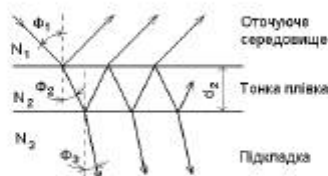
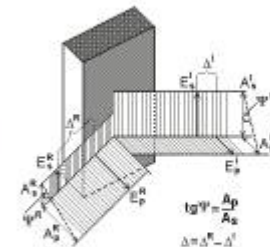


МІНІСТЕРСТВО НАУКИ І ОСВІТИ УКРАЇНИ
Державний вищий навчальний заклад
“УЖГОРОДСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ”
ФІЗИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Жихарев В.М., Козак М.І.

Визначення оптичних констант напівпровідникових матеріалів за допомогою еліпсометра Методична розробка



Ужгород – 2017

МНІСТЕРСТВО НАУКИ І ОСВІТИ УКРАЇНИ
Державний вищий навчальний заклад
“УЖГОРОДСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ”
ФІЗИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ
Кафедра фізики напівпровідників
Кафедра прикладної фізики

УДК 681.785.3 (076)

Ж 75

ББК В379.24я73

Жихарєв В.М., Козак М.І. Методична розробка:
“Визначення оптичних констант напівпровідникових матеріалів
за допомогою еліпсометра”

Методична розробка написана для студентів фізичного факультету ДВНЗ “УжНУ”, які вивчають розділ загальної фізики “Оптика” і має на меті розширити їх теоретичні і практичні знання з методів визначення оптичних параметрів різноманітних матеріалів та їх застосуванню. Також вона може бути використана як методичний посібник та лабораторна робота у спецкурсі “Методи визначення параметрів напівпровідникових матеріалів”. Тому разом з коротко висвітленими питаннями поляризаційної оптики та теорії еліпсометрії, надано рекомендації щодо підготовки, виконання та оформлення лабораторної роботи “Визначення комплексного показника заломлення та товщини плівок за допомогою еліпсометра ЛЕФ-3М-1”, де описано принцип роботи еліпсометра, методика вимірювання поляризаційних кутів та програми для розрахунку комплексного показника заломлення об’ємних зразків та плівок.

Рецензенти:

Мица В.М., доктор фізико-математичних наук,
професор кафедри твердотільної електроніки УжНУ
Шпак І.І., кандидат фізико-математичних наук,
доцент кафедри фізики напівпровідників УжНУ

Рекомендовано до друку навчально-методичною комісією фізичного факультету УжНУ (протокол № 1 від 28.09.2017 року)

Для студентів фізичного факультету УжНУ

Ужгород – 2017

І. ПОЛЯРИЗОВАНЕ СВІТЛО: ВЛАСТИВОСТІ ТА СПОСОБИ ОДЕРЖАННЯ

§ 1. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ І ВИЗНАЧЕННЯ

У поняття «світло» прийнято включати електромагнітні хвилі з частотами, сприйнятими людським оком, тобто з довжинами хвиль приблизно від 400 нм до 750 нм. Область спектра, що включається в поняття світло, не має суворих меж: крім видимої області до світла часто відносять області спектра інфрачервону й ультрафіолетову, - досліджувані також оптичними методами.

З погляду сучасної фізики, світло має двоїсту корпускулярно-хвильову природу. Відповідно до цього існують квантовий і хвильовий аспекти теорії, хоча в загальному в будь-якому оптичному явищі є як хвильові, так і квантові прояви. Для формування уявлень про поляризоване світло доцільно користуватися хвильовими поняттями, з огляду на їхню простоту і більшу наочність. З погляду класичної фізики, світло являє собою поперечні електромагнітні хвилі. Надалі будемо поділяти світло на поляризоване, частково поляризоване і природне [1].

Поляризоване світло

Це світло з переважним напрямком коливань одного з векторів (E або H) або визначеного напрямку обертання (праве або ліве). У переважній більшості досліджень розглядаються коливання тільки електричного вектора E внаслідок кращої ролі його в більшості відомих процесів поглинання світла. Розглядати ж можна рівноправно коливання як електричного, так і магнітного векторів.

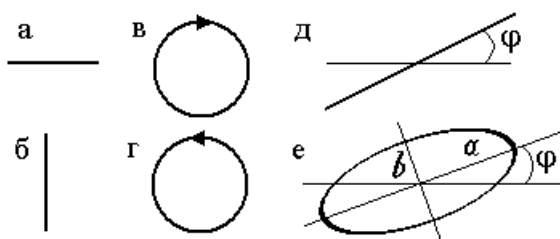


Рис. 1

Поляризоване світло прийнято зображувати у виді проекційної картини коливання кінця електричного вектора на площину, перпендикулярну напрямку поширення світла (рис. 1), для спостерігача, який бачить світловий промінь, що поширюється назустріч, користуючись наступними правилами:

- 1) горизонтально поляризований промінь представляється горизонтальним відрізком (рис. 1,а);
- 2) вертикально поляризований промінь - вертикальним відрізком (рис. 1,б);
- 3) правоциркулярне світло – колом з указівкою напрямку за годинниковою стрілкою (рис. 1,в);
- 4) лівоциркулярне світло – колом з указівкою напрямку проти годинникової стрілки (рис. 1,г);
- 5) лінійно поляризоване світло з азимутом ϕ – відрізком прямої, що має нахил ϕ до обрію, відраховуючи позитивні значення кута проти годинникової стрілки (рис.1,д);

б) правоеліптично поляризоване світло з азимутом φ – еліпсом, велика вісь якого нахилена до обрїю під кутом φ (рис. 1,е).

Зображення сторони обертання вектора E , а також вибір напрямку збільшення позитивного значення кута φ відповідають правилу правого гвинта. Вимірювання кута φ можна робити в двох напрямках: по годинниковій стрілці і проти. Цьому відповідають два діапазони зміни φ : $0 < \varphi < 180$ і $0 > \varphi > -180$.

Таким чином, проекційна картина поляризованого світла змінюється від лінії до кола. Загальним випадком проекційної картини є еліпс, що описується за допомогою певних параметрів, основним із яких є *еліптичність* $\text{tg}\chi = b/a$ (відношення малої і великої півосей еліпса). Більш докладно це питання розглянуто в § 4 цього розділу.

Типи і форми поляризації. Ортогональні форми

У залежності від значення еліптичності поляризоване світло поділяють на три типи: а) лінійно поляризоване ($\text{tg}\chi = 0$); б) еліптично поляризоване ($0 < |\text{tg}\chi| < 1$); в) поляризоване по колу, або циркулярно поляризоване ($|\text{tg}\chi| = 1$). Очевидно, найбільш загальним типом поляризації є еліптична поляризація, що містить у собі інші два типи як окремі випадки.

Значення азимутального кута φ (для еліптичної і лінійної поляризації), еліптичність (для еліптичної поляризації) і напрямки обертання кінця електричного вектора E (для еліптичного і циркулярного типу) визначають форму поляризації. Лінійна поляризація має незліченну множину форм, що відрізняються азимутом φ . Еліптична поляризація містить у собі безкінечне число форм, що мають різні азимути, еліптичності і напрямки обертання. Циркулярна поляризація має дві форми, що відрізняються напрямком обертання.

Два промені, що поширюються в однім напрямку, є ортогональними, якщо мають те саме значення еліптичності і протилежні форми:

- лінійно поляризовані промені – азимути, що відрізняються на 90° ;
- циркулярні – протилежні напрямки обертання кінця електричного вектора E ;
- еліптично поляризовані – азимути великих півосей, що відрізняються на 90° , і протилежні напрямки обертання кінця електричного вектора E .

Частково поляризоване світло

Оскільки ідеально поляризоване світло, як правило, одержати важко, вводиться поняття ступеня поляризації [1]. Визначається він за допомогою компонент, на котрі можна думкою розділити даний світловий пучок. У залежності від способу розподілу світлового пучка на компоненти ступінь поляризації частково поляризованого світла може визначатися двома шляхами.

1. Частково поляризоване світло ділиться на повністю поляризоване (C_a -компонента) і цілком неполяризоване світло (C_b -компонента). Компонента C_b не має постійну різницю фаз із компонентою C_a , тобто некогерентна з нею.

Якщо інтенсивність компонент C_a і C_b позначити через I_a і I_b відповідно, то ступінь поляризації частково поляризованого світла

$$P = \frac{I_a}{I_a + I_b}. \quad (1)$$

У залежності від того, чи є компонента C_a лінійно, еліптично або циркулярно поляризована, - частково поляризоване світло називають частково лінійно, частково еліптично або частково циркулярно поляризованим. Спосіб поділу частково поляризованого світла на компоненти зручний при розгляді поляризаторів, які дають часткову поляризацію, пластинок, що зсовують фазу, і т.д. При проходженні частково поляризованого світла через пристрій, що зсовує фазу, неполяризована компонента не змінюється, і тому її можна не розглядати. Цей спосіб має істотне обмеження у зв'язку з тим, що немає пристрою, здатного зробити поділ на компоненти C_a і C_b . Однак досить просто скомбінувати поляризований і неполяризований пучки шляхом перетинання їх під малим кутом і тим самим довести законність такого розгляду.

2. Частково поляризоване світло поділяється на компоненти, що відрізняються по формі коливань, тобто розглядаються дві повністю і взаємно перпендикулярно поляризовані компоненти C_d і C_i , які максимально відрізняються по інтенсивності: переважаюча (максимальна) компонента і мінімальна компонента. Компоненти C_d і C_i некогерентні.

Якщо інтенсивність компонент C_d і C_i позначити через I_d і I_i відповідно, то ступінь поляризації частково поляризованого світла буде

$$P = \frac{I_d - I_i}{I_d + I_i}. \quad (2)$$

Такий поділ на компоненти зручний для опису поляризаторів, які працюють на принципі подвійного променезаломлення.

Крім того, частково поляризоване світло можна описати, використовуючи поняття "недостача поляризації":

$$Q = \frac{I_i}{I_d + I_i} \quad \text{або} \quad Q = \frac{1 - P}{2}. \quad (3)$$

§ 2. ПОЛЯРИЗАТОРИ: КОРОТКІ ВІДОМОСТІ

Поляризаторами називаються оптичні пристрої, що переводять природне світло, що проходить через них, у поляризоване [1]. Дія поляризаторів полягає в тому, що вони розділяють початковий промінь на дві компоненти, ортогональні за формою поляризації, пропускають одному компоненту і поглинають або відхиляють іншу.

Поляризатори можна класифікувати по двох основних ознаках: по типу створюваної поляризації і за принципом дії поляризаторів.

У залежності від типу створюваної поляризації поляризатори бувають лінійними, еліптичними і циркулярними. За принципом дії поляризатори діляться на дихроїчні, двозаломлюючі, відбивні, щілинні [2].

Дихроїчні поляризатори

У більшості прозорих кристалічних речовин поглинання світла не залежить від орієнтації електричного вектора світлової хвилі. Ці речовини називаються ізотропними. Однак існують кристали, що володіють вибірністю стосовно орієнтації електричного вектора світла, що проходить крізь них. Такі речовини називаються анізотропними, а зазначене явище вибірності - дихроїзмом.

Анізотропне поглинання в речовині може виникати по двох причинах: по-перше, як наслідок певної орієнтації анізотропно поглинаючих молекул, що виникає або природно (при кристалізації), або штучно (наприклад, при впливі електричного поля), по-друге, у молекулярному кристалі можуть з'являтися нові електронні переходи.

Кількісною характеристикою поглинаючої спроможності речовини є коефіцієнт поглинання K , визначений за умови, що інтенсивність світлового потоку зменшується в речовині в e рази на відстані $1/K$. Таким чином, зменшення інтенсивності падаючого на речовину світлового потоку визначається по формулі:

$$I = I_0 e^{-KL}$$

де I - інтенсивність світлового потоку після проходження речовини;
 I_0 - інтенсивність світлового потоку, що падає на речовину;
 e - основа натурального логарифму;
 L - пройдений світлом шлях у речовині.

Якщо лінійно поляризований промінь направити на дихроїчну речовину і послідовно змінювати напрямок його поширення і орієнтацію електричного вектора в падаючому промені, то коефіцієнт поглинання речовини K буде змінюватися.

У якості дихроїчного поляризатора може бути використаний, наприклад, монокристал турмаліну. Однак мала апертура, низьке дихроїчне відношення [3], вузька спектральна область пропускання і висока вартість з'явилися причиною пошуків більш досконалих дихроїчних поляризаторів. У двадцятих роках нашого сторіччя був знайдений спосіб одержання поляризаторів із великою апертурою. Монокристал був замінений системою орієнтованих дихроїчних часток (довгих тонких мікрокристаликів). Така поляризаційна система називається мікрокристалічним поляризатором. Пізніше був створений молекулярний поляризатор, у якому використані орієнтовані довгі тонкі дихроїчні молекули. Окрему дихроїчну частинку називають дихромоформом.

В даний час розроблений і застосовується на практиці ряд способів орієнтації окремих дихромофорних молекул [1]:

- 1) розтяг, стиск, зрушення, в однім напрямку гомогенного ізотропного середовища, у якому поміщені дихромофорні молекули;
- 2) хімічне приєднання дихромофорних молекул до гомогенної речовини, що має високий ступінь упорядкованості;
- 3) нанесення дихромофорних молекул на поверхню плівки, поверхневий шар якої має переважну орієнтацію, створену тертям в однім напрямку;
- 4) синтезування дихромофорних молекул усередині гомогенного матеріалу, який уже має високий ступінь орієнтації;
- 5) застосування електричних і магнітних полів для орієнтування дихромофорних молекул.

