

**МІНІСТЕРСТВО ВНУТРІШНІХ СПРАВ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ВНУТРІШНІХ СПРАВ
КРЕМЕНЧУЦЬКИЙ ЛЬОТНИЙ КОЛЕДЖ**

**Циклова комісія економіки, соціально-гуманітарних
та фундаментальних дисциплін**

ТЕКСТ ЛЕКЦІЇ

з навчальної дисципліни

«Фізика»

обов'язкових компонент

освітньо-професійної програми першого(бакалаврського) рівня вищої освіти

**173 Авіоніка
(Авіоніка)**

за темою № 5 – Оптика

Кременчук 2023

ЗАТВЕРДЖЕНО

Науково-методичною радою
Харківського національного
університету внутрішніх справ
Протокол від 30.08.2023 № 7

СХВАЛЕНО

Методичною радою
Кременчуцького льотного коледжу
Харківського національного
університету внутрішніх справ
Протокол від 28.08.2023 № 1

ПОГОДЖЕНО

Секцією Науково-методичної ради
ХНУВС з технічних дисциплін
Протокол від 29.08.2023 № 7

Розглянуто на засіданні циклової комісії економіки, соціально-гуманітарних та фундаментальних дисциплін, протокол від 28.08.2023 № 1.

Розробник: викладач циклової комісії авіаційного і радіоелектронного обладнання, к.т.н., спеціаліст вищої категорії, викладач-методист Волканін Є.Є.

Рецензенти:

1. Інженер з технічного обслуговування, ремонту та діагностики авіаційної техніки ТОВ «ЕЙР ТАУРУС» Калінін О.В.
2. Професор циклової комісії авіаційного і радіоелектронного обладнання, к.т.н., спеціаліст вищої категорії Гаврилюк Ю.М.

План лекції:

1. Природа електромагнітних хвиль.
2. Принцип накладання двох хвиль. Інтенсивність. Поняття когерентності хвиль.
3. Інтерференція світла від двох когерентних джерел. Дослід Юнга.
4. Інтерференція світла в тонких плівках. Кільця Ньютона.
5. Природне і поляризоване світло.
6. Поляризація світла при відбиванні. Закони Брюстера й Малюса.
7. Штучна оптична анізотропія. Обертання площини поляризації.

Рекомендована література:

Основна література:

1. Фізика: Підручник / В.В. Бойко, Г.І. Булах, Я.О. Гуменюк, П.П. Ільїн. – К.: Видавництво Ліра-К, 2016. – 468 с.
2. Дмитрієва В. Ф. Фізика : навчальний посібник / В. Ф. Дмитрієва. – К.: Техніка, 2008. – 608 с.
3. Курс фізики модульно-рейтингова система навчання: підруч. Для студ. Вищ. Техн. Навч. Закл./ Андріяшик М.В., Вербицький Б.І., Король А.М. – К.: НВЦ «Фламенко», 2008. – 530 с.

Допоміжна література:

1. Фізика. Задачі з розв'язаннями: Навч. посібник І. П. Гаркуша, З. П. Мокляк, Ю. О. Буслов – Дніпропетровськ; Національна гірнича академія України, 2003.
2. Волков О. Ф. Курс фізики ; у 2-х т. – Т.1: Фізичні основи механіки. Молекулярна фізика і термодинаміка. Електростатика. Постійний струм. Електромагнетизм : навчальний посібник для студентів інженерно-технічних спеціальностей вищих навчальних закладів / О. Ф. Волков, Т. П. Лумпієва. – Донецьк : ДонНТУ, 2009. – 224 с.
3. Волков О. Ф. Курс фізики ; у 2-х т. – Т.2: Коливання і хвилі. Хвильова і квантова оптика. Елементи квантової механіки. Основи фізики твердого тіла. Елементи фізики атомного ядра : навчальний посібник для студентів інженерно-технічних спеціальностей вищих навчальних закладів / О. Ф. Волков, Т. П. Лумпієва. – Донецьк: ДонНТУ, 2009. – 208 с.

Інформаційні ресурси в Інтернеті:

1. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=272&chapterid=11f>
2. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=296>
3. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=297>
4. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=299>
5. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=301>
6. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=302>

Текст лекції

1. Природа електромагнітних хвиль.

Існування електромагнітних хвиль – змінного електромагнітного поля, яке поширюється в просторі з кінцевою швидкістю, – впливає з рівнянь Максвелла. Рівняння Максвелла сформульовані ще в 1865 р. на основі узагальнення емпіричних законів електричних і магнітних явищ і розвитку ідеї Фарадея. Вирішальну роль для підтвердження теорії Максвелла зіграли досліди Герца (1888), які довели, що електричні й магнітні поля дійсно поширюються у вигляді хвиль, властивості яких повністю описуються рівняннями Максвелла. В інтегральній формі рівняння Максвелла мають вигляд:

$$\oint_L E dl = - \oint_S \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right) dS; \quad (1)$$

$$\oint_S E dS = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \oint_V \rho dV; \quad (2)$$

$$\oint_L H dl = \oint_S \left(j + \frac{\partial D}{\partial t} \right) dS; \quad (3)$$

$$\oint_S B dS = 0. \quad (4)$$

З цих рівнянь можна зробити кілька важливих висновків:

- змінне магнітне поле $\frac{\partial B}{\partial t}$ в (1) є причиною виникнення в просторі вихрового електричного поля;
- причиною виникнення статичного електричного поля в (2) є наявність у просторі статичних електричних зарядів $\oint_V \rho dV$;
- струм провідності $j dS$ і струм зміщення $\frac{\partial D}{\partial t} dS$ в (3) є причиною виникнення у просторі вихрового магнітного поля;
- магнітних зарядів у природі (4) не існує.

Джерелом електромагнітних хвиль може бути будь-який електричний коливальний контур або провідник, по якому тече змінний електричний струм, оскільки для утворення електромагнітних хвиль необхідно створити в просторі змінне електричне поле (струм зміщення) (3), або відповідно змінне магнітне поле (1). Випромінювальна здатність джерела електромагнітних хвиль визначається його формою, розмірами і частотою коливань. Щоб випромінювання було помітним, необхідно збільшити об'єм простору, у якому створюється змінне електромагнітне поле. Тому для одержання електромагнітних хвиль непридатні закриті коливальні контури, оскільки в

них електричне поле зосереджене між обкладками конденсатора, а магнітне – усередині котушки індуктивності.

Герц у своїх дослідах, зменшуючи число витків котушки і площу пластин конденсатора, а також розсовуючи їх (рис. 1, а, б), здійснив перехід від закритого коливального контуру до відкритого коливального контуру (вібратора Герца), який складається з двох стрижнів, розділених іскровим проміжком (рис. 1, в). Якщо в закритому коливальному контурі змінне електричне поле зосереджене усередині конденсатора (рис. 1, а), то у відкритому – воно заповнює навколишній простір (рис. 1, в), що істотно підвищує інтенсивність електромагнітного випромінювання.

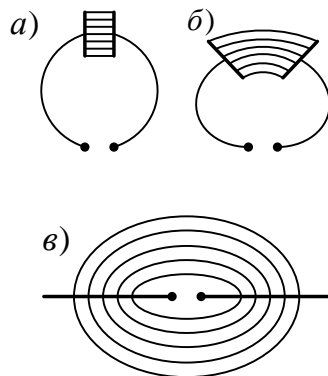


Рис. 1

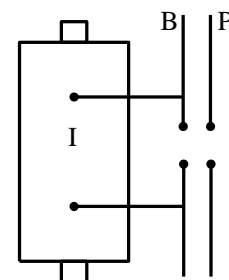


Рис. 2

Коливання в такій системі підтримуються за рахунок джерела е.р.с., увімкненого до обкладок конденсатора, а іскровий проміжок застосовується для того, щоб збільшити різницю потенціалів, до якої в початковий момент часу заряджаються обкладки конденсатора.

Для утворення електромагнітних хвиль вібратор Герца *B* під'єднували до індуктора *I* (рис. 2). Коли напруга на іскровому проміжку досягала пробивного значення, виникала іскра, яка замикала обидві половини вібратора, і у вібраторі виникали вільні згасаючі коливання. При зникненні іскри контур розмикався і коливання припинялися. Потім індуктор знову заряджав конденсатор, виникала іскра й у контурі знову спостерігалися коливання, і т.д. Для реєстрації електромагнітних хвиль Герц використовував інший вібратор, який був названий резонатором *P*, що мав таку ж частоту власних коливань, як і випромінювальний вібратор. Коли електромагнітні хвилі досягали резонатора, то в його зазорі виникала електрична іскра.

