ЛЕКЦІЯ 7
ОПТИЧНІ ПЕРЕДАВАЛЬНІ ПРИСТРОЇ

Розділ 1. Модуляція оптичного випромінювання

Для передачі інформаційного сигналу по ВОЛЗ в протяжних лініях використовують в основному імпульсно-кодову модуляцію. Сигнал оптичного випромінювача передається у ВОЛЗ у вигляді бітових оптичних імпульсів по певному закону (коду). Тривалість імпульсу залежить від швидкості (частоти), з якою необхідно передавати сигнал . Цю операцію у ВОЛЗ виконує основний елемент передавача ВОЛЗ - оптичний модулятор. Цей пристрій повинен задовольняти певним вимогам:

- висока частота модуляції - до 100 ГГц і більше;
- максимальна глибина модуляції;
- невеликі енерговитрати;
- прийнятна ціна.

Найбільш поширеним видом модуляції оптичної несучої до недавнього часу була пряма модуляція лазерного випромінювача (Рис.1а). Закон зміни струму накачки повторює бітову послідовність інформаційного сигналу. Однією з суттєвих переваг такого виду модуляції являється високий, близький до одиниці, індекс модуляції. Такий модулятор (імпульсний блок живлення лазера) ефективно працює до частот $\nu \leq 10$ ГГц.

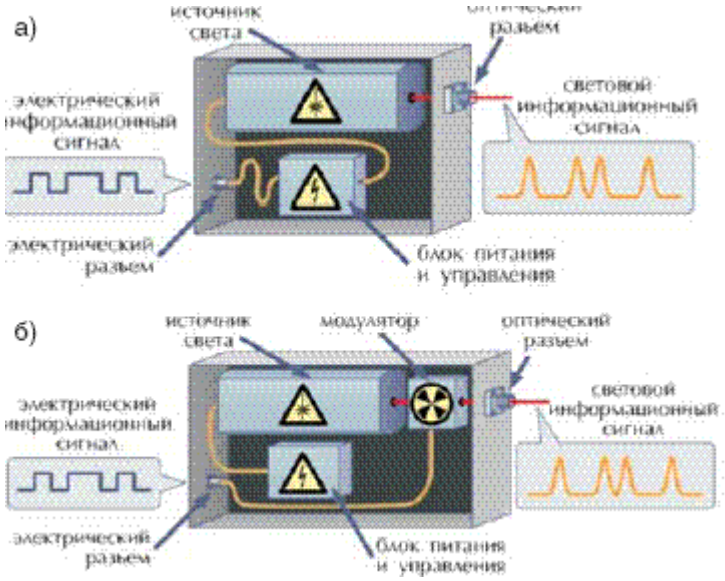


Рис.1 Схеми оптичних передавачів з прямою (а) та зовнішньою (б) модуляцією.

На більш високих частотах проявляється фундаментальна властивість напівпровідникового переходу, який накачується швидкою послідовністю токових імпульсів. “ Миттєве ” вмикання та вимикання струму інжекції призводить до лінійної модуляції по частоті вершини імпульсу генерації лазера. Виникає так званий чирп імпульсу. На рис.2 показана експериментальні залежності форми оптичного імпульсу генерації лазера та частоти генерації імпульсу від моменту генерації.

