

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
УКРАЇНИ
“КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО

ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ
Кафедра загальної фізики

Лабораторна робота № 3-5
Дослідження поляризованого світла
Протокол, варіант №_____

Виконав _____
Група _____
Факультет _____

Мета роботи:

1. Дослідити відбивання поляризованого світла від скляної пластинки.
2. Порівняти отримані експериментальні результати із теоретичними, отриманими за допомогою формул Френеля.
3. Визначити кут Брюстера, показник заломлення та діелектричну проникність скла.
4. Перевірити виконання закону Малюса.
5. Зробити висновки по роботі.

Теоретичні відомості

**1. Природне і поляризоване світло.
Закон Малюса**

Для світла інтенсивність I згідно [1] в даній точці простору для немагнітних середовищ буде:

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n E_m^2, \quad (1)$$

тобто інтенсивність світла пропорційна показнику заломлення середовища n і квадрату амплітуди світлової хвилі.

Зауважимо, що при проходженні світла в однорідному середовищі можна вважати, що інтенсивність пропорційна квадрату амплітуди світлової хвилі

$$I \sim E_m^2. \quad (2)$$

Однак у випадку проходження світла через границю розділу середовищ вираз для інтенсивності, який не враховує множник n , приводить до незбереження світлового потоку.

Лінії, вздовж яких розповсюджується світлова енергія, називаються променями. Усереднений вектор Пойтинга $\langle \vec{P} \rangle$ направлений в кожній точці по дотичній до променя. В ізотропних середовищах (властивості в усіх напрямках однакові) напрямком $\langle \vec{P} \rangle$ співпадає з нормаллю до хвильової поверхні, тобто з напрямком хвильового вектора $\vec{k}$. Значить промені перпендикулярні до хвильових поверхонь. В анізотропних середовищах (властивості в різних напрямках є різними) нормаль до хвильової поверхні в загальному випадку не співпадає з напрямком вектора Пойтинга, тобто промені не перпендикулярні хвильовим поверхням.

Розглянемо випромінювання реального джерела світла, яке складається із великої кількості атомів — елементарних випромінювачів (диполів). В основі моделі випромінювання звичайного (нелазерного) джерела світла, лежить *статистична гіпотеза* про те, що у випадку спонтанного випромінювання різні атоми джерела, випромінюють окремі цуги хвиль (§11.6, [1]) незалежно один від одного у випадкові моменти часу. Фази коливань електромагнітного поля у випромінюванні різних атомів не скорельовані одна з одною. Тому виявляється, що розподіл інтенсивності випромінювання всіх атомів джерела в такій не когерентній суперпозиції визначається сумуванням розподілів інтенсивності для індивідуальних атомів. Процес випромінювання окремого атома триває біля 10^{-8} с. За цей час утворюється послідовність цугів хвиль, протяжність яких складає приблизно 3м. «Погаснувши», атом через деякий час «спалахує» знову. Одночасно «спалахує» багато атомів. Збуджені ними цуги хвиль, накладаючись один з одним, утворюють світлову хвилю, яку випромінює тіло. Площина коливань вектора $\vec{E}$ для

кожного цуга орієнтована випадковим чином. Тому в результуючій хвилі коливання вектора $\vec{E}$ в різних напрямках представленні з однакою -

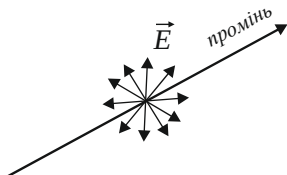


Рис.1.

вою ймовірністю (рис.1). Такий рівномірний розподіл векторів $\vec{E}$ пояснюється великим числом атомарних випромінювачів, а рівність амплітудних значень векторів $\vec{E}$ — однаковою в середньому інтенсивністю випромінювання.

Природним називається світло з усіма можливими рівномірними орієнтаціями вектора $\vec{E}$ (і, отже, $\vec{H}$). *Поляризованим* називається світло, в якому напрямки коливань вектора $\vec{E}$ якимось чином упорядковані.

Якщо коливання світлового вектора $\vec{E}$ відбуваються тільки в одній площині, яка проходить через промінь, то світло називається ко— (або лінійно—) поляризованим.

