

## Тема 12. Нелінійні ефекти. Інтегральна та волоконна оптика

### Лекція 12.

*Взаємодія світла з середовищем в лінійній та нелінійній оптиці. Просторовий та часовий синхронізм. Ефекти нелінійної оптики. Основи інтегральної оптики. Оптичні елементи зв'язку, хвилеводні підсилювачі та генератори. Елементи керування.*

Ефекти взаємодії світла з речовиною в лінійній оптиці пояснюються послідовними елементарними взаємодіями з її атомами та молекулами. Під дією електричного поля  $E$  випромінювання атоми або молекули середовища поляризуються, тобто центри позитивного та від'ємного зарядів зміщуються, як результат з'являється *електричний дипольний момент*, який залежить від напруженості та напрямку поля. Вектор напруженості світлового поля змінюється з частотою  $\omega$ . При цьому змінюється положення електрона, який і сам, у свою чергу, є джерелом поля, перевипромінюючи, діюче на нього світлове поле.

У лінійній оптиці вважається, що перевипромінене поле залежить від часу точно так як і поле падаючої на середовище гармонічної хвилі; ці хвилі розрізняються тільки фазами та амплітудами. Зсув фаз між падаючими та перевипроміненими полями в кожному атомі (молекулі) пояснює різницю показників заломлення різних середовищ. Втрата енергії, яка супроводжує взаємодію світла та речовини, обумовлена поглинанням світлової хвилі.

Поляризація, або дипольний момент, набутий 1 см<sup>3</sup> речовини під дією світлової хвилі, визначається співвідношенням

$$P = N\alpha E = \chi E, \quad (1)$$

де  $N$  - число атомів у 1 см<sup>3</sup> речовини,  $\alpha$  - лінійна атомна сприйнятливість,  $\chi$  - макроскопічна лінійна сприйнятливість.

Зв'язок між діелектричною проникливістю  $\varepsilon$  та показником заломлення  $n$  має вигляд:

$$n^2 = \varepsilon = 1 + 4\pi\chi \quad (2)$$

Явища, які описуються рівнянням (1) відносяться до лінійної оптики. Виконується принцип суперпозицій хвиль, тобто хвилі різних частот розповсюджуються незалежно одна від одної, виникнення оптичних гармонік виключено, виключені також любі ефекти, що залежать від інтенсивності хвиль.

Класичне співвідношення (1), що описує взаємодію електромагнітних хвиль з речовиною, у загальному випадку складається з двох складових,

одна з котрих лінійно залежить від  $E$ , а інша – нелінійно. Всі явища, для яких суттєву роль грає нелінійна залежність від напруженості поля, що обумовлена властивостями середовища, відносяться до нелінійної оптики.

Нелінійні залежності поляризації від напруженості поля були відомі давно. Ці явища спостерігалися для полів з відносно низькими частотами, що не належали до оптичної області. Типові ефекти нелінійної оптики, тобто такі, у котрих беруть участь лише поля з оптичними частотами, були відкриті лише після створення лазерів.

Чим обумовлений нелінійний додатак поляризації? При класичному поясненні рівняння (1) вважають, що сила, яка утримує електрон при коливанні біля положення рівноваги (ядра), пропорційна зміщенню електрона  $F = kx$  (тобто виконується закон Гука). Але ця залежність має місце лише при невеликих зміщеннях  $x$ , тобто для невеликих полів  $E$ , що призводять до таких зміщень.

Рух електрона у полі ядра – це рух в потенціальній ямі, що має певну глибину. При малих зміщеннях сила що діє на електрон з боку ядра пропорційна зміщенню електрона  $x$ , Якщо сила нелінійно залежить від зміщення:

$$F = kx + \beta x^2 \quad (3)$$

то коливання електрону вже не можуть бути описані рівнянням гармонічних коливань. Відгук такого електрону на гармонічне поле не повторює форму зовнішньої дії. При сильних світлових полях в рівнянні (3) з'являються додаткові члени, які пропорційні  $x^3, x^4$  та більш високих ступенів. Відбувається подальше спотворення відгуку електрону та зміщення положення рівноваги.

Виникає природне питання – яке ж має бути значення напруженості світлового поля, яке може змістити електрон так, щоб він вже не буде робити гармонійні коливання навколо ядра? Для цього необхідна напруженість  $E$  достатня, щоб подолати внутріатомне електричне поле  $E_a$ , що визначає силу зв'язку електрона з ядром. Напруженість  $E_a$  можна оцінити по закону Кулона:

$$E_a = e/r_0^2$$

де  $e$  - заряд електрона -  $4 \cdot 10^{-10}$  СГСЕ,  $r_0$  - радіус електронної орбіти ( $\sim 10^{-8}$  см). Тоді,  $E_a \approx 10^9$  В/см.

В лазерних полях з інтенсивністю випромінювання  $\sim 10^8 \dots 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> досягаються напруженості електричного поля  $E \approx 10^5 \dots 10^7$  В/см, що вже не можна вважати нехтовно малими у порівнянні з  $E_a \approx 10^9$  В/см та

невпливаючими на коливання електрону, тим більше, що у ряду речовин, особливо напівпровідникових, величина  $E_a$  є дещо меншою -  $10^7 \dots 10^8$  В/см. Таким чином, лазерне джерело світла може забезпечувати сильне світлове поле.

Таким чином у сильних світлових полях відгук елементу квантової системи не співпадає по формі з падаючим світловим полем, а поляризація є нелінійною функцією електричного поля світлової хвилі.

Один з ефектів нелінійної оптики був відкритий С.І.Вавіловим та його співробітниками у 1925 р. – ефект просвітлення середовища, тобто велике поглинання світла великої інтенсивності при розповсюдженні його в урановому склі. Але відсутність потужного джерела світла гальмувало пошуки інших нелінійних ефектів. Розробка потужних джерел випромінювання - лазерів призвело до відкриттів цілої низки нелінійних ефектів:

У 1961 р. - нелінійний ефект в якому брали участь хвилі оптичних частот – отримання у кварці другої гармоніки випромінювання рубінового лазера ( $\lambda = 0.694$  мкм); 1962- двофотонне поглинання, оптичне випрямлення, вимушене комбінаційне розсіювання, випромінювання на сумарних та різницевих частотах; 1963- третя гармоніка, вимушене Брилюєнівське розсіювання; 1964 – оптичний ефект Керра, самофокусування; 1965 – параметричного коливання та підсилення; 1969 – перестроюваний комбінаційний лазер.