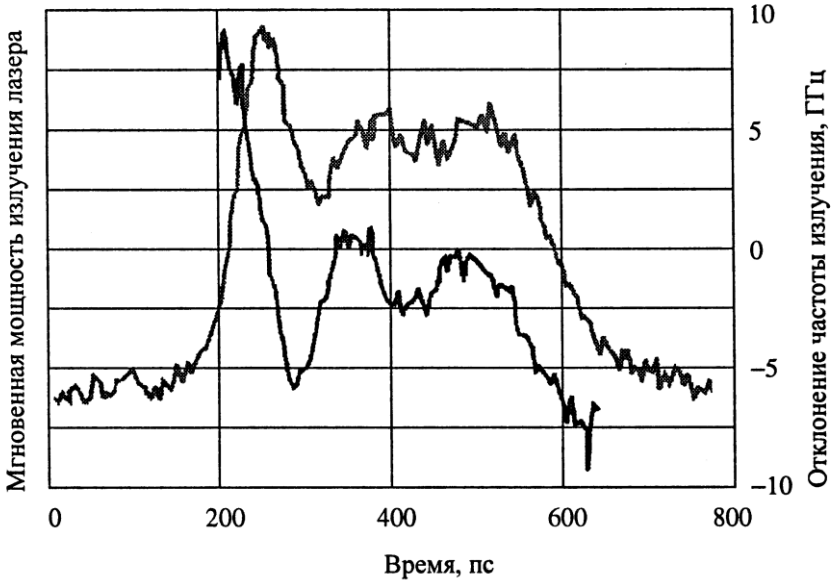


Рис.2. Лінійна частотна модуляція вершини інформаційного імпульсу.

Добре видно, що на початку імпульс випромінює більш короткохвильові компоненти спектру (сині), ніж на прикінці імпульсу (червоні). Девіація частоти імпульсу довжиною 200 нс становить приблизно 20 ГГц. Такий чирпований лазерний імпульс сам по собі являється джерелом хроматичної дисперсії, яка і обмежує частоту прямої модуляції лазера вище вказаних частот. Існує декілька методик зменшення чирпу, наприклад, застосування імпульсів накачки спеціальної форми, але принципово лінійну частотну модуляцію лазерного імпульсу усунути неможливо, як неможливо усунути перехідні процеси. На більш високих швидкостях передачі інформаційного сигналу застосовують зовнішню модуляцію лазерного випромінювання (Рис.1б).

Лазер генерує неперервно вузьку ($\Delta\lambda \sim 0.01$ нм) лінію, яка модулюється по інтенсивності зовнішнім модулятором. На рис.2 показана схема напівпровідникового лазера з подвійною гетероструктурою, в якому позитивний обернений зв’язок реалізується за допомогою двох брегівських граток. Період брегівської гратки підібраний таким чином, щоб мала місце дифракція “назад”.

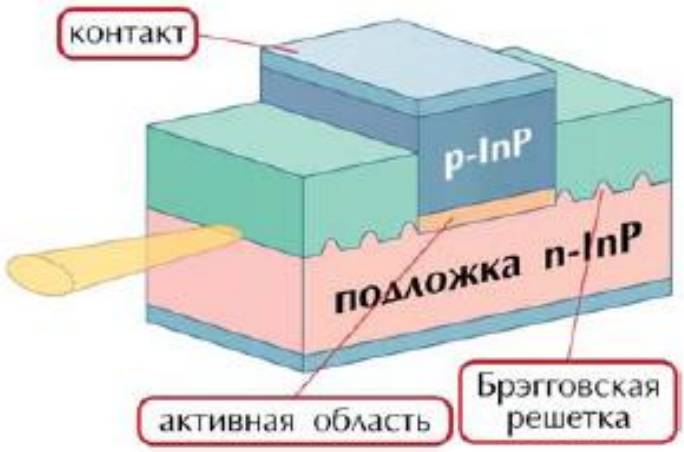


Рис.2. Схема напівпровідникового лазера на подвійній гетероструктурі з брегівськими відбиваючими гратками (DBR – лазер).

Існує дуже багато типів зовнішніх модуляторів лазерного випромінювання: акустооптичні, магнітооптичні, електроабсорбційні, електроооптичні. Ми будемо розглядати тільки ті, які задовольняють вищезазначаним вимогам ВОЛЗ. До таких модуляторів відносяться електрооптичні та електроабсорбційні модулятори. Найбільш поширеним є електрооптичні модулятори, в яких зміна показника заломлення середовища пропорційна прикладеному електричному полю – ефект Поккельса [1]. Це явище спостерігається лише в п′єзокристалах. Заломлюючі властивості кристалів в головній системі координат описуються симетричним тензором другого рангу:

$$\varepsilon_{ij} = \begin{vmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{vmatrix} \qquad (1)$$

В головній системі координат ця матриця однозначно пов’язана з характеристичною поверхнею другого порядку (тривісний еліпсоїд):

$$\frac{x^2}{\varepsilon_{11}} + \frac{y^2}{\varepsilon_{22}} + \frac{z^2}{\varepsilon_{33}} = 1 \qquad (2)$$

Головні вісі еліпсоїда співпадають з відповідними головними показниками заломлення $\varepsilon_{ij} = n_i^2$. Для подальшого опису оптичних явищ зручно ввести величини, обернені до ε_{ij} - поляризаційні константи

$$a_{ij} = \frac{1}{\varepsilon_{ij}} \qquad (3)$$

Тензор a_{ij} - симетричний.

