

Тема 13. Модулятори та перемикачі.

Лекція 13.

Модулятори та перемикачі. Електро-оптичний ефект Поккельса. Фазовий модулятор. Мостовий балансний інтерферометр Маха-Цендера. Перемикач на схрещених хвилеводах.

Основні характеристики модуляторів та перемикачів.

Глибина модуляції. Однією з важливих характеристик модуляторів і перемикачів є глибина або ступінь модуляції η . У випадку модуляції по інтенсивності (з метою зменшення інтенсивності світла, що проходить) величина η дається виразом

$$\eta = (I_0 - I) / I_0 \quad (1)$$

де I - інтенсивність світла, що пройшло, I_0 - значення інтенсивності I у відсутності модуляції. Якщо модуляція діє з метою збільшення інтенсивності світла, яке проходить, то величина η дається виразом

$$\eta = (I - I_0) / I_m \quad (2)$$

де I_m - інтенсивність світла, яке проходить, у випадку максимального сигналу модуляції. Максимальна глибина модуляції, або коефіцієнт ослаблення, визначається формулою

$$\eta_{\text{макс}} = (I_0 - I_m) / I_0 \text{ при } I_m \leq I_0 \quad (3)$$

$$\eta_{\text{макс}} = (I_m - I_0) / I_m \text{ при } I_m \geq I_0 \quad (4)$$

Можна також визначити глибину модуляції для фазових модуляторів, оскільки зміну фази можна зв'язати із зміною інтенсивності у вигляді функції. У випадку інтерференційних модуляторів можна показати, що глибина модуляції описується функцією

$$\eta = \sin^2(\Delta\varphi / 2) \quad (5)$$

де $\Delta\varphi$ - зміна фази.

Глибину модуляції можна визначити для модуляторів інтенсивності (і посередньо для фазових модуляторів); але аналогічний критерій якості, або максимальна девіація, для частотних модуляторів визначається виразом

$$D_{\text{макс}} = |f_m - f_0| / f_0 \quad (6)$$

де f_0 - оптична несуча частота, а f_m - зміщена оптична частота, яка відповідає прикладенню максимального сигналу модуляції.

Смуга пропускання. Іншою важливою характеристикою модуляторів та перемикачів є смуга пропускання або діапазон частот модуляції, в якому може працювати прилад. Звичайно вважають, що смуга пропускання визначається різницею між верхньою та нижньою частотами, при яких глибина модуляції зменшується на 50% її максимальної величини. Для перемикачів частотну характеристику звичайно визначають у вигляді швидкості або часу перемикання. Час T перемикання пов'язаний з смугою Δf пропускання наступним виразом:

$$T = 2\pi / \Delta f \quad (7)$$

Мінімізація часу перемикання модуляторів набуває важливого значення при використанні матриць з великим числом перемикачів для розподілу світла по потрібним напрямкам. Аналогічно ширина смуги модуляторів є визначаючим параметром у тих випадках, коли декілька інформаційних каналів вводяться паралельно в один і той самий оптичний промінь.

Втрати, що вносяться модуляторами і перемикачами. Такі втрати виражають в децибелах, і у випадку коли модулюючий сигнал призводить до зменшення інтенсивності, вони задаються виразом:

$$L_i = 10 \lg(I_t / I_0) \quad (8)$$

де I_t - інтенсивність світла, що передавалася би хвилеводом у відсутності модулятора, а I_0 - інтенсивність, що передається при наявності модулятора, але без прикладеного сигналу модуляції (електричного сигналу). Для модулятора, в якому при прикладенні

електричного сигналу збільшується інтенсивність світла, що проходить, втрати визначаються формулою

$$L_i = 10 \lg(I_t / I_m) \quad (9)$$

де I_m - інтенсивність яка передається, що відповідає прикладенню максимального електричного сигналу. Втрати, що вносяться, є оптичними.

Споживаєма потужність. Для забезпечення роботи модуляторів та перемикачів необхідно споживати електричну енергію. У випадку модуляторів електрична потужність, яка споживається, збільшується із збільшенням частоти модуляції. Тому характерним показником є споживаєма потужність на одиницю ширини смуги модулятора $P/\Delta f$, яка звичайно виражається у міліватах на мегагерц. В ідеалі перемикач може споживати потужність тільки під час зміни стану; потужність, що споживається у ньому для підтримання стану, повинна бути незначною.