## II.

Нелінійна поляризація містить різноманітні комбінаційні частоти первинних електромагнітних хвиль. Отже, вторинні хвилі, що породжуються нею, мають ті ж самі комбінаційні частоти і розповсюджуються з різними швидкостями у відповідності з законами дисперсії.

Визначимо умови при яких відбувається генерація хвиль з частотами, що відрізняються від частоти первинних хвиль – *умова просторового синхронізму*.

Розглянемо дві первинні електромагнітні хвилі з частотами  $\omega_1$  та  $\omega_2$ :

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z); \\ E_2 &= E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z). \end{aligned} \tag{4}$$

Перевипромінену хвилю  $P^{nl} = \chi E^2$  можна представити наступним чином:

$$P^{nl} = 2\chi E^2 = 2\chi(E_1 + E_2)^2 = a(E_{01}^2 \cos^2(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02}^2 \cos^2(\omega_2 t - k_2 z) + 2E_{01}E_{02} \cos(\omega_1 t - k_1 z) \cos(\omega_2 t - k_2 z)) \quad (5)$$

Спростивши цей вираз маємо:

$$P^{nl(2)} = P_0 + P_{2\omega_1} + P_{2\omega_2} + P_{\omega_1+\omega_2} + P_{\omega_1-\omega_2}. \quad (6)$$

де

$$\begin{aligned} P_0 &= a(E_{01}^2 + E_{02}^2); \\ P_{2\omega_1} &= aE_{01}^2 \cos[(2(\omega_1 t - k_1 z))]; \\ P_{2\omega_2} &= aE_{02}^2 \cos[(2(\omega_2 t - k_2 z))]; \\ P_{\omega_1+\omega_2} &= 2aE_{01}E_{02} \cos[(\omega_1+\omega_2)t - (k_1 + k_2)z]; \\ P_{\omega_1-\omega_2} &= 2aE_{01}E_{02} \cos[(\omega_1-\omega_2)t - (k_1 - k_2)z]; \end{aligned} \quad (7)$$

Таким чином, дві електромагнітні гармонічні хвилі при наявності нелінійної поляризації другого порядку породжують чотири хвилі поляризованості з частотами  $2\omega_1, 2\omega_2, \omega_1 + \omega_2, \omega_1 - \omega_2$  та статичну поляризованість  $P_0$ .

**Оптичне детектування.** Виникнення  $P_0$  відповідає постійній поляризації середовища у полі інтенсивної гармонічної світлової хвилі. Це призводить до оптичного детектування або оптичного випрямлення. Змінне світлове поле окрім змінної поляризації збуджує постійну поляризацію середовища і, відповідно, також постійне електричне поле. Наявність постійного електричного поля підтверджується експериментом (**рис. 1**). Світло рубінового лазера 1, направляється на кристал кварцу 2, який поміщено між обкладинками конденсатора 3, викликає відгук у вигляді сигналу заряду конденсатора при виникненні постійного електричного поля між його обкладинками. Цей сигнал реєструється вимірювальним пристроєм 4.

**Генерація другої гармоніки.** Другий та третій члени поляризації другого порядку (див. рівняння (6)) призводять до явища подвоєння частоти первинного випромінювання.

Для подвоєння частоти достатньо, щоб у середовищі розповсюджувалась одна хвиля з частотою  $\omega_1$ , тоді

$$P_{2\omega} = aE_{01}^2 \cos[(2(\omega[t - zn(\omega_1)/c]) \quad (8)$$

де  $n(\omega_1)$  - показник заломлення хвилі з частотою  $\omega_1$ ;  $n(\omega_1)/c = k_1/\omega_1$ .

Вторинні хвилі поляризації від точок  $z'$  та  $z''$  можна описати наступним чином:

$$\begin{aligned} E'_{2\omega} &= A \cos 2\omega_1 [t - z' n(\omega_1) / c - (z - z') n(2\omega_1) / c]; \\ E''_{2\omega} &= A \cos 2\omega_1 [t - z'' n(\omega_1) / c - (z - z'') n(2\omega_1) / c] \end{aligned} \quad (9)$$

або замінивши  $n(\omega_1) - n(2\omega_1) = \Delta n$ , отримаємо

$$\begin{aligned} E'_{2\omega} &= A \cos 2\omega_1 [t - z n(2\omega_1) / c - z' \Delta n / c]; \\ E''_{2\omega} &= A \cos 2\omega_1 [t - z n(2\omega_1) / c - z'' \Delta n / c] \end{aligned} \quad (10)$$

Таким чином, вторинні хвилі приходять у одну точку  $z$  у однаковій фазі і підсилюють одна одну, якщо  $z' \Delta n / c = z'' \Delta n / c = 0$ , тобто  $\Delta n = 0$ . Умову  $n(\omega_1) = n(2\omega_1)$  називають *умовою просторового синхронізму для подвоєння частот*.

Вперше генерація другої гармоніки була здійснена у 1961 році, коли була подвоєна частота випромінювання рубінового лазера у нелінійному кристалі кварцу (**рис. 2**). Світло від рубінового лазера 1 ( $\lambda = 694.3$  нм), проходить через фільтр 2, падає на кристал кварцу 3, і з кристалу виходить світло з основною  $\omega$  та подвоєною  $2\omega$  частотами, тобто УФ-випромінювання з довжиною хвилі  $\lambda = 347.15$  нм, що дорівнює половині довжини хвилі рубінового лазера. Таким чином, видиме червоне світло рубінового лазера, після проходження фільтру 4, перетворюється у невидиме оком УФ-випромінювання. Аналогічно ІЧ-випромінювання лазера з  $\lambda = 1060$  нм, яке не видно оком, перетворюється у другій гармоніці на неодимовому склі у випромінювання з  $\lambda = 533$  нм – видиме світло.

### III.

**Параметричний генератор світла.** Якщо нелінійний кристал, для осьових променів якого виконується умова просторового синхронізму, через який проходить хвиля накачування ( $\omega_n$ ), помістити в оптичний резонатор, що відбиває світлові хвилі на частотах  $\omega_1$  та  $\omega_2$ , то при достатньо великих коефіцієнтах відбивання дзеркал та великій потужності хвилі накачування у такому резонаторі виникає генерація на частотах  $\omega_1$  та  $\omega_2$ . Частоти, для яких виконується умова синхронізму у нелінійному кристалі, як і у випадку генерації оптичних гармонік, визначаються вибором напрямку розповсюдження взаємодіючих хвиль; тому, обертаючи нелінійний кристал у резонаторі та змінюючи таким чином умови просторового синхронізму для осьових променів, можна при постійній частоті накачування  $\omega_n$  (використав лазер) отримати

зміну частоти генеруємого випромінювання, тобто плавно перестроювати частоти від  $\omega_1$  до  $\omega_2$ .