В головній системі координат еліпсоїд (2) буде мати вигляд :

$$a_{11}^0 x^2 + a_{22}^2 y^2 + a_{33}^2 z^2 = 1 \qquad (4)$$

Характеристична поверхня, що описується рівнянням (2), або (4) називається оптичною індикатрисою.

Зручність користування моделлю оптичної індикатриси при описі оптичних явищ різної природи витікає з властивостей оптичної індикатриси. На рис.3 показано загальний вигляд оптичної індикатриси в головній системі координат.

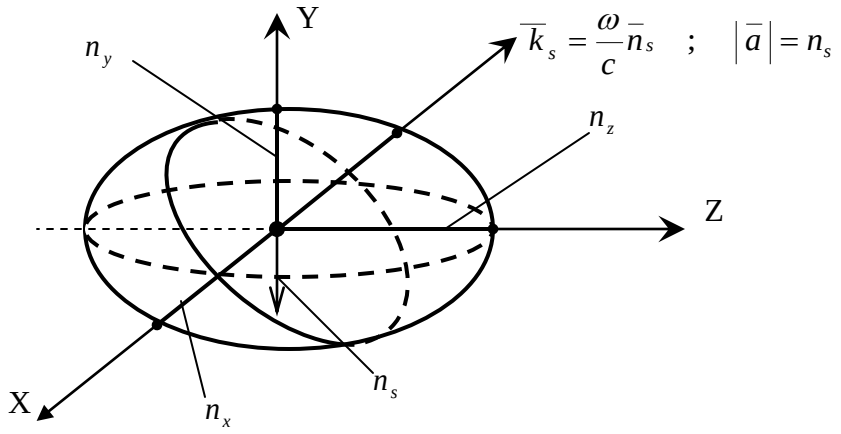


Рис.3. Оптична індикатриса

Розглянемо загальний випадок, коли світло падає на оптичний кристал в напрямку хвилевого вектора $\vec{k}$. Зробимо переріз індикатриси, ортогональний до напрямку хвилевого вектора. Кожен радіус-вектор в площині перерізу , яка являється еліпсом, по модулю дорівнює показнику заломлення для електричного поля, коливання якого співпадають з напрямком цього вектора. Таким чином, довільний радіус-вектор $\vec{a}_{ij}$ визначає як поляризацію оптичного променя, що розповсюджується в кристалі (напрямок коливань вектора $\overline{E}$), так і його фазову швидкість ($\overline{v}_\phi = \frac{c}{n_S}$) в напрямку розповсюдження (в напрямку хвильового вектора $\overline{k}_s$). Це є основна**,** фундаментальна властивість оптичної індикатриси. В оптиці застосовуються кристали з різним видом оптичної індикатриси. Якщо $n_x = n_y = n_o, n_z = n_e$, то кристал називається одновісним. Напрямок вздовж вісі Z називається оптичною віссю. Якщо $n_e > n_o$, одновісний кристал називається додатнім, якщо $n_e < n_o$ - від'ємним. Оптичне випромінювання, що розповсюджується вздовж оптичної вісі, не зазнає ніяких змін. Це є фундаментальна властивість цього напрямку в кристалі. При прикладанні до кристалу зовнішнього електричного поля довільного напрямку форма і просторова орієнтація тривісного еліпсоїда показників заломлення зміниться.

Тепер рівняння оптичної індикатриси, повернутої довільним чином відносно головної системи має вигляд:

$$a_{11}x^2 + a_{22}y_{22} + a_{33}z^2 + 2a_{23}yz + 2a_{13}xz + 2a_{12}xy = 1 \qquad (5)$$

a_{ij} - поляризаційні константи в новій системі координат. Ці константи пов'язані з поляризаційними константами в головній системі (незбурений стан кристалу) співвідношенням:

$$a_{ij} = c_{ik}c_{jk}a^0_{kk} \qquad (6)$$

де c_{ik}, c_{jk} - направляючі косинуси між головною та наведеною системами координат;

a^0_{kk} - поляризаційні константи в головній системі координат при відсутності зовнішнього електричного поля.