На практиці найбільше поширення набув перший спосіб. У якості гомогенного ізотропного середовища використовуються полімерні плівки з полівінілового спирту.

Двопроменезаломлюючі поляризатори

Принцип роботи цього типу поляризаторів заснований на явищі двопроменезаломлення, тобто поділі усередині кристала падаючого на нього променя на два, поляризованих ортогонально.

Більшість прозорих кристалів у тому або іншому ступені має властивість подвійного променезаломлення. Не дають подвійного променезаломлення кристали, що мають кубічну кристалічну структуру (наприклад, кристали кам'яної солі).

Якщо обидва промені поляризуються лінійно, то тіло називають лінійно двозаломлюючим; відповідно можуть бути циркулярно або еліптично двозаломлюючі речовини. Поділ променя на два говорить про те, що двозаломлюючі речовини мають відмінні одна від одної показники заломлення для цих двох ортогонально поляризованих променів.

У двозаломлюючих речовинах для одного променя показник переломлення n_o залишається постійним при зміні кута падіння Φ_1 . Цей промінь лежить в одній площині з падаючим променем і нормалью до поверхні кристала в точці падіння. Це звичайний промінь. Для іншого променя показник заломлення n_e залежить від кута падіння. Тому його називають незвичайним. Явище двозаломлення найбільш сильно спостерігається в ісландського шпату ($\text{CaO}\cdot\text{CO}_2$), натронної селітри (NaNO_3) і кристалічного кварцу (SiO_2).

Найпростішим поляризаційним пристроєм, що працює на принципі подвійної променезаломлюваності, є кристал з речовини, що має властивість двозаломлення. Світло при проходженні через такий кристал буде розкладатися на два повністю поляризованих, рівнобіжних після кристала, пучка, один із яких діафрагмується. У цьому випадку світловий пучок повинний бути майже рівнобіжним і мати дуже малий перетин (мале поле зору). Тому творці поляризаційних пристроїв пішли по шляху застосування не окремих кристалів, а призм, вільних від цих недоліків.

Кристал двозаломлюючої речовини розрізають на дві частини і або склеюють між собою складом, показник заломлення якого менше показника заломлення звичайного променя, або залишають між ними повітряний проміжок. Орієнтація складових частин призми і оптичні властивості клею (повітряного проміжку) визначають подальший хід звичайного і незвичайного променів. У одних призм, починаючи з деякого кута падіння, незвичайний промінь буде проходити через призму, а звичайний матиме повне внутрішнє відбиття на склейці або в повітряному проміжку [4]. Ці призми дають повністю поляризоване світло і тому називаються поляризаційними. Інші призми пропускають обидва промені і розводять їх на певний кут. Такі призми називаються двозаломлюючими. Їх теж можна використовувати в якості поляризаторів, зробивши екранування одного із двох вихідних світлових пучків.

До поляризаційних і двозаломлюючих призм пред'являються наступні вимоги:

- 1) призма повинна працювати в найбільшому спектральному діапазоні;
- 2) призма повинна мати найбільшу апертуру, при котрій пучок світла, що вийшов із призми, буде повністю поляризованим;
- 3) призма повинна бути недорогою.

Відбивні поляризатори

Для одержання лінійно поляризованого світла можна використовувати поляризацію світла при відбитті і заломленні на межі поділу двох діелектричних або слабо провідних середовищ. Відбивним поляризатором може служити одна, дві або декілька відбивних діелектричних або слабо провідних поверхонь. Термін «відбивний поляризатор» застосовується незалежно від того, який промінь використовується, – відбитий або пропущений.

Якщо пучок монохроматичного світла падає похило на плоску гладку діелектричну або слабо провідну поверхню, то відбитий промінь виявляється частково лінійно поляризованим із переважним напрямком коливань електричного вектора перпендикулярно площини падіння. Заломлений промінь також частково лінійно поляризований (звичайно в меншому ступені) із переважним напрямком коливань електричного вектора в площині падіння.

Кут падіння, при якому відбитий промінь стає цілком поляризованим, називається кутом Брюстера, або кутом повної поляризації [1,5]. Кут Брюстера залежить від показника заломлення поверхні, що відбиває. Докладно це питання розглянуте далі.

На цьому принципі засноване виготовлення поляризаторів, названих дзеркальними. Недолік їх – порівняно мала світлосила, обумовлена коефіцієнтом відбиття монохроматичного світла при куті Брюстера (20-50%). Апертура таких поляризаторів дорівнює приблизно 10^0 . У якості дзеркал у таких поляризаторах може бути використаний масивний полірований селен,

германій, а також плівки германія товщиною 0,11 мкм, напиляні на пластину NaCl. У останньому випадку світлосила поляризатора збільшується [4].

Цілком поляризоване світло можна одержати, використовуючи не тільки відбитий, але і заломлений світловий пучок. Оскільки навіть для кута Брюстера світло, що пройшло через межу поділу двох середовищ, є не цілком поляризованим, то для одержання майже повної поляризації світло пропускають декілька разів через межу поділу двох середовищ, тобто через набір діелектричних пластинок, розділених повітряними проміжками. Така комбінація пластинок називається поляризаційною стопою.

При виготовленні поляризаційних стіп можуть бути використані пластини з найрізноманітніших матеріалів, прозорих у даному спектральному діапазоні. Апертура поляризаційних стіп звичайно не перевищує 10^0 .

В даний час розроблений цілий ряд поляризаційних стіп, широко застосовуваних в інфрачервоній області спектра (1-15 мкм). Число пластин у таких стопах звичайно не перевищує 5-8. Для виготовлення пластин стопи використовуються найрізноманітніші матеріали (Ge, Si, NaCl, KBr, AgCl, TiO₂, Bi₂O₃, TlBr, Zn, PbCl₂, Sb₂S₃ і т.д.), тонкі плівки з яких одержують методом вакуумного напилювання [1,4].

Щілинні поляризатори

Якщо неполяризоване світло пропустити через довгу вузьку щілину, то електричний вектор стає паралельним щілини [1]. Гарним поляризатором для світлових хвиль є часта решітка із тонких металевих дротиків, якщо довжина хвилі більше постійної решітки, тобто більше лінійного розміру, що включає в себе товщину дротика і зазор між ними.

Були створені дуже тонкі дротові решітки з дротиків діаметром 0,5 мкм. Спроможність таких поляризаційних решіток в інфрачервоній області від 2 до 15 мкм дуже висока, причому й у видимій області вона значно відрізняється від нуля.

§ 3. ФАЗОВІ ПЛАСТИНКИ

Фазова пластинка - оптичний елемент, за допомогою якого можна змінити будь-яку форму поляризації падаючого на пластинку світла. При проходженні монохроматичного поляризованого світла через фазову пластинку остання розділяє його на два взаємно перпендикулярні компоненти, зміщує фазу одної з них щодо іншої, а потім знову з'єднує їх у єдиний пучок.

При створенні фазових пластинок використовуються речовини, що при взаємодії з монохроматичним поляризованим світлом викликають відносний зсув фаз коливань двох взаємно перпендикулярних його компонент. Частіше усього застосовуються двозаломлюючі і відбивні фазові пластини. У якості двозаломлюючих пластинок застосовуються пластинки з кварцу і ісландського

шпату, вирізані паралельно оптичної осі, пластинки слюди, плівки орієнтованого целофану або полівінілового спирту, скло з залишковим натягом, шар повітря, що знаходиться в магнітному полі, паралельному напрямку поширення світла, і т.д. У відбивних фазових пластинках використовується ефект повного внутрішнього відбиття. Найбільше відомі з них ромб Френеля і ромб Муні [1].

При описі дії фазових двозаломлюючих пластинок користуються поняттям їхніх власних векторів. *Напрямку найменшого показника заломлення (найбільшої швидкості поширення) відповідає власний вектор найбільшої швидкості.* Інший власний вектор, ортогональний першому, називається власним вектором найменшої швидкості. У деяких роботах автори користуються термінами «швидка» і «повільна» осі компенсатора (фазової пластинки), або осі найбільшої і найменшої швидкості.

Класифікація і параметри фазової пластинки

У принципі будь-яку форму поляризації можна перетворити в іншу за допомогою відповідної фазової пластинки. Кожна фазова пластинка змінює форму поляризації падаючого на неї світла, за винятком двох форм, обумовлених власними векторами фазової пластинки. У залежності від цього фазові пластини діляться на лінійні, циркулярні й еліптичні. Якщо вплив зсуву фаз не залежить від довжини хвилі падаючого світла, фазова пластинка називається ахроматичною. Більшість пластинок дає більший зсув фаз для менших довжин хвиль; такі пластинки називаються хроматичними.

Опис лінійних, циркулярних і еліптичних фазових пластинок відрізняється один від одного. Для опису лінійної фазової пластинки досить зазначити зсув фаз Ω і азимут осі найбільшої швидкості φ_k [2].

При розгляді зсуву фаз Ω , що викликається фазовою пластинкою, необхідно мати на увазі наступне:

- 1) Ω являє собою не абсолютний, а відносний зсув фаз;
- 2) $\Omega > 0$, тому що Ω являє собою модуль зсуву фаз;
- 3) Ω для даної речовини при визначеній довжині хвилі – величина постійна і не залежить від форми поляризації падаючого світла.

Азимут осі найбільшої швидкості φ_k називається кут між віссю найбільшої швидкості і будь-якою площиною, прийнятою за початок відліку. Значення азимута будемо вважати позитивним при відліку його проти годинникової стрілки, якщо дивити проти напрямку поширення світла. Цього правила будемо дотримуватися і надалі.

Для опису циркулярної фазової пластинки необхідно знати зсув фаз Ω і напрямок обертання. Для опису еліптичної фазової пластинки необхідно знати зсув фаз Ω і власний вектор найбільшої швидкості. Останній визначається еліптичністю, напрямком обертання і азимутом φ_k .

§ 4. МАТЕМАТИЧНИЙ ОПИС ПОЛЯРИЗОВАНОГО СВІТЛА

В арсеналі сучасної науки для опису поляризованого світла є ряд методів, вибір і застосування яких залежить від ступеня складності і характеру задачі, що вирішується. При цьому вибраний метод повинен забезпечити достатньо повний опис поведінки поляризованого світла і простоту рішення поставленої задачі.

В основу методу покладено представлення про зміну електричного вектора E у вигляді змін двох взаємно перпендикулярних його компонент в трьохмірній системі координат (x, y, z) при умові співпадіння напрямку однієї з координатних осей (z) з напрямком розповсюдження світла [6,7].

$$E_x = A_x \cos(\omega t + \theta_x); \quad E_y = A_y \cos(\omega t + \theta_y), \quad (4)$$

де A_x і A_y – амплітуди коливань компонент E_x і E_y ; ω - кутова (циклічна) частота коливань; θ_x і θ_y – початкові фази коливань цих компонент. Оскільки ці дві взаємно перпендикулярні компоненти є вектори, значення вектора E в кожний момент часу є геометричною сумою E_x і E_y , тобто $E = E_x + E_y$.

Вирази (4) можна розглядати як рівняння деякої траєкторії, яку описує кінець вектора E , представлені в параметричній формі. Параметром служить t . Для знаходження зв'язку між величинами E_x і E_y , запишемо (4) у вигляді:

$$\frac{E_x}{A_x} = \cos \theta_x \cdot \cos \omega t - \sin \theta_x \cdot \sin \omega t; \quad (5)$$

$$\frac{E_y}{A_y} = \cos \theta_y \cdot \cos \omega t - \sin \theta_y \cdot \sin \omega t. \quad (6)$$

Домножимо рівняння (5), (6) спочатку на $\cos \theta_y$ і $(-\cos \theta_x)$, а потім на $\sin \theta_y$ і $(-\sin \theta_x)$ і додамо після кожного множення їх праві і ліві частини, будемо мати:

$$\frac{E_x}{A_x} \cos \theta_y - \frac{E_y}{A_y} \cos \theta_x = \sin \omega t \cdot \sin(\theta_y - \theta_x); \quad (7)$$

$$\frac{E_x}{A_x} \sin \theta_y - \frac{E_y}{A_y} \sin \theta_x = \cos \omega t \cdot \sin(\theta_x - \theta_y). \quad (8)$$

Піднесемо (7) і (8) до квадрату і додамо їх, дістанемо рівняння кривої другого порядку:

$$\left(\frac{E_x}{A_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{A_y}\right)^2 - 2 \cdot \left(\frac{E_x}{A_x}\right) \cdot \left(\frac{E_y}{A_y}\right) \cdot \cos(\theta_x - \theta_y) = \sin^2(\theta_x - \theta_y). \quad (9)$$

Бачимо, що в (9) компоненти E_x і E_y змінюються у межах прямокутника зі сторонами $2A_x$ і $2A_y$ (рис.2). Така залежність є рівнянням еліпса в загальному випадку, тобто коли його велика і мала півосі (**a** і **b**) не збігаються з осями координат x і y .

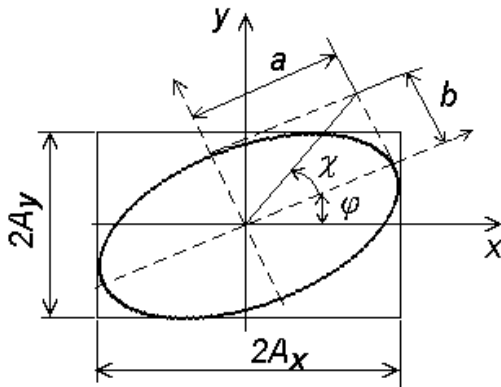


Рис. 2.