Для одержання незгасаючих коливань необхідно створити автоколивальну систему, яка б забезпечувала подачу енергії з частотою, рівною частоті власних коливань контуру. Тому в 20-х роках минулого сторіччя перейшли до генерування електромагнітних хвиль за допомогою електронних ламп. Лампові генератори дозволяють одержувати коливання заданої (практично будь-якої) потужності і синусоїдальної форми.

Електромагнітні хвилі, які мають досить широкий діапазон частот (або довжин хвиль $\lambda = c/\nu$, де c - швидкість електромагнітних хвиль у вакуумі),

відрізняються одна від одної за способам їх генерації і реєстрації, а також за своїми властивостями. Тому електромагнітні хвилі поділяються на кілька видів: радіохвилі, світлові хвилі, рентгенівське і γ -випромінювання (табл. 1). Слід зазначити, що межі між різними видами електромагнітних хвиль досить умовні.

Таблиця 1.

Вид випромінювання	Довжина хвилі, м	Частота, Гц	Джерело випромінювання
Радіохвилі	$10^3 - 10^4$	$3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^{12}$	Коливальний контур Вібратор Герца Ламповий генератор
Світлові хвилі: - <i>інфрачервоне випромінювання</i> - видиме світло - <i>ультрафіолетове випромінювання</i>	$5 \cdot 10^{-4} - 8 \cdot 10^{-7}$ $8 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-7}$ $4 \cdot 10^{-7} - 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{11}$ $3,7 \cdot 10^{14}$ $3,7 \cdot 10^{14} - 7,5 \cdot 10^{14}$	Лампи Нагріті тіла Лазери
Рентгенівське випромінювання	$2 \cdot 10^{-9} - 6 \cdot 10^{-12}$	$7,5 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{17}$	Рентгенівські трубки
Гамма-випромінювання	$< 6 \cdot 10^{-12}$	$1,5 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{19}$ $> 5 \cdot 10^{19}$	Радіоактивність Космічне випромінювання

Наслідком теорії Максвелла є поперечний характер електромагнітних хвиль: вектори \mathbf{E} і \mathbf{H} напруженостей електричного і магнітного полів хвилі взаємно перпендикулярні (рис. 3) і лежать у площині, яка є перпендикулярною до вектора \mathbf{v} швидкості поширення хвилі, причому вектори \mathbf{E} , \mathbf{H} і \mathbf{v} утворюють правоїгнотову систему.

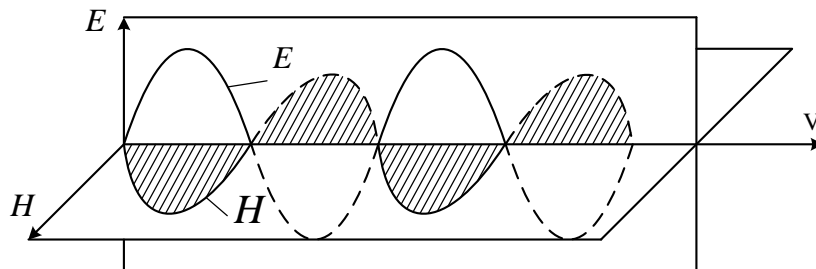


Рис. 3

З рівнянь Максвелла випливає також те, що в електромагнітній хвилі вектори \mathbf{E} і \mathbf{H} завжди коливаються в однакових фазах (рис. 3), причому миттєві значення \mathbf{E} і \mathbf{H} у будь-якій точці пов'язані співвідношенням

$$\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} \mathbf{E} = \sqrt{\mu\mu_0} \mathbf{H}. \quad (5)$$

Рівняння коливань векторів \mathbf{E} і \mathbf{H} , які є плоскими монохроматичними електромагнітними хвилями (рис.3), мають вигляд

$$\begin{aligned} E_z &= E_0 \cos(\omega t - kx), \\ H_y &= H_0 \cos(\omega t - kx), \end{aligned} \quad (6)$$

де E_0 і H_0 — відповідні амплітуди електричного і магнітного полів хвилі;
 ω — колова, або циклічна частота;
 k — хвильове число ($k = \omega/v$).

2. Принцип накладання двох хвиль. Інтенсивність. Поняття когерентності хвиль.

При накладанні довільних хвиль відбувається просте додавання їх інтенсивностей, тобто

$$I = \sum_{i=1}^n I_i \quad (1)$$

У випадку когерентних хвиль, тобто хвиль однакових циклічних частот, амплітуд, хвильових чисел і сталої різниці фаз, інтенсивності хвиль не додаються, а перерозподіляються в просторі з утворенням максимумів і мінімумів. Таке явище в фізиці називається *інтерференцією*.

У випадку світлових хвиль перерахованих умов когерентності не завжди достатньо. Треба ще щоб вектори \vec{E} електромагнітних полів інтерферуючих хвиль коливались вздовж однакового напрямку, тобто, щоб інтерферуючі хвилі були поляризовані в одній площині.

Слід зауважити, що навіть збіг векторів \vec{E} двох інтерферуючих хвиль ще не означає збігу векторів \vec{H} цих хвиль. Ось чому практично не можливо побудувати ідеальних джерел незалежної дії, які б давали повною мірою когерентні промені. Останнім часом побудовані досить близькі до ідеальних, лазерні джерела. Такі джерела дають хвилі високої монохроматичності (одноколірності), а це означає і когерентності. Інтерференційна картина від лазерних променів (окремі лазери) є дещо спотворена порівняно з картиною інтерференції, одержаної від когерентних променів одного незалежного джерела.

Насамперед в'ясимо, який з двох векторів \vec{E} і \vec{H} в електромагнітній хвилі, а це означає і світловій хвилі, є головним, або домінуючим.

На електрон, який рухається в речовині з боку електромагнітного поля, діє сила F , яка дорівнює:

$$\vec{F} = -(q\vec{E} + q[\vec{v}_1 \cdot \vec{B}]), \quad (2)$$

де $q\vec{E}$ — сила, з якою діє на заряд електрона електрична складова \vec{E} електромагнітної хвилі;

$q[\vec{v}_1 \cdot \vec{B}]$ — магнітна складова сили.

Зупинимось дещо детальніше на природі магнітної складової сили, з якою електромагнітна хвиля діє на заряджену частинку. Вектор індукції магнітного поля \vec{B} виражаємо через вектор напруженості \vec{H}

$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}. \quad (3)$$

З теорії електромагнітних коливань (Лекція № 6) відомо, що

$$\sqrt{\mu\mu_0}H = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E. \quad (4)$$

З урахуванням (4) вираз (3) перепишеться:

$$B = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}E. \quad (5)$$

Значення індукції магнітного поля B з (5) підставимо в (2)

$$F = -[qE + qv_1\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}E]. \quad (6)$$

Однак $\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0} = \frac{1}{v}$, де v – фазова швидкість електромагнітної хвилі, тому

$$F = -(qE + q\frac{v_1}{v}E) \quad (7)$$

Оцінімо величину швидкості v_1 електрона в атомі. Відомо, що при вимушених коливаннях електрона в атомі його амплітуда може досягати розмірів самого атома, а це величина, яка має порядок 10^{-10} м. Частота коливань для світлових променів має порядок 10^{15} Гц, тому

$$v_1 = \omega R = \omega A = 2\pi\nu A = 2\pi 10^{15} 10^{-10} \approx 10^6 \text{ м/с}.$$

Фазова швидкість світла має порядок 10^8 м/с .

Поділимо величину електричної сили на величину магнітної сили, з якими світлові промені діють на електрони в атомі.

$$\frac{F_e}{F_m} = \frac{qEv}{qEv_1} = \frac{v}{v_1} \approx \frac{10^8}{10^6} \approx 100. \quad (8)$$

Вектор \vec{E} електромагнітної хвилі за своєю дією перевищує в ≈ 100 разів дію вектора \vec{H} .

З цих причин вектор \vec{E} електромагнітної хвилі вважають домінуючим або світловим вектором. Коли говорять про поляризацію світлових променів, то мають на увазі коливання в певному напрямі лише вектора \vec{E} . Вектор \vec{H} теж коливається в певному напрямі, але в площині, яка є перпендикулярною до вектора \vec{E} .

Слід пам'ятати, що джерелами світлових хвиль є нагріті тіла, в яких атоми періодично збуджуються (рис. 1) і через час $\tau = 10^{-8} \text{ с}$, повертаючись у нормальний стан, випромінюють кванти або порції електромагнітних хвиль. За час збудженого стану випромінюється цуг, довжина якого l не перевищує 3 м

$$l = \tau c, \quad (9)$$

де τ – час збудженого стану;
 c – швидкість світла.

