвильові лазери: аргонів ( $\lambda = 0.49\text{мкм}$ ), гелій-кадмієві ( $\lambda = 0.32\text{ мкм}$ ), ксенонові ( $\lambda = 0.36\text{ мкм}$ ) і криптонів ( $\lambda = 0.35\text{мкм}$ ).

#### 5.4 Основи моделювання ОЕП

При аналізі і розробці сучасних ОЕП особливо важливим етапом є обґрунтування вимог до параметрів і характеристик приладів з урахуванням їх призначення, умов виготовлення і експлуатації.

Основою для цих вимог є результати математичного моделювання, тому що тільки при моделюванні можливе виявлення зв'язків між зовнішніми характеристиками приладів і внутрішніми параметрами приладової структури. В цьому випадку процес розробки та дослідження ОЕП стає більш ефективним, ніж просте фізичне макетування [6-9].

В основі моделей як ОЕП, так і їх елементів, лежить оптоелектронна теорія, яка відображає внутрішні процеси в структурі, параметри та характеристики приладу, що моделюється. Ця теорія визначає концепцію системи, покладеної в основу конкретної модельної побудови, і фіксує загальні рамки моделей, тобто визначає їх структуру.

Виходячи з цього, всі модельні розробки ОЕП повинні починатися з визначення місця приладу, який розробляється, в загальній системі моделювання ОЕП та ЕП. Це дає можливість в подальшому системно визначати всі модельні базові модулі, які дозволять провести синтез ОЕП на основі його майбутніх елементів з мінімальними затратами.

Такий підхід дозволяє зразу ж визначити і зв'язати між собою моделі всіх можливих приладових компонентів та процесів, допомагає уникнути інтерфейсних помилок при їх розробці та дозволяє використовувати при

аналізі і дослідженнях результати моделювання кожного електронного приладового і технологічного рівнів на усіх інших модельних рівнях.

Особливо важливо застосовувати системний модельний підхід в інтегральних технологіях, які постійно удосконалюють процеси виготовлення елементної бази ОЕП, підвищують ступінь інтеграції приладів і розвивають сучасні оптоелектронні системи на основі використання баз даних інтегрованих електронних САПР.

Систему моделей ОЕП необхідно будувати за принципами ієрархічності, які повинні виконуватися і при розробці всіх типів приладових моделей, тобто кожна модель подальшого нижнього рівня не повинна вступати в протиріччя з моделлю вищого рівня, що і досягається застосуванням розглянутого підходу.

На найвищому рівні системної наскрізної моделі ОЕП повинні бути розташовані системні бібліотеки, а на найнижчих рівнях - математичні моделі найпростіших приладових елементів, процесів і явищ в них.

В якості основи структури системи моделювання ОЕП необхідно використовувати відповідні електронні і оптичні класифікатори.

Взагалі, класифікацію моделей ОЕП можна проводити за широким колом ознак в залежності від принципів побудови приладів і характеру їхнього застосування.

До таких ознак можуть бути віднесені параметри оптичного сигналу, спектральний діапазон роботи, режим роботи, призначення і область застосування, умови експлуатації, конструктивні, функціональні та інші ознаки.

В залежності від спектрального складу випромінювання ОЕП піділяють на прилади, що працюють в ультрафіолетовій, видимій та інфрачервоній областях спектра.

Але цей розподіл дуже умовний тому, що при роботі ОЕП часто використовується випромінювання, довжини хвиль якого охоплюють сусідні діапазони або перекривають тією чи іншою мірою всі перераховані області.

Важливою ознакою класифікації є режим роботи. Відповідно за ним ОЕП можна розділити на прилади постійної роботи та імпульсні.

Часто ОЕП класифікують за призначенням (областю застосування). Але зараз практично неможливо знайти область техніки де б вони не застосовувалися, наприклад, телевізійна та обчислювальна техніка, медицина, навігація, геодезія, робототехніка, контрольно-вимірвальна техніка і т. і.