Для одновісного додатнього кристалу $a^0_{11} = a^0_{22} = \frac{1}{n_0^2}$; $a^0_{33} = \frac{1}{n_e^2}$. Враховуючи симетрію поляризаційних констант ($c_{ij} = c_{ji}$), отримаємо матрицю з дев'яти компонент:

$$\begin{aligned}
a_{11} &= c^2_{11}a^0_{11} + c^2_{12}a^0_{22} + c^2_{13}a^0_{33} \\
a_{22} &= c^2_{21}a^0_{11} + c^2_{22}a^0_{22} + c^2_{23}a^0_{33} \\
a_{33} &= c^2_{31}a^0_{11} + c^2_{32}a^0_{22} + c^2_{33}a^0_{33} \\
a_{12} &= c_{11}c_{12}a^0_{11} + c_{21}c_{22}a^0_{22} + c_{31}c_{32}a^0_{33} \\
a_{23} &= c_{12}c_{13}a^0_{11} + c_{22}c_{23}a^0_{22} + c_{32}c_{33}a^0_{33} \\
a_{31} &= c_{13}c_{11}a^0_{11} + c_{23}c_{21}a^0_{22} + c_{33}c_{31}a^0_{33}
\end{aligned} \qquad (7)$$

Наша задача знайти явний вираз всіх компонент цієї матриці. Для кристалів кубічної симетрії та одновісних ця матриця значно спрощується. Запишемо деформацію матриці поляризаційних констант під дією електричного поля :

$$a^0_{ij} = \begin{vmatrix} a^0_{11} & 0 & 0 \\ 0 & a^0_{22} & 0 \\ 0 & 0 & a^0_{33} \end{vmatrix}$$ без електричного поля,

$$a_{ij} = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{vmatrix}$$ дія електричного поля .

Таким чином, деформацію компонент тензора поляризаційних констант можна записати у вигляді тензора:

$$\Delta a_{ij} = \begin{vmatrix} a_{11} - a_{11}^0 & a_{12} - 0 & a_{13} - 0 \\ a_{21} - 0 & a_{22} - a_{22}^0 & a_{23} - 0 \\ a_{31} - 0 & a_{32} - 0 & a_{33} - a_{11}^0 \end{vmatrix} \qquad (8)$$

Власне ця деформація (8) і є результат дії електричного поля. Цей зв'язок між деформацією тензора поляризаційних констант (8) і електричним полем $\overline{E}$ називається ефектом Поккельса, або лінійним електрооптичним ефектом. Математично цей закон записується виразом:

$$\Delta a_{ij} = r_{ijk} E_k \qquad (9)$$

Оскільки зазначений ефект описується тензором третього рангу, з загальних принципів симетрії випливає, що ефект Поккельса спостерігається **лише в кристалах без центру симетрії.**

Тензор r_{ijk} називається тензором електрооптичних коефіцієнтів. Оскільки тензор a_{ij} - симетричний, це дає нам право в тензорі r_{ijk} перші два індекси замінити на один по правилу :

$$11 - 1\ ;\ 22 - 2\ \ ;\ 33 - 3\ ;\ 23(32) - 4\ ;\ 13(31) - 5\ ;\ \ 12(21) - 6\ .$$

Симетрія кристалів накладає суттєві обмеження на вигляд тензора r_{ij} (вже в двоіндексованому позначенні). Як було зазначено вище, в кристалах з центром симетрії всі $r_{ij} = 0$. Вид тензора r_{ij} для всіх 32 кристалографічних класів табульовано. Для найбільш вживаних в електрооптиці кристалів цей тензор має вигляд :

KDP	$LiNbO_3$	GaAs
$\begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{vmatrix}$	$\begin{vmatrix} 0 & -r_{32} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -2r_{22} & 0 & 0 \end{vmatrix}$	$\begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{vmatrix}$
r_{41}, r_{63}	$r_{13}, r_{32}, r_{22}, r_{51}, r_{33}$	r_{41}