Таким чином довжину окремого цугу $l = 3 \text{ м}$ можна вважати максимальною довжиною когерентності, а час $\tau = 10^{-8} \text{ с}$ – максимальним часом когерентності.

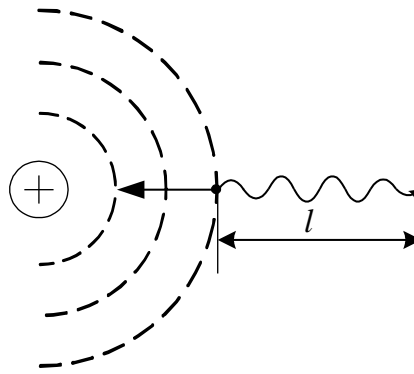


Рис. 1

Реально інтерферують одночасно досить багато хвиль, які випромінюються величезною кількістю атомів. При цьому пучок променів не завжди строго когерентний. З цих причин довжина когерентності різко зменшується. Зменшується також час когерентності.

В такому реальному світловому пучку фаза хвиль здійснює випадкові зміни. Тому час когерентності визначається як час, протягом якого випадкова зміна різниці фаз хвиль досягає величини π . Такий час називається *часом когерентності*.

Відповідні розрахунки показують, що цей час пов'язаний зі ступенем немонохроматичності реальних світлових променів, тобто:

$$t_{\text{ког}} = \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (10)$$

де $\Delta\nu$ – визначає розкид частот світлових хвиль в пучку.

Оскільки

$$\nu = \frac{c}{\lambda}, \quad \text{то} \quad d\nu = \left| \frac{cd\lambda}{\lambda^2} \right| \quad \text{або} \quad \Delta\nu = \frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2}. \quad (11)$$

З урахуванням (11) час когерентності (10) матиме вигляд

$$t_{\text{ког}} = \frac{\lambda^2}{c\Delta\lambda}, \quad (12)$$

де λ – довжина хвилі в пучку світла;

c – фазова швидкість світла;

$\Delta\lambda$ – інтервал зміни довжин хвиль в пучку світла.

Формула (12) визначає реальний час когерентності. Реальна довжина когерентності в цьому випадку буде дорівнювати

$$l_{\text{ког}} = t_{\text{ког}} c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (13)$$

Формула (13) показує, що довжина когерентності визначається ступенем немонохроматичності променів у пучку світла. Чим більші когерентні промені, тобто мале значення $\Delta\lambda$, тим більша довжина когерентності.

Велика довжина когерентності лазерних променів пояснюється якраз високою монохроматичністю лазерного випромінювання.

Приклад. Пучок світла з довжиною хвиль від $\lambda_1 = 500_{\text{нм}}$ до $\lambda_2 = 510_{\text{нм}}$ використовують для одержання інтерференційної картини. Визначити для цього випромінювання довжину і час когерентності.

$$l_{\text{ког}} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = \frac{(5 \cdot 10^{-7})^2}{10^{-8}} = 25 \cdot 10^{-6} (\text{м}).$$

$$t_{\text{ког}} = \frac{\lambda^2}{c \cdot \Delta\lambda} = \frac{25 \cdot 10^{-14}}{3 \cdot 10^8 \cdot 10^{-8}} = 8 \cdot 10^{-14} (\text{с}).$$

Важливо знати:

1. Відстань, яку проходять світлові промені між двома точками простору, називаються *геометричним шляхом* l .
2. Геометричний шлях, помножений на показник заломлення середовища, називається *оптичним шляхом* l_n .
3. Коли розглядають явище інтерференції світла, то мають на увазі лише оптичний шлях.
4. Інтерферують лише когерентні промені, оптична різниця ходу яких перебуває в межах довжини когерентності.
5. Промінь, який відбивається від оптично більш густого середовища (має більший показник заломлення n), змінює свою фазу на протилежну.
6. На межі з оптично менш густим середовищем зміни фази на протилежну при відбиванні світла не відбувається.

3. Інтерференція світла від двох когерентних джерел. Дослід Юнга.

Ще в кінці 17 ст. Гюйгенс, вивчаючи фізичні процеси пов'язані з поширенням світла, встановив принцип, який дозволяв за відомим положенням хвильового фронту визначити його положення в наступні моменти часу. Цей принцип дістав назву *принципу Гюйгенса*.

Згідно з принципом Гюйгенса будь-яка точка хвильової поверхні (поверхні однієї фази) може бути розглянута як вторинне точкове джерело світлових хвиль (рис.2).

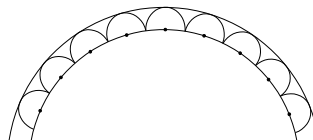


Рис. 2

Запропонований Гюйгенсом принцип дозволяє пояснити з хвильової точки зору закони відбивання і заломлення світла, а також механізм одержання когерентних хвиль в досліді Юнга.

Юнг здійснив такий дослід: малий отвір А (рис. 3) в непрозорому екрані освітлюється інтенсивним джерелом монохроматичного (одноколірного) світла. Згідно з принципом Гюйгенса отвір А стає новим вторинним точковим джерелом світла. Це світло падає на два наступні малі отвори B_1 і B_2 , які в свою чергу стають джерелами когерентних хвиль, оскільки вони утворені з однакових цугів.

Когерентні хвилі від двох вторинних точкових джерел світла B_1 і B_2 накладаються і на екрані Е створюють інтерференційну картину з перерозподілом інтенсивності. В точці накладання хвиль буде спостерігатись максимум інтенсивності, якщо в оптичній різниці ходу цих хвиль $\Delta l = l_1 - l_2$ буде вкладатись ціле число хвиль або парне число півхвиль

$$\Delta l = \pm k\lambda = \pm 2k \frac{\lambda}{2}; \quad (14)$$

Якщо в різниці ходу Δl двох хвиль вкладається непарне число півхвиль, то вони гасять одна одну, тобто спостерігається мінімум інтерференції

$$\Delta l = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (15)$$

де $k = 1, 2, 3, \dots$ – порядок максимуму або мінімуму.

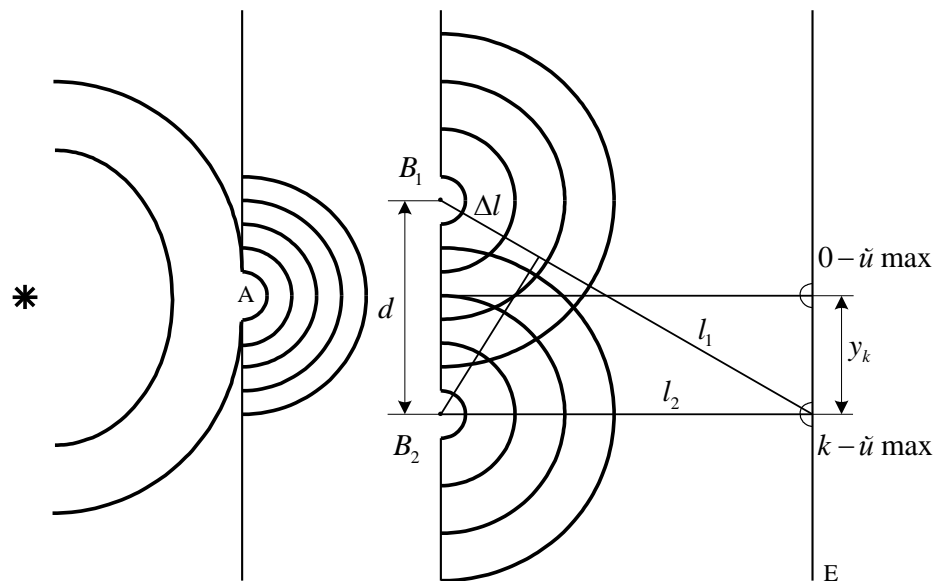


Рис. 2

Розглянемо більш детально дослід Юнга. Нехай відстань між щілинами B_1 і B_2 дорівнює d , а відстань від щілин до екрана L , причому $L \gg d$. Позначимо відстань на екрані від нульового максимуму до точки утворення k -го максимуму через y_k (рис.4).