Тому достатньо повна класифікація за цією ознакою затруднена.

ОЕП можна також розділити на два класи: інформаційні і енергетичні.

Перші служать для прийому, передачі, обробки і збереження інформації, другі - для перетворення і передачі енергії.

Необхідно відзначити також, що ОЕП, в середині кожної з розглянутих класифікаційних груп, теж можуть ще підрозділятися. Крім того, між усіма класифікаційними ознаками існують прямі і непрямі зв'язки. Наприклад, оптичні контрольно-вимірювальні прилади можуть бути панорамними, автоматичними, стаціонарними і т. і.

Для інтегральної оптоелектроніки найбільш ємними з наведених класифікаційних ознак є розподіли за функціональними, електрофізичними і конструктивними ознаками.

Виходячи з вищенаведених класифікаційних ознак, для визначення системи моделювання ОЕП, розглянемо, наприклад, електрофізичну модель фотодіода (рис. 3.4).

Як видно з цього рисунку, фотодіод є напівпровідниковим приладом і електрофізично подібним до звичайного діода. Тому основні правила побудови його модельної структури не відрізняються від звичайного ЕП [6].

В принципі, системну модель, на основі проведеного аналізу фотодіодної структури, можна структурувати по різному.

По-перше, у відповідності до звичайних функціональних особливостей елементарних ЕП, ОЕП можна поділити на генеруючі і фотоприймальні прилади, фоторезистори, фотодіоди, фототранзистори, фототиристори та інші оптоелектронні прилади і продовжити загальну системну структуру ЕП [6] моделями функціональних приладів (ФП), включивши в неї гілку ОЕП (рис. 5.16).



Рисунок 5.16

По-друге, в системній моделі, яка розробляється, всі оптоелектронні прилади, вважаючи на подібність, можна розміщувати біля відповідних їм звичайних ЕП.

Вважаючи, що за рядом фізичних ознак (рис. 3.4), фотодіоди відносяться до напівпровідникових ЕП і що в оптоелектроніці все більше розповсюдження отримують напівпровідникові ОЕІС, за основу системної моделі при їх моделюванні найдоцільніше взяти структуру загальної системи моделей виробів електронної техніки [6]. Такий підхід доцільніший тому, що крім напівпровідникових областей, в структурі фотодіода (рис.

3.4) присутні контактні площадки, провідники і, можливо, інші пасивні елементи. А при інтегральному виконанні ОЕП, поряд з їх схематичними моделями необхідно також завжди розглядати і їх конструктивні моделі.

Таким чином, проведений аналіз показав, що побудова всіх моделей ОЕП повинна перш за все базуватися на аналізі їх геометричної структури і фізичних процесів в ній та підборі відповідних електронних (електричних) аналогів. Після чого береться модель відповідного електронного аналога і до структури її елементів додаються додаткові елементи для перетворення оптичної енергії в електричну і навпаки, яку і аналізують в подальшому.

Виходячи з цього, структура системи моделей фотодіода, а взагалі і будь-якого іншого інтегрального ОЕП, в системі автоматизованого моделювання виробів електронної техніки, буде мати вигляд (рис. 5.17).

Математична модель ОЕП, приймаючи до уваги наведену їх фізичну і структурну подібність до ЕП, подібна до математичної моделі ЕП.