Ізоляція. Велику увагу при проектуванні систем приділяється ізоляції між різними входами та виходами перемикача або модулятора. У модуляторі ізоляція між входом та виходом є просто максимальною глибиною модуляції, як було визначено вище. Але її звичайно виражають у децибелах. У випадку перемикача ізоляція між двома каналами (або входом, або виходом) задається виразом)

$$\text{Ізоляція}[\text{дБ}] = 10 \lg(I_2 / I_1) \quad (10)$$

де I_1 - інтенсивність світла у діючому каналі, а I_2 - інтенсивність світла у відключеному каналі. Таким чином перемикач з втратою або перехресною дією сигналу величиною 1% по відношенню до цих двох каналів буде мати ізоляцію -20 дБ.

Електрооптичний ефект. Явище, на якому основана дія великої кількості електрооптичних модуляторів та перемикачів, пов'язано із зміною показника заломлення речовини під дією прикладеного електричного поля. У загальному випадку цей ефект є анізотропним і має як лінійну (ефект Погкельса), так і нелінійну (ефект Керра) складові. У твердих кристалічних речовинах зміна показника заломлення, яка обумовлена лінійним електрооптичним

ефектом, зручно характеризується зміною компонент оптичної індикатрисної матриці. Рівняння еліпсоїду показників заломлення у присутності електричного поля має вигляд

$$(1/n^2)_1 x^2 + (1/n^2)_2 y^2 + (1/n^2)_3 z^2 + 2(1/n^2)_4 yz + 2(1/n^2)_5 xz + 2(1/n^2)_6 xy = 1 \quad (11)$$

Якщо осі x, y, z вибрати паралельно головним осям кристалу, то лінійна зміна коефіцієнтів, яка обумовлена введенням електричного поля E , задається наступним чином:

$$\Delta(1/n^2)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (12)$$

де $i = 1, 2, 3, 4, 5, 6$, а $j = 1, 2, 3$ зв'язані з x, y, z , відповідно. Якщо вираз (12) записати у матричній формі, то така $6 \times 3 [r_{ij}]$ матриця називається *електрооптичним тензором*. Можна показати, що лінійний електрооптичний ефект існує лише у кристалах, що не мають інверсної симетрії. Навіть у випадку нецентросиметричних кристалів для більшості класів симетрій лише декілька елементів електрооптичного тензору відмінно від нуля. Але все ж таки матеріали, на основі яких можна виготовляти хвилеводи з малими оптичними втратами, наприклад $GaAs, GaP, LiNbO_3, LiTaO_3$ та кварц, при певній орієнтації також мають достатньо великі коефіцієнти Поккельса і у різних областях застосування інтегральної оптики широко застосовується лінійний електрооптичний ефект.

Нелінійний (квадратичний) електрооптичний ефект Керра є вираженим порівняно слабо у більшості матеріалів, які використовують при виготовленні хвилеводів. Нелінійна залежність від електричного поля також вводить небажане спотворення у модульований сигнал. Отже, цей факт обмежує використання даного ефекту у багатьох випадках застосування.

Однохвелеводні електрооптичні модулятори. На основі однохвелеводних структур можна виготовити декілька різних типів електрооптичних модуляторів та перемикачів. При цьому можуть бути використані як плоскі так і каналні хвилеводи. Як приклад на

рис. 1 показано відносно простий плоский хвилевод, який може функціонувати як фазовий модулятор, амплітудний (по інтенсивності) модулятор або як оптичний перемикач.

Фазова модуляція. Хвилевод, який зображено на **рис. 1**, є асиметричним, оскільки показники заломлення повітря та метала, що знаходиться на верхній границі, набагато менше n_2 , в той же час як n_3 відносно ближче до n_2 . Повна зміна величини показника заломлення між хвилеводом та підкладкою дається виразом

$$\Delta n_{23} = n_2 - n_3 = \Delta n_{xim} + \Delta n_{ykn} + \Delta n_{eo} \quad (13)$$

де Δn_{xim} - зміна показника заломлення, яка обумовлена різними концентраціями a та b алюмінію; Δn_{ykn} - зміна, яка зв'язана з зменшенням концентрації носіїв у хвилеводному шарі; Δn_{eo} - зміна показника заломлення, яка викликана електрооптичним ефектом. Щоби реалізувати фазовий модулятор, розміри та легування хвилеводу вибирають таким чином, щоби він знаходився вище відсічки для моди $m=0$ на бажаній довжині хвилі, але нижче відсічки для моди $m=1$. Таким чином, з виразу