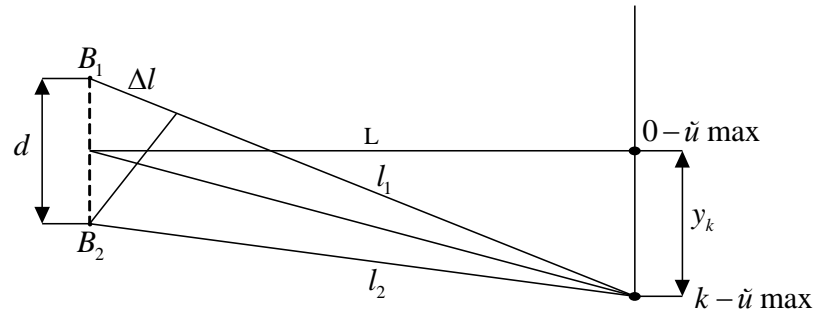


Рис. 4

Якщо d і y_k набагато менші за L , то наближено одержимо

$$\frac{\Delta l}{d} = \frac{y_k}{L}, \quad (16)$$

звідки

$$y_k = \frac{\Delta l \cdot L}{d}. \quad (17)$$

Положення k -го максимуму на екрані можна одержати, якщо в (17) підставити Δl із (14), тоді

$$y_k = \pm \frac{k\lambda L}{d}. \quad (18)$$

Для знаходження ширини інтерференційної полоси віднімаємо від y_k y_{k-1}

$$\Delta y_k = \frac{k\lambda L}{d} - \frac{(k-1)\lambda L}{d} = \frac{\lambda L}{d}. \quad (19)$$

Оскільки величини, які входять у формулу (19) є сталими, то ширина максимумів інтерференції теж є сталою величиною.

Ми розглянули приклад, коли дві хвилі від когерентних джерел (щілин) “поширюються” в однорідному середовищі з однаковою швидкістю. Однак в інших дослідах інтерферуючі хвилі можуть проходити різні середовища, і як наслідок мати різні фазові швидкості. У цьому випадку замість геометричної різниці ходу променів слід говорити про оптичну різницю ходу, тобто

$$\Delta l = n_1 l_1 - n_2 l_2 = \pm 2k \frac{\lambda}{2} \quad (\text{max}), \quad (20)$$

$$\Delta l = n_1 l_1 - n_2 l_2 = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (\text{min}). \quad (21)$$

При виведенні формул максимумів і мінімумів інтерференції від двох променів ми вважали, що щілини Юнга для вторинних хвиль безмежно вузькі. Кінцева ширина щілини буде приводити до розмивання максимумів і мінімумів. На досить широких щілинах максимуми будуть перекриватись, і інтерференція спостерігатись не буде.

Інтерференцію можна спостерігати й у білому світлі, тобто немонохроматичному світлі. У цьому випадку кожна смуга буде райдужно пофарбована, інтерференція супроводжується розкладанням світла на

монохроматичні складові (чим більше значення λ , тим на більшій відстані перебуватимуть максимуми один від одного).

4. Інтерференція світла в тонких плівках. Кільця Ньютона.

Не слід вважати, що інтерференцію світла можна спостерігати лише в лабораторних умовах із застосуванням спеціального обладнання. Кожному з нас не раз доводилось спостерігати за свіченням мильних плівок, олійних плям на поверхні води, кольори гартованих предметів, кольори найтонших металевих покриттів фарфорових виробів, різноколірність крил різних метеликів, бджіл тощо. В усіх цих випадках інтерференція світла спостерігається в досить тонких прозорих плівках, товщина яких близька до довжини хвилі і перебуває в межах довжини когерентності.

Розглянемо плоско паралельну прозору плівку товщиною d , на яку падає під кутом α плоска монохроматична хвиля.

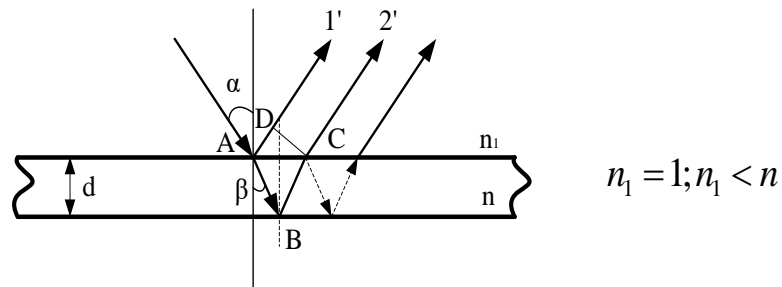


Рис. 5

Плівка має товщину d (рис. 5) і показник заломлення n . Падаюча хвиля в точці А ділиться на дві частини, одна з яких 1', змінивши фазу на протилежну, відбивається під кутом α до перпендикуляра в точці падіння. Друга частина 2' після заломлення у точці А і С відбивається в точці В. Далі промені 1' і 2' поширюються паралельно.

Накладання променів 1' і 2' здійснюється на сітківці ока спостерігача. Результати інтерференції залежать від оптичної різниці ходу цих променів.

Знайдемо оптичну різницю ходу променів 1' і 2', яка відповідно до рис. 5 буде дорівнювати

$$\Delta = (AB + BC)n - \left(AD + \frac{\lambda}{2}\right), \quad (22)$$

$$\text{де } AB = BC = \frac{d}{\cos \beta}; \quad AD = AC \sin \alpha; \quad AC = 2d \tan \beta.$$

Підставивши значення цих величин в (22), одержимо

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos \beta} (1 - \sin^2 \beta) - \frac{\lambda}{2},$$

або

$$\Delta = 2dn \cos \beta - \frac{\lambda}{2}. \quad (23)$$

Формула (23) дає залежність оптичної різниці ходу хвиль від кута заломлення β і параметрів плівки.

Знайдемо залежність оптичної різниці ходу хвиль 1' і 2' від кута падіння α , вважаючи що

$$\cos \beta = \sqrt{1 - \sin^2 \beta} \text{ і що } \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n.$$

Тому

$$\cos \beta = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}},$$

або

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}. \quad (24)$$

В залежності від того, яке число півхвиль вкладається в оптичній різниці ходу хвиль Δ , плівка буде світлою (умова max) або темною (умова min).

Важливо знати:

1. При освітленні плівки білим світлом для деяких хвиль виконується умова max, а для деяких – умова min. Тому плівка буде забарвлена певним кольором.

2. Колір плівки залежить від кута падіння променя, а тому полоси інтерференції в цьому випадку називаються полосами однакового нахилу.

3. Можливість ослаблення білого світла внаслідок інтерференції широко використовується у сучасних оптичних приладах (фотоапаратах, біноклях тощо). Для цього на поверхню лінзи наносять тонкий шар прозорої плівки з показником заломлення, меншим, ніж у лінзи, і більшим, ніж у повітря. Товщину прозорої плівки беруть такою, щоб мінімуми інтерференції спостерігалися в середній частині видимого спектра ($\lambda = 5,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$). Таку оптику називають просвітленою.

1. Правильна форма кілець Ньютона легко спотворюється при різних, навіть незначних, дефектах при шліфуванні різних поверхонь. Тому спостереження форми кілець Ньютона є найтоншим контролем якості шліфування поверхонь.

2. Явище інтерференції світла використовується у ряді дуже точних вимірювальних приладів, які називаються інтерферометрами. В цьому випадку точність вимірювань лінійних розмірів сягає 10^{-8} мм.

3. Кільця Ньютона утворюються в зазорі між опуклою лінзою і плоско паралельною пластинкою при однаковій (різна для різних кілець) товщині зазору. Тому полоси інтерференції, якими є кільця Ньютона, носять назву полоси однакової товщини.

5. Природне і поляризоване світло.

В світлових хвилях вектори напруженості електричного поля \vec{E} і магнітного поля \vec{H} взаємно перпендикулярні і коливаються перпендикулярно до напрямку поширення вектора швидкості \vec{v} . Тому для повного опису стану поляризації світлового пучка необхідно знати поведінку лише одного з векторів. Таким вектором є *світловий вектор* – вектор напруженості \vec{E} електричного поля. При дії світла на речовину дія електричної складової напруженості поля \vec{E} перевищує дію магнітної складової \vec{H} приблизно в 100 разів.

Світлове випромінювання є сумарним електромагнітним випромінюванням величезної кількості атомів. Атоми випромінюють світлові хвилі незалежно один від одного, тому світлова хвиля, яка випромінюється тілом, характеризується різними напрямками коливання світлового вектора \vec{E} (рис.1). В даному випадку рівномірний розподіл в просторі векторів \vec{E} пояснюється великою кількістю атомарних випромінювачів, а рівність амплітуд \vec{E} – однаковою середньою інтенсивністю випромінювання кожного з атомів.