Якщо в якості вхідних і вихідних сигналів в ОЕП розглядати оптичне випромінювання, носієм корисної інформації  $I$  є оптичний сигнал. В загальному випадку він є функцією координат  $(x, y, z)$ , спектрального складу випромінювання  $\lambda$ , часу  $t$ , стану і положення площини поляризації випромінювання  $A_n$ , тобто

$$I = \Phi(x, y, z, \lambda, t, A_n). \quad (5.4)$$

Тоді математична модель ОЕП запишеться у вигляді:

$$\chi_{\text{OEP}} = \{P_{ij}, E_{ij,k}, M_{1,2}, X, Y, Z\}, \quad (5.5)$$

де  $P_{ij}$  - множина полюсів модельної мережі,  $i$  - порядковий номер модельного рівня,  $j$  - порядковий номер полюса у рівні;

$E_{ij,k}$  - елемент модельної мережі,  $k$  - внутрішні властивості модельного елемента;

$M_{1,2}$  - множина зв'язків між полюсами ( $M_1$ ) і між полюсами та елементами ( $M_2$ );

$X = \{x_1, x_2, \dots, x_i\} = \Phi(x, y, z, \lambda, t, A_n)$  - множина вхідних параметрів елемента;

$Y = \{y_1, y_2, \dots, y_i\} = \Phi(x, y, z, \lambda, t, A_n)$  - множина вихідних параметрів елемента;

$Z$  - множина неврахованих в даній моделі параметрів елемента.

Якщо в ОЕП проводиться перетворення оптичних сигналів в електричні, або навпаки, в якості параметрів вхідних і вихідних сигналів задаються відповідно функції оптичного (5.4) і електричного сигналів.



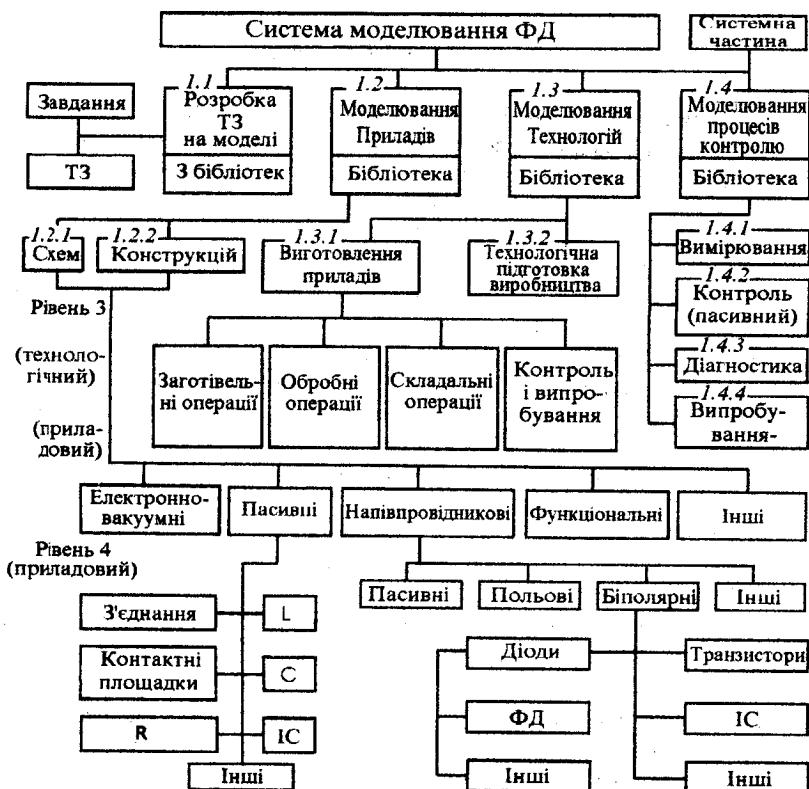


Рисунок 5.17

## КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Принцип дії оптрона з внутрішніми оптичними зв'язками.
2. Конструкції оптронів.
3. Основні параметри оптронів.
4. Накресліть конструкцію і поясніть принцип дії оптичного модуля.
5. Технологія виготовлення оптронів.
6. Функціональні пристрої на оптронах.
7. Види і особливості оптронних датчиків.
8. Як реалізуються логічні функції за допомогою оптронної пари?
9. Чим визначаються схемотехнічні можливості оптронів?
10. Охарактеризуйте галузі використання різних типів оптронів.
11. Як реалізуються елементарні логічні функції за допомогою лазерних комутаційних елементів?