Графічне зображення еліпса коливань двох ортогональних (взаємно перпендикулярних) компонент електричного вектора світлового променя.

Із формули (9) слідує, що для опису еліптично поляризованого світла визначальними є дві величини:

- різниця фаз коливань двох взаємно перпендикулярних компонент електричного вектора E_x і E_y – $\Delta = \theta_x - \theta_y$,
- відношення амплітуд цих компонент – $\text{tg}\psi = A_x/A_y$.

Розглянемо деякі характерні часткові випадки.

1. Різниця фаз $\Delta = \pm n \cdot 2\pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), тобто цілому кратному 2π , коливання синфазні. Рівняння (9) перетворюється в

$$\left(\frac{E_x}{A_x} - \frac{E_y}{A_y} \right)^2 = 0 \quad \text{або} \quad \frac{E_x}{A_x} = \frac{E_y}{A_y}. \quad (10)$$

Вираз (10) описує лінійно поляризоване світло, азимут якого $0 < \psi < 90^\circ$.

2. Різниця фаз Δ дорівнює непарному цілому кратному π , тобто $\Delta = \pm(2n+1) \cdot \pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), коливання є протифазні, а рівняння (9) набуває вигляд

$$\left(\frac{E_x}{A_x} + \frac{E_y}{A_y} \right)^2 = 0 \quad \text{або} \quad \frac{E_x}{A_x} = -\frac{E_y}{A_y}. \quad (11)$$

Співвідношення (11) описує лінійно поляризоване світло, азимут якого $-90^\circ < \psi < 0$ або $90^\circ < \psi < 180^\circ$.

3. Різниця фаз $\Delta = \pi/2 \pm 2n\pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$). У цьому випадку отримаємо:

$$\left(\frac{E_x}{A_x} \right)^2 + \left(\frac{E_y}{A_y} \right)^2 = 1. \quad (12)$$

Це співвідношення представляє собою рівняння еліпсу, для якого велика і мала півосі співпадають з осями координат. Вектор E обертається за годинниковою стрілкою. При рівності амплітуд A_x і A_y еліпс стає колом, що описує правоциркулярно поляризоване світло:

$$E_x^2 + E_y^2 = A_x^2 = A_y^2. \quad (13)$$

4. Різниця фаз $\Delta = -\pi/2 \pm 2n\pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$). Результатом підстановки в рівняння (9) вказаної різниці фаз Δ є рівняння, формально подібне до (12) і (13), але воно описує лівоеліптично і лівоциркулярно поляризоване світло.

Аналіз розглянутих вище деяких характерних частинних випадків співвідношення (9) дозволяє зробити такі висновки [2]:

По-перше, рівняння, що описують еліптично і циркулярно поляризоване світло (див. формули 9, 13, 13) для правого і лівого обертання вектора E цілком аналогічні. Напрямок обертання визначається тільки значенням Δ .

По-друге, абсолютне значення азимуту лінійно поляризованого світла $|\varphi|$ є функцією тільки величин амплітуд A_x і A_y (формули 10, 11), в той час як при визначенні $|\varphi|$ еліптично поляризованого світла (див. рис.2) крім величин A_x і A_y необхідно ще враховувати і Δ .

По-третє, величину зсуву фаз Δ можна розглядати як таку, що змінюється в межах від 0^0 до $\pm 180^0$ або від 0^0 до 360^0 . В подальшому віддається перевага діапазону змін Δ від 0^0 до 360^0 .

Крім розглянутих вище величин Δ і $\text{tg}\psi$ для характеристики еліптично поляризованого світла можуть застосовуватись також (див. рис.2) азимут φ великої півосі еліпса коливань електричного вектора і *еліптичність* $\text{tg}\chi$, що визначається як $\text{tg}\chi = \pm b/a$. Знак "плюс" відноситься до правоеліптичної, а знак "мінус" до лівоеліптичної поляризації світла.

II. ВЗАЄМОДІЯ СВІТЛОВОГО ПОТОКУ З РЕЧОВИНОЮ. ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ЕЛІПСОМЕТРІЇ

§ 1. РОЗПОВСЮДЖЕННЯ СВІТЛА В РЕЧОВИНІ

Світлові явища (розповсюдження електромагнітних хвиль) в провідному середовищі описуються рівняннями Максвелла:

$$\text{rot } E = -\mu\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t}; \quad (14)$$

$$\text{rot } H = \sigma E + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}; \quad (15)$$

$$\text{div } H = 0; \quad (16)$$

$$\text{div } E = 0, \quad (17)$$

де ε_0 – діелектрична постійна вакууму, μ_0 – магнітна проникність вакууму, ε – діелектрична постійна середовища, μ – магнітна проникність середовища, σ – провідність середовища при певній оптичній частоті, σ не дорівнює провідності σ_0 при низькій або нульовій частоті.

Швидкість V розповсюдження електромагнітних хвиль у середовищі з показником заломлення N визначається співвідношенням $V=c/N$, де c – швидкість світла у вакуумі.

Представлення показника заломлення через характеристики середовища, одержане розв'язком системи рівнянь (14-17), має вид [8]:

$$N^2 = \mu\varepsilon - \frac{i\sigma\mu}{\omega\varepsilon_0}, \quad (18)$$

де ω – кутова частота світла при довжині хвилі λ ($\omega = 2\pi/\lambda$).

Середовище з кінцевою провідністю ($\sigma \neq 0$) характеризується комплексним показником заломлення

$$N = n - ik, \quad (19)$$

де n – дійсна частина показника заломлення; k – уявна частина показника заломлення, або показник поглинання. Із формул (18) і (19) випливають очевидні залежності:

$$n^2 - k^2 = \mu\varepsilon; \quad (20) \quad 2nk = \frac{\sigma\mu}{\omega\varepsilon_0}. \quad (21)$$

При розгляді оптичних явищ прийнято вважати $\mu=1$. З врахуванням цього із співвідношень (20) і (21) можна одержати:

$$2n^2 = \varepsilon \left[1 + \left(1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon^2 \varepsilon_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right]; \quad (22) \quad 2k^2 = \varepsilon \left[1 - \left(1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon^2 \varepsilon_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (23)$$

Із цих співвідношень видно, що при $\sigma \rightarrow 0$ (ідеальний діелектрик) $k \rightarrow 0$ і $n^2 \rightarrow \varepsilon$. Останнє справедливе тільки для випадку нехтування дисперсією, тобто нехтуванням залежністю оптичних постійних від довжини хвилі.

Згідно класичної теорії Лорентца, яка добре узгоджується з квантовомеханічними уявленнями, тверде тіло розглядається як сукупність осциляторів (атомів і молекул), власна частота коливань яких дорівнює ω_0 . Під дією зовнішнього електромагнітного поля, тобто під дією випромінювання частоти ω , вони, в свою чергу, здійснюють вимушені коливання.

З точки зору теорії Лорентца, величина ε є результат взаємодії зовнішнього випромінювання з атомами і молекулами речовини, усереднений по великому їх числу. Тому результати таких усереднень для процесів повільних ($\omega \rightarrow 0$) і швидких, частота коливань яких сумірна з частотою атомних і внутрімолекулярних коливань ($\omega \sim \omega_0$), будуть різні.

З врахуванням залежності оптичних постійних від довжини хвилі світла співвідношення (19-23) приймають вигляд:

$$(n - ik)^2 = \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega g} + 1; \quad (24)$$

$$n^2 - k^2 = \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0} \left[\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 g^2} \right] + 1; \quad (25)$$

$$2nk = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \cdot \frac{\omega g}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 g^2}, \quad (26)$$

де N – число осциляторів в одиниці об'єму, m – маса осцилятора; g – величина, обернена часу релаксації осциляторів в процесі вимушених коливань.

Згідно електромагнітної теорії, коефіцієнт поглинання K обернено пропорційно залежить від довжини хвилі світла λ :

$$K = \frac{2\omega k}{c} = \frac{4\pi k}{\lambda}. \quad (27)$$

Проте показник поглинання k , який входить у формулу, сам є функцією довжини хвилі світла згідно (26), тому залежність коефіцієнта поглинання K від довжини хвилі одержується більш складною (рис. 3).

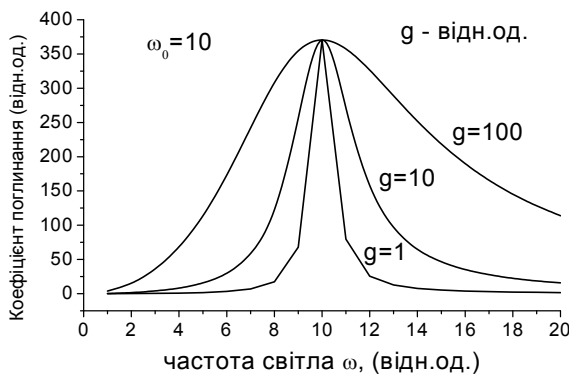


Рис. 3. Характерний вигляд залежності K від ω за формулами (27) і (26). Для всіх величин взяті умовні значення ($n=3$, $N=3 \cdot 10^8$, $e=1$, $\epsilon_0=9$).

§ 2. ПРОХОДЖЕННЯ СВІТЛА ЧЕРЕЗ ГРАНИЦЮ РОЗДІЛУ ОПТИЧНО РІЗНИХ СЕРЕДОВИЩ

Формули Френеля і закони Снеліуса. Коефіцієнти відбивання і пропускання.

При проходженні світла через межу розділу двох середовищ падаючий промінь (I) роздвоюється (рис.4) на відбитий (R) і пропущений (T). Електричні вектори цих променів звично представляють у вигляді двох взаємно перпендикулярних компонент, одна з котрих (p) паралельна площині падіння, а інша (s) перпендикулярна до неї. Зв'язок між амплітудами компонент електричного вектора при проходженні світла через межу розділу двох середовищ виражається за допомогою формул Френеля [5,9]:

$$r_p = \frac{A_p^R}{A_p^I} = \frac{N_2 \cos \Phi_1 - N_1 \cos \Phi_2}{N_2 \cos \Phi_1 + N_1 \cos \Phi_2} = \frac{\text{tg}(\Phi_1 - \Phi_2)}{\text{tg}(\Phi_1 + \Phi_2)}, \quad (28)$$

$$r_s = \frac{A_s^R}{A_s^I} = \frac{N_1 \cos \Phi_1 - N_2 \cos \Phi_2}{N_1 \cos \Phi_1 + N_2 \cos \Phi_2} = \frac{-\sin(\Phi_1 - \Phi_2)}{\sin(\Phi_1 + \Phi_2)}, \quad (29)$$

$$t_p = \frac{A_p^T}{A_p^I} = \frac{2N_1 \cos \Phi_1}{N_2 \cos \Phi_1 + N_1 \cos \Phi_2} = \frac{2 \sin \Phi_2 \cos \Phi_1}{\sin(\Phi_1 + \Phi_2) \cos(\Phi_1 - \Phi_2)}; \quad (30)$$

$$t_s = \frac{A_s^T}{A_s^I} = \frac{2N_1 \cos \Phi_1}{N_1 \cos \Phi_1 + N_2 \cos \Phi_2} = \frac{2 \sin \Phi_2 \cos \Phi_1}{\sin(\Phi_1 + \Phi_2)}. \quad (31)$$

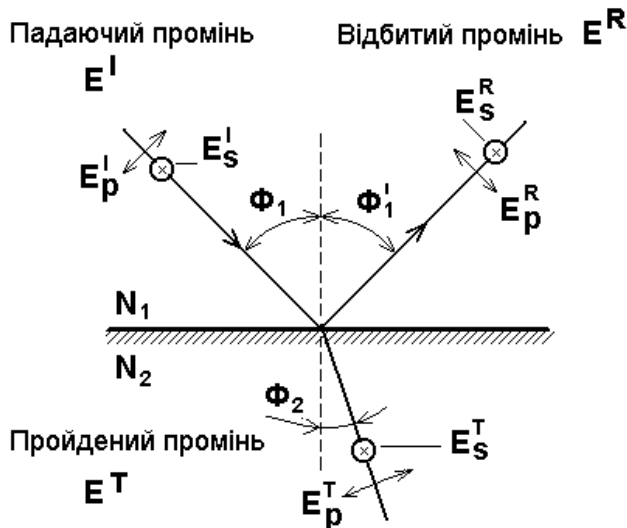


Рис. 4.

Схематичне зображення напрямків коливань електричного вектора у променях на межі розділу двох середовищ з показниками заломлення N_1 і N_2 ; E_p – у площині рисунка, E_s – перпендикулярно до неї.

Співвідношення між кутами падіння, відбивання і заломлення визначаються законами Снеліуса:

- 1) падаючий, відбитий і заломлений промені лежать в одній площині;
- 2) закон відбивання: $\Phi_1 = \Phi_1'$;
- 3) закон заломлення: $N_1 \sin \Phi_1 = N_2 \sin \Phi_2$.

Взаємодія електромагнітної хвилі з провідною поверхнею при довільному куті падіння з енергетичних позицій може бути охарактеризована коефіцієнтами відбивання R і пропускання T , тобто відношенням відповідних потоків енергії, нормальних до поверхні:

$$R = \left(\frac{A^R}{A^I} \right)^2, \quad T = \left(\frac{A^T}{A^I} \right)^2 \frac{\operatorname{tg} \Phi_2}{\operatorname{tg} \Phi_1}, \quad (32)$$

де A^I – амплітуда електричного вектора падаючої хвилі;

A^R – амплітуда електричного вектора відбитої хвилі;

A^T – амплітуда електричного вектора хвилі, що пройшла межу розділу.