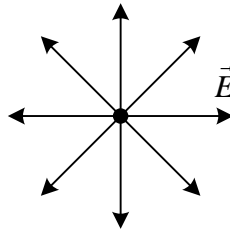


Рис. 1

Розглянемо дві взаємно перпендикулярні монохроматичні хвилі, які поширюються вздовж додатного напрямку осі OX ,

$$(1) \quad E_y = E_1 \cos(\omega t - kx), \quad E_z = E_2 \cos(\omega t - kx + \varphi).$$

де $\omega = 2\pi\nu$ – циклічна частота;

$k = \frac{\omega}{v}$ – хвильове число;

E_1, E_2 – амплітуди E_y і E_z ;

φ – спільна різниця фаз коливань E_y і E_z .

Щоб знайти траєкторію результуючого коливання світлового вектора при додаванні двох взаємно перпендикулярних коливань, визначимо $\cos(\omega t - kx)$ з рівняння для E_y :

$$\cos(\omega t - kx) = \frac{E_y}{E_1}, \quad (2)$$

тоді

$$\sin(\omega t - kx) = \sqrt{1 - \left(\frac{E_y}{E_1}\right)^2}. \quad (3)$$

Оскільки

$$\cos(\omega t - kx + \varphi) = \cos(\omega t - kx)\cos\varphi - \sin(\omega t - kx)\sin\varphi,$$

то

$$\frac{E_z}{E_2} - \frac{E_y}{E_1}\cos\varphi = \sqrt{1 - \left(\frac{E_y}{E_1}\right)^2} \sin\varphi.$$

Піднесемо до квадрату рівняння (3), одержимо:

$$\frac{E_y^2}{E_1^2} + \frac{E_z^2}{E_2^2} - 2\frac{E_y E_z}{E_1 E_2}\cos\varphi = \sin^2\varphi. \quad (4)$$

Отримане співвідношення (4) є рівнянням еліпса, довільно орієнтованого відносно осей OY і OZ . Отже, кінець вектора \vec{E} в кожній точці поля описує еліпс, який лежить у площині, перпендикулярній до осі OX . Така хвиля називається *еліптично поляризованою*.

Якщо $\varphi = \pm(2m+1)\frac{\pi}{2}$, де $(m = 0, 1, 2, \dots)$, то отримуємо рівняння еліпса, орієнтованого відносно осей OX і OY :

$$\frac{E_y^2}{E_1^2} + \frac{E_z^2}{E_2^2} = 1. \quad (5)$$

Схематично на рис.2 зображено еліптично поляризовану хвилю.

При $E_1 = E_2 = E_0$ еліпс перетворюється в коло. Така хвиля називається *поляризованою по колу*.

Якщо внаслідок будь-яких зовнішніх впливів появляється переважний напрямок коливань вектора \vec{E} , то *світло частково поляризоване*.

Площина, в якій відбувається коливання вектора \vec{E} , називається *площиною поляризації*.

За міру ступеня поляризації приймають вираз

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (6)$$

де I_{\max} і I_{\min} - відповідно, максимальна і мінімальна інтенсивність світла, що відповідають двом перпендикулярним компонентам вектора \vec{E} .

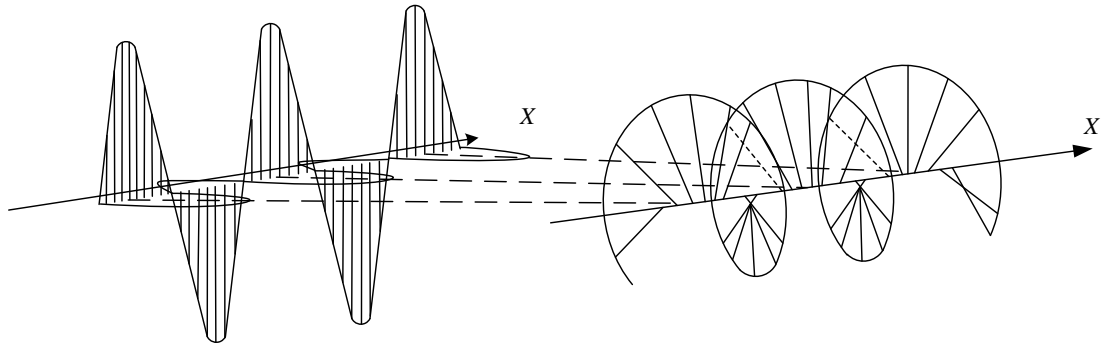


Рис.2

Для природного світла $I_{\max} = I_{\min}$ і $P=0$. Для плоскополяризованого - $I_{\min}=0$ і $P=1$. Для еліптично поляризованого світла поняття ступеня поляризації не застосовується (у такого світла коливання повністю впорядковані).

Плоскополяризоване світло можна отримати з природного за допомогою приладів, які називаються *поляризаторами*. Ці прилади вільно пропускають коливання, паралельні площині поляризації, яка називається *головною площиною*, і повністю або частково затримують коливання, які перпендикулярні до цієї площини. В ролі поляризаторів можуть бути лише анізотропні середовища в яких в різних напрямках проявляються різні оптичні властивості. Одним із природних кристалів, які використовуються як поляризатори, може бути турмалін.

Прилади, за допомогою яких виявляють поляризацію світла, називають *аналізаторами*. Роль аналізаторів виконують прилади, за допомогою яких одержують лінійно поляризоване світло (рис.3). Будь-який поляризатор може бути аналізатором і навпаки.

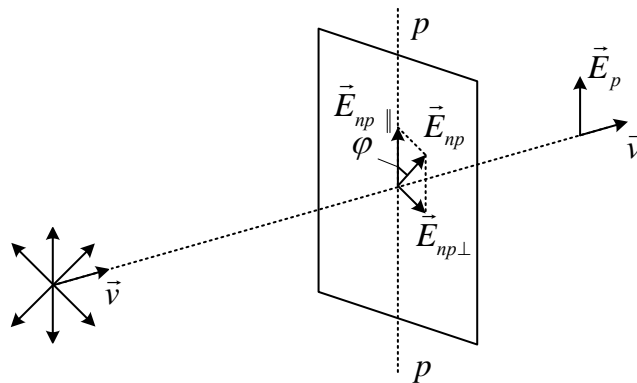


Рис.3

6. Поляризація світла при відбиванні. Закони Брюстера й Малюса.

Якщо природне світло падає на межу поділу двох діелектриків (наприклад, повітря і скла), то частина його відбивається, а частина заломлюється і поширюється у другому середовищі.

Якщо поставити на шляху відбитого і заломленого променів аналізатор, то буде видно, що відбитий і заломлений промені частково поляризовані: при

повертанні аналізатора навколо осі інтенсивність світла періодично підсилюється і ослаблюється (повного затухання не спостерігається).

Проведені дослідження показали, що у відбитих променях переважають коливання, перпендикулярні до площини падіння, в заломленому – коливання, паралельні до площини падіння (рис.4).

Ступінь поляризації - ступінь виділення світлових хвиль з певною орієнтацією електричного вектора \vec{E} - залежить від кута падіння променів і показника заломлення.

Шотландський фізик Брюстер встановив закон, згідно з яким відбитий промінь є повністю плоскополяризованим при куті падіння i_0 (кут Брюстера), який задовольняє умову

$$\operatorname{tg} i_0 = n_{21}, \quad (7)$$

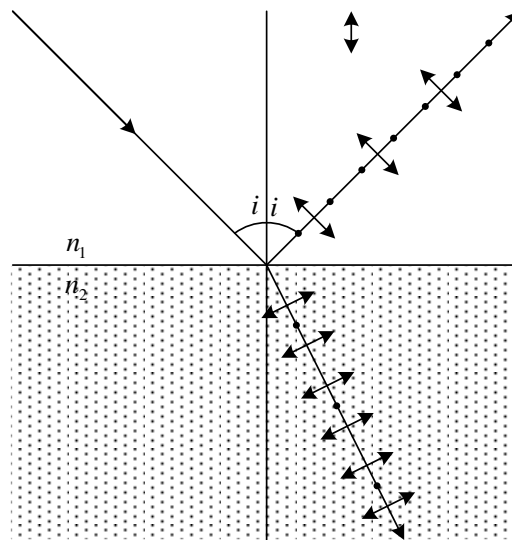


Рис. 4

де n_{21} – показник заломлення другого середовища відносно першого.

Ступінь поляризації заломленого променя при куті падіння n_{21} досягає найбільшого значення, проте цей промінь залишається поляризованим лише частково.

Якщо світло падає на границю поділу під кутом Брюстера, то відбитий і заломлений промені будуть взаємно перпендикулярними.

Відбивання під кутом Брюстера дає змогу отримати лінійно поляризоване світло, однак його інтенсивність невелика і для скла ($n=1,5$) дорівнює близько 15%, тобто основна його частина поширюється у напрямку заломлення хвилі, яка поляризована не повністю. Для збільшення ступеня поляризації заломлених хвиль їх треба пропустити крізь стіс скляних пластинок. Стіс з десяти скляних пластинок дає змогу отримати майже стопроцентну поляризацію заломлених хвиль.