Упорядкованість може бути в тому, що вектор $\vec{E}$ повертається навколо променя, одночасно пульсуючи за величиною. В результаті кінець вектора $\vec{E}$ описує еліпс. Таке світло називається *еліптично поляризованим*. Якщо кінець вектора $\vec{E}$ описує коло, світло називається *поляризованим по колу*. Будь-яке світло можна представити, як суперпозицію двох плоскополяризованих у взаємно перпендикулярних площинах хвиль (детальніше в інструкції до роботи).

Плоско поляризоване світло можна отримати з природного за допомогою приладів, які називаються *поляризаторами*. Ці прилади вільно пропускають коливання вектора $\vec{E}$, які паралельні до площини поляризації, яка називається *головною площиною*, і повністю або частково затримують коливання вектора $\vec{E}$, які перпендикулярні цій площині. В ролі поляризаторів можуть бути, середовища, які анізотропні відносно коливань вектора $\vec{E}$, наприклад, кристали. Одним із природних кристалів, які використовуються як поляризатори, може бути турмалін, природний і синтетичний монокристал — алюмо-

силікат. Турмалін оптично анізотропний (подвійне променезаломлення розглядається в подальшому), володіє *дихроїзмом* (грецьке *дихроїзм* означає *двокольорність*).

Прилади, за допомогою яких аналізують ступінь поляризації світла, називають *аналізаторами*.

Нехай на поляризатор падає природне світло (рис.2). Виберемо

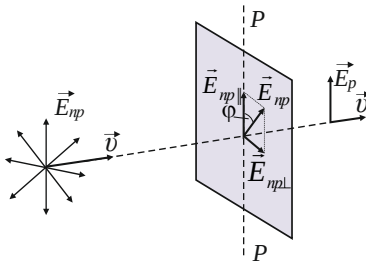


Рис.2.

природню хвилю, вектор напруженості електричного поля якої $\vec{E}_{np}$ коливається у площині, що утворює з головною площиною поляризатора $P - P$ кут φ . При вході в поляризатор падаючу природню хвилю можна зобразити у вигляді суми двох коливань у взаємно перпендикулярних площинах:

$$E_{np\parallel} = E_{np} \cos \varphi,$$

$$E_{np\perp} = E_{np} \sin \varphi.$$

Перше коливання пройде через поляризатор, друге буде затримане. Інтен-

сивність хвилі, що пройшла, пропорційна до $E_{np\parallel}^2 = E_{np}^2 \cos^2 \varphi$, тобто дорівнює

$$I_p = I_{np} \cos^2 \varphi, \quad (3)$$

де I_{np} – інтенсивність коливань з амплітудою природного світла E_{np} .

В природному світлі значення φ рівномірні. Тому частка світла, що пройшла через поляризатор, буде дорівнювати середньому значенню $\cos^2 \varphi$ тобто $1/2$ і

$$I_p = I_{np}/2. \quad (4)$$

Під час обертання поляризатора навколо напрямку поширення природного світла інтенсивність світла, що проходить поляризатор, залишається однакою згідно (4), а змінюється лише орієнтація його площини поляризації.

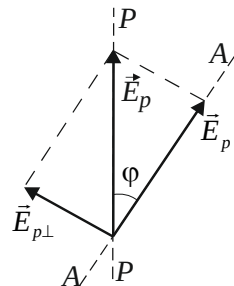


Рис.3.

Нехай на аналізатор падає лінійно поляризоване світло, отримане за допомогою поляризатора, голо-

вна площина якого $P-P$ утворює кут φ з головною площиною аналізатора $A-A$ (рис.3).

При вході в аналізатор лінійно поляризованого променя, амплітуду його електричного вектора $\vec{E}_p$ можна представити як суму двох лінійно поляризованих променів, площини поляризацій яких взаємно перпендикулярні. Амплітуди вектора напруженості електричного поля цих променів будуть:

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

Оскільки аналізатор пропускає коливання електричного вектора, що відбуваються в площині $A-A$, а інтенсивність пропорційна квадрату амплітуди E_p , то інтенсивність світла після аналізатора буде:

$$I_A = I_p \cos^2\varphi. \quad (5)$$

Якщо аналізатор не абсолютно прозорий, то

$$I_A = k_A I_p \cos^2\varphi, \quad (6)$$

де k_A — коефіцієнт прозорості аналізатора.