Якщо електричний вектор у падаючій електромагнітній хвилі паралельний площині падіння ($E_s^I = 0$, $E^I = E_p^I$), відповідні коефіцієнти відбивання і пропускання мають вигляд [8]:

$$R_p = \frac{\operatorname{tg}^2(\Phi_1 - \Phi_2)}{\operatorname{tg}^2(\Phi_1 + \Phi_2)}; \quad (33)$$

$$T_p = \frac{\sin 2\Phi_1 \cdot \sin 2\Phi_2}{\sin^2(\Phi_1 + \Phi_2) \cdot \cos^2(\Phi_1 - \Phi_2)}. \quad (34)$$

Якщо ж електричний вектор падаючої хвилі перпендикулярний площині падіння ($E_p^I = 0$, $E^I = E_s^I$), то для обчислення коефіцієнтів відбивання і пропускання використовують такі вирази:

$$R_s = \frac{\sin^2(\Phi_2 - \Phi_1)}{\sin^2(\Phi_2 + \Phi_1)}; \quad (35) \quad T_s = \frac{\sin 2\Phi_1 \cdot \sin 2\Phi_2}{\sin^2(\Phi_1 + \Phi_2)}. \quad (36)$$

Коефіцієнти відбивання R і пропускання T (32-36) не слід плутати з френелівськими амплітудними відношеннями (28-31), котрі іноді також називають коефіцієнтами відбивання і пропускання.

Використовуючи відомі тригонометричні співвідношення, формули (34) і (36) можна записати у виді:

$$T_s = \frac{\sin 2\Phi_1 \cdot 2 \cdot \sin \Phi_2 \cdot \cos \Phi_2}{(\sin \Phi_1 \cdot \cos \Phi_2 + \cos \Phi_1 \cdot \sin \Phi_2)^2}; \quad T_p = \frac{T_s}{(\cos \Phi_1 \cdot \cos \Phi_2 + \sin \Phi_1 \cdot \sin \Phi_2)^2}$$

Саме ці залежності були реалізовані у алгоритмі програми (див. додаток) для побудови графіків, приведених нижче на рис.6.

Залежності (28-36) носять універсальний характер і дозволяють описати оптичні явища як в ідеально прозорих середовищах, так і в середовищах, котрим властиве поглинання. В останньому випадку вони формально виконуються, але користування ними ускладнюється такими обставинами:

а) показники заломлення в поглинаючих середовищах є величинами комплексними;

б) в поглинаючому середовищі площини постійної фази і амплітуди не співпадають, у зв'язку з чим кут розповсюдження світлової хвилі в цьому середовищі є також комплексним.

В практиці можуть зустрічатися самі різноманітні комбінації матеріалів, оптичні константи котрих підлягають вивченню. Об'єктами таких досліджень у першу чергу є тонкі поглинаючі і непоглинаючі плівки на поглинаючих і непоглинаючих підкладках, а також чисті поверхні різноманітних матеріалів, як правило, непрозорих. Особливості застосування формул Френеля і законів Снеліуса для вказаних комбінацій описані у роботі [9].

Відбивання і заломлення на границі розділу з прозорим середовищем

Прикладом, що ілюструє цей випадок, може служити відбивання і заломлення на поверхні скла. Строго говорячи, будь-яка речовина в тій чи іншій мірі поглинає світло, його показник заломлення – величина комплексна. Але в практично допустимих межах показником поглинання k більшості прозорих речовин нехтують, вважаючи $N=n$, тобто величиною дійсною. Так,

для границі розділу повітря-скло $n_1=1$ і $n_2=1,52$. Користуючись формулами Френеля (28-31), можна побудувати графіки залежності френелівських амплітудних відношень r_p, r_s, t_p, t_s від кута падіння Φ_1 [2].

При деякому куті падіння Φ_B відношення $r_p = A_p^R / A_p^I = 0$, тобто у відбитому світлі відсутня компонента, електричний вектор якої паралельний площині падіння (рис 5).

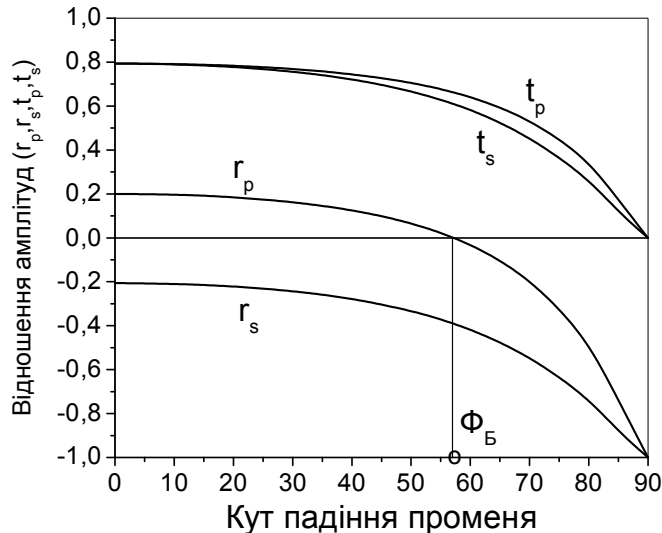


Рис. 5. Залежність френелівських відносних амплітуд від кута падіння світла: r_p і r_s – для відбитого променя, t_p і t_s – для заломленого.

Кут падіння Φ_B визначається умовою, що випливає з формули (28):

$$\operatorname{tg}(\Phi_1 + \Phi_2) = \infty,$$

$$\text{тобто } \Phi_1 + \Phi_2 = \frac{\pi}{2} \quad (37)$$

Кут падіння, при якому відбитий і заломлений промені перпендикулярні один одному, називається кутом Брюстера (Φ_B), або кутом повної поляризації. Кут Брюстера залежить від показника заломлення діелектрика і визначається співвідношенням:

$$\Phi_B = \arctg n, \text{ або } \operatorname{tg} \Phi_B = n. \quad (38)$$

При будь-якому куті падіння у відбитій від діелектрика світловій компоненті, коливання електричного вектора якої перпендикулярні площині падіння E_p^R , відбувається зміна фази на π , тобто спостерігається втрата півхвилі (знак мінус у формулі (29)), у той час як компонента E_p^R тільки при кутах падіння, більших за кут Брюстера, має аналогічні фазові зміни (у формулі (28) $\operatorname{tg}(\Phi_1 + \Phi_2) < 0$ при $\Phi_1 + \Phi_2 > \pi/2$). Зміна фази на π в випадку прозорого середовища при куті Брюстера відбувається стрибком. Заломлення світлових хвиль E_p^T і E_s^T в будь-якому випадку відбувається без зміни фази (див. формули 30 і 31).

Використовуючи вирази (33) і (35) для визначення коефіцієнтів відбивання R_p і R_s , можна побудувати графічну залежність цих коефіцієнтів від кута падіння. На рис.6 показано, що крива R_p при $\Phi_1 = \Phi_B = 56^\circ 40'$ дотикається осі абсцис. Це свідчить про те, що при вказаному куті падіння відбите світло повністю лінійно поляризується і в ньому відсутня компонента електричного вектора, паралельна площині падіння. Кут $\Phi_1 = 0^\circ$ (нормальне падіння) відповідає найменшій кількості світла, відбитого від поверхні діелектрика, кут $\Phi_1 = 90^\circ$ (дотичне падіння) – кількості світла, відбитого повністю.

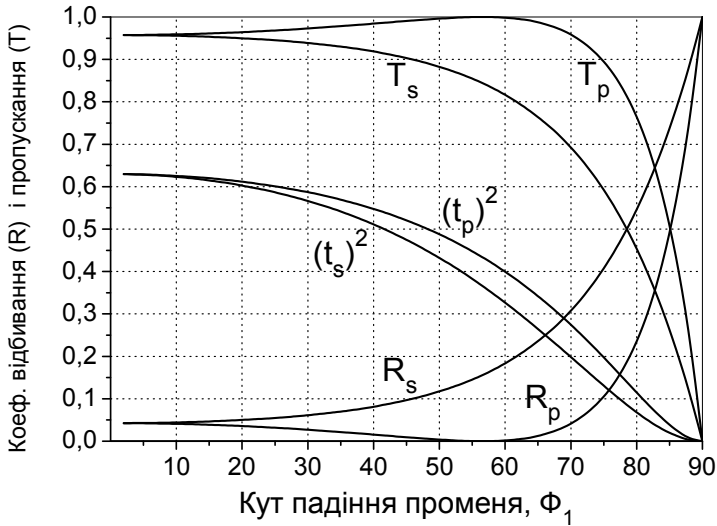


Рис.6. Залежність коефіцієнтів відбивання R і пропускання T від кута падіння променя у випадку падіння на межу з непоглинаючим (прозорим) середовищем ($n_1=1$, $n_2=1,52$). Криві $(t_p)^2$ і $(t_s)^2$ одержані згідно формул (30, 31) як значення квадрату цих величин, а криві T_p і T_s – за формулами (34, 36).

Відбивання і заломлення на границі розділу з поглинаючим середовищем

В якості прикладу розглянемо відбивання і заломлення на поверхні напівпровідника. Для напівпровідників майже в усіх цікавих випадках n_2 складає декілька одиниць, а величина k_2 дорівнює одиниці або менше неї [8].

При розрахунках френелівських амплітудних відношень за формулами (28-31) потрібно враховувати, що значення r_p , r_s , t_p , t_s є комплексними величинами. Враховуючи співвідношення Снеліуса для кутів, синус кута заломлення виявляється комплексною величиною:

$$\sin \Phi_2 = \frac{N_1}{n_2 - i \cdot k_2} \sin \Phi_1 = \frac{N_1 n_2 \sin \Phi_1}{n_2^2 + k_2^2} + i \cdot \frac{N_1 k_2 \sin \Phi_1}{n_2^2 + k_2^2} = \sin \text{Re} + i \cdot \sin \text{Im}.$$

Це означає, що і $\cos \Phi_2$, що входить у формули (28-31) також є комплексною величиною:

$$\cos \Phi_2 = \sqrt{1 - (\sin \text{Re} + i \cdot \sin \text{Im})^2} = \cos \text{Re} + i \cdot \cos \text{Im},$$

або

$$\cos \Phi_2 = \sqrt{1 - \frac{(n_2^2 - k_2^2) N_1^2 \sin^2 \Phi_1}{(n_2^2 + k_2^2)^2} - i \cdot \frac{2 n_2 k_2 N_1^2 \sin^2 \Phi_1}{(n_2^2 + k_2^2)^2}} = \sqrt{x - i \cdot y},$$

де x – дійсна, а y – уявна частини підкореневого комплексного виразу. Для знаходження значень кореня комплексного числа використовують формулу:

$$\sqrt{x + i \cdot y} = \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2} + x}{2} \right)^{\frac{1}{2}} + i \cdot \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2} - x}{2} \right)^{\frac{1}{2}} = a + i \cdot b.$$

Отже, значення a і b визначають дійсну і уявну частини косинуса кута заломлення $\cos \Phi_2$ в поглинаючому середовищі і були використані при обчисленнях у формулах (28-31).

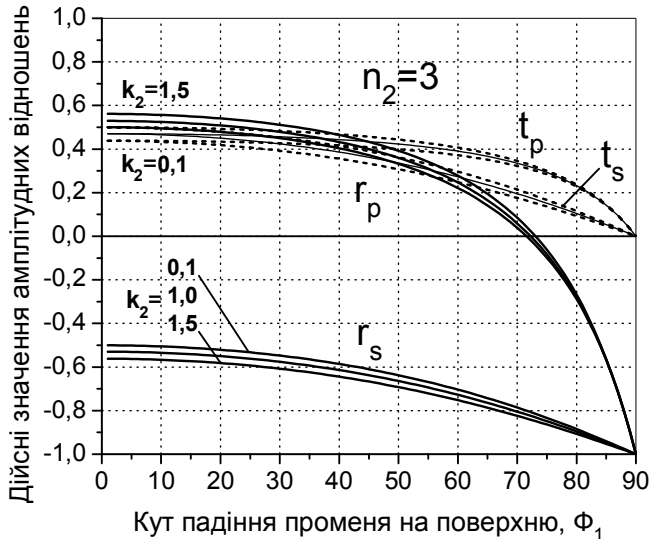


Рис. 7. Залежності дійсних частин френелівських коефіцієнтів відбивання r_p і r_s і пропускання t_p і t_s від кута падіння Φ_1 для трьох поглинаючих поверхонь, оптичні властивості яких визначаються величинами $n_2=3$, $k_2=(0,1; 1,0; 1,5)$.

залежать від Φ_1 для більшості кутів падіння, а абсолютні значення їх не перевищують 0,12.

Криві залежності коефіцієнтів відбивання R_p і R_s від кута падіння для тих же відбиваючих поверхонь (рис.8) побудовані з використанням формул (33) і (35). Вони схожі з кривими R_p і R_s для скла ($k=0$, див. рис.6). Але між ними існує суттєва різниця. По-перше, коефіцієнт відбивання від поглинаючої поверхні значно більший, ніж від непоглинаючої, при нормальному падінні ($\Phi_1=0$). По-друге, крива R_p не досягає у мінімумі нульове значення.