В кристалі GaAs існує лише один електрооптичний коефіцієнт $r_{41} \neq 0$. Повернемось тепер до виразу (8). Деформація тензора поляризаційних констант складається із змін величин осей еліпсоїда та їх поворотів в трьох координатних площинах.

$$\left.\begin{aligned} \Delta a_{11} &= a_{11} - a_{11}^0 = \Delta a_1 \\ \Delta a_{22} &= a_{22} - a_{22}^0 = \Delta a_2 \\ \Delta a_{33} &= a_{33} - a_{33}^0 = \Delta a_3 \end{aligned}\right\}$$ Приріст діагональних членів – зміна величини головних осей.

$$\left.\begin{aligned} \Delta a_{23} &= a_{23} - 0 = \Delta a_4 \\ \Delta a_{31} &= a_{31} - 0 = \Delta a_5 \\ \Delta a_{12} &= a_{12} - 0 = \Delta a_6 \end{aligned}\right\}$$ Поворот навколо осей [100], [010], [001].

Таким чином, все, що може статися з еліпсоїдом показників заломлення під дією електричного поля можна представити у вигляді шести елементарних проявів. Запишемо тепер рівняння (9) для кристалу $LiNbO_3$ як найбільш поширеного в електрооптиці та акустооптиці. Це одновісний, від'ємний кристал тригональної симетрії 3m. На червоній довжині хвилі He-Ne лазера його оптичні параметри наступні [2]: $n_o = 2.286$, $n_e = 2.2$.

Запишемо рівняння електрооптичного ефекту (9) для кристалу $LiNbO_3$. В двоіндексованому позначенні $\Delta a_i = r_{ij} E_j$ (9′).

$$\begin{array}{lccc} & E_1 & E_2 & E_3 \\ \Delta a_1 = \Delta a_{11} = a_{11} - a_{11}^0 & 0 & -r_{22} & r_{13} \\ \Delta a_2 = \Delta a_{22} = a_{22} - a_{22}^0 & 0 & r_{22} & r_{13} \\ \Delta a_3 = \Delta a_{33} = a_{33} - a_{33}^0 & 0 & 0 & r_{33} \\ \Delta a_4 = \Delta a_{23} = a_{23} - 0 & 0 & r_{51} & 0 \\ \Delta a_5 = \Delta a_{31} = a_{31} - 0 & r_{51} & 0 & 0 \\ \Delta a_6 = \Delta a_{12} = a_{12} - 0 & -2r_{22} & 0 & 0 \end{array} \qquad (9')$$

Розпишемо (9′) :

$$\begin{aligned} \Delta a_1 &= -r_{22} E_2 + r_{13} E_3 \\ \Delta a_2 &= r_{22} E_2 + r_{13} E_3 \\ \Delta a_3 &= r_{33} E_3 \\ \Delta a_4 &= r_{51} E_2 \\ \Delta a_5 &= r_{51} E_1 \\ \Delta a_6 &= -2 r_{22} E_1 \end{aligned}$$

Таким чином, тензор поляризаційних констант кристалу $LiNbO_3$ під дією електричного поля $\overline{E}$ довільного напрямку має вигляд :

$$\begin{vmatrix} a_{11}\ a_{12}\ a_{13} \\ a_{21}\ a_{22}\ a_{23} \\ a_{31}\ a_{32}\ a_{33} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} a_{11}^0 - r_{22}E_2 + r_{13}E_3; & -2r_{22}E_1; & r_{51}E_1 \\ -2r_{22}E_1; & a_{22}^0 + r_{22}E_2 + r_{13}E_3; & r_{51}E_1 \\ r_{51}E_1; & r_{51}E_2; & a_{33}^0 + r_{33}E_3 \end{vmatrix} \qquad (10)$$

Розглянемо тепер, для прикладу, конкретний випадок орієнтації зовнішнього електричного поля в кристалі $LiNbO_3$. Прикладемо поле $\overline{E}$ в напрямку оптичної осі, тобто $E_1 = E_2 = 0, E_3 \neq 0.$ В цьому випадку тензор (10) приймає діагональний вид:

$$\begin{vmatrix} a_{11}^0 + r_{13}E_3; & 0; & 0 \\ 0; & a_{22}^0 + r_{13}E_3; & 0 \\ 0; & 0; & a_{33}^0 + r_{33}E_3 \end{vmatrix} \qquad (11)$$