Отримані співвідношення (5) і (6) виражають **закон Малюса**. Отже, інтенсивність світла, яке пройшло через аналізатор, змінюється від мінімуму при $\varphi = \pi/2$ до максимуму при $\varphi = 0$.

Якщо пропустити природне світло через поляризатор і аналізатор, площини яких утворюють кут φ , то з першого вийде плоскополяризоване світло, інтенсивність якого $I_p = \frac{1}{2} k_p I_{np}$, де k_p — коефіцієнт прозорості поляризатора, а з другого вийде світло, інтенсивність якого $I_A = k_A I_p \cos^2\varphi$. Отже, інтенсивність світла, яке пройшло через два поляризатори,

$$I_A = \frac{1}{2} k_p k_A I_{np} \cos^2\varphi.$$

$$\text{Звідси} \quad I_{\max} = \frac{1}{2} I_{np} k_p k_A$$

($\varphi = 0$) поляризатори паралельні) і $I_{\min} = 0$ ($\varphi = \pi/2$ — поляризатори схрещені).

2. Поляризація при відбиванні і заломленні світла

Під час проходження електромагнітної хвилі із одного середовища в інше відбувається її відбивання і заломлення. Виходячи з теорії електромагнітних хвиль Максвелла і враховуючи, що на межі середовищ тангенціальні складові векторів $\vec{E}$ і $\vec{H}$ хвилі задовольняють умові: $E_{\tau_1} =$

E_{τ_2} ; $H_{\tau_1} = H_{\tau_2}$, можна отримати формули для інтенсивності відбитих і заломлених хвиль. Вперше такі формули були виведені Френелем у 1823 році при розгляді проходження пружної хвилі через межу двох середовищ. Розглянемо детальніше питання відбивання і заломлення електромагнітних хвиль на межі двох діелектриків на основі аналізу формул Френеля. Нехай промінь природного світла падає під кутом α до межі двох діелектриків (наприклад скло-повітря), які характеризуються показниками заломлення n_1 і n_2 (чи відповідно діелектричними проникностями, $\epsilon_1 = n_1^2$, $\epsilon_2 = n_2^2$ (рис.4).

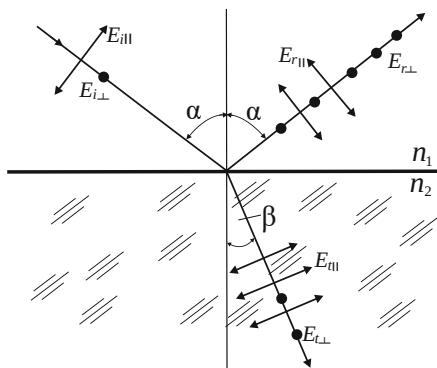


Рис.4.

Природне світло зручно представити як суперпозицію двох лінійно поляризованих у взаємно

перпендикулярних площинах, некогерентних, однакової інтенсивності хвиль.

Світлові вектори (вектори напруженості електричного поля) цих падаючих хвиль $\vec{E}_{i||}$ і $\vec{E}_{i\perp}$. Індекс «i» (від слова incident – падаючий) означає промінь, що падає, індекс «||» – означає, що вектор $\vec{E}_{i||}$ лежить в площині рисунка (площині падіння), індекс « $\perp$ » – означає, що вектор $\vec{E}_{i\perp}$ перпендикулярний до площини рисунка (площини падіння), і позначений точкою. Для природного світла $|\vec{E}_{i||}| = |\vec{E}_{i\perp}|$.

На рис.4 індекс «r» (від слова reflection – відбивання) означає відбитий промінь, індекс «t» (від слова tranzit – проходження) означає промінь, що пройшов (заломлений промінь).