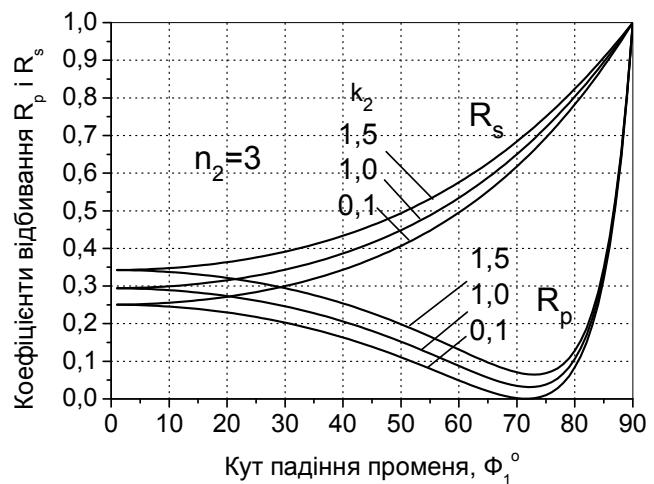


Рис. 8

Зменшення величини k_2 приводить до пониження кривих R_p і R_s . Мінімальне значення R_p , рівне 0,0004 при $k_2=0,1$, досягається при куті падіння $\Phi_1=71^\circ 40'$. Цей кут для поглинаючих середовищ називають кутом мінімального відбивання [8], або головним кутом падіння [9].

Слід відмітити, що розраховані за формулами (33) і (35) значення R_p і R_s також є комплексними величинами. Криві на рис.8, представляють собою графічну залежність модулів цих величин від кута падіння. Поглинаючі

На рис.7 приведено залежності дійсних частин цих величин від кута падіння Φ_1 для трьох поверхонь, оптичні властивості яких визначаються наступними величинами $n_2=3$, $k_2=0,1; 1,0; 1,5$. Зміна знаку дійсної частини величини r_p відбувається при кутах, чисельні значення котрих більші за кути, обчислені за формулою (38) для $\Phi_1=\Phi_B=71^\circ 35'$. Із зменшенням значення k_2 оптичні властивості відбивної поверхні, якій властиве поглинання, наближається до властивостей діелектрика. Значення уявних частин френелівських амплітудних відношень r_p , r_s , t_p , t_s в цьому випадку ($k_2=0,1; 1,0; 1,5$) мало

середовища на відміну від непоглинаючих не дають повної поляризації відбитих променів ні при якому куті падіння. При відбиванні від поглинаючого середовища компонента E_p^R терпить фазову зміну не стрибком, а плавно, причому стрибок фази не дорівнює π . Тому лінійно поляризоване світло при відбиванні від поглинаючого середовища стає еліптично поляризованим.

Відбивання і заломлення на поверхні, покритою плівкою

Як правило, на поверхні досліджуваних матеріалів присутня плівка, яка являє собою або шар окислу, або адсорбований шар рідин, газів і т.п. Тому розглядуваний випадок є найбільш загальним в теорії і практиці еліпсометричних вимірювань.

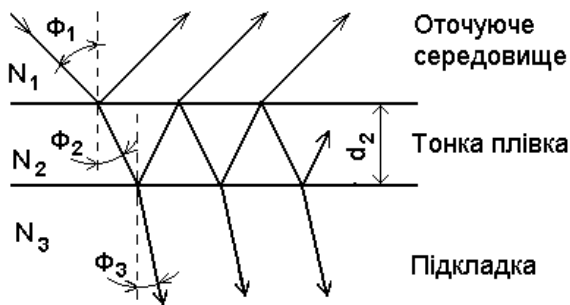


Рис. 9.

На рис.9 показана структура "плівка-підкладка", на яку падає паралельний монохроматичний промінь світла. Кожна границя розділу оптично різних середовищ поділяє його на відбитий і пройдений. Результуючі відбитий і пройдений промені одержуються додаванням багатократно відбитих і пройдених променів. У цьому випадку вводиться поняття

френелівські "узагальнені" амплітудні відношення, які враховують наявність на поверхні тонкої плівки. Для одношарової (тобто однорідної) плівки на підкладці (див. рис.9) френелівські узагальнені амплітудні відношення набувають вигляду [7,9,10,]:

$$\rho_p = \frac{r_p^{1-2} + r_p^{2-3} e^{-2i\delta}}{1 + r_p^{1-2} \cdot r_p^{2-3} \cdot e^{-2i\delta}} \quad (39)$$

$$\rho_s = \frac{r_s^{1-2} + r_s^{2-3} e^{-2i\delta}}{1 + r_s^{1-2} \cdot r_s^{2-3} \cdot e^{-2i\delta}} \quad (40)$$

$$\tau_p = \frac{t_p^{1-2} \cdot t_p^{2-3} e^{-i\delta}}{1 + r_p^{1-2} \cdot r_p^{2-3} \cdot e^{-2i\delta}} \quad (41)$$

$$\tau_s = \frac{t_s^{1-2} \cdot t_s^{2-3} e^{-i\delta}}{1 + r_s^{1-2} \cdot r_s^{2-3} \cdot e^{-2i\delta}}, \quad (42)$$

r_p, r_s, t_p, t_s визначаються з рівнянь (28-31). Індексми 1-2 і 2-3 позначені границі розділу відповідних середовищ. Експонента розписується згідно формули

$$e^{-2i\delta} = \cos 2\delta - i \sin 2\delta.$$

Для поглинаючої підкладки 3 з показником заломлення $N_3 = n_3 - ik_3$, враховуючи, що $\cos \Phi_3 = a + ib$, формула (28) для середовищ 2-3 набуває вигляду:

$$r_p^{2-3} = \frac{(n_3 \cos \Phi_2 - N_2 a) - i \cdot (k_3 \cos \Phi_2 + N_2 b)}{(n_3 \cos \Phi_2 + N_2 a) - i \cdot (k_3 \cos \Phi_2 - N_2 b)} = \frac{c - i \cdot c_i}{d - i \cdot d_i},$$

де $c = n_3 \cos \Phi_2 - N_2 a$, $c_i = k_3 \cos \Phi_2 + N_2 b$,

$$d = n_3 \cos \Phi_2 + N_2 a, \quad d_i = k_3 \cos \Phi_2 - N_2 b.$$

Тоді, виділяючи з дроби дійсну і уявну частини, отримаємо вираз для r_p^{2-3} :

$$r_p^{2-3} = \frac{c \cdot d + c_i \cdot d_i}{d^2 + d_i^2} + i \cdot \frac{c \cdot d_i - c_i \cdot d}{d^2 + d_i^2} = C + i \cdot D. \quad (43)$$

Аналогічно визначаються значення величин r_s^{2-3} , t_p^{2-3} , t_s^{2-3} .

Явище багатократного відбивання в тонкій плівці враховується введенням в виразах (39-42) величини δ , яка представляє собою зміну фази променя після проходження плівки на підкладці. Іноді величину δ називають *фазовою товщиною* плівки [9]. Зв'язок між лінійною товщиною плівки d і фазовою δ (у градусах) визначається за формулою [28]:

$$\delta = 360 \cdot N_2 \left(\frac{d}{\lambda} \right) \cdot \cos \Phi_2 = \frac{360 \cdot d}{\lambda} \sqrt{N_2^2 - N_1^2 \sin^2 \Phi_1} \quad (44)$$

де λ – довжина хвилі світла у вакуумі.

Необхідно мати на увазі, що величина δ дійсна тільки для непоглинаючих плівок; для плівок поглинаючих δ – комплексна величина. В загальному випадку $r_p^{1-2} \neq r_s^{1-2}$ і $r_p^{2-3} \neq r_s^{2-3}$. Наявність плівки на поверхні приводить до того, що р- і s-компоненти падаючого світла за різних кутів падіння неоднаково підсилюються і послаблюються, терплячи різні фазові зміни при відбиванні.

Розрахунок узагальнених френелівських амплітудних відношень, подібний до рис.5 і рис.7, проведений згідно формул (39-44) для випадку, коли $N_1=1$, $N_2=1,52$, $N_3=n_3-ik_3$ ($n_3=3$, $k_3 = 1,0; 0,5; 0,1$), $d_2=500$ нм, $\lambda=633$ нм, а також для інших значень оптичних показників і товщини плівок, показує (рис. 10 а,б,в), що тенденція зміни цих відношень в випадку одношарового покриття поглинаючої підкладки зберігається, але інтерференційні явища сильно спотворюють загальну картину. В ряді випадків це приводить не тільки до зміни значень (величин) цих відношень, але і до фазових перетворень (перетинання кривими $\rho_p(\Phi_1)$ і $\rho_s(\Phi_1)$ осі абсцис). Все сказане відноситься і до уявних частин ρ_p і ρ_s (рис.11).

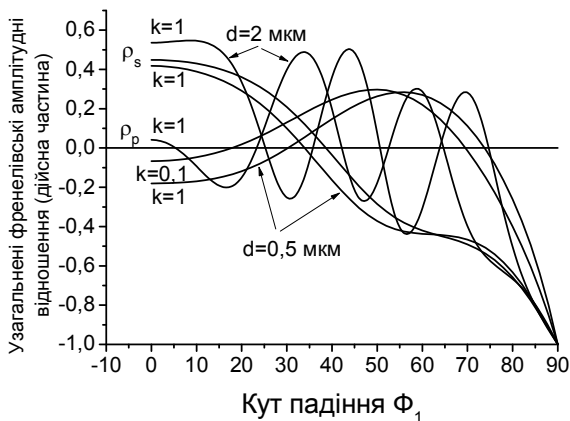


Рис. 10а. Криві залежності узагальнених френелівських відносних амплітуд відбивання (дійсна складова комплексних величин ρ_p і ρ_s – згідно формул 39,40,43) від кута падіння світла на прозору плівку ($N_2=1,52$), нанесену на поглинаючу підкладку з комплексним показником заломлення $N_3=n_3-ik_3$: $n_3=3$, $k_3=0,1$ і $1,0$; товщина плівки $d = (0,5$ мкм і 2 мкм).

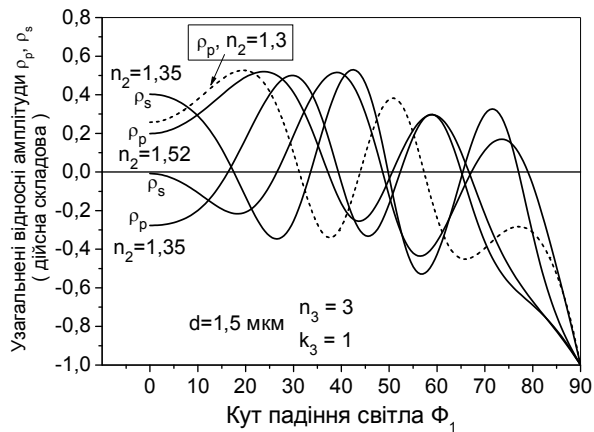


Рис. 10б. Графіки, аналогічні Рис.10а, для плівок однакової товщини ($d = 1,5$ мкм), але різними показниками заломлення $N_2=n_2$. Показники підкладки: $n_3=3, k_3=1,0$.

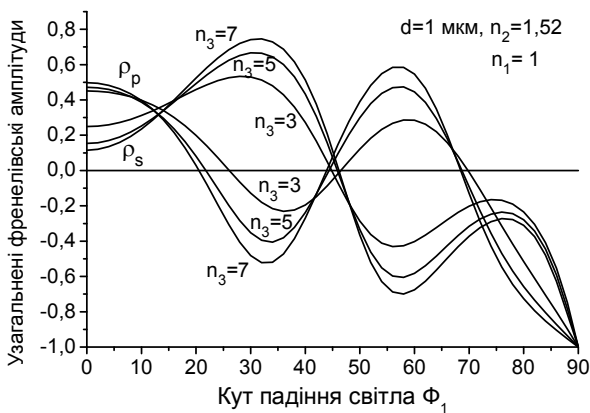


Рис. 10в. Залежності аналогічні Рис. 10а, але розраховані для різних значень показника заломлення підкладки: $n_3= 3; 5; 7$ ($k_3=1$).

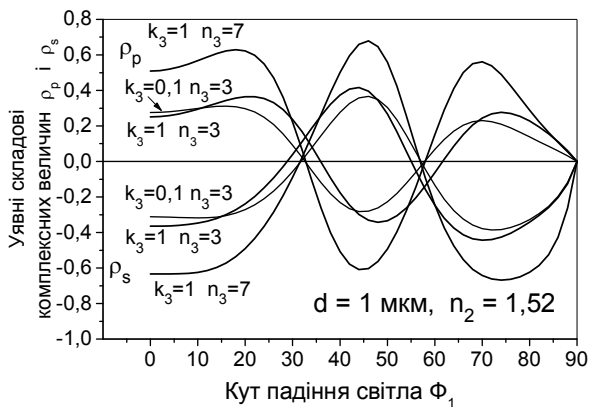


Рис. 11а. Ілюстрація залежності уявної складової комплексної узагальненої відносної амплітуди відбивання від кута падіння променя на прозору плівку ($k_2=0, N_2=n_2=1,52$, товщина $d=1$ мкм,) нанесену на поглинаючу підкладку та оптичних параметрів (n і k) підкладки.

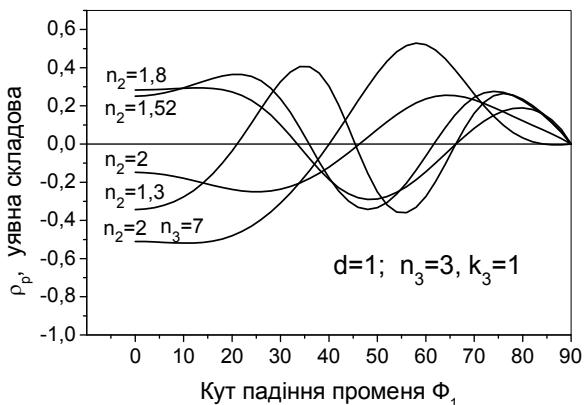


Рис. 11б. Залежності аналогічні Рис.11а (для амплітуди ρ_p), але параметром є показник заломлення плівки n_2 ($k_2=0$).