Оскільки кристал $LiNbO_3$ одновісний, $a_{11}^0 = a_{22}^0 = a_o = \frac{1}{n_o^2}; \quad a_{33}^0 = a_e = \frac{1}{n_e^2}.$

Визначимо тепер головні напрямки та головні значення тензора (11). Головним напрямком тензора, за означенням, називають напрямок такого вектора $\overline{X}$, для якого має місце співвідношення :

$$\left[\{a_{ij}\} \cdot \overline{X}\right] = \lambda \overline{X} \qquad (12)$$

λ- головні значення (довжини осей еліпсоїда), що відповідають головним напрямкам.

З виду тензора (11) з очевидністю випливає, що його головними напрямками залишаються напрямки незбуреного тензора (вісі x, y, z). Змінилися лише величини великої піввісі (вісь z) та малої (x, y). Але такий очевидний розв'язок має місце лише при $E_3 \neq 0, (E_1 = E_2 = 0)$. Всі інші випадки дають більш складний, недіагональний вид тензора (11), тому з методичної точки зору розглянемо послідовно розв'язок рівняння (12). Розпишемо вираз (12):

$$\begin{aligned} (a_o + r_{13}E_3)x_1 &= \lambda x_1 \\ (a_o + r_{13}E_3)x_2 &= \lambda x_2 \\ (a_e + r_{33}E_3)x_3 &= \lambda x_3 \end{aligned} \qquad (13)$$

Система (13) має відмінні від 0 рішення, коли її визначник дорівнює 0. В нашому випадку визначник є просто добуток діагональних елементів нашої матриці, яка приведена до головних осей.

$$(a_o + r_{13}E_3 - \lambda)^2 (a_o + r_{33}E_3 - \lambda) = 0 \qquad (14)$$

Звідси отримуємо три кореня:

$$\begin{aligned} \lambda_1 = \lambda_2 &= a_o + r_{13}E_3 \\ \lambda_3 &= a_e + r_{33}E_3 \end{aligned} \qquad (15)$$

Підставляючи (15) в (13) , ми отримаємо, що головними напрямками тензора (11) є вісі $x_1 = x, \quad x_2 = y, \quad x_3 = z$. Таким чином, рівняння оптичної індикатриси в системі координат головних напрямків тензора наведених електричним полем поляризаційних констант має вигляд:

$$\lambda_1 x^2 + \lambda_2 y^2 + \lambda_3 z^2 = 1 \qquad (16)$$

Підставляючи в (16) головні значення λ, отримаємо:

$$(a_o + r_{13}E_3)(x^2 + y^2) + (a_e + r_{33}E_3)z^2 = 1 \qquad (16')$$

Знайдемо наведені електричним полем показники заломлення n_o' та n_e', пам'ятаючи, що $\lambda_i = a_i = \frac{1}{n_i^2}$

$$n_1' = n_2' = n_o' = \frac{1}{\sqrt{\lambda_{1,2}}} = \frac{1}{\sqrt{a_o + r_{13}E_3}} = (a_o + r_{13}E)^{-\frac{1}{2}}$$

Розкладемо вираз для n_o' в ряд:

$$(a+b)^n \sim a^n + na^{n-1}b$$

$$n_o' \sim a_o^{-\frac{1}{2}} - \frac{1}{2}a_o^{-\frac{1}{2}-1} r_{13}E_3 \approx n_0 - \frac{1}{2}n_o^3 r_{13}E_3, \qquad (17)$$

$$n_e' = \frac{1}{\sqrt{\lambda_3}} \approx n_e - \frac{1}{2}n_e^3 r_{33}E_3.$$

На рис.3 показано вид оптичної індикатриси кристалу $LiNbO_3$, наведеної електричним полем $E_3 \neq 0$.