Схема параметричного генератора світла приведена на **рис. 3**. Кристал дігідрофосфату калію поміщено між двома дзеркалами 2, 3. При накачуванні з довжиною хвилі  $\lambda_n=530$  нм (зелена лінія видимого діапазону, яка отримується як друга гармоніка лазера на неодимовім склі) у кристалі збуджуються коливання, які змінюються по частоті в ІЧ-діапазоні  $\lambda_1.....\lambda_2$ . Існують параметричні генератори світла, що перекривають діапазон  $\lambda = 650....2500$  нм – видимого до ІЧ. Коефіцієнт корисної дії цих генераторів, що визначається як відношення потужностей параметрично вимушених коливань до потужності накачування, досягає декількох процентів. При цьому вихідна потужність складає десятки і сотні кіловат.

#### IV.

Нелінійність поляризації, що пов'язана з третім членом виразу  $P = \chi E + \chi E^2 + \theta E^3 + ..... \Omega E^n$  призводить до генерації третьої гармоніки, тобто присутні члени поляризації з потрібною частотою  $3\omega$  падаючого випромінювання:

$$\begin{aligned} \theta E^3 &= \theta A^3 \cos^3(\omega t - k_1 z) = (3/4)\theta A^3 \cos(\omega t - k_1 z) \\ &+ (1/4)\theta A^3 \cos 3(\omega t - k_1 z) \end{aligned} \quad (11)$$

Перший член у (1), періодичний по часу, як і первинна хвиля. це – нелінійний член, оскільки він має коефіцієнт  $\theta A^3$ . Таким чином перевипромінювання на частоті падаючої хвилі відбувається з амплітудою, яка пропорційна кубу амплітуди падаючої хвилі. Цей член визначає появу нелінійної поправки  $n^{(2)}$  другого порядку до показника заломлення середовища.

Діелектрична проникливість

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\chi + 3\pi\theta A^2 \quad (12)$$

де  $1 + 4\pi\chi = \varepsilon_0$ , а  $3\pi\theta = \varepsilon_2$ . Тоді при  $\varepsilon A^2 \ll \varepsilon_0$  можна записати вираз для показника заломлення у середині світлового пучка, що проходить скрізь нелінійне середовище у наступному вигляді:

$$n = n_0 \pm n^{(2)} E^2 \quad (13)$$

де  $n_0 = \sqrt{\varepsilon_0}$  показник заломлення поза нелінійного середовища.

Таким чином, сильна світлова хвиля змінює показник заломлення середовища тим більше, чим більше інтенсивність падаючої хвилі.

У полі просторово обмеженого світлового пучка первинне однорідне середовище у відповідності з (13) стає оптично неоднорідною, показник заломлення середовища визначається розподілом хвилі, що розповсюджується. Це призводить до виникнення нелінійної рефракції, характер якої визначається знаком нелінійної добавки.

У нелінійному середовищі область максимальної інтенсивності світла є одночасно і областю з більшою оптичною густиною. Якщо вважати переріз пучка круглим а розподіл інтенсивності у пучку гаусовим, то при позитивній нелінійній добавці швидкість руху периферійних ділянок пучка буде більше ніж у центральних. В результаті плоский фронт стає вигнутим у бік розповсюдження пучка і відбувається його фокусування до осі (**рис. 4а**). У цьому випадку нелінійне середовище діє як збираюча лінза. Її фокусну відстань можна визначити, якщо ввести дифракційне розходження:

$$\Delta R_D = (a/2) \sqrt{n_0 / (n^{(2)} E^2)} = l_f \quad (14)$$

Довжиною самофокусування називають шлях  $l_f$  при проходженні якого у нелінійному середовищі пучок сходиться до осі.

Якщо нелінійна добавка від'ємна, то швидкість руху центральних ділянок пучка більше ніж у периферійних. В результаті плоский хвильовий фронт стає опуклим у бік розповсюдження пучка (**Рис. 4б**) і відбувається його дефокусування до осі.

Потужність потоку випромінювання, що потрібна для самофокусування, зменшується із зменшенням радіуса  $(a/2)$  пучка. Але при зменшенні радіуса пучка збільшується дифракційне розходження, і щоб це подолати необхідно збільшувати потужність потоку у пучці. Мінімальну потужність, яка викликає фокусування пучка, називають пороговою потужністю:

$$P_{\text{пор}} = \pi \epsilon c \lambda^2 / (8 n^{(2)}) \quad (15)$$

При  $P > P_{\text{пор}}$  пучок світла фокусується, а при  $P < P_{\text{пор}}$  – відбувається дифракційне розходження. Порогова потужність не залежить від радіуса пучка і зменшується із зменшенням довжини хвилі.

Досліди, що були проведені у середовищі сірковуглецю при опроміненні рубіновим лазером з  $\lambda = 694.3$  нм, показали, що порогова потужність для його складала 10 кВт.

Фізичним змістом ефектів самофокусування та де фокусування є деформація фронту хвиль в результаті різниці в їх швидкості розповсюдження, що обумовлені змінами показника заломлення середовища під дією хвиль, тобто середовище якби грає роль посередника, через якого хвилі діють самі на себе.

## V.

Вимушене комбінаційне розсіювання - це розсіювання світла великої інтенсивності у нелінійному середовищі, при якому збуджуються когерентні коливання молекул і розсіяна світлова хвиля отримує стоксову компоненту з частотою  $\omega - \omega'$ . Нехай на молекулу падає квант світла з енергією  $E = \hbar\omega$ . Частина енергії  $E_x = \hbar\omega'$  вона поглинає і переходить на більш високий коливальний рівень. Енергія, що залишається випромінюється у вигляді кванту з енергією  $E_s = E - E_x = \hbar(\omega - \omega')$ , утворюючи стоксову компоненту. Антистоксова хвиля з частотою  $\omega + \omega'$  також може збуджуватися, якщо коливні рівні молекул достатньо сильно збуджені при відповідній температурі. Квант світла  $E = \hbar\omega$  поглинається молекулою, що знаходиться на збудженому коливальному рівні. Після поглинання кванту випромінювання молекула переходить на більш низький коливальний рівень і енергію, що вивільнюється при цьому приєднує до енергії поглинутого кванту, випромінюючи квант з енергією  $E_n = E + E_x = \hbar(\omega + \omega')$ .