$\Delta n = n_2 - n_3 > [(2m+1)^2 \lambda_0^2] / 32n_2 t_g^2$, $m = 0,1,2,3, \dots$ (див **лекцію 4** рівняння (31) маємо

$$\Delta n_{xim} + \Delta n_{ykn} > 1/32n_2 (\lambda_0 / t_g)^2 < 9/32n_2 (\lambda_0 / t_g)^2 \quad (14)$$

Коли подається напруга V оберненої полярності на діод на бар'єрі Шотткі. як показано на **рис.1**, хвилевод стає частиною збідненого шару цього діоду і електричне поле викликає зміну фази світлової хвилі, що проходить по хвилеводу, яка пропорційна величині V . Для вказаної орієнтації кристалу зміна показника заломлення, яка викликана полем, для TE - хвилі (поляризованої вздовж осі y) описується виразом

$$\Delta n_{eo} = n_2^3 r_{41} V / 2t_g \quad (15)$$

тоді як для аналогічної зміни показника заломлення для TM -хвиль не відбувається (TM -хвилі поляризовані у напрямку осі x). По визначенню маємо

$$\Delta n = \Delta \beta / k = \Delta \beta \lambda_0 / 2\pi \quad (16)$$

Тому якщо вираз (16) підставити у вираз (15), то зміна фази, яка викликається електричним полем, можна визначити з виразу

$$\Delta \varphi_{eo} = \Delta \beta L = (\pi / \lambda_0) n_2^3 r_{41} (VL / t_g) \quad (17)$$

де L - довжина модулятора у напрямку z .

Поляризаційні модулятори. Використання фазових модуляторів обмежено тим фактором, що сумісно з ними повинні використовуватися фазово-когерентні системи детектування. Щоби уникнути такого ускладнення, модулятор, схема, якого показана на **рис. 1**, можна використати у дещо зміненому вигляді, вводячи оптичний промінь, площина поляризації якого складає кут 45° з осями x, y . Оскільки зміна фази має місце тільки для хвиль, що поляризовані у напрямку осі y , а не для хвиль, які поляризовані у напрямку осі x , то при розповсюдженні хвиль у напрямку осі z , буде мати місце обертання вектору поляризації. Таку зміну поляризації можна виявити, з використанням поляризаційно-чутливого детектору або розмістивши перед детектором селективний поляризаційний фільтр (який звичайно називають аналізатором). У випадку дискретного хвиле водного модулятора, який використовують для пучків світла у повітрі, у якості аналізатору можна використати звичайний решітковий поляризатор або абсорбційний поляризаційний фільтр. Оскільки як призмові так і решіткові елементи зв'язку чутливі до поляризації, то їх можна застосовувати у якості аналізаторів.

Модуляція інтенсивності. Оскільки як поляризаційну так і фазову модуляції виявити складніше, ніж модуляцію інтенсивності, то пристрій, схема якого показано на **рис. 1**, дуже часто використовують у режимі модуляції інтенсивності. Для реалізації модуляції інтенсивності необхідно ретельно підібрати різницю показників заломлення на границі розділу хвилевод-підкладка, щоби у відсутності електричного поля хвилевод знаходився би точно у

припорогових умовах для пропускання моди найнижчого порядку. Потім при прикладанні електричного поля за рахунок подачі напруги на електроди воно викликає невелику додаткову зміну показника заломлення, яке призводить до того, що хвильовод стає провідним. Повна зміна показника заломлення дається виразом (13). Отже порогові умови при нульовому електричному полі для модуляторів інтенсивності такого типу описуються виразом

$$\Delta n_{23} = \Delta n_{xim} + \Delta n_{ykn} = 1/32n_2(\lambda_0/t_g)^2 \quad (18)$$

де було використано рівняння (31) з **лекції 4** для умов відсічки у випадку асиметричних хвильоводів.

Очевидно, що модулятори інтенсивності, подібні до тих, що були описані вище, окрім цього, можуть бути використані в якості ефективних оптичних перемикачів, оскільки величина $(\Delta n_{xim} + \Delta n_{ykn})$ вибирається такою, щоби підтримувати хвильовод у припороговому стані, а прикладене поле V/t_g є достатньо великим, щоби перевести його у провідний стан на потрібній довжині хвилі.