## ПІСЛЯМОВА

У викладеному матеріалі розглянуті фізичні основи аналізу оптичних і оптоелектронних процесів в діелектриках і напівпровідниках. Для описання і моделювання оптичних і оптоелектронних процесів використовувалися фізичні поняття і закони електромагнітної і квантової теорій у відповідності до дуальної природи світла.

Основою всіх оптоелектронних процесів є оптична генерація оптичного випромінювання. Характерною особливістю оптичних генераторів є нерівномірність їх параметрів в межах оптичного діапазону. Тому вибір оптичних генераторів для ОЕП обмежений за рядом параметрів.

Виходячи з цього, однією із складностей оптичних систем є необхідність підбору всіх інших ланок у відповідності до параметрів оптичного генератора. Відповідно до цього визначено, що найбільш універсальними випромінювачами сучасної некогерентної оптоелектроніки є випромінюючі діоди, а когерентної - лазери.

В приладах інтегральної оптоелектроніки найдоцільніше використовувати напівпровідникові лазери, але вони мають характеристики гірші за інші типи лазерів.

Основною тенденцією розвитку сучасної оптоелектроніки є створення систем моделей для інтегрованого виробництва ОЕП з використанням сучасних інформаційних технологій. Це, в багатьох випадках, означає значне зниження собівартості розробки та виготовлення продукції.

Найбільш перспективним є використання оптоелектронних пристроїв при обробці великих масивів інформації з виконанням математичних операцій додавання, множення, інтегрування, перетворення Фур'є.

Подальший розвиток виробництва ОЕП повинен проводитися за рахунок досягнень фізики напівпровідників, розробки нових технологічних процесів та інших досягнень в галузях електронної техніки.

Знання з фізичної теорії оптоелектронних процесів і основ побудови дискретних і інтегральних ОЕП, отримані при засвоєнні матеріалу книги, можуть бути використані при вивченні інших дисциплін електронного курсу та при вирішенні практичних задач в області перспективного електронного приладобудування.

## ЛІТЕРАТУРА

1. Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. – М.: Сов.радио, 1989. – 360 с.
2. Чео П.К. Волоконная оптика: Приборы и системы: Пер. с англ. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 280 с.
3. Справочник по волоконно-оптическим линиям связи /Л. М. Андрушко и др.; Под ред. С. В. Свечникова и Л. М. Андрушко. – К: Техника, 1988. – 239 с.
4. Функциональные элементы и устройства оптоэлектроники: Учебное пособие /В.П. Кожемяка, Л.И. Тимченко, Г.Л. Лысенко, Ю.Ф. Кутаев. – К.: УМК ВО, 1990. – 251 с.
5. Функціональна мікроелектроніка. Опто- і акустoeлектроніка: [Навч. посібник для вузів] / В.А. Хорунжий, В.О. Письменецький, Б.Т. Семен, Б.О. Коровніков: За ред. В.А. Хорунжого. – Х.: Основа, 1995. – 136с.
6. Семеренко М.М. Математичне моделювання технологічних процесів та пристроїв ЕТ. Навч. посібник / М.М. Семеренко. – Вінниця: ВДТУ, 2001. – 127 с.
7. Ефимов И.Е., Козырь И.Я., Горбунов Ю.И. Микроэлектроника. Физические и технологические основы, надежность: Учеб. пособие для приборостроит. спец. вузов. – М.: Высш. шк., 1986. – 464 с.
8. Парвулюсов Ю.Б. и др. Проектирование оптико-электронных приборов: Учеб. пособие для студентов вузов /Ю. Б. Парвулюсов, В. П. Солдатов, Ю.Г. Якушенко; Под общ. ред. Ю.Г. Якушенко. – М.: Машиностроение, 1990г. – 432с.
9. Мосягин Г.М. и др. Теория оптико-электронных систем: Учебник для студентов вузов по оптическим специальностям /Г. М. Мосягин, В.Б. Немтинов, Е.Н. Лебедев. – М.: Машиностроение, 1990. – 432 с.
10. Микаэлян А. Л. Оптические методы в информатике: Запись, обработка и передача информации. – М.: Наука, 1990. – 232 с.
11. Физический энциклопедический словарь. /Гл. ред. А. М. Прохоров. – М.: Сов. Энциклопедия, 1984. – 944 с.
12. Матвеев А.Н. Оптика: Учеб. пособие для физ. спец. вузов. – М.: Высш. шк., 1985-351с.,
13. Шимони К. Физическая электроника: Пер. с нем. – М.: Энергия, 1977. – 608 с.
14. Тугов Н.М. и др. Полупроводниковые приборы: Учебник для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 57 с.
15. Зеегер К. Физика полупроводников. – М.: Мир, 1977. – 617 с.
16. Зи С. Физика полупроводниковых приборов.: В 2-х кн. Кн. 1 / Пер. с англ. – М.: Мир, 1984. – 456 с.
17. Зи С. Физика полупроводниковых приборов.: В 2-х кн. Кн. 2 / Пер. с англ. – М.: Мир, 1984. – 456 с.