§ 3. ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ ЕЛІПСОМЕТРИЧНИХ ВИМІРЮВАНЬ. ФУНДАМЕНТАЛЬНЕ РІВНЯННЯ ЕЛІПСОМЕТРІЇ

В основі еліпсометрії лежить теорія, яка пов'язує оптичні властивості поверхні досліджуваного зразка із змінами параметрів поляризованого світла, що відбивається поверхнею. Поляризоване світло прийнято характеризувати наступними величинами: або $\text{tg}\Psi$ і Δ , або $\text{tg}\chi$ і φ (див. розділ I, §4). В теорії і практиці еліпсометричних вимірювань віддається перевага різниці фаз Δ коливань двох взаємно перпендикулярних компонент електричного вектора і відношенню амплітуд цих компонент $\text{tg}\Psi$. В цьому випадку складні математичні викладки значно спрощуються.

Якщо досліджувана поверхня чиста, то за зміною величини $\text{tg}\Psi$ і Δ можна визначити з високим ступенем точності оптичні постійні цієї поверхні n і k . Тонка плівка на поверхні досліджуваного зразка надає додатковий вплив на величини $\text{tg}\Psi$ і Δ , які є результатом інтерференції променів, відбитих границями розділу “оточуюче середовище–плівка” і “плівка–підкладка” (див. рис. 9). При цьому плівці з конкретними параметрами (товщина і коефіцієнт заломлення) відповідають визначені зміни величин $\text{tg}\Psi$ і Δ .

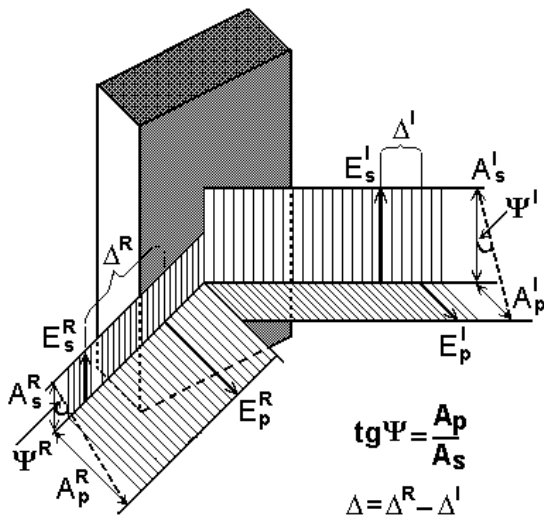


Рис. 12. Зміна стану поляризації падаючого на поверхню зразка поляризованого світла після відбивання: E_s і E_p – напрямки електричних векторів, значення їх амплітуд (A_s і A_p); Δ^I і Δ^R – зміщення фаз в падаючій (I) і відбитій (R) хвилях світла.

На рис.12 показана зміна стану поляризації падаючого на поверхню зразка поляризованого світла після відбивання:

$$\frac{A_p^I}{A_s^I} \neq \frac{A_p^R}{A_s^R} \quad i \quad \Delta^I \neq \Delta^R.$$

Амплітудні і фазові зміни в поляризованому промені, відбитому від системи “плівка–підкладка”, можуть бути виражені через френелівські узагальнені амплітудні відношення (39-42) наступним чином [10,11]:

$$\frac{A_p^R/A_s^R}{A_p^I/A_s^I} = \frac{A_p^R/A_p^I}{A_s^R/A_s^I} = \frac{\rho_p}{\rho_s} = \frac{(\text{tg}\Psi)^R}{(\text{tg}\Psi)^I} \cdot \exp[i(\Delta^R - \Delta^I)] = e^{i\Delta} \cdot \text{tg}\Psi, \quad (45)$$

де $(\operatorname{tg} \Psi)^R = \frac{A_p^R}{A_s^R}$; $(\operatorname{tg} \Psi)^I = \frac{A_p^I}{A_s^I}$; $\Delta^R = (\Theta_p^R - \Theta_s^R)$; $\Delta^I = (\Theta_p^I - \Theta_s^I)$.

Отже,
$$\operatorname{tg} \Psi = \frac{(\operatorname{tg} \Psi)^R}{(\operatorname{tg} \Psi)^I}; \quad \Delta = \Delta^R - \Delta^I. \quad (46)$$

У випадку відбивання від чистої **непоглинаючої** (прозорої) поверхні (без плівки, N_1 і N_2), використовуючи формули (28) і (29) одержимо:

$$\operatorname{tg} \Psi = \frac{r_p}{r_s} = \frac{N_1 N_2 (\cos^2 \Phi_1 - \cos^2 \Phi_2) + (N_2 - N_1) \cos \Phi_1 \cos \Phi_2}{N_1 N_2 (\cos^2 \Phi_1 - \cos^2 \Phi_2) - (N_2 - N_1) \cos \Phi_1 \cos \Phi_2}. \quad (47)$$

Ця залежність від Φ_1 для трьох значень показника заломлення N_2 ($N_1=1$ – повітря) наведена на рис.13. Там же накреслена залежність від Φ_1 еліпсометричного кута Ψ для речовини з $N_2=n_2=1,52$ (прозоре скло, $k_2=0$).

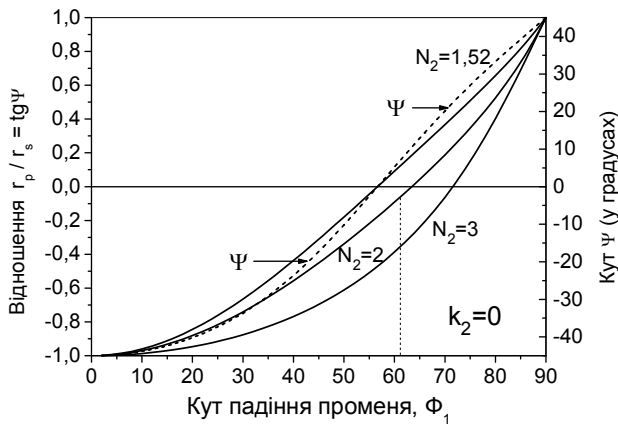


Рис. 13. Залежність відношення відносних френелівських амплітуд відбивання двох взаємно перпендикулярних складових світла від кута падіння для речовин з різними показниками заломлення $N=n$.

Для поглинаючого середовища, коли $N_2=n_2-ik_2$, маємо відношення комплексних величин, тоді $\operatorname{tg} \Psi$ є також комплексна величина. Враховуючи формулу (43), для обчислення дійсної і уявної частин тангенса кута Ψ в випадку відбивання від поглинаючої поверхні будемо мати вираз:

$$\operatorname{tg} \Psi = \frac{r_p^{1-2}}{r_s^{1-2}} = \frac{p + i \cdot p_i}{s + i \cdot s_i} = \frac{p \cdot s + p_i \cdot s_i}{s^2 + s_i^2} + i \frac{s \cdot p_i - p \cdot s_i}{s^2 + s_i^2} = \operatorname{Re} \Psi + \operatorname{Im} \Psi \quad (48)$$

Алгоритм, який реалізує обчислення цього співвідношення, приведений у додатку, а графічна залежність – на рис. 14 і рис. 15. Ці залежності чітко ілюструють взаємозв'язок поляризаційного кута Ψ від кута падіння променя, оптичних параметрів плівки і підкладки (n і k) та товщини плівки на підкладці. Тому, визначаючи значення Ψ (або $\operatorname{tg} \Psi$), а також зсув фази Δ між p - і s -компонентами поляризації світла (або зміну зсуву фаз) при відбиванні, при відомому іншому параметрі (d або n і k) можна визначити невідомий (n і k або d), причому з великою точністю і в широких межах їх значень.

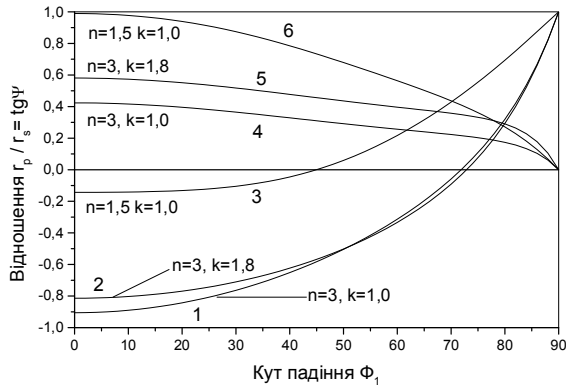


Рис. 14. Залежності дійсної (1-3) та уявної (4-6) частин комплексного значення $\text{tg}\Psi$ від кута падіння для різних середовищ з N_2 (різних n і k).

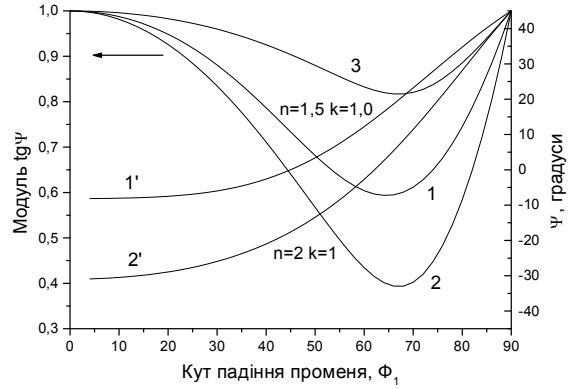


Рис. 15. Залежність дійсної частини кута Ψ (1' і 2') і модуля кута Ψ (крива 3) та модуля $\text{tg}\Psi$ (1 і 2) від кута падіння Φ_1 . Крива 3 обчислена для випадку $n=2, k=1$.

Після підстановки виразів (39 і 40) в (45) останній приймає вигляд:

$$e^{i\Delta} \text{tg}\Psi = \frac{r_p^{1-2} + r_p^{2-3}}{1 + r_p^{1-2} \cdot r_p^{2-3} \cdot e^{-2i\delta}} \cdot \frac{1 + r_s^{1-2} \cdot r_p^{2-3} \cdot e^{-2i\delta}}{r_s^{1-2} + r_s^{2-3} \cdot e^{-2i\delta}}. \quad (49)$$

Залежності (45) і (49) представляють собою дві форми фундаментального рівняння еліпсометрії.

Для чистої поверхні зразка (без плівки, $d = 0$) обчислення оптичних констант через Δ і Ψ , одержаних в результаті еліпсометричних вимірювань на певній довжині хвилі, робиться з допомогою наступних співвідношень [10]:

$$n^2 - k^2 = \sin^2 \Phi_1 \left[1 + \frac{\text{tg}^2 \Phi_1 (\cos^2 2\Psi - \sin^2 2\Psi \cdot \sin^2 \Delta)}{(1 + \sin 2\Psi \cdot \cos \Delta)^2} \right]; \quad (50)$$

$$2nk = \frac{\sin^2 \Phi_1 \cdot \text{tg}^2 \Phi_1 \cdot \sin 4\Psi \cdot \sin \Delta}{(1 + \sin 2\Psi \cdot \cos \Delta)^2}. \quad (51)$$

§ 4. ОПТИЧНІ СХЕМИ ЕЛІПСОМЕТРА ТА СПОСОБИ ВИЗНАЧЕННЯ (Δ , Ψ) ПОВЕРХОНЬ

Для визначення Δ і Ψ можна застосовувати наступні методи.

1. При фіксованому куті падіння змінюється еліптичність падаючого на досліджувану поверхню променя то тих пір, поки відбите світло не стане лінійно поляризованим.

Для реалізації цього методу вимірювання необхідно побудувати еліпсометр з оптичною схемою (рис.16). Світло від джерела після проходження через коліматор і монохроматичний фільтр Φ паралельним променем падає на лінійний поляризатор Π , вийшовши з якого стає лінійно поляризованим. Фазова пластина у чверть довжини хвилі, або компенсатор K , перетворює лінійно поляризоване світло в еліптично поляризований, параметри якого після відбивання від досліджуваної поверхні змінюються. Ці зміни визначаються з допомогою аналізатора A – пристрою, що не відрізняється від поляризатора, і фотоприймача $\Phi\Pi$. Вісь найбільшої швидкості компенсатора звично складає з площиною падіння кут $\pm 45^\circ$, а азимуту площин пропускання поляризатора і аналізатора можуть приймати довільні значення.

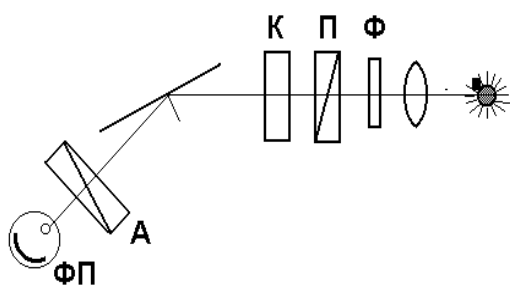


Рис. 16.

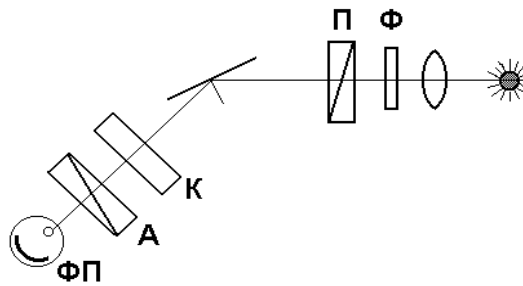


Рис. 17.