Електроабсорбційна модуляція. В електроабсорбційних модуляторах використовують ефект Франца-Келдиша. При прикладанні сильного електричного поля границя смуги власного поглинання у напівпровідниках зміщується в бік більших довжин хвиль, як це показано на **рис. 2** для *GaAs* при прикладенні поля напруженістю $1.3 \cdot 10^5$ В/см. Завдяки наявності різкої границі смуги поглинання у матеріалів з прямою забороненою зоною, як, наприклад *GaAs*, прикладення електричного поля може призвести до сильної зміни поглинання довжин хвиль поблизу границі смуги. У випадку, що наведено на **рис. 2**, при прикладенні електричної напруги коефіцієнт поглинання α збільшується в межах $25 \cdot 10^4$ см⁻¹, для випромінювання з довжиною хвилі 900 нм.

Механізм ефекту Франца-Келдиша, можна описати звертаючись до картини енергетичних смуг напівпровідника, що представлена на **рис. 3**. Коли подається сильне електричне поле границі зон вигинаються. Ліва частина **рис. 3** відповідає поверхні напівпровідника, в якій формується контакт типу бар'єру Шотткі або неглибокий *p-n* перехід. Прикладення напруги оберненого зміщення на цей випрямляючий перехід викликає утворення

збідненого носіями шару, що розповсюджується вглибину на відстань x . Всередині цього шару існує неоднорідне електричне поле, причому його амплітуда досягає найбільшого значення на поверхні напівпровідника. Тому найбільший вигин зон також має місце на поверхні напівпровідника. Поза збідненого шару, в якому існує електричне поле, зони плоскі, чому відповідає права частина **рис. 3**. В цій області фотон може бути поглинутий тільки в тому випадку, якщо він має енергією, що достатня для перекиду електрону через заборонену зону, як в переході a . Ближче до поверхні, де зони вигинаються під дією поля, може мати місце перехід b , коли енергія фотону достатня лише для компенсації частини енергії забороненої зони для електрону. В звичайних умовах подібний перехід може бути забороненим, оскільки в забороненій зоні немає дозволених станів. Але прикладене поле суттєво розширює дозволених стани зони провідності, тому існує певна імовірність знаходження електрону у забороненій зоні. Цей факт знижує ефективну ширину забороненої зони і тим самим призводить до зсуву границі смуги у бік довших довжин хвиль. Можна показати, що ефективна зміна ширини забороненої зони ΔE_g дається виразом

$$\Delta E_g = 3/2(m^*)^{-1/3}(q\hbar E)^{2/3} \quad (19)$$

де m^* - ефективна маса носіїв, q - величина електричного заряду носіїв, \hbar - постійна Планка, E - напруженість електричного поля.

Оскільки ΔE_g залежить від напруженості електричного поля, а величина α залежить від ΔE_g (як це видно з **рис. 2**), то можна виготовити ефективний електроабсорбційний модулятор для випромінювання з довжиною хвилі, що ненабагато менше довжини хвилі, яка відповідає смугі поглинання напівпровідника. Схема електроабсорбційного модулятора представлена на **рис. 4**. В якості поверхневого електроду можна використати контакт типу бар'єру Шотткі або неглибокий $p-n$ перехід. У будь-якому випадку в збідненому шарі утворюється електричне поле. в ідеалі концентрація домішок у хвилеводі N_2 повинна бути настільки малою, щоб збіднений шар розповсюджувався через весь хвилеводний шар у напрямку x . Довжину модулятора та прикладену напругу вибирають з використанням кривих поглинання, що подібні наведеним на **рис. 2**,

для досягнення мінімальних внутрішніх втрат та максимальної глибини модуляції на даній довжині хвилі.

Двоканальні хвильоводні електрооптичні модулятори. Два розташовані поблизу канальних хвильоводи можуть функціонувати як спрямований відгалужувач, в якому оптична енергія при синхронізмі переходить від одного хвильоводу до іншого (див. **лекцію 5**). Такий спрямований відгалужувач можна перетворити у електрооптичний модулятор додаванням двох електродів, як показано на **рис. 5**.

Теорія функціонування.