18. Шалимова К. В. Физика полупроводников. Учебник для студентов вузов, обучающихся по специальности «Полупроводниковые и микроэлектронные приборы». Изд. 2-е, перераб. и доп. - М.: Энергия, 1976. - 416 с.
19. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов: Пер. с англ. - Радио и связь, 1987. - 656 с.
20. Гауэр Дж. Оптические системы связи: Пер. с англ. - М.: Радио и связь, 1989. - 504 с.
21. Иванов В.И. и др. Полупроводниковые оптоэлектронные приборы: Справочник / В.И.Иванов, А.И.Аксенов, А.М.Юшин. - М.: Энергоатомиздат, 1988. - 448 с.
22. Байбородин Ю.В. Основы лазерной техники. - К.:Выща шк., 1981.-408 с.
23. Носов Ю.Р., Сидоров А.С. Оптроны и их применение. - М.: Радио и связь, 1981. - 280 с.
24. Анохов С.П. Перестраиваемые лазеры. - К.: Выща шк., 1981. - 408 с.
25. Амброзьяк А. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов. Пер. с польского. /Под ред. Б. Т. Коломийца. - М.: Сов. радио, 1970. - 392 с.
26. Техника оптической связи: Фотоприемники: Пер. с англ. /Под ред. У. Тсанга. - М.: Мир, 1988. - 526 с.
27. Крутякова М.Г., Чарыкова Н.А., Юдин В.В. Полупроводниковые приборы и основы их проектирования: Учебник для техникумов. - М.: Радио и связь, 1983. - 352 с.
28. Гребнев А.К. Оптоэлектронные элементы и устройства. - М.: Радио и связь, 1998. - 336 с.
29. Курбатов Л.Н. Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра. - М.: МФТИ, 1999. - 320 с.

*Навчальне видання*

М.М. Семеренко

## **ОПТОЕЛЕКТРОНІКА**

**Навчальний посібник**

Оригінал-макет підготовлено автором

Редактор В.О. Дружиніна

Коректор З.В. Поліщук

Навчально-методичний відділ ВДТУ  
Свідоцтво Держкомінформу України  
серія ДК № 746 від 25.12.2001  
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95, ВДТУ

Підписано до друку *19.05.03р.* Гарнітура Times New Roman  
Формат 29.7x42 1/4 Папір офсетний  
Друк різнографічний Ум. друк. арк. *5.26*  
Тираж *75* прим.  
Зам. № *2003-085*

Віддруковано в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі  
Вінницького державного технічного університету  
Свідоцтво Держкомінформу України  
серія ДК № 746 від 25.12.2001  
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95