Формули Френеля встановлюють зв'язок між складовими амплітудами падаючої хвилі $E_{i||}$ і $E_{i\perp}$, складовими амплітудами відбитої хвилі $E_{r||}$ і $E_{r\perp}$ і складовими амплітудами $E_{t||}$ і $E_{t\perp}$ хвилі, яка пройшла межу розділу двох середовищ. Ці формули такі:

$$E_{r\perp} = -E_{i\perp} \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)}, \quad (7)$$

$$E_{r\parallel} = E_{i\parallel} \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)}, \quad (8)$$

$$E_{t\perp} = E_{i\perp} \frac{2 \sin \beta \cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta)}, \quad (9)$$

$$E_{t\parallel} = E_{i\parallel} \frac{2 \sin \beta \cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta) \cos(\alpha - \beta)}, \quad (10)$$

де α – кут падіння, β – кут заломлення променя. Співвідношення між кутами α і β задається законом заломлення:

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta. \quad (11)$$

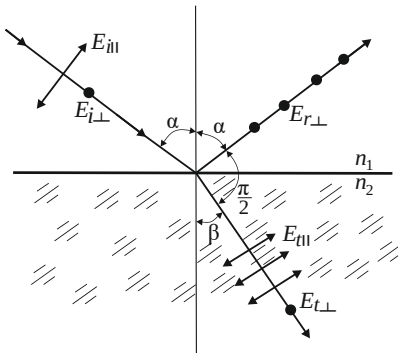


Рис.5.

Особливу цікавість має випадок, коли $\alpha + \beta = \pi/2$, тобто відбитий і заломлений промені взаємно перпендикулярні. Оскільки

$\operatorname{tg}(\alpha + \beta) = \operatorname{tg} \pi/2 = \infty$, то із формули (8) видно, що для такого випадку $E_{r\parallel} = 0$. Тобто відбитий промінь є

лінійно поляризований і містить тільки перпендикулярні до площини падіння складові напруженості електричного поля $E_{r\perp}$ (рис.5).

Кут падіння α , при якому $\alpha + \beta = \pi/2$, називається кутом Брюстера α_B і закон (11) при цьому переписється так:

$$\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{n_2}{n_1} \quad (12)$$

Він носить назву **закону Брюстера**.

Таким чином, при падінні природного світла на межу розділу двох середовищ під кутом α_B , відбите світло теоретично повинно бути повністю поляризованим. Проте на практиці це не так. Навіть при падінні променя світла під кутом α_B у відбитому світлі $E_{r\parallel} \neq 0$ і це означає, що воно є частково поляризованим, так як $E_{r\perp} > E_{r\parallel}$. Формули (9) і (10) показують, що при проникненні у друге середовище фаза хвилі не зазнає скачків $\vec{E}_{i\perp}$ і $\vec{E}_{t\perp}$, $\vec{E}_{i\parallel}$ і $\vec{E}_{t\parallel}$ (знаки однакові).

Фазові співвідношення між відбитою і падаючою хвилями залежать від співвідношення між показниками заломлення n_1 і n_2

першого і другого середовища, а також від співвідношення між кутом падіння α і кутом Брюстера α_B . Якщо $\alpha < \alpha_B$, то відбивання від оптично більш густого середовища ($n_2 > n_1$) супроводжується скачком фази на π ("втрата півхвилі"—знак мінус у формулі (7); відбивання від оптично менш густого середовища ($n_2 < n_1$) відбувається без зміни фази. У випадку, коли $\alpha > \alpha_B$, фаза для обох компонентів відбитої хвилі змінюється на π .

Фізичний зміст закону Брюстера. Хвиля, яка падає, збуджує в середовищі II (рис.6)

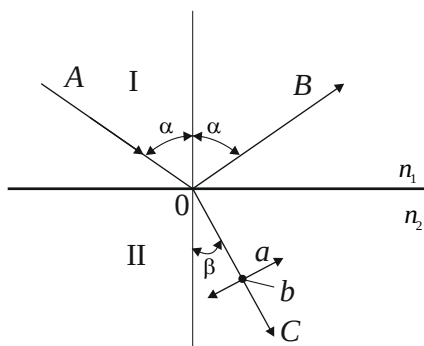


Рис.6.

коливання електронів, які стають джерелом вторинних хвиль; ці хвилі і дають відбите світло. Напрямок коливань співпадає з напрямком електричного вектора світлової хвилі,

тобто для середовища II він перпендикулярний до OC . Ми можемо представити це коливання як суму двох коливань, одне із яких (a) на рис.6 лежить в площині AOC , а інше (b) — до нього перпендикулярне. Іншими словами, ми зображуємо коливання електронів в молекулі як суперпозицію коливань двох елементарних випромінювачів, осі яких напрямлені відповідно по a і b .