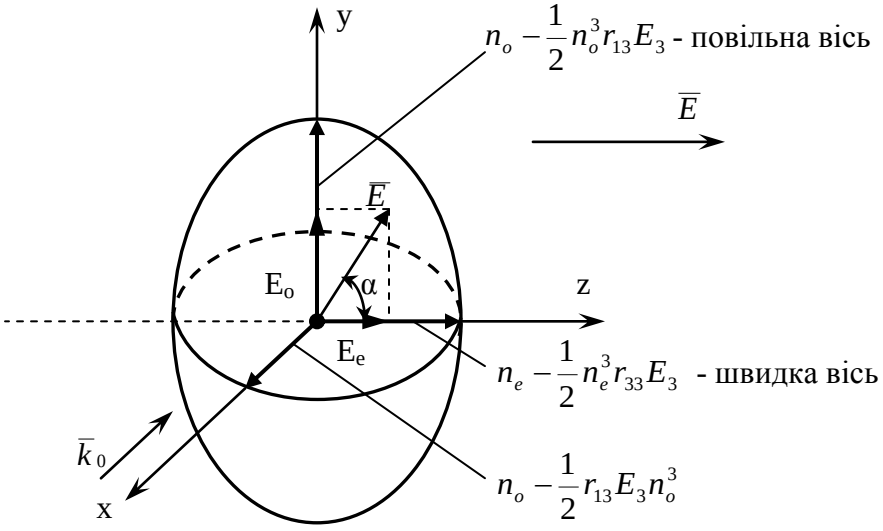


Рис. 3. Оптична індикатриса кристалу $LiNbO_3$, наведена електричним полем $E_3 \neq 0$.

Електричне поле Е змінюється по гармонічному закону $\overline{E} = \overline{E}_0 \cos(\omega t + \varphi_0)$. Необхідно реалізувати на такому кристалі макет амплітудного та фазового модуляторів.

Розділ 2. Амплітудна та фазова електрооптична модуляція світла.

Розглянемо випадок , коли світло розповсюджується вздовж вісі x, а поляризоване вздовж вісі y. Електричне поле падаючого оптичного променя можна записати у вигляді: $E_y^{in}(\vec{r},t) = A(\vec{r},t)\cos(\varpi t - k_0 x)$, де $k_0 = 2\pi/\lambda = \varpi/c$ - модуль хвилевого вектора падаючого оптичного випромінювання у вільному просторі. Поляризація падаючого випромінювання співпадає з власною (звичайною) поляризацією світла в кристалі. Отже після проходження кристалу поляризація світла залишиться без зміни навіть при наявності електричного поля, яке змінюється, наприклад, по гармонійному закону: $E_{elZ} = E_m \sin\Omega t$. Після проходження кристалу оптичне поле на виході буде мати вигляд: $E_y^{out}(\vec{r},t) = A_y(\vec{r},t)\cos(\varpi t - k'x) = A_y(\vec{r},t)\cos(\varpi t - k_0 n' x) = A_y(\vec{r},t)\cos[\varpi t - \frac{\varpi}{c}(n_0 - \frac{1}{2}\cdot n_0^3 r_{13} E_{elZ}) l_x]$, де l_x - розмір кристалу в напрямку вісі x. Якщо падаюче на електрооптичний кристал світло поляризоване вздовж вісі y, що співпадає з напрямком поляризації незвичайного променя, оптичне поле на виході кристала буде мати вигляд: $E_z^{out}(\vec{r},t) = A_z(\vec{r},t)\cos[\varpi t - \frac{\varpi}{c}(n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_{elZ}) l_x]$. І в цьому випадку **поляризація світла після проходження кристалу не змінилась**. Дія змінного електричного поля $E_{elZ} = E_m \sin\Omega t$ на оптичне випромінювання, що пройшло кристал, міститься виключно в його фазі. Таким чином вихідне оптичне випромінювання буде промодульоване по фазі з відповідним індексом фазової модуляції. Для звичайної і незвичайної хвиль індекси фазової модуляції визначаються виразами:

$$\delta_y = \frac{\pi n_o^3 r_{13} E_m \cdot l_x}{\lambda}, \qquad \delta_z = \frac{\pi n_o^3 r_{33} E_m \cdot \mathrm{l_x}}{\lambda}. \qquad (18)$$

Таке модульоване по фазі випромінювання з незмінною поляризацією перетворити в модульоване по амплітуді можна **шляхом інтерференції опорного немодульованого світла і модульованого по фазі** лінійним електрооптичним ефектом.