Якщо напруга модулюючого сигналу подана на електроди (**рис. 5**), то вона призводить до невеликої різниці у показників заломлення у хвильоводах, в результаті чого виникає різниця у постійних розповсюдження $\Delta\beta$. Якщо використати підхід, що оснований та теорії зв'язаних мод (див. **лекцію 5**), то можна показати, що рівняння зв'язку будуть мати вигляд

$$dA_0(z)/dz = -i\beta_0 A_0(z) - i\alpha A_1(z) \quad (20)$$

та

$$dA_1(z)/dz = -i\beta_1 A_1(z) - i\alpha A_0(z) \quad (21)$$

де β_0 та β_1 - постійні розповсюдження у двох хвильоводах, а інші члени мають той же зміст, що і раніше. Рішення рівнянь (20) та (21) при граничних умовах

$$A_0(0) = 1 \text{ та } A_1(0) = 0 \quad (22)$$

призводить до наступних виразів для $A_0(z)$ та $A_1(z)$:

$$A_0(z) = [\cos gz - i(\Delta\beta/2g) \sin gz] \exp[-i(\beta_0 - \Delta\beta/2)z] \quad (23)$$

та

$$A_1(z) = -[(-i\alpha/g) \sin gz] \exp[-i(\beta_1 - \Delta\beta/2)z] \quad (24)$$

де $\Delta\beta = \beta_0 - \beta_1$ та $g^2 \equiv \alpha^2 + (\Delta\beta/2)^2$.

Таким чином, у випадку невеликого фазового неузгодження потік потужності в цих двох хвильоводах дається формулою

$$P_0(z) = A_0(z)A_0^*(z) = \cos^2(gz)e^{-\alpha z} + (\Delta\beta/2)^2 [\sin^2(gz)/g^2] e^{-\alpha z} \quad (25)$$

та

$$P_1(z) = A_1(z)A_1^*(z) = (\alpha/g^2) \sin^2(gz)e^{-\alpha z} \quad (26)$$

де α - експоненціальний коефіцієнт оптичних втрат у хвилевих. Слід відзначити, що вирази (25) та (26) стають ідентичними виразами **(12) та (13) в лекції 5**, якщо $\Delta\beta = 0$. Тому умова для повного перекачування потужності при нульовій прикладеній напрузі задається виразом **(14 з лекції 5)**, що стверджує, що

$$\alpha L = (\pi/2) + m\pi \quad (27)$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$. Аналогічно, з виразів (25) та (26) випливає, що при прикладенні модулюючої напруги для створення $\Delta\beta$ зв'язок повністю анулюється (тобто $P_1(L) = 0$ та $P_0(L) = 1$), якщо

$$gL = \pi + m\pi, \text{ де } m = 0, 1, 2, \dots \quad (28)$$

з формул (27) та (28) видно, що значення $\Delta\beta$, що необхідно для досягнення 100% модуляції визначається співвідношенням

$$\Delta\beta L = \sqrt{3}\pi \quad (29)$$

ефективний показник заломлення у хвелеводі складає

$$n_g \equiv \beta/k \quad (30)$$

Таким чином, зміна ефективного показника заломлення, що необхідна для досягнення 100% модуляції, визначається формулою

$$\Delta n_g = \sqrt{3}\pi/kL \quad (31)$$

Звичайно величина Δn_g , що необхідна для 100% модуляції дуже мала. Наприклад, у випадку двоканального хвиле водного модулятора на основі *GaAlAs* довжиною 1 см та площею 3 мкм × 3 мкм, подібному до зображеного на **рис. 5**, вираз (31) показує, що

випромінювання довжиною хвилі у вакуумі 900 нм можна повністю виключити, якщо $\Delta n_g \approx 1 \cdot 10^{-4}$. З виразу (15) можна визначити, що величина потрібного електричного поля складає біля $3 \cdot 10^4$ В/см, що відповідає напрузі 10 В для каналів товщиною 3 мкм.

Електрооптичні модулятори типу Маха-Цендера. Модулятор на основі хвильоводного варіанта інтерферометра Маха-Цендера, в якому інтерференція відбувається між фазово-когерентними хвилями світла, що проходять різні шляхи. показана на **рис. 6**. Світло входить в модулятор через одномодовий хвильовод. Розділювач пучка ділить світло на два еквівалентних пучка, що розповсюджуються по хвильоводам *a* та *б*, відповідно. При прикладенні напруги на електроди можна змінювати ефективні оптичні шляхи пучків. В ідеально розробленому модуляторі такого типу оптичні шляхи та характеристики хвильоводів ідентичні, тому у відсутності прикладеної напруги, розділені пучки об'єднуються у вихідному хвильоводі і ще раз утворюють моду найнижчого порядку. При прикладенні напруги для досягнення різниці фаз π радіан між двома плечами модулятора, результуюче оптичне поле при об'єднанні пучків буде мати нульове значення у центрі вихідного хвильоводу, що відповідає моді першого порядку ($m=1$). Якщо в якості вихідного хвильоводу використовують одномодовий хвильовод, що є ідентичним вхідному, то мода першого порядку відсікається і на короткій ділянці швидко затухає за рахунок випромінювання у підкладку. Таким чином модулятор можна переводити з пропускового стану у не пропускний стан за рахунок прикладення електричної напруги.