При не дуже високих температурах число молекул, що можуть прийняти участь у випромінювання стоксових компонент, значно більше, ніж тих, що спроможні випромінювати антистоксові компоненти. Різниця інтенсивностей стоксових та антистоксових компонент зменшується із збільшенням температури, тому що, відносно збільшується число збуджених молекул, які спроможні випромінювати випромінювання з частотою  $\omega + \omega'$ . Можуть бути присутні і частоти більш високих порядків з  $\omega \pm k\omega'$  ( $k = 2, 3, \dots$ ).

При малих інтенсивностях падаючої хвилі відбувається самодовільне (спонтанне) комбінаційне розсіювання коли теплові коливання молекул відбуваються хаотично (некогерентно). Комбінаційне розсіювання на практиці дає прямий метод дослідження будови молекул, вимірювання частот їх коливань для проведення аналізу складних молекулярних сумішей.

## VI.

**Вимушене розсіювання світла Мандельштама-Брилюєна.**



З параметричним підсиленням та генерацією світла є подібним явище вимушеного розсіювання. У сильному світловому полі накачування у нелінійному середовищі світлові хвилі можуть взаємодіяти не тільки одна з іншою, але й з акустичними хвилями -фононами, тобто з квантами пружних коливань середовища, що рухаються у напрямку розповсюдження звукової хвилі зі швидкістю  $v$  та з енергією  $\hbar\Omega/2\pi$ . При розсіюванні на фононах, що рухаються у напрямку хвилі I (рис. 5), фотон з частотою  $\omega$  зникає при взаємодії з фононом на частоті  $\Omega$ , і перетворюється у фотон з частотою  $\omega - \Omega$ . Розсіювання на фононах, що рухаються у напрямку II, відповідає перетворенню фотону з частотою  $\omega$  та фонону з частотою  $\Omega$  у фотон  $\omega + \Omega$ .

Напруженість електричної хвилі у напрямку дифракційних максимумів можна описати рівнянням типу

$$E(t) = A_0 \cos \Omega t \cos \omega t = (A_0 / 2)[\cos(\omega + \Omega)t + \cos(\omega - \Omega)t], \quad (16)$$

де  $\omega$  - частота падаючого світла,  $\Omega$  - частота звукової хвилі.

Компонент з частотою  $\omega - \Omega$  називається стоксовим, а з частотою  $\omega + \Omega$  - антистоксовим. Це компоненти вимушеного розсіювання. Можуть виникати компоненти і більш високих порядків з  $\omega \pm n\Omega$  ( $n = 2, 3, \dots$ ).

Розсіювання світла великої інтенсивності у нелінійному середовищі, при якому відбувається збудження когерентних акустичних коливань, називається **вимушеним розсіюванням Мандельштама-Брілюєна**.

Хвиля  $\omega + \Omega$  швидко затухає, а хвилі з частотами  $\omega - \Omega$  та  $\Omega$  можуть взаємодіяти аналогічно світловим хвилям у параметричному генераторі світла, причому ця взаємодія буде ефективною при виконанні просторового синхронізму.

При великих потужностях накачування (світлового накачування) нелінійне середовище може стати параметричним генератором звуку. Так, за допомогою лазерів вдається збудити потужні (до 10 кВт) звукові коливання з частотою  $10^{-9}$  Гц у багатьох рідинах та твердих тілах.

### **Інтегральна оптика. Елементи інтегральної оптики.**

Інтегральна оптика виникла як результат дослідження процесів генерації, розповсюдження та перетворення світлових хвиль у тонких шарах оптично прозорих матеріалів.

Основні положення інтегральної оптики були сформульовані у 1969-1971 рр.; з теоретичної точки зору вони базуються на теорії мікрохвильової техніки, розповсюдженій на оптичну область електромагнітного спектру. Практичні роботи спрямовані на створення оптичних елементів (лінз, призм, дифракційних решіток) у тонких плівках не шляхом спеціальної обробки поверхонь діелектричних

прозорих тіл, а формуванням меж області зміни показника заломлення середовища або шляхом зміни товщини шару плівки або використання властивостей нелінійного середовища.

**Задача інтегральної оптики** полягає в тому, щоб з'єднати окремі елементи оптичних систем у комплексні функціональні модулі на одному матеріалі-носії мінімально можливого розміру, як це має місце у інтегральній мікроелектроніці. Таку інтеграцію та мініатюризацію роблять можливими сучасний стан розвитку лазерної техніки та тонкоплівкової технології, створення хвилеводів, світловодів та інших оптичних та фотоелектричних елементів.

**Основними базовими елементами** інтегральної оптики є наступні:

*Джерела випромінювання.* Переважно це лазери усіх типів: твердотільні, газові, напівпровідникові, неперервного та імпульсного випромінювання, тобто джерела когерентного світла. Використовують також і джерела некогерентного світла, які задовольняють вимогам надійності, мають малі розміри, з необхідним спектральним складом випромінювання. Серед таких джерел найбільш широке розповсюдження отримали світло діоди на *p-n* переходах у матеріалах групи GaAs, GaAsP, GaP, InGaP.

Мініатюрні світлодіоди (їх розмір є перевищує часток міліметра) можуть бути виготовлені за допомогою технологій близьких до технологій виготовлення інтегральних мікросхем, їх легко об'єднати у матриці та лінійки –фотоприймальні пристрої. Світлові сигнали приймаються фотоприймальними пристроями, які перетворюють світлове випромінювання у електричний сигнал, що несе певну інформацію. У якості фотоприймачів використовують фотоелектронні помножувачі, фоторезистори та фотодіоди.

*Хвилеводи та світловоди* – це елементи, які використовують для передачі електромагнітного випромінювання у задану область простору. Світловоди переважно використовують для передачі світла на відстань від декількох сантиметрів до декількох кілометрів, а оскільки поперечні розміри світловода набагато менші його довжини, то світловоди є фактично пасивними діелектричними хвилеводами, при цьому діаметр світловоду набагато більше довжини хвилі  $\lambda$  світла, що розповсюджується у ньому.

Випромінювання у оптичному хвилеводі може розповсюджуватися тільки на відстань, що не перевищує декількох сантиметрів. Ці тонкоплівкові діелектричні хвилеводні структури, сформовані на поверхні або у об'ємі діелектричної підкладки.

Проходження світлових потоків в оптичних хвилеводах, що мають ширину (висоту) порівняну з довжиною світлової хвилі, призводить до ряду ефектів, які не мають аналогів у лінійній оптиці, в якій

використовують світлові пучки з поперечними розмірами значно перевищуючими довжину хвилі.

Активні оптичні хвилеводи забезпечують також генерацію оптичного випромінювання, його перетворення (підсилення, модуляцію, керування та детектування).