Якщо світло падає під кутом Брюстера, тобто $\alpha + \beta = \pi/2$, то очевидно, що $OB \perp OC$. Значить $OB \parallel a$. Відомо, однак, що електричний заряд не випромінює електромагнітних хвиль вздовж напрямку свого руху. Тому випромінювач типу a вздовж OB не випромінює. Таким чином, по напрямку OB розповсюджується світло, яке посилає випромінювач типу b , напрямок коливань яких перпендикулярний до OB , тобто перпендикулярний до площини рисунка (6).

Іншими словами, відбите світло поляризоване і коливання вектора напруженості електричного поля в ньому перпендикулярні до площини падіння (закон Брюстера).

Якщо кут падіння відрізняється від кута Брюстера, то вздовж OB може розповсюджуватись хвиля, яка містить поряд з компонентою b і компоненту a , доля якої буде тим більша, чим більший кут між напрямком a і напрямком відбитої хвилі. Таким чином, відбите світло буде частково поляризоване і ступінь поляризації зростає в міру наближення до кута Брюстера.

Проаналізуємо коефіцієнти відбивання для $E_{\perp}$ і $E_{\parallel}$. Згідно формули (7) і (8) коефіцієнт відбивання для $E_{\perp}$:

$$r_{\perp}^2 = \left(\frac{E_{r\perp}}{E_{i\perp}} \right)^2 = \left(\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \right)^2, \quad (13)$$

для $E_{\parallel}$

$$r_{\parallel}^2 = \left(\frac{E_{r\parallel}}{E_{i\parallel}} \right)^2 = \left(\frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)} \right)^2. \quad (14)$$

При куті падіння $\alpha = \alpha_B$ $\operatorname{tg}(\alpha + \beta) \rightarrow \infty$ амплітудний коефіцієнт відбивання $r_{\parallel}$ для $E_{r\parallel}$ дорівнює нулю, а $r_{\perp}$ визначається за формулою (7):

Таким чином, при $\alpha = \alpha_B$ відбите світло лінійно поляризоване в площині, яка перпендикулярна площині падіння.

Якщо $\alpha \rightarrow \infty$ (ковзаюче падіння), то $r_{\parallel}^2 = r_{\perp}^2 = 1$, тобто має місце повне відбивання світла. Цим пояснюються яскраві зображення предметів в

спокійній воді (береги річок, ліхтарі, місячна доріжка, сонце, яке заходить і т.п.).

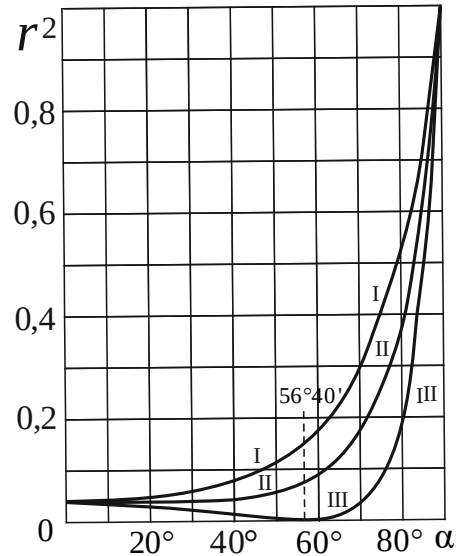


Рис.7. Графіки залежності $r_{\perp}^2$ і $r_{\parallel}^2$ (криві I і III) від кута падіння α для скла ($n_2=1,52$) і повітря ($n_1=1$) побудовані за формулами (13) і (14). Кут Брюстера при цьому дорівнює $56^\circ 40'$. Крива II відповідає коефіцієнту відбивання для неполяризованого світла побудована за формулою (15).