Електрооптичні модулятори на основі ефекту Брегга. Типовий модулятор на основі ефекту Брегга показано на **рис. 7**, він складається з пари електродів, що переплетені один з другим подібно двом гребінкам. Напруга, що подається на електроди зустрічно-штирового типу, змінює показник заломлення в матеріалі під електродами, формуючи у хвильоводі ефективну оптичну решіткову картину. Ця решітка викликає зміну у напрямку розповсюдження світлового пучка. Якщо напрямок пучка світла у хвильоводі вибрано так, щоби він падав на штрихи цієї решітки під кутом θ_B ефекту Брегга, то світло повністю дифрагує з максимальною ефективністю

при куті $2\theta_B$ по відношенню до вхідного пучка. Можна показати, що кут θ_B задається співвідношенням

$$\sin \theta_B = \lambda_0 / 2\Lambda n_g \quad (32)$$

де Λ - період решітки, а n_g - ефективний показник заломлення хвилеводу (β/k).

Вивід виразу (32) оснований на припущенні *товстої решітки*, тобто

$$2\pi\lambda_0 L \gg \Lambda^2 \quad (33)$$

Якщо вхідний пучок падає на решітку під кутом, що є відмінним від кута Бреґґа, то випромінювання все одне дифрагує в межах кута $\Delta\theta_B$, але з меншою ефективністю. Діапазон зміни кута $\Delta\theta_B$ при 50% зменшенні ефективності визначається співвідношенням

$$\Delta\theta_B = 2\Lambda / L \quad (34)$$

для малих кутів θ_B , оскільки в цьому випадку $\sin \theta_B \approx \theta_B$.

Інтенсивність дифрагованого випромінювання залежить від прикладеної електричної напруги і звичайно визначається наступним чином:

$$I / I_0 = \sin^2 VB \quad (35)$$

де I - інтенсивність дифрагуючого світла при наявності прикладеної напруги V , I_0 - інтенсивність світла, що пропущене, при $V = 0$, B - постійна, що залежить від показника заломлення хвилеводу та обраного елементу електрооптичного тензору.

Електрооптичні модулятори, які використовують відбивання випромінювання. Лінійний електрооптичний ефект можна використати для зменшення показника заломлення хвиле водного шару, в результаті чого виникають умови повного внутрішнього відбивання пучка світла. Модулятор такого типу представлено на **рис. 8**. Пристрій складається з чотирьох

розширюючихся каналних хвильоводів, що утворюють входи та виходи модулятора на основі плоского хвильоводу. Модулятор містить область, показник заломлення якої, можна змінювати за рахунок подачі електричної напруги. У тому випадку, коли немає прикладеної електричної напруги, пучок світла, що входить, наприклад, через вхід 1 або 2 не заломлюючись, буде вільно проходити через вихід 4. Якщо розширювачі спроектовані та виготовлені для зведення до мінімуму розсіювання світла та перетворювання мод, то на виході 3 буде спостерігатися дуже слабка перехрестна дія. Але при прикладенні напруги відповідної полярності, що зменшує показник заломлення у області між двома електродами, всередині приладу виникають границі між областями з різними показниками заломлення. У такому випадку для випромінювання може відбуватися на першій границі повне внутрішнє відбивання, якщо кут падіння буде більше критичного кута, тим самим викликаючи часткове (або можливо повне) переключення світла на вихід 3. Можна показати, що для пристрою, що представлено на рис. 8, критичний кут визначається формулою

$$\theta_c = \arcsin[1 - (1/2)n_1^2 r_{33}(V/d)] \quad (36)$$

де n_1 - ефективний показник заломлення поза області електричного поля, а d - відстань між електродами. В залежності від напруги, що потрібна для переключення пучка, який падає під кутом θ_i , вираз (32) приймає вигляд

$$V/d_{ПВВ} = 2(1 - \sin \theta_i) / n_1^2 r_{33} \approx (1/n_1^2 r_{33})[(\pi/2) - \theta_i]^2 \quad (37)$$

Основні схеми електрооптичних модуляторів показані на **рис. 9**.

Рекомендована література: 1, 2

1. Волноводная оптоэлектроника. Под ред. Т.Тамира.- М.: Мир, 1991.-575с.
2. Р.Хансперджер Интегральная оптика. Теория и технология. М.: Мир, 1985.-384с.