*Елементи пристроїв зв'язку* (лінзи, призми, відбивачі) та пристрої вводу-виводу випромінювання елементів інтегральної оптики.

Розміщення елементів інтегральної оптики на одній і тій самій підкладці, де компонують інтегральні мікросхеми (ІМС), дозволяє створювати мініатюрні оптичні пристрої та об'єднати в єдине ціле оптичні та електронні ІМС.

### ***Розповсюдження електромагнітних хвиль в діелектричних хвилеводах.***

Діелектричні хвилеводи використовують для обмеження і спрямування світла в хвилеводних структурах та схемах інтегральної оптики. В якості діелектричних хвилеводів може бути використано оптичне волокно круглого перерізу, але великий інтерес представляє хвилевод, що має планарну (плоску) структуру, наприклад плівка або смужка.

Планарний хвилевод виготовляють у вигляді тонкої діелектричної плівки з показником заломлення  $n_n$ , яка розміщена між підкладкою (основою) з показником заломлення  $n_0$  та покривним матеріалом з показником заломлення  $n_e$ , причому  $n_n > (n_0, n_e)$ . В якості покривного матеріала часто використовують повітря ( $n_e = 1$ ). Різниця показників заломлення  $n_0, n_n$  звичайно складає  $10^{-3} \dots 10^{-1}$ , а товщина плівки (хвилеводу)  $h \approx 10^{-6} \text{ м}$ . Область розповсюдження світла в результаті повного внутрішнього відбивання обмежуються поверхнями розділу плівка – підкладка та плівка – покривний шар.

Смугасті хвилеводи дають обмеження в двох напрямках – по довжині та ширині. На **рис.6** показані перерізи хвилеводів чотирьох видів: припіднятого, впровадженого, гребінчастого, складового.

Розглянемо багатомодовий хвилевод використав методи геометричної оптики. Плоскі хвилі, що відповідають різним модам, падають під різними кутами  $\theta$  на поверхні розділів повітря-плівка (**Рис. 7**). При малих кутах падіння  $\theta < (\theta_0, \theta_e)$  світло розповсюджується зі сторони підкладки, заломлюється і виходить з хвиле водного шару через покривний шар – хвилеводне розповсюдження світла відсутнє.

Якщо  $\theta_e < \theta < \theta_0$ , то світло, що розповсюджується по підкладці заломлюється на границі розділу плівка-підкладка, відбувається повне внутрішнє заломлення на границі плівка – покривний шар (повітря), заломлюється назад у підкладку і пройшовши через її, покидає структуру – хвиле водного розповсюдження світла немає.

Якщо виконуються умови  $(\theta_0, \theta_e) < \theta$  та  $\theta > \sin^{-1} n_0 / n_n$ , то спостерігається повне внутрішнє відбивання на обох границях розділу. Світло, що попало в плівку, буде розповсюджуватися в ній хвильоводним чином.

Значення цих кутів  $\theta$  знаходять з умови рівності сумарної зміни фази хвилі за один прохід через плівку значенню, кратному  $2\pi$ , тобто хвильовдне розповсюдження має місце в діапазоні  $\sin^{-1}(n_0 / n_n) < \theta_n < \pi / 2$ .

Як люба спрямовуюча структура, оптичний хвильовод в першу чергу характеризується набором електромагнітних коливань, які можуть розповсюджуватися в ньому.

Рішення рівняння Максвелла в області хвильоводного шару ( $n_n > n_e, n_0$ ) представляє собою гармонійною функцію, що описує коливання, яке в поперечному перерізі хвильоводу утворює стоячу хвилю.

При заданих значеннях  $n_n, n_e, n_0, \omega$  і товщини плівки  $h$  існує певний набір стоячих хвиль (мод), які можуть в ньому розповсюджуватися. Із зменшенням товщини плівки число мод зменшується, оскільки для кожної моди існує своя критична товщина плівки, нижче якої мода даного номеру і типу у хвильоводі існувати не може. Максимальне число мод можна визначити по формулі

$$m = (2h / \lambda) \sqrt{n_n^2 - n_0^2} \quad (17)$$

де  $h$  - товщина плівки,  $\lambda$  - довжина хвилі світла.

На **рис. 8** представлені моди основних компонентів хвильоводу: мода підкладки *I*, повітряні моди *2* і моди хвильоводу *3*. В областях *I* та *III* електромагнітне поле затухає поступово. Поле мод хвильоводу (область *II*) змінюється по синусоїдальному закону і на границях не обривається різко до нуля, а спадає поступово, тобто електромагнітна хвиля неповністю закрыта у хвильоводі, і частина енергії втрачається. Частина енергії, що виходить з хвиле водного шару і розповсюджується у поверхневому шарі, називається поверхневою хвилею. *Хвильоводні моди* – основні робочі моди пристроїв інтегральної оптики, а наявність *поверхневих хвильоводних мод* дає можливість з'єднувати деякі оптичні елементи (елементи вводу) з елементами інтегральної оптики.

### Оптичні елементи зв'язку.

Джерелом енергії для роботи оптичної інтегральної схеми є в основному лазерний пучок, тому ставиться задача перетворення лазерного пучка в поверхневу хвилю, а також зворотне перетворення

поверхневих хвиль в вихідний пучок енергії. Для реалізації таких перетворень використовують оптичні елементи зв'язку.

Елементи зв'язку можна розділити на два типи: *поперечні елементи зв'язку*, в яких пучок фокусується на відкритий поперечний переріз хвилеводу (елемент „прямого типу”), і *поздовжні елементи зв'язку*, в яких пучок падає похило на хвилевод (призмові, решіткові та елементи зв'язку через звужуючийся край).

Лінзові пристрої зв'язку. Можливість застосування лінзових пристроїв зв'язку базується на тому, що структура поля випромінювання лазера близька по формі структурі власної хвилі хвилеводу. Роль лінзи полягає в узгодженні розмірів поперечного перерізу пучка світла лазера і розмірів, що займає поле моди в поперечному перерізі хвилеводу. При цьому випромінювання необхідно подавати безпосередньо на вхідний торець хвилеводу (**Рис. 9**). Лінзи можуть бути як сферичними так і циліндричними. Будь-яка невідповідність пучків призведе до збудження небажаних поверхневих мод більш високих порядків і полів розсіювання.

### ***Призмові елементи зв'язку.***

Елементи, що мають більш високі показники заломлення, використовують для введення пучка світла в планарну структуру.