Нехай на поляризатор падає природне світло (рис.5).

Виберемо хвилю, вектор напруженості електричного поля якої E_p , коливається у площині, що утворює з головною площиною поляризатора p - p кут φ . При вході в поляризатор падаючу хвилю можна подати у вигляді двох коливань, які відбуваються у взаємно перпендикулярних площинах:

$$E_{p\parallel} = E_p \cos \varphi, \quad E_{p\perp} = E_p \sin \varphi.$$

Перше коливання пройде через поляризатор, друге буде затримане. Інтенсивність хвилі, що пройшла через поляризатор, пропорційна квадрату амплітуди хвилі, тобто дорівнює

$$I_p = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (8)$$

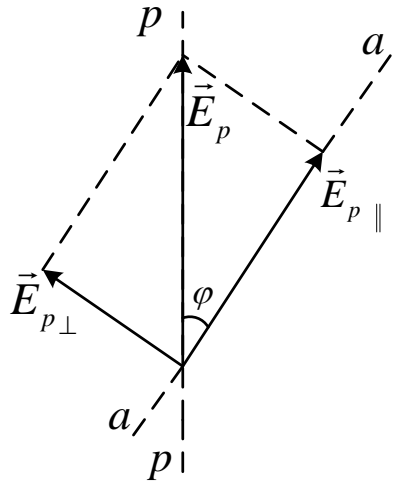


Рис.5

де I_p – інтенсивність хвиль, амплітуда яких E_p .

В природному світлі всі значення φ рівно імовірні. Тому частина світла, яке пройшло через поляризатор, буде дорівнювати середньому значенню $\cos^2 \varphi$, тобто $1/2$.

Якщо обертати поляризатор навколо напрямку проходження природного світла, то інтенсивність світла, яке пройшло через поляризатор, залишається незмінною, при цьому змінюється лише орієнтація площини поляризації світла.

Розглянемо випадок проходження лінійно поляризованого світла через аналізатор. При вході в аналізатор світлового променя з напрямком амплітуди вектора E під кутом φ до площини поляризації аналізатора, амплітуда електричного вектора якого E_p , ділиться на два лінійно поляризованих промені. Через аналізатор пройде лише складова амплітуди

$$E_{p\parallel} = E_p \cos \varphi. \quad (9)$$

Інтенсивність променів, які пройдуть через аналізатор, пропорційна квадрату амплітуди, тому

$$I_a = I_p \cos^2 \varphi. \quad (10)$$

Отримане співвідношення називається *законом Малюса*.

7. Подвійне променезаломлення. Звичайний і незвичайний промені. Призма Ніколя.

Усі прозорі кристали (крім кристалів кубічної системи, які оптично ізотропні) є оптично анізотропні, їх відносна діелектрична проникність і показник заломлення залежать від напрямку електричного вектора \vec{E} світлової хвилі.

В оптично анізотропних кристалах спостерігається явище подвійного променезаломлення, яке полягає в тому, що промінь світла, падаючи на поверхню кристала, роздвоюється в ньому на два промені, що далі поширюються з різними швидкостями.

Кристали, які дають подвійне променезаломлення, діляться на одновісні і двовісні. В одновісних кристалів для одного із променів виконується закон заломлення, зокрема заломлений промінь лежить в одній площині з падаючим променем і нормаллю до заломлюючої поверхні. Цей промінь називається *звичайним* (*o*). Для другого променя, який називається *незвичайним* (*e*), закон заломлення світла не виконується. Незвичайний промінь не лежить в одній площині з падаючим променем і нормаллю до поверхні кристала.

На рис.6 показане явище подвійного променезаломлення в одновісному кристалі, коли пучок світла падає на кристал перпендикулярно до поверхні кристала. Звичайний промінь (*o*) є продовженням падаючого, а незвичайний (*e*) при проникненні в кристал відхиляється на якийсь кут.

Одновісними кристалами є ісландський шпат, кварц, турмалін, а двовісними - слюда, гіпс. У двовісних кристалів обидва промені незвичайні. В одновісних кристалах існує єдиний напрямок, вздовж якого подвійне променезаломлення не спостерігається.

Напрямок в кристалі, по якому поширюються звичайний і незвичайний промені не розділяючись і з однаковою швидкістю, називається оптичною віссю кристала.

Оптична вісь - це не пряма лінія, яка проходить через ту чи іншу точку в кристалі, а певний напрямок в кристалі. Довільна пряма, паралельна до цього напрямку, є *оптичною віссю кристала*.

Площина, яка проходить через промінь і оптичну вісь кристала, називається *головною площиною* або *головним перерізом кристала*. Через кристал можна провести безмежну множину паралельних оптичних осей і безмежну множину паралельних головних перерізів. Лінія перерізу двох довільних головних перерізів завжди є оптичною віссю. На рис.5 оптична вісь збігається з напрямком *OO*, а промінь, який падає на кристал в цьому напрямку, не роздвоюється.

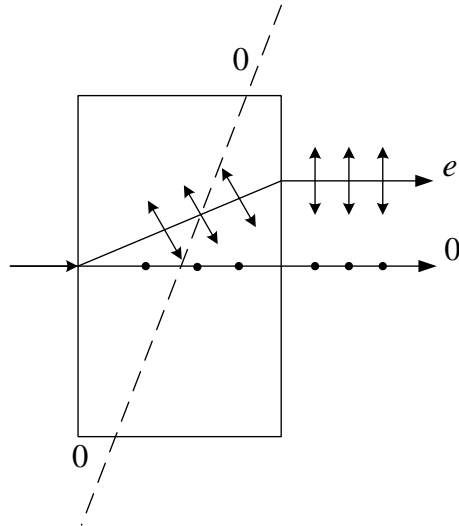


Рис.6

Дослідження звичайного і незвичайного променів показує, що обидва промені повністю поляризовані у взаємно перпендикулярних напрямках. Електричний вектор у звичайному промені перпендикулярний до площини головного перерізу, а в незвичайному промені лежить у площині головного перерізу (рис.5), тобто площина поляризації звичайного променя перпендикулярна до площини головного перерізу, а незвичайного – збігається з площиною головного перерізу.

Після виходу з кристала, якщо не брати до уваги поляризацію у двох взаємно перпендикулярних напрямках (площинах), ці два промені нічим один від одного не відрізняються.

Подвійне променезаломлення пояснюється анізотропією кристалів. У кристалах некубічної системи діелектрична проникність ε є залежною від напрямку дії електричного поля \vec{E} . В одновісних кристалах ε в напрямку оптичної осі і в напрямку, який перпендикулярний до неї, має різні значення ε_{\perp} і ε_{\parallel} , які називаються поперечною і повздовжньою діелектричними проникностями кристала. В інших напрямках ε має

проміжне значення. А оскільки $n = \sqrt{\varepsilon}$ і $v = \frac{c}{n} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$, то з анізотропії ε

випливає, що світловим хвилям з різними напрямками коливання вектора \vec{E} відповідають різні значення показника заломлення і швидкості світлових хвиль.

Явище подвійного променезаломлення лежить в основі роботи поляризаційних пристроїв, які використовують для отримання поляризованого світла. Найчастіше для цього застосовуються *призми* і *поляроїди*.

Типовий представник поляризаційних призм - *призма Ніколя* (ніколь) – подвійна призма з ісландського шпату, склеєна вздовж лінії AB канадським бальзамом (живиця канадського кедра) з $n=1,55$ (рис.7).

Оптична вісь OO' спрямована під кутом 48° до вхідної грані AC . Природний промінь L при падінні на грань AC ділиться на звичайний o і незвичайний промінь e .

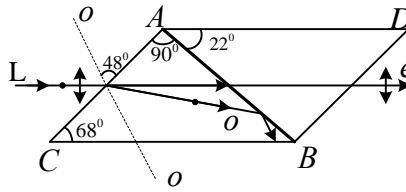


Рис. 7

При певному виборі кутів призми звичайний промінь падає на шар бальзаму під кутом 76° , який більший за граничний, а тому зазнає повного внутрішнього відбивання й поглинається зафарбованою гранню CB . Незвичайний промінь виходить з призми паралельно до грані CB . Площина його поляризації збігається з площиною головного перерізу.