В процесі вимірювання обертаючи поляризатор, підбирається таке його кутове положення, при якому еліптичність $\text{tg}\chi$ променя, що вийшов із компенсатора стає рівною нулеві після відбивання від досліджуваної поверхні, тобто відбите світло стає лінійно поляризованим. Якщо встановити аналізатор так, щоб його площина пропускання склала кут 90° з площиною коливання електричного вектора лінійно поляризованого променя, відбитого від поверхні, то фотоприймач зафіксує мінімальну інтенсивність світла.

Знання кутових положень поляризатора, компенсатора, аналізатора і кута падіння світла на зразок дозволяє знайти Δ і Ψ досліджуваної поверхні. Метод застосовується як для визначення товщини і показників заломлення n тонких діелектричних плівок [формула (49)], так і оптичних констант n і k чистих поверхонь зразків [формули (50) і (51)].

2. При фіксованому куті падіння змінюються еліптичність і азимут падаючого на досліджувану поверхню променя, поки відбите світло не стане лінійно поляризованим.

Оптична схема приладу і умови експерименту загалом такі ж, як і в першому методі (рис. 16). Різниця є в тому, що поляризатор у процесі вимірювання нерухомий, площина пропускання його складає з площиною падіння кут $\pm 45^\circ$. Компенсатор і аналізатор обертаються навколо оптичної осі приладу, поки фотоприймач не зафіксує мінімальну інтенсивність світла. Метод застосовується для визначення товщини і показників заломлення n тонких діелектричних плівок (49), так і оптичних констант n і k чистих поверхонь зразків (50),(51).

3. При фіксованому куті падіння визначаються еліптичність і азимут відбитого світла, коли на досліджувану поверхню падає лінійно поляризований промінь змінного азимуту.

Вимірювання за цим методом проводяться на еліпсометрі з оптичною схемою рис. 17. Встановивши вісь найбільшої швидкості компенсатора до площини падіння під кутом $\pm 45^\circ$, обертають поляризатор і аналізатор до тих пір, поки фотоприймач не зафіксує мінімальну інтенсивність світла. Це означає, що падаюче на досліджувану поверхню лінійно поляризоване світло, відбиваючись від неї, набуває певну еліптичність і азимут, які залежать від властивостей досліджуваної поверхні. Після проходження компенсатора світло знову стає лінійно поляризованим. Метод застосовується для визначення товщини і показників заломлення тонких діелектричних плівок і об'ємних зразків.

4. При фіксованому куті падіння визначаються еліптичність і азимут відбитого світла, коли на досліджувану поверхню падає лінійно поляризований промінь з постійним азимутом. Використовується еліпсометр з тією ж оптичною схемою (рис. 17). Площина пропускання поляризатора звичайно встановлюється під кутом $\pm 45^\circ$ до площини падіння. Компенсатор і аналізатор обертають до тих пір, поки фотоприймач не зафіксує мінімальну інтенсивність світла, що падає на нього.

§ 5. МЕТОДИКА ВИЗНАЧЕННЯ Δ, Ψ

Раніше було відмічено, що при дослідженні поверхні за допомогою еліпсометра експериментально підбирають такі значення азимутів площин пропускання поляризатора і аналізатора при визначеній орієнтації компенсатора, при котрих спостерігається повне гасіння аналізатором відбитого від досліджуваної поверхні поляризованого світла.

Для довільної поверхні існує множина значень азимутів поляризатора, аналізатора і компенсатора, що відповідають мінімуму інтенсивності світла на фотоприймачі. Тому правильне визначення Δ і Ψ по одержаним значенням азимутів вказаних оптичних елементів – задача складна, вона вимагає знання методики проведення експерименту і її суворе дотримання.

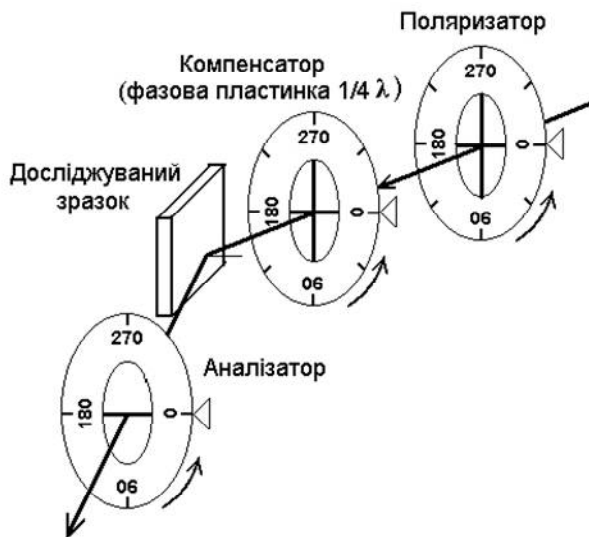


Рис. 18

Провести еліпсометричні вимірювання можливо за умови, що прилад від'юстований, тобто встановлений “нульовий” відлік на шкалах поляризатора, аналізатора та компенсатора і площини пропускання перших двох елементів і вісь найбільшої швидкості фазової пластинки будуть лежати у площині падіння променя (рис. 18).

Значення азимутів поляризатора, аналізатора і компенсатора вважаються додатними у разі відліку їх проти годинникової стрілки, якщо

дивитися на зустріч розповсюдження променя. Методи юстування еліпсометра будуть розглянуті пізніше.

Розглянемо умови появи мінімальної інтенсивності світла на фотоприймачі приладу у залежності від комбінацій азимутів основних оптичних елементів еліпсометра.

По-перше, існує 4 можливості орієнтувати фазову пластинку, обертаючи шкалу компенсатора, по відношенню до “нульові” позначки, на 45, 135, 225, 315 градусів. Відліки 45 і 225 градусів відповідають повороту фазової пластинки на кут 45° навколо оптичної осі приладу в додатному напрямку. В свою чергу відліки 135 і 315 градусів відповідають повороту фазової пластинки на той же кут, але вже у від’ємному напрямку.

У відповідності з розглядуваною тут методикою, кут між площиною падіння і віссю найбільшої швидкості встановлюють $\pm 45^{\circ}$, що відповідає наступним відлікам на шкалі компенсатора: або 45° і 315° , або 225° і 135° .

По-друге, перетворення еліптично поляризованого світла у лінійно поляризоване при відбиванні його від досліджуваної поверхні відбувається при відповідному значенні азимуту лінійно поляризованого світла φ_p , яке падає на компенсатор. При цьому азимут φ_p змінюється від 0° до 180° , однозначно визначає значення зсуву фаз Δ між компонентами E_p і E_s .

Обертання поляризатора може відбуватися як по годинниковій стрілці, так і проти, з точки зору спостерігача, котрий дивиться на поляризатор назустріч розповсюдженню променя. Обертання поляризатора проти годинникової стрілки відповідає збільшенню позитивного значення кута між площиною пропускання поляризатора і довільною площиною, яка вибрана за початок відліку. При обертанні поляризатора по годинниковій стрілці відбувається збільшення від’ємного значення того ж кута.

За початок відліку може бути прийнята будь-яка довільно вибрана площина. Звично у якості таких площин використовуються дві взаємно перпендикулярні площини – площина падіння і перпендикулярна до неї площина. Якщо початком відліку кутів є площина падіння, то обертання поляризатора по годинниковій стрілці відповідає послідовності значень кутів на шкалі: 0 – 270 – 180 градусів і 180 – 90 – 0 градусів (див. рис. 18). При обертанні поляризатора проти годинникової стрілки на шкалі буде інша послідовність значень кутів: 0 – 90 – 180 градусів і 180 – 270 – 0 градусів. Якщо ж за площину відліку кутів приймається площина, перпендикулярна площини падіння, то послідовність значень кутів така: 90 – 0 – 270 градусів і 270 – 180 – 90 градусів, що відповідає обертанню по годинниковій стрілці, а 90 – 180 – 270 градусів і 270 – 0 – 90 градусів – проти годинникової стрілки.

Таким чином, лінійно поляризоване світло після відбивання можна одержати шляхом використання 8 способів зміни азимуту площини пропускання поляризатора, що визначаються двома напрямками обертання, двома діапазонами зміни градусів на шкалі поляризатора і двома системами відліку кутів.

По-третє, обертання аналізатора також відбувається як за годинниковою стрілкою, так і проти. При цьому відлік кутів можна робити від площини падіння і від площини, що є перпендикулярною до неї.

Зміна відношення амплітуд A_p і A_s виражається через $\text{tg}\Psi$, тому кут Ψ змінюється в межах від 0^0 до 90^0 . У випадку досконалого компенсатора, азимут аналізатора φ_A однозначно визначає значення Ψ , тобто $\varphi_A = \Psi$. Недосконалість компенсатора вимагає внесення певної, залежної від величини зсуву фаз Ω (цей зсув фаз викликає компенсатор), поправки при визначенні Ψ за значенням азимуту аналізатора:

$$\text{tg}\Psi = \frac{\text{tg}\varphi_A}{\text{tg}(45^0 \pm \frac{|\alpha|}{2})}, \text{ знак "+" береться при } \Omega < 90^0; \text{ а "-" при } \Omega > 90^0,$$

а кут α визначається із формули $\alpha = \arcsin(\cos 2\varphi_p \cos \Omega)$. Бачимо, що він є функцією не тільки зсуву фаз Ω , але й азимуту лінійно поляризованого світла φ_p , що падає на компенсатор.

Тим не менше кут між площиною початку відліку кута і площиною пропускання аналізатора не перевищує 90^0 .

Якщо за початок відліку кутів приймається площина падіння, то обертання за годинниковою стрілкою відповідає певній послідовності значень кутів на шкалі аналізатора: 0–270 градусів і 180–90 градусів. При обертання аналізатора проти годинникової стрілки послідовність буде 0–90 градусів і 180–270 градусів. Якщо за початок відліку прийняти площину, перпендикулярну площині падіння, то послідовність 90–0 і 270–180 градусів відповідає обертанню аналізатора за годинниковою стрілкою, а 90–180 градусів і 270–0 градусів – проти годинникової стрілки.

Таким чином, для фіксації моменту перетворення відбитого світла у лінійно поляризоване існує 8 можливих способів зміни азимуту аналізатора, що визначаються двома напрямками обертання, двома діапазонами відліку кутів на шкалі аналізатора і двома системами відліку.

Враховуючи число можливих способів зміни кутових положень компенсатора, поляризатора і аналізатора можна сказати, що існує $4 \times 8 \times 8 = 256$ комбінацій, при яких фотоприймач буде фіксувати мінімальну інтенсивність світла, яке падає на нього.

Для одержання достовірних результатів еліпсометричних вимірювань достатньо провести лише 16 вимірювань. При цьому компенсатор орієнтується двома способами. В одному випадку вісь найбільшої швидкості встановлюється так, що кут між площиною падіння і цією віссю складає $+45^\circ$. На шкалі компенсатора це відповідає обертання на $+45^\circ$. В іншому випадку той же кут дорівнює -45° , тобто на шкалі компенсатора встановлюється відлік 350° . Для поляризатора застосовуються дві сторони обертання, дві системи відліку кутів і дві послідовності відліку кутів на шкалі. Два способи орієнтації компенсатора і 8 способів зміни азимуту площини пропускання поляризатора визначають кількість вимірювань. Аналіз відбитого від досліджуваної поверхні світла робиться поляризатором, кутове положення якого змінюється в двох напрямках і з двома послідовностями відліку кутів на шкалі.

При проведенні еліпсометричних вимірювань визначення Δ і Ψ безпосередню по показам поляризатора, компенсатора і аналізатора пов'язано з рядом труднощів. Для спрощення вводяться три кутові величини \mathbf{p} , \mathbf{a}_p і \mathbf{a}_s , значення яких при будь-яких можливих відліках на шкалах поляризатора і аналізатора від 0° до 360° будуть змінюватися в таких межах:

$$0 < |\mathbf{p}| < 180^\circ, \quad 0 < |\mathbf{a}_p|, \quad |\mathbf{a}_s| < 90^\circ.$$

Всі 16 показів еліпсометра можуть бути поділені на 4 зони. У двох зонах вісь найбільшої швидкості компенсатора складає з площиною падіння кут $+45^\circ$, у двох інших – мінус 45° .

На рис. 2 (переріз в екваторіальній площині так званої сфери Пуанкаре [2,7]) показано напрямки зміни азимутів площин пропускання поляризатора і аналізатора при еліпсометричних вимірюваннях в 4-х зонах. Орієнтація осі найбільшої швидкості компенсатора (н.ш.к) позначається на рисунку потовщенням одної з осей – OS_2 або $O(-S_2)$. Напрямок зміни азимутів площин пропускання поляризатора і аналізатора позначаються концентричними стрілками з індексами \mathbf{p} , \mathbf{a}_p або \mathbf{a}_s . В залежності від того, в якому напрямку змінюється азимутальний кут, величини \mathbf{p} , \mathbf{a}_p і \mathbf{a}_s можуть бути позитивними або негативними. Якщо при обертанні поляризатора за початок відліку приймається площина падіння, кутова величина \mathbf{a} має індекс \mathbf{p} (зони 1 і 4). Індекс \mathbf{s} біля \mathbf{a} показує, що початком відліку азимутів поляризатора є площина, перпендикулярна площині падіння (зони 2 і 3). 4 зони характеризується наступним чином.