Принцип роботи призового елемента вводу ( $n_p > n_n$ ) показано на **рис.**

**10.** Пучок (промінь) падає на призму з  $n_p$ , причому кут падіння  $\theta$  вибрано таким, щоби він задовольняв як вимозі повного внутрішнього відбивання  $\theta = \arcsin(n_n / n_p)$ , так і умові узгодження фаз обох мод (в падаючому та прохідному світлі)  $k_p \sin \theta = \beta_{ov}$ , де  $k_p$  - коефіцієнт розповсюдження плоскої хвилі у призмі ;  $\beta_{ov}$  - коефіцієнт розповсюдження поверхневої хвилі у хвилеводі, в результаті чого можливий обмін енергіями в модах.

Перекачування енергії із випромінювальної моди (поле пучків у призмі) може відбуватися тільки на довжині  $L$  (довжині взаємодії), що визначається співвідношенням

$$\chi L = 2\omega \sec \theta$$

де  $\chi$  - коефіцієнт зв'язку між випромінювальною модою та модою поверхневої хвилі, значення якої, в свою чергу, залежить від товщини повітряного зазору  $h_a$  ( $h_a \approx \lambda_g / 2$ ). Ефективність зв'язку пучка (кількість перекачаної енергії) 90....100%.

Решіткові елементи зв'язку. Робота решіткового елемента зв'язку є аналогічною роботі призового елемента, за винятком того, що призма та повітряний зазор замінені решіткою. Часто таку решітку виготовляють у вигляді плівки фоторезисту, який експонується інтерференційною картиною від двох протилежно біжучих хвиль, що отримані від лазерного пучка. В залежності від властивостей фоторезиста та методу його обробки профіль решітки може приймати різні форми (**Рис. 11**).

Як і у випадку призового блоку, найбільш ефективний зв'язок між падаючим пучком з однорідним розподілом інтенсивності та поверхневою хвилею досягається, якщо границя пучка точно перетинає кінець решітки.

Недоліки решіткових елементів зв'язку: частина енергії багато разів проходить через плівку та втрачається у підкладці; частина енергії втрачається на дифракційні пучки, якщо відношення  $d/\lambda$  недостатньо мало. Ефективність зв'язку пучка приблизно 70%.

### ***Голографічний елемент зв'язку.***

Принцип роботи голографічного елемента зв'язку полягає у наступному: поверхнева хвиля  $A$  (**рис. 12**) падає на тонкоплівковий хвилевод і за допомогою решітки або у інший спосіб перетворюється в пучок хвилі  $A'$  (поле хвилі втрати). Пучок  $A'$  використовується спільно з лазерним пучком  $R$  для запису голограми.

Для вводу випромінювання голограма освітлюється хвилею, що йде в напрямку, протилежному напрямку розповсюдження хвилі  $R^*$ . При цьому утворюється дійсне зображення нерегулярної частини поверхні хвилеводу, що співпадає з нею. Оскільки фазовий розподіл в такому зображенні пов'язаний з фазовим розподілом хвилі, що випромінена раніше, у хвилеводі збуджується мода того ж номеру і типу, що і раніше, але яка розповсюджується у протилежному їй напрямку.

Головна перевага такої голографічної схеми полягає в тому, що решітка, яка утворює поле втрати  $A'$ , може бути і нерегулярною. Це можливо завдяки тому, що голографічний процес само настраюється і сприймає пучок  $R$  або  $A$  незалежно від точного розподілу нерегулярного розсіяного поля  $A'$ .

### ***Зв'язок між хвилеводами.***

Елементи зв'язку або елементи переходу, стикування необхідні для передачі енергії з оптичних хвилеводів одного типу у хвилеводи іншого типу або для перетворення енергії з однієї моди в іншу вдовж того ж самого хвилевода.

Зв'язок між двома планарними світловодами ілюструє **рис. 13а**. Два плівкових хвилеводи з показниками заломлення  $n_1, n_3$  розташовані на одній підкладці, третій шар з показником заломлення  $n_2$  з'єднує їх за

допомогою переходу який звужується. Поверхнева хвиля розповсюджується у плівці з  $n_1$  і доходить до краю такої плівки який звужується. Оскільки  $n_2 < n_1$ , енергія буде випромінюватися у проміжну плівку у вигляді поверхневої хвилі і далі в плівку з  $n_3$ . Згідно з теорії взаємності, енергія може бути виведена з проміжної плівки, при цьому в залежності від напрямку розповсюдження хвилі енергія може бути передана справа наліво (або навпаки) через проміжну плівку. З допомогою плавного звуження можна досягти 100% -ної ефективності зв'язку.

Плівки, які знаходяться на різних підкладках (**рис. 13б**) можуть бути складеними верхніми поверхнями, але через третій проміжний шар з більш низьким показником заломлення. При цьому зв'язок реалізується за допомогою затухаючого поля або через решітку при умові, що довжина решітки та довжина перекриття між хвилеводами дорівнюють довжині зв'язку. Ефективність зв'язку через решітку досягає 65%.

Зв'язок між паралельними хвилеводами (**Рис. 13в**), які розташовані на довжині  $L$  один від одного, реалізується за рахунок обміну енергією затухаючого поля між ними. Теоретично вся енергія може бути передана з одного хвилеводу в інший шляхом відповідного вибору довжини зв'язку  $L$ , але можна розділити енергію по двох хвилеводах, тобто мати відгалужувач. Практично реалізується коефіцієнт зв'язку, рівний 50%.

### ***Зв'язок хвилевода з оптичним волокном.***

Зв'язок реалізується за рахунок елемента (тунеля), в якості якого використовують шар з низьким показником заломлення, наприклад імерсійна рідина. В межах цього тунелю відбувається передача енергії між смугастим хвилеводом, який звужується, та оптичним волокном прямокутного перерізу (**рис. 14а**). Ефективність зв'язку досягає 70%. В практичних пристроях цей спосіб застосовують рідко внаслідок не жорсткості з'єднання.

Безконтактне з'єднання світловод-хвилевод реалізується введенням нового елемента – лінзи – в проміжок між елементами, які з'єднуються (**Рис. 14б**). Мікролінза діаметром 4.....10 мкм, отримана безпосередньо на торцях з'єднуваних елементів, дозволила підвищити ефективність зв'язку в порівнянні з попереднім випадком. Часто для реалізації зв'язку хвилевод-світловод використовують принцип дії призмового пристрою (**Рис. 14в**). Роль призми грає світловод, вхідний кінець якого розміщений на деякій відстані від плівки під певним кутом  $\alpha$ . Отримана ефективність зв'язку близька до 100%.