Всі анізотропні кристали тією чи іншою мірою поглинають світло. Коефіцієнт поглинання неоднаковий для звичайного і незвичайного променів і залежить від напрямку поширення світла в кристалі. Це явище називається дихроїзмом. Значний дихроїзм у видимій області спектра мають кристали *турмаліну*, в якому коефіцієнт поглинання для звичайного променя в багато разів більший, ніж для незвичайного. Пластинка турмаліну завтовшки 1 мм практично повністю поглинає звичайний промінь, і світло, яке проходить крізь неї, буде лінійно поляризованим.

Плівка завтовшки $0,1\text{ мм}$, на яку нанесено кристалики гепатиту, повністю поглинає звичайний промінь видимої області спектра.

Поляризатори, для створення яких використане явище дихроїзму, називаються *поляроїдами*.

Якщо на одновісний кристал падає лінійно поляризоване світло, то звичайні і незвичайні хвилі, які при цьому виникають, є когерентні. Розглянемо взаємодію двох когерентних лінійно поляризованих хвиль, які поширюються в одному напрямі, площини поляризації яких взаємно перпендикулярні. Це реалізується за допомогою призми Ніколя N , на яку падає природне світло від джерела S і кристалічної пластинки, вирізаної з одновісного кристала, бокова грань якої паралельна оптичній осі (рис.8).

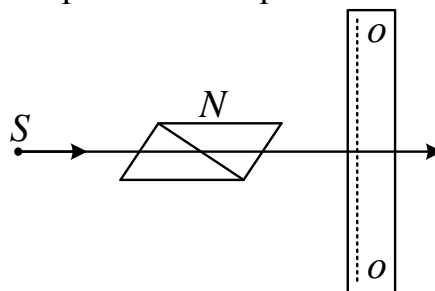


Рис.8

Площина поляризації світла, яке виходить з поляризатора, утворює з оптичною віссю пластинки кут $0 < \alpha < \frac{\pi}{2}$ і у пластинці поширюватимуться звичайний і незвичайний промені в напрямку падаючого променя. Нехай E - амплітудне значення електричного вектора променя, який падає на

пластинку (рис.9). Тоді амплітуди електричних векторів звичайного і незвичайного променів будуть дорівнювати

$$E_{oa} = E \sin \alpha, \quad E_{ea} = E \cos \alpha.$$

Після проходження пластинки завтовшки d між звичайним і незвичайним променями виникає різниця ходу $\Delta = (n_o - n_e)d$ або різниця фаз

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_o} (n_o - n_e) d,$$

де λ_o - довжина хвилі у вакуумі.

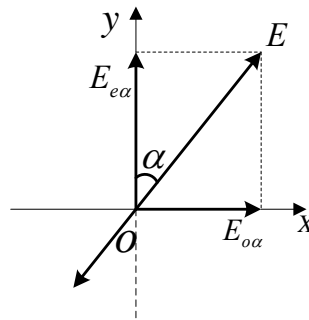


Рис. 9

Коливання електричних векторів звичайного і незвичайного променів здійснюються за законом

$$\begin{aligned} E_o &= E_{oa} \cos(\omega t - \delta) = E \sin \alpha \cos(\omega t - \delta), \\ E_e &= E_{ea} \cos \omega t = E \cos \alpha \cos \omega t. \end{aligned} \quad (11)$$

При додаванні цих коливань отримуємо рівняння еліпса, довільно орієнтованого відносно осей OX і OY :

$$\frac{E_o^2}{E_{oa}^2} + \frac{E_e^2}{E_{ea}^2} - 2 \frac{E_o E_e}{E_{oa} E_{ea}} \cos \delta = \sin^2 \delta. \quad (12)$$

Отже, отримуємо еліптично поляризовану хвилю.

Якщо $\Delta = (n_o - n_e)d = \frac{\lambda_o}{4}$, то $\delta = \frac{\pi}{2}$ і еліпс орієнтований відносно головних осей кристала. При $E_o = E_e$ ($\alpha = 45^\circ$) на виході з пластини світло буде циркулярно поляризованим. Пластинка, для якої

$$\Delta = (n_o - n_e)d = \pm \left(m + \frac{1}{4} \right) \lambda_o \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (13)$$

називається *пластинкою у чверть хвилі*. Знак "+" відповідає негативним кристалам, а знак "-" — позитивним. Пластинка, для якої

$$\Delta = (n_o - n_e)d = \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (14)$$

називається *пластинкою у півхвилі*. В цьому випадку зсув фаз $\delta = \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) 2\pi$.

Пройшовши таку пластинку, лінійно поляризоване світло залишається лінійно поляризованим, а електричний вектор змінює напрямок коливань на кут $2a$ за годинниковою стрілкою. Якщо $\Delta = (n_o - n_e)d = m\lambda_e$ ($m = 0, 1, 2, \dots$), то $\delta = 2\pi$ і лінійно поляризоване світло після проходження пластинки в одну довжину хвилі буде також лінійно поляризованим без зміни орієнтації площини поляризації.

7. Штучна оптична анізотропія. Обертання площини поляризації.

Подвійне променезаломлення спостерігається в природних анізотропних середовищах. Існують різні способи отримання *штучної оптичної анізотропії*, тобто надання оптичної анізотропії природно ізотропним речовинам.

Оптично ізотропні речовини стають оптично анізотропними під дією :

- *одностороннього стиску або розтягу* (дослідження проводив Брюстер на кристалах кубічної системи, склі та ін.);
- *електричного поля* (рідини, аморфні тіла, гази) (Керр);
- *магнітного поля* (рідини, скло, колоїди) (Коттон, Мутон).

У згаданих випадках речовина набуває властивостей одновісного кристала, оптична вісь якого збігається з напрямком дії механічної деформації або дії електричного чи магнітного полів.

Мірою оптичної анізотропії служить різниця показників заломлення звичайного і незвичайного променів у напрямку, перпендикулярному до оптичної осі.

Оптичну анізотропію, яка виникає під впливом деформації, можна виявити, якщо помістити досліджуване тіло A між поляризатором p і аналізатором a , які схрещені між собою (рис.10). Доки тіло не деформоване, така система світла не пропускає.

При односторонньому стиску або розтязі тіла вздовж напрямку OO в ньому виникає оптична анізотропія, яка еквівалентна анізотропії одновісного кристала з оптичною віссю OO . Звичайний і незвичайний промені будуть поширюватися в напрямку, який перпендикулярний до OO , із різними швидкостями v_o і v_e .

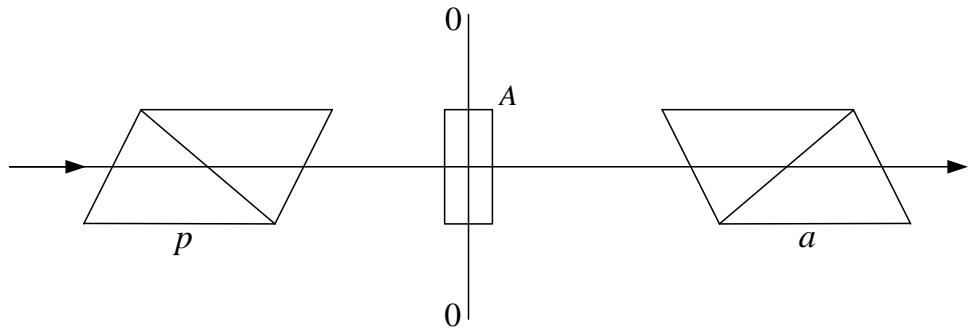


Рис. 10

Якщо головний переріз поляризатора не паралельний і не перпендикулярний до OO , то світло, яке пройшло через деформоване тіло, стане еліптично поляризованим і його не можна погасити аналізатором.

Різниця коефіцієнтів заломлення $n_0 - n_e = \frac{v_0}{c} - \frac{v_e}{c}$ може служити мірою анізотропії. Досліди показують, що різниця $n_0 - n_e$ пропорційна напрузі σ в даній точці тіла:

$$n_0 - n_e = k_1 \sigma, \quad (15)$$

де k_1 - коефіцієнт пропорційності, який залежить від властивостей речовини.

Різниця фаз, яку матимуть звичайний і незвичайний промені, пройшовши тіло завтовшки l , дорівнює

$$\delta = \frac{2\pi l}{\lambda_0} (n_0 - n_e) = 2\pi C \sigma l, \quad (16)$$

де λ_0 — довжина хвилі світла у вакуумі;

$C = \frac{k_1}{\lambda}$ — новий коефіцієнт пропорційності.

Явище штучної оптичної анізотропії при деформаціях використовують для виявлення внутрішніх залишкових деформацій, які можуть виникати у виробах зі скла та інших прозорих ізотропних матеріалів внаслідок порушення технології їх виготовлення. Оптичний метод вивчення на прозорих моделях розподілу внутрішніх напруг у різних деформованих частинах машин і споруд широко застосовують у сучасній техніці. Для цього використовують моделі, виготовлені з целулоїду або іншої ізотропної речовини.