На рис 7 зображені графіки залежності $r_{\perp}^2$ і $r_{\parallel}^2$ (криві I і III) від кута падіння α для $n_2=1,52$ і $n_1=1$. Кут Брюстера при цьому дорівнює $56^\circ 40'$. Крива II відповідає коефіцієнту відбивання для неполяризованого світла. В цьому випадку $E_{i\parallel}^2 = E_{i\perp}^2$ і коефіцієнт відбивання

$$R = \frac{I_r}{I_i} = \frac{1}{2} (r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2), \quad (15)$$

де I_i – інтенсивність падаючого світла, I_r – інтенсивність відбитого світла. Із (15) видно, що коефіцієнт відбивання дорівнює середньому арифметичному із $r_{\perp}^2$ і $r_{\parallel}^2$.

Методика проведення експерименту

1. Для дослідження відбивання світла, поляризованого у взаємно перпендикулярних площинах, від скляної пластинки тобто створити умови, які показані на рис.4 і рис.5, і отримати залежності, показані на рис.7, як джерело світла використовується гелій-неоновий лазер (8 на рис.8 і 9), випромінювання якого є лінійно (плоско) поляризованим.

2. Опис експериментальної установки.

Основою є вимірювальна головка з оптичними елементами та лімбом 1 (рис.8). Вона може бути встановлена у двох положеннях: а) вертикально для зняття залежності інтенсивності відбитої хвилі від кута падіння (рис.9,а; завдання 1); б) горизонтально для перевірки закону Малюса і виду поляризації світлової

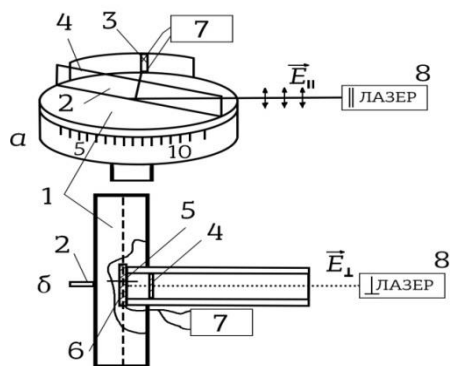


Рис.8. 1-Вимірювальна головка з лімбом; 2-плоскопаралельна скляна пластинка; 3-перший фотоприймач; 4- екрани; 5- поляроїд (аналізатор); 6- другий фотоприймач; 7- вольтметр; 8-лазер.



Рис.9,а. Експериментальна установка для дослідження поляризованого світла.



Рис.9.б. Експериментальна установка для перевірки закону Малюса.

хвилі (рис.9,б; завдання 2). У верхній частині головки встановлені плоско паралельна скляна пластинка 2, фотоприймач 3, екрани 4. У нижній її частині – поляроїд 5 та другий фотоприймач 6. Фотоприймачі з'єднані з вольтметром 7. Довжина хвилі лазерного випромінювання $\lambda = 0,63$ мкм. На передньому торці лазера намальовані взаємно перпендикулярні лінії $\perp$ і $\parallel$. Уздовж однієї з них відбувається коливання світлового вектора $\vec{E}$. В установці передбачена можливість зміни напрямку коливань світлового вектора відносно діелектричної пластинки (скло) шляхом обертання лазера навколо своєї осі. Увага! Попадання в очі прямого лазерного пучка небезпечно для зору! *Більш детально про гелій-неоновий лазер можна прочитати в інструкції до роботи.*

Експериментальне виконання завдання 1

1. Встановити вимірювальну головку і лазер, як показано на рис.8,а. Ця процедура виконується під керівництвом викладача, або інженера лабораторії.

2. Направити лазерний промінь на фотоприймач 3 паралельно

скляній пластинці 2 і для двох положень трубки лазера за допомогою вольтметра виміряти напругу $U_{\perp 0}$ і $U_{\parallel 0}$, які пропорційні інтенсивності променя лазера. В ідеальному випадку ці напруги повинні бути однаковими. Записати ці значення напруги в табл.1.

3. Повернути трубку лазера так, щоб проти відповідної на кріпленнях мітки зупинився значок на лазері « $\parallel$ ». Це буде означати, що вектор електричного поля світлової хвилі лазера лежить в площині падіння (проведена через промінь і нормаль до пластинки) променя на пластинку, тобто це вектор $\vec{E}_{\parallel}$ (рис.8,а; рис.9,а). Для такого положення лазера виміряти залежність інтенсивності відбитого лазерного променя $U_{\parallel}$ від кута падіння α . Дані занести в табл. 1.