Розглянемо інший , цікавий і практично важливий режим фазової модуляції світла. Якщо світло розповсюджується, як і раніше, вздовж вісі x, але поляризоване **(що суттєво)** під деяким кутом α до площини головного перерізу $\overline{kz}$ (Рис.3) , в кристалі будуть одночасно розповсюджуватись дві власні хвилі (незвичайна та звичайна). Маємо класичний варіант двох коливань з різними фазами у взаємно ортогональних площинах. Зсув фаз між власними хвилями при проходженні ними деякої відстані l_x в кристалі (вздовж вісі x) буде мати вигляд:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e' - n_o')l = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)l + \frac{2\pi}{\lambda}(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})E_3 l = \Delta\varphi_o + \Delta\varphi_e \quad (18)$$

В (18) $E_3 = E_m \sin \Omega_m t$. Перший член в (18) являє собою звичайне оптичне двозаломлення, другий $\Delta\varphi_e$ - фазовий зсув, наведений електричним полем. Це і є , власне, електрооптичний ефект. Оскільки електричне поле пов'язане з прикладеною напругою відомим співвідношенням $E_3 = V / d_z$, фазовий зсув, наведений лінійним електрооптичним ефектом можна переписати у вигляді:

$$\Delta\varphi_E = \frac{\pi l_x V}{\lambda d_z}(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}). \qquad (19)$$

Результуюче оптичне випромінювання, що утворюється внаслідок розповсюдження в кристалі двох ортогональних власних хвиль з різними фазами і різними амплітудами, буде мати той чи інший тип еліптичної поляризації (Рис.4).

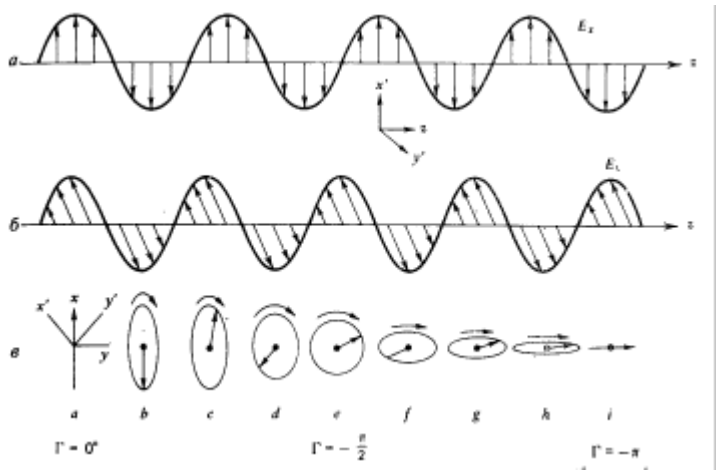


Рис.4. Поляризація вихідного випромінювання в залежності від зсуву фаз між власними хвилями.

Наприклад, при рівності амплітуд звичайної і незвичайної хвиль, і при зсуві фаз між ними 90^0, результуюче оптичне випромінювання буде мати кругову поляризацію. При всіх інших співвідношеннях між амплітудою і фазою ортогональних власних хвиль, результуюче коливання буде мати еліптичну поляризацію (від лінійної до ортогональної лінійної). Оскільки зсув фаз між власними хвилями змінюється по закону зміни електричного поля E_3, стан поляризації оптичного випромінювання після кристалу буде також змінюватися по закону зміни електричного поля. Саме цей варіант модульованого по фазі випромінювання дуже легко перетворити в амплітудно модульоване випромінювання пропускаючи його через аналізатор.

В виразі (19) величина напруги V, яку необхідно прикласти до кристалу, щоб змінити вхідну лінійну поляризавцію на ортогональну лінійну, називається напругою півхвильового зміщення. Цей параметр характеризує "силу" електрооптичного ефекту кристалу.

Література.

1. А.Ярив, П.Юх. Оптические волны в кристаллах.Москва, Мир. 1987.
2. Е.Р. Мустель, В.Н. Парыгин. Москва. Наука. Методы модуляции и сканирования света. 1970.