Оскільки величина оптичної анізотропії пропорційна напрузі σ , то за виглядом смуг однакового кольору, які виникають при спостереженні моделі між схрещеними ніколями, можна зробити висновок про величину залишкових деформацій.

Оптична анізотропія може виникнути також і в рідині під впливом зовнішніх динамічних впливів. Виникнення оптичної анізотропії в потоці рідини може бути використане для вивчення властивостей полімерів і пластмас.

У 1875р. Д. Керр виявив, що рідкий або твердий ізотропний діелектрик, вміщений у дуже сильне однорідне електричне поле, стає оптично анізотропним.

Це явище називають *ефектом Керра*. Принципову схему спостереження цього явища в рідинах зображено на рис.10, де P і a -поляризатор і схрещений з ним аналізатор (рис.11).

Між ними розміщена кювета з конденсатором (комірка Керра), між пластинами якого знаходиться досліджувана рідина. За відсутності електричного поля світло через систему не проходить.

Досліди показали, що під дією однорідного електричного поля в плоскому конденсаторі рідина набуває властивостей одновісного двозаломлюючого кристала, оптична вісь якого збігається з напрямком вектора \vec{E} напруженості електричного поля конденсатора. Різниця показників заломлення рідини для звичайного і незвичайного променів монохроматичного світла в напрямку, який перпендикулярний до вектора \vec{E} , пропорційна E^2 :

$$n_0 - n_e = k_2 E^2 \quad (17)$$

де k_2 - коефіцієнт пропорційності.

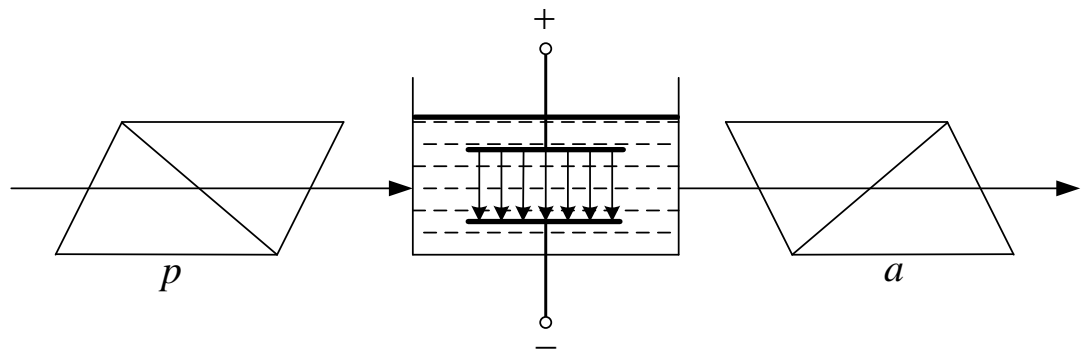


Рис. 11

Якщо довжина шляху променів між обкладками конденсатора l , то різниця фаз між звичайним і незвичайним променями буде дорівнювати

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_0 - n_e) l = \frac{2\pi}{\lambda_0} l k_2 E^2 = 2\pi B E^2, \quad (18)$$

де $B = \frac{k_2}{\lambda_0}$ - стала Керра, яка залежить від природи речовини, довжини хвилі λ_0 , температури і швидко зменшується з її збільшенням.

Часто користуються іншою константою Керра K , яка пов'язана з B співвідношенням

$$K = \frac{B\lambda}{n},$$

де n - абсолютний показник заломлення речовини за відсутності електричного поля.

У 1930 р. було виявлено існування ефекту Керра і в газах. Трудність спостереження цього явища пов'язана з тим, що значення B для газів на кілька порядків менше ніж для рідин.

Для більшості речовин $B > 0$, тобто ці речовини за своїми оптичними властивостями в однорідному електричному полі подібні до оптично позитивних одновісних кристалів. Є речовини, для яких $B < 0$.

Ефект Керра пояснюється різною поляризацією молекул за різними напрямками. За відсутності поля молекули орієнтовані довільно, тому рідина в цілому не виявляє анізотропії. Під дією поля молекули повертаються так, щоб в напрямі поля були орієнтовані або їх дипольні електричні моменти (у полярних молекул), або напрям найбільшої поляризації (у неполярних молекул). В результаті речовина стає оптично анізотропною.

Ефект Керра практично безінерційний, тобто перехід речовини з ізотропного стану в анізотропний (і назад) при вмиканні поля становить $\approx 10^{-10}$ с. Тому цей ефект може бути ідеальним світловим затвором і застосовується в швидкоплинних процесах (звукозапис, відтворення звуку, швидкісні фото - і кінознімання), в оптичній локації.

Штучну анізотропію можна створити також дією магнітного поля, яка спостерігається у речовинах, молекули яких анізотропні, тобто в парамагнетиках. За відсутності зовнішнього магнітного поля молекули розміщуються хаотично, результатом чого є статистична анізотропія. Якщо таку речовину помістити в досить сильні магнітні поля, то відбудеться напрямлена орієнтація власних магнітних моментів молекул. Це зумовлює анізотропію речовини, яка приводить до подвійного променезаломлення. Таке середовище поводить себе як одновісний кристал, оптична вісь якого паралельна вектору індукції поля \vec{B} . Це явище називається явищем Коттона-Мутона, або магнітооптичним. Різниця показників заломлення середовища в цьому випадку дорівнює

$$n_0 - n_e = k_3 B^2, \quad (19)$$

де k_3 - коефіцієнт пропорційності.

Різниця фаз між звичайним і незвичайним променями дорівнює

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_0 - n_e) l = \frac{2\pi}{\lambda_0} l k_3 E^2 = 2\pi D l B^2, \quad (20)$$

де $D = \frac{k_3}{\lambda_0}$ - стала, яка залежить від природи речовини, довжини хвилі світла λ_0 і температури.

У кристалічних тілах, а також у деяких ізотропних рідинах, крім подвійного заломлення променів, спостерігається явище, яке полягає в тому, що площа коливань електричного вектора світлової хвилі повертається на деякий кут при проходженні світла крізь такі речовини. Це *явище називається обертанням площини поляризації або оптичною активністю*. Якщо речовина не знаходиться у зовнішньому магнітному полі, то оптична активність буде природною.

Природну оптичну активність відкрив у 1811 р. Д. Араго на пластинках кварцу, вирізаних перпендикулярно до оптичної осі.

Прийнято визначати напрям обертання площини поляризації відносно спостерігача, погляд якого спрямований назустріч падаючому променю. Обертання називають правим (додатним), якщо площа поляризації обертається вправо (за годинниковою стрілкою) для спостерігача, і лівим (від'ємним), якщо вона обертається вліво.

Експериментально встановлено, що в природі існує два типи кристалів кварцу, які є дзеркальним відображенням один одного. Перші обертають площину поляризації вправо, другі – вліво і відповідно називаються право- і лівоповоротним кварцом. Кут обертання площини поляризації пропорційний товщині шару оптично активної речовини і для монохроматичного світла, довжина світлової хвилі якого λ визначається формулою

$$\varphi = \alpha l, \quad (21)$$

де l – довжина шляху променя в оптично активному середовищі;

α – коефіцієнт пропорційності, який називають оберальною здатністю, або питомим обертанням.

Коефіцієнт пропорційності залежить від природи речовини, температури та довжини хвилі і дорівнює величині кута, на який повертається площина поляризації монохроматичного світла при проходженні шару завтовшки l м.

Для оптично активних рідин та розчинів Ж. Біо у 1831 р. встановив, що кут повороту площини поляризації φ прямо пропорційний товщині шару l і концентрації C оптично активної речовини, тобто

$$\varphi = [\alpha] Cl, \quad (21)$$

де $[\alpha]$ – коефіцієнт пропорційності, який називається *питомим обертанням розчину*.

Коефіцієнт $[\alpha]$ залежить від природи оптично активної речовини і розчинника, температури та довжини хвилі світла.

Біо також експериментально встановив наближену залежність величини $[\alpha]$ від довжини хвилі λ :

$$[\alpha] \sim \frac{l}{\lambda^2}. \quad (22)$$

Властивості оптичної активності розчинів дають змогу визначити їх концентрації. *Прилади, за допомогою яких проводять такі вимірювання, називаються поляриметрами.* Оскільки для розчину цукру питома обертає $[\alpha]$ значне, то поляриметри набули широкого застосування в медичній практиці й техніці.