### ***Елементи пристроїв на основі хвилеводів.***

**Фільтри.** На основі хвильоводів з різкими періодично повторюючимися опуклими елементами можуть бути виготовлені перетворювачі мод. При дослідженні такого хвильоводу (**Рис. 15а**), можна встановити, що випромінювання у зовнішнє середовище відсутнє і світло розповсюджується тільки у хвильоводі з коефіцієнтом сповільнення моди  $\gamma_i$ . Перетворення цієї моди можливо як в моду з  $\gamma_j$ , так і у зустрічну моду з коефіцієнтом сповільнення  $\gamma_k$ , які зв'язані між собою співвідношенням

$$\gamma_i \pm \gamma_j = l_\lambda / \Lambda, \quad l = 1, 2, 3, \dots \quad (18)$$

Окрім цього, падаюча мода може не повністю перетворюватися у інші типи хвиль.

На ефективність перетворення впливають такі фактори, як профіль решітки і глибина її модуляції  $\sigma/h$ , випромінювання хвилі в прямому або зворотному напрямку, взаємодія хвиль різних номерів та типів.

Виготовлення хвильоводу, для  $\gamma$ -мод якого точно виконується рівність (18), технологічно важке. Корекцію при виготовленні таких хвильоводів можна реалізувати поворотом решітки відносно напрямку розповсюдження світла в решітці, що рівнозначно зміні її ефективного періоду:

$$\gamma_{+i} \pm \gamma_{+j} = l 2 \sin \alpha / \Lambda, \quad (19)$$

Таким чином, поворот решітки по куту  $\alpha$  дозволяє не тільки перетворювати різні моди багатогодового хвильовода, але і розділяти їх. Якщо використати несинусоїдальні решітки (елементи яких працюють по синусоїдальному закону з різними  $\Delta$ ), можна реалізувати перетворення, при якому частота електромагнітного випромінювання не змінюється, але змінюється довжина хвилі світла в світловоді. Якщо в якості джерела випромінювання використовують лазер з довжиною хвилі  $\lambda, \omega$  то на такому пристрої зв'язку він збуджує у хвильоводі моду з тією ж самою частотою  $\omega$ , але з довжиною хвилі  $\lambda/\gamma$ , де  $\gamma$  - сповільнення.

Оскільки моди мають різні  $\gamma$ , то різні і відповідні їм довжини хвиль:  $\lambda_i = \lambda / \gamma_i$ . Ця властивість дозволила використати ділянки періодично змінюючихся хвильоводів в якості фільтрів. З мод одного і того ж типу але збуджених джерелами випромінювання з різними довжинами хвиль, ділянки хвильоводів вибирають такими, для яких виконується умова (19) і при різних  $\gamma$  з всього набору хвиль відокремлюється тільки одна



мода, тобто відбувається фільтрація випромінювання. Ефективність роботи фільтрів достатньо висока ( $\sim 90\%$ ).

### ***Інтерференційні фільтри.***

Фільтри цього типу, що використовують в інтегральній оптиці, практично не мають втрат. Один з варіантів фільтрів показано на **рис. 16а**- це резонансний фільтр. Він складається з двох хвилеводів 1,2 та кільцевого резонатору 3, що розташований між ними. Хвилі різних частот  $\omega_1, \omega_2$ , які входять у хвилеводну систему, збуджують кільцевий резонатор. З всіх збуджених у ньому хвиль він вибирає тільки ту, у якої частота співпадає з його власною частотою, а решта хвиль в ньому затухає. Хвиля вибраної частоти, в свою чергу, збуджує другий хвилевод і передає в нього випромінювання. Таким чином, з всього набору частот фільтр вибирає тільки одну, а хвилі з іншими частотами в ньому практично відсутні.

Фільтр іншого типу представлено на **рис. 16б**. В ньому випромінювання виводиться з хвилеводу 1 за допомогою призми 2 і попадає на інтерференційний фільтр 3, який створено напівпрозорою площиною  $P$  та площиною призма-зазор. Випромінювання частоти, що визначається показниками заломлення матеріалів і відстанню між відбиваючими поверхнями ( $d$ - товщина фільтру), виводиться з хвилеводу, а випромінювання решти частот повертається в нього. Змінюючи параметри  $n$  та  $d$ , можна змінювати колір випромінювання.

### ***Лінзи, відбивачі, призми.***

Відмінність розповсюдження світла в просторі (об'ємі) та площині хвилеводу відбивається в зміні (сповільненні) швидкості розповсюдження хвилі. Але в обох випадках світло звичайно не займає ні весь об'єм матеріалу, ні всю площину плівки, а розповсюджується у вигляді промінів з відповідними швидкостями. Тому на границі розділу тонкопліткових хвилеводів, що характеризуються для даної моди різними значеннями коефіцієнта сповільнення хвилі, відбувається зміна напрямку розповсюдження світла. Зміна коефіцієнта сповільнення моди може бути викликано зміною товщини  $h$  плівки, тому в залежності від напрямку розповсюдження променя світла при попаданні його на границю розділу двох хвилеводів світло або може пройти у хвилевод 2 (**рис. 17а**), або відбитися назад у хвилевод 1 (**рис. 17б**).

Якщо у хвилеводі збуджено одночасно декілька мод, то при одному і тому ж куті їх падіння  $\alpha$ , але при різних коефіцієнтах сповільнення  $\gamma$  можна отримати їх просторове розділення (розділення світла, потужності). Практично для цього на єдиному тонкоплівковому хвилеводі виготовляють двовимірну призму.

Розділення потоку випромінювання на границі між двома хвилеводами 1 та 2 з однакових матеріалів, але з плівками різної товщини показано на **рис. 18а**. Для розділення падаючого потоку світла можуть бути

використані також набори невеликих ділянок плівок різних типів. Багатократне ділення потоку можна отримати, використав набір таких ділянок; при цьому на вході першого та інших поділювачів збуджується мода одного типу (**рис. 18б**).

Для отримання концентрованого випромінювання необхідно застосовувати системи з тонкоплівкових лінз у яких параметри плавно змінюються. Лінзового ефекту в тонко плівкових хвилеводах можна добитися шляхом зміни товщини плівки або складу матеріалів, яких використовують для хвилеводу.

Довжина оптичного шляху частин пучка світла може бути різною і при сталому складі матеріалів та товщині плівки, якщо плівка нанесена на підкладку складної форми (**рис. 19а**).

Хвилеводні системи, в яких випромінювання проходить багатократно на заданій ділянці, можна отримати за допомогою відбивачів спеціальних конструкцій з мінімальними втратами випромінювання. В деяких випадках для забезпечення багатократного проходження світла можуть бути використані тонкоплівкові призми, при відбиванні від границь яких випромінювання має умови повного внутрішнього відбивання у широкому частотному діапазоні (**рис. 19б**).