3. Повернути трубку лазера так, щоб проти відповідної на кріпленнях мітки зупинився значок на лазері « $\perp$ ». Це буде означати, що вектор електричного поля світлової хвилі лазера перпендикулярний площині падіння (проведена через промінь і нормаль до пластинки) променя на пластинку, тобто це вектор $\vec{E}_{\perp}$

(рис.8,а; рис.9,а). Для такого положення лазера виміряти залежність інтенсивності відбитого лазерного променя $U_{\perp}$ від кута падіння α . Дані занести в табл. 1.

Експериментальне виконання завдання 2

1. Встановити вимірювальну головку і лазер, як показано на рис.8,б і рис.9,б. Ця процедура виконується під керівництвом викладача, або інженера лабораторії. Положення трубки лазера в цьому випадку не має принципового значення. Це може бути положення « $\perp$ », або « $\parallel$ ».

2. Зняти залежність інтенсивності лінійно поляризованого світла лазера, що пройшло крізь аналізатор (поляризатор) 5 і попадає на фотоприймач 6, від кутового положення аналізатора φ (рис.8,б і рис.9,б) Ця інтенсивність пропорційна показам вольтметра U_{φ} . Результати вимірювань занести до таблиці 2.

3. Виставити на лімбі головки кут $\varphi = 90^{\circ}$ і виміряти показ вольтметра $U_{\varphi=90^{\circ}}$. Теоретично цей показ повинен дорівнювати нулю. Проте неякісність аналізатора і дещо менша 100% ступінь поляризації

лазера обумовлюють проходження світла через аналізатор. Цю величину сигналу $U_{\varphi=90^{\circ}}$ будемо вважати як деякий фон, який необхідно врахувати.

Обробка експериментальних даних Завдання 1

1. Розрахувати відношення $U_{\perp}/U_{\perp 0}$ і $U_{\parallel}/U_{\parallel 0}$. Дані розрахунків занести в табл.1.

2. Розрахувати теоретичні значення коефіцієнтів відбивання $r_{\perp}^2$ і $r_{\parallel}^2$ за формулами (13) і (14). Для цього для кожного кута падіння α необхідно визначити кут заломлення β . Використаємо закон заломлення світла $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$, де $n_1 = 1$ показник заломлення повітря, $n_2 = 1,5$ показник заломлення скла. Теоретичні значення коефіцієнтів відбивання занести в табл.1.

3. Побудувати графіки залежностей $U_{\perp}/U_{\perp 0}$ і $r_{\perp}^2$ від кута падіння α променя лазера на пластинку на одному листку №1 (див. інструкцію).

4. Побудувати графіки залежностей $U_{\parallel}/U_{\parallel 0}$ і $r_{\parallel}^2$ від кута падіння α променя лазера на пластинку на іншому листку №2 (див. інструкцію).

5. Побудувати графіки залежності коефіцієнта відбивання R за формулою (15) від кута падіння α променя лазера на пластинку на листку №2 (див. інструкцію).

6. Із побудованих графіків визначити кут Брюстера, а за кутом Брюстера розрахувати експериментальне значення показника заломлення скла.

7. Зробити висновки по роботі. Проаналізувати співпадання теоретичних і експериментальних результатів.

Завдання 2

1. Розрахувати величини $U_\varphi - U_{\varphi=90^\circ}$ і $(U_\varphi - U_{\varphi=90^\circ}) / (U_{\varphi=0} - U_{\varphi=90^\circ})$ для кожного значення кута φ і отримані значення занести в табл.2.

2. За допомогою калькулятора розрахувати значення $\cos^2 \varphi$ для кожного кута φ і занести ці значення $\cos^2 \varphi$ в табл.2.

3. Побудувати графік залежності $(U_\varphi - U_{\varphi=90^\circ}) / (U_{\varphi=0} - U_{\varphi=90^\circ})$ від $\cos^2 \varphi$ на листку №3 (див. інструкцію до роботи). Згідно закону Малюса (6) це повинна бути прямолінійна залежність.

4. Перевірити виконання закону Малюса в нашому випадку за допомогою методу найменших квадратів, програма якого закладена в таблиці Excel і додається до роботи окремо (див. інструкцію).