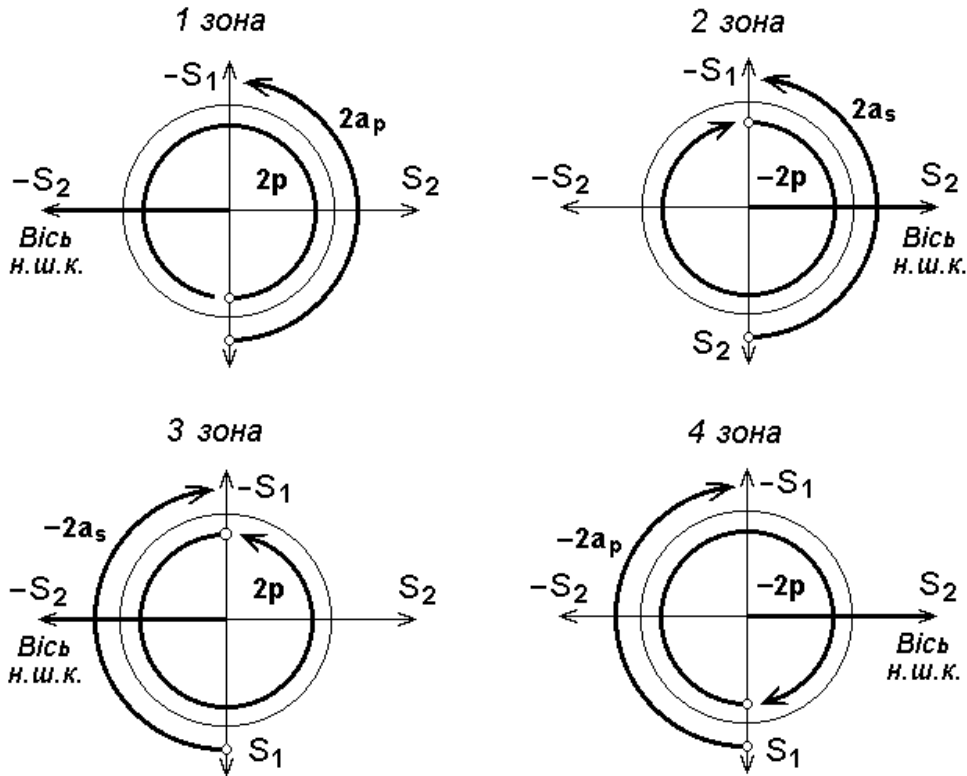


Рис. 19

1-а зона.

Азимут осі найбільшої швидкості компенсатора дорівнює -45° .

Кут між площиною пропускання поляризатора і площиною падіння p змінюється від 0° до 180° .

Кут між площиною пропускання аналізатора і площиною падіння a_p змінюється від 0° до 90° .

2-а зона.

Азимут осі найбільшої швидкості компенсатора дорівнює $+45^{\circ}$.

Кут між площиною пропускання поляризатора і площиною, перпендикулярною площині падіння p , змінюється від 0° до -180° .

Кут між площиною пропускання поляризатора і площиною падіння a_s змінюється від 0° до 90° .

3-я зона.

Азимут осі найбільшої швидкості компенсатора дорівнює -45° .

Кут між площиною пропускання поляризатора і площиною, перпендикулярною площині падіння p , змінюється від 0° до 180° .

Кут між площиною пропускання аналізатора і площиною падіння a_s змінюється від 0° до -90° .

4-а зона.

Азимут осі найбільшої швидкості компенсатора дорівнює $+45^{\circ}$.

Кут між площиною пропускання поляризатора і площиною падіння p змінюється від 0° до -90° .

Кут між площиною пропускання аналізатора і площиною падіння \mathbf{a}_p змінюється від 0^0 до -90^0 .

Таблиця 1

Зона	Компенсатор	Азимут поляризатора P^0		Азимут аналізатора A^0		p^0		a_p^0		a_s^0		\bar{p} в зонах		\bar{a} в зонах		\bar{a}_p в 1 і 4 зонах		\bar{a}_s в 2 і 3 зонах		\bar{p}		
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	
1	-45^0	1	0-90-180	0-90	P	A																
		2	180-270-360	0-90	P-180	A																
	315^0	3	0-90-180	180-270	P	A-180																
		4	180-270-360	180-270	P-180	A-180																
2	$+45^0$	5	90-0-270	0-90	90-P		A															
		6	270-180-90	0-90	270-P		A															
	315^0	7	90-0-270	180-270	90-P		A-180															
		8	270-180-90	180-270	270-P		A-180															
	-45^0	9	90-180-270	0-90	P		180-A															
		10	270-0-90	0-90	P-180		180-A															
315^0	11	90-180-270	180-270	P		360-A																
	12	270-0-90	180-270	P-180		360-A																
4	$+45^0$	13	180-90-0	0-90	90-P	180-A																
		14	0-270-180	0-90	270-P	180-A																
	315^0	15	180-90-0	180-270	90-P	360-A																
		16	0-270-180	180-270	270-P	360-A																

При проведенні еліпсометричних вимірювань рекомендується користуватися даними таблиці 1, з допомогою яких можна легко визначити напрямки обертання і діапазон зміни відліку на шкалах поляризатора і аналізатора (графи 3 і 4). Крім того, в таблиці містяться формули, які дають змогу перераховувати азимут площин пропускання поляризатора і аналізатора у кутові величини \mathbf{p} , \mathbf{a}_p і \mathbf{a}_s (графи 5, 6, 7) і вести записи при вимірюваннях. Одержані значення \mathbf{p} , \mathbf{a}_p і \mathbf{a}_s (графи 5, 6, 7) усереднюються в зонах (графи 8, 9) і між зонами (графи 10, 11, 12). Обчислення значень Δ і Ψ через усереднені кутові величини $\bar{\mathbf{p}}$, $\bar{\mathbf{a}}_p$ і $\bar{\mathbf{a}}_s$ здійснюються наступним чином.

Зміна зсуву фази Δ в загальному випадку визначається за формулами:

$$\text{для } 0 < \varphi_p < 90^0 \quad \Delta = 180^0 - \arctg(\text{ctg}2\varphi_p \sin\Omega);$$

$$\text{для } 90 < \varphi_p < 135^0 \quad \Delta = 360^0 - \arctg(\text{ctg}2\varphi_p \sin\Omega);$$

$$\text{для } 135 < \varphi_p < 180^0 \quad \Delta = -\arctg(\text{ctg}2\varphi_p \sin\Omega).$$

де замість φ_p слід підставити одержану експериментально кутову величину $\bar{\mathbf{p}}$.

Знаходження Ψ по одержаним в результаті вимірювань значенням \mathbf{a}_p і \mathbf{a}_s – завдання більш складне, тому розглянемо такий приклад. Нехай оптичні властивості досліджуваної поверхні визначаються величинами $\Delta=130^0$ і $\Psi=25^0$. Якщо б еліпсометричні вимірювання проводились на приладі, компенсатор якого представляє собою досконалу чвертьхвильову фазову пластинку ($\Omega=90^0$), то одержані в усіх 4-х зонах значення \mathbf{p} , \mathbf{a}_p і \mathbf{a}_s не відрізнялися би одне від

одного. В цьому випадку $\rho=20^0$, $\alpha_p=\alpha_s=25^0$. При використанні в еліпсометрі у якості компенсатора недосконалої чвертьхвильової фазової пластинки експериментальні значення ρ в усіх 4-х зонах повинні співпадати між собою, $\alpha_p \neq \alpha_s$. При умові, що $\Delta=130^0$, $\Psi=25^0$ і $\Omega=80^0$, кутові величини ρ , α_p і α_s будуть дорівнювати 19,75; 27,84 і 22,5 градусів відповідно. Недосконалість компенсатора для розглядуваного нами конкретного прикладу приводить до того, що $\alpha_p > \alpha_s$. Попарний розгляд вимірювань у зонах 1 і 2, 3 і 4 показує, що знаходження α_p і α_s в кожній парі вказаних зон відбувається так же, якщо би вимірювання проводились в одній (наприклад, в 1-й або 3-й) зоні на еліпсометрі, що має 2 змінних недосконалих компенсатора, зсуви фаз яких відрізняються від 90^0 на одну і ту ж величину в більшу або меншу сторону. Для цього випадку формула для знаходження значення кута Ψ має вигляд:

$$\operatorname{tg}^2 \Psi = \operatorname{tg} \bar{\alpha}_p \cdot \operatorname{tg} \bar{\alpha}_s$$

У відповідності з цією методикою (див. табл. 1) вимірювання можуть проводитися наступними способами:

1-й спосіб – вимірювання проводяться в чотирьох зонах по чотири вимірювання у кожній з них;

2-й спосіб – вимірювання проводяться в чотирьох зонах по одному вимірюванню у кожній зоні;

3-й спосіб – вимірювання проводяться в одній з тотожних пар зон: або у зонах 1 і 4, або у зонах 2 і 3 по одному вимірюванню в кожній зоні;

4-й спосіб – проводиться одне вимірювання в одній із зон.

При дослідженні незнайомої поверхні рекомендується застосовувати 1-й спосіб, тобто проводити всі 16 вимірювань. 2-й спосіб також дає досить точні і добре збіжні між собою результати і використовується при досліджуванні більш-менш відомих поверхонь. 3-й спосіб має меншу точність в порівнянні з двома першими і звичайно застосовується, коли потрібно швидко визначити властивості поверхні, а компенсатор еліпсометра має зсув фаз, відмінний від 90^0 . 4-й спосіб дає наближені результати. Його точність близька до точності 3-го способу тільки у випадку дуже малої (в 1-2⁰) відмінності зсуву фаз компенсатора від 90^0 .

Техніка еліпсометричних вимірювань полягає в наступному. Після встановлення зразка в положення для вимірювання шкали поляризатора, компенсатора і аналізатора встановлюються у вихідні положення у відповідності з даними таблиці 1. На шкалі компенсатора встановлюється відлік $\pm 45^0$ в залежності від того, в якій зоні проводяться вимірювання. Після цього почерговим обертанням поляризатора і аналізатора у визначеному методикою напрямку добиваються мінімуму інтенсивності на фотоприймачі.

Покази на шкалах поляризатора і аналізатора (азимуту площин пропускання) заносяться в таблицю і перераховуються у кутові величини ρ , α_p , і α_s по формулах, які приведені там же. Знайдені величини Δ і Ψ можуть бути використані як вихідні дані або для визначення товщини і показника

заломлення тонких діелектричних плівок на поглинаючій підкладці [див. формулу (49)], або для знаходження оптичних констант n і k поверхні [див. формули (50), (51)].

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА

ВИВЧЕННЯ РОБОТИ ЕЛІПСОМЕТРА ЛЭФ-ЗМ-1 ТА ВИЗНАЧЕННЯ КОМПЛЕКСНОГО ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ МАТЕРІАЛІВ

Мета роботи:

Ознайомитися з оптичною схемою, конструкцією і роботою еліпсометра ЛЭФ-ЗМ-1, теорією та методом еліпсометричних вимірювань. Провести виміри оптичних постійних (n,k) зразків відомих матеріалів та плівок на скляних підкладках, їх товщини за допомогою еліпсометричного методу вимірювання.

Завдання:

1. Вивчити теоретичну, методичну та експериментальну частини роботи.
2. Отримати у викладача досліджуваний зразок. При різних кутах падіння φ виміряти еліпсометричні кути поляризації A і P у двох зонах та обчислити поляризаційні кути Ψ і Δ .
3. Обробити експериментальні дані за допомогою комп'ютерної програми для визначення комплексного показника заломлення $N=n-ik$.
4. Побудувати графіки залежностей $\Psi(\varphi)$ і $\Delta(\varphi)$, зробити їх аналіз.

І. ОПИС ЕЛІПСОМЕТРА ЛЭФ-ЗМ-1 ТА МЕТОДИКА ЕЛІПСОМЕТРИЧНИХ ВИМІРЮВАНЬ

Серед спрощених приладів класичного типу особливе місце займають лазерні еліпсо-фотометри серії ЛЭФ. Об'єктами дослідження (ОД) для цих приладів є будь-які плоскі ділянки речовини і, в принципі, як завгодно шорсткі дзеркала, оскільки показник екстинкції $k=k_1+k_2$. k_1 , k_2 в сумі не розрізняє дисперсійну або світлорозсіювальні частини k_1 , k_2 [13].

Лазерний фотоелектричний еліпсометр ЛЭФ-ЗМ-1 призначений для вимірювання змін у стані поляризації монохроматичного випромінювання, що виникають у результаті взаємодії його з досліджуваним зразком. Еліпсометр працює на довжині хвилі $\lambda=0,6328$ мкм. Він має ручне керування і візуальний відлік азимутальних кутів оптичних елементів (поляризатора, компенсатора й аналізатора). Поляризатором і аналізатором в еліпсометрі служать призми Глана з ісландського шпату, а компенсатором – чвертьхвильова пластинка із кристалічного кварцу.

§ 1. ОПИС ЕЛІПСОМЕТРА ТА ПРИНЦИП ЙОГО РОБОТИ

Будова приладу та опис структурної схеми

Оптична схема зображена на рис. 1, а структурна – на рис. 2. Еліпсометр складається з таких функціонально зв'язаних блоків: плеча поляризатора, плеча

аналізатора, електронного блоку обробки (ЕБО), пристрою повороту плечей з відліком кута падіння, гоніометричного предметного столика.

Пристрій повороту плечей аналізатора і поляризатора 19 дозволяє змінювати кут падіння лазерного світла на вимірюваний зразок у межах від 45° до 90° . За допомогою відлікового пристрою