### ***Хвилеводні підсилювачі і генератори.***

В тонкоплівкових підсилювачах і генераторах активним середовищем є плівка. Різноманітність матеріалів хвилеводів і різні типи накачування дозволяють при одній і тій самій конструкції інтегрального елемента генерувати випромінювання на різних довжинах хвиль.

*Інтегральні оптичні підсилювачі* прості у виготовленні, мають достатньо хороші робочі характеристики. Типова схема підсилювача представлена на **рис. 20**. Випромінювання вводиться та виводиться з плівки за допомогою призми, а накачування йде із сторони підкладки.

В інтегральних оптичних генераторах електромагнітного випромінювання використовують як традиційні типи резонаторів та пристроїв виводу випромінювання, так і чисто хвилеводні. Один з типів лазера показано на **рис. 21**. Заглиблення в підкладці заповнено поліуретановою плівкою з добавками родаміна 6Ж, потім на підкладку і резонатор наноситься плівка поліуретану товщиною 2 мкм, яка і є хвилеводом. Накачування реалізують  $N_2$ - лазером. Випромінювання такого лазера виходить з резонатору і потрапляє безпосередньо у хвилевод, а потім вже виводиться через поверхню хвилеводу за допомогою оптичної призми.

Для виводу випромінювання лазера через поверхню хвилевода можна використовувати хвилеводні властивості лазерів (**рис. 22**). Генератором випромінювання тут є хвилевод 3, на торці якого нанесені плівки алюмінію. Збуджена в ньому хвиля в свою чергу збуджує моду у

близькорозташованому хвилеводі 4. Відбувається перекачування випромінювання між хвилеводами, і воно виводиться у зовнішній простір. На основі пасивного хвилеводу 4 можна по ходу хвилі передбачити різні перетворювачі, лінзи, фільтри, і т.п., що органічно вписує лазер – джерело випромінювання – в оптичну інтегральну мікросхему.

В генераторах електромагнітного випромінювання, з використанням елементів нелінійної оптики, можна добитися виконання умови синхронізму для більш широкого класу матеріалів, застосовуючи генератори накачування малих потужностей. При вводі світла у хвилевод відбувається концентрація випромінювання, тобто збільшується густина потужності накачування, що призводить до прояву нелінійних ефектів, наприклад, генерація другої гармоніки випромінювання  $\lambda = 1.06 \mu\text{м}$  у хвилеводі, який складається з ніобату літію, нелінійний коефіцієнт якого у 83 рази перевищує нелінійність кристалу КДР. Раніше в об'ємному варіанті цей матеріал (ніобат літію) не використовувався, оскільки в ньому не виконувалося умова синхронізму для хвиль першої та другої гармонік.

Нелінійний матеріал може бути використаний не тільки в якості плівки, але і в якості підкладки. В схемі для генерації вищих гармонік на основі тонкої плівкового хвилеводу, що складається з скляної плівки на кварцовій підкладці (рис. 23), нелінійним матеріалом є монокристалічний кварц. Випромінювання гармонік виводиться з поверхні хвилеводу.

### ***Елементи управління на основі хвилеводів.***

Елементи управління потрібні для зміни потужності, типу хвилі та напрямку її розповсюдження. У приладах з акустичним управлінням використовують як об'ємні, так і поверхневі акустичні хвилі. Об'ємні акустичні хвилі створюються за допомогою п'єзоперетворювачів, що складаються з п'єзокераміки, кварца, ніобату літію. Під дією змінної напруги у них виникають механічні коливання, які передаються до хвилеводних систем, що знаходяться з ними у контакті.

Схема такого приладу показана на рис. 24. Перетворювач і поглинач знаходяться з протилежних сторін хвилеводної системи. Перетворювач відокремлений від плівки тонким шаром діелектрика з малим показником заломлення. Він може мати також безпосередній контакт з плівкою, а місце поглинача може зайняти відбивач. В цьому випадку в системі створюється стояча акустична хвиля, пік якої приходить на хвилеводну плівку. Під дією акустичної хвилі відбувається зміна оптичних властивостей плівки (модуляція випромінювання, перетворення мод), що в свою чергу викликає зміну хвилеводних властивостей системи.

При розповсюдженні поверхневих акустичних хвиль відбувається періодична зміна як товщини, так і показника заломлення плівки. Результат взаємодії світла з такими неоднорідностями залежить від взаємного напрямку розповсюдження світла і звука, від довжин хвиль світла і звука в хвилеводі. Якщо напрямки співпадають то відбувається взаємодія електромагнітних хвиль з решіткою в результаті якого може відбуватися як перетворення мод, так і випромінювання світла з хвилеводу (**рис. 25а**).

Якщо напрям розповсюдження хвиль в системі не співпадає (**рис. 25б**), то реалізується дифракція (розсіювання). Коли ширина фронту  $L$  акустичної хвилі достатньо велика в порівнянні з довжиною світлової хвилі, то можна вважати, що світлова хвиля відбивається від ряду розташованих одна за іншою площин (фронтів акустичної хвилі). Рівняння розповсюдження розсіяної хвилі можна записати у наступному вигляді:

$$\lambda = 2\Lambda \sin \theta \quad (20)$$

де  $\lambda$  - довжина хвилі у світловоді,  $\Lambda$  - довжина хвилі звуку.

Коли ширина фронту акустичної хвилі мала, то система працює як фазова решітка.

В *приладах з електричним управлінням* використовують електроди, у поля яких знаходиться ділянка хвилеводу з електрооптичним матеріалом. Електроди можуть бути розміщені як на плівці, так і на підкладці.

В схемі приладу з двома електродами, в якому реалізується зміна напрямку розповсюдження світла (**рис. 26**), один з електродів має форму трикутника і знаходиться на поверхні плівки, а інший – на основі підкладки. При подачі на електроди напруги відбувається зміна показника заломлення електрооптичного матеріалу, і в ньому формується тонкоплівкова призма, котра змінює напрямок розповсюдження падаючого на неї світла.

В приладах з електричним керуванням широке застосування знаходять рідкі кристали і рідинні матеріали. У першому випадку під дією поля відбувається орієнтація кристалу, яка викликає просвітлення хвилеводу, у другому – зміна показника заломлення пропорційна квадрату напруженості цього поля.

Розроблені прилади, в яких електричні сигнали безпосередньо на матеріал хвилеводу не діють, а використовуються вторинні ефекти, наприклад нагрівання матеріалу хвилеводу, в результаті чого змінюється показник заломлення середовища.