5. За допомогою програми визначити невизначеність кутового нахилу a залежності $(U_\varphi - U_{\varphi=90^\circ}) / (U_{\varphi=0} - U_{\varphi=90^\circ})$ від $\cos^2 \varphi$ як *подвійну* величину середньої квадратичної похибки середньо арифметичного σ_a , що відповідає ймовірності довіри 95% [3].

6. Визначити відносну невизначеність, як $\delta = \frac{2\sigma_a}{a} \cdot 100\%$.

7. Зробити висновки по цій частині роботи. Вказати на скільки відсотків в нашому випадку виконується закон Малюса.

Контрольні питання

1. Яке світло називається поляризованим? Які є види поляризації світла?

2. Що таке ступінь поляризації?

3. Чому природне світло неполяризоване?

4. Як можна представити природне світло?

5. Як можна представити світло будь-якої поляризації? В чому зручність такого представлення світ-

ла (та й будь-якої електромагнітної хвилі).

6. Яке світло називають частково-поляризованим?

7. Що таке ступінь поляризації світла?

8. Які ви знаєте поляризаційні пристрої? Що таке головна площина поляризатора?

9. Які фізичні явища лежать в основі роботи поляризаційних приладів?

10. Що таке явище дихроїзму? Як воно використовується у поляризаторах? Яка будова і принцип дії поляроїдів?

11. В чому суть явища подвійного променезаломлення? Що таке звичайна та незвичайна хвиля? В чому різниця між ними?

12. Яка будова і принципи дії призми Ніколя? Які фізичні явища

лежать в основі роботи призми Ніколя?

13. Що встановлюють формули Френеля?

14. Як залежить коефіцієнт відбивання світла від кута падіння промені на поверхню, яка відбиває промені? Поясніть природу “місячної доріжки” на озері, чи на морі в ясну місячну ніч.

15. Як поляризуються відбиті від діелектрика хвилі?

16. Як поляризуються заломлені діелектриком хвилі?

17. Що таке кут Брюстера? Як визначити кут Брюстера?

18. Які є особливості проходження лінійно поляризованого світла крізь поляризатор? Сформулювати і пояснити закон Малюса.

19. Для чого в He-Ne лазері вікна газорозрядної трубки встановлюють під кутом Брюстера?

ЛІТЕРАТУРА

1. Скіцько І.Ф., Скіцько О.І. Фізика (Фізика для інженерів): Підручник /: — Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2017. — 513 с. - Назва з екрану. - Доступ: <http://ela.kpi.ua/handle/123456789/19035>.

2. Кучерук І.М., Горбачук І.І. Загальний курс фізики. Оптика. Квантова фізика. Том 3, §5.1. - К: Техніка, 1999р.

3. Скіцько І.Ф., Скіцько О.І. Обробка результатів фізичних вимірювань. [Електронний ресурс]: навч. посіб./ КПІ ім. Ігоря Сікорського/: — Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2018. — 88 с. - Назва з екрану. - Доступ: <http://ela.kpi.ua/handle/123456789/25320>.

Таблиця 1

Орієнтація	Кути падіння															
	кут падіння α , град	10	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75	80	85
Експеримент $E_{\perp}$ $U_{\perp 0} =$	$U_{\perp}$															
	$\frac{U_{\perp}}{U_{\perp 0}}$															
Теорія	$r_{\perp}^2$															
Експеримент $E_{\parallel}$ $U_{\parallel 0} =$	$U_{\parallel}$															
	$\frac{U_{\parallel}}{U_{\parallel 0}}$															
Теорія	$r_{\parallel}^2$															
	$\frac{r_{\perp}^2 + r_{\parallel}^2}{2}$															

Таблиця 2

Φ , град	0	5	10	15	20	25	30	35	45	50	55	60	65	70	75	80	85
U_{Φ} , відн. од.																	
$U_{\Phi} - U_{\Phi=90^{\circ}}$																	
$\frac{U_{\Phi} - U_{\Phi=90^{\circ}}}{U_{\Phi=0} - U_{\Phi=90^{\circ}}}$																	
$\cos^2 \Phi$																	

ЗАТВЕРДЖЕНО

на засіданні кафедри загальної фізики

Протокол № 1 від 26.01.2023р.

Протокол до даної лабораторної роботи
підготував доцент І.Ф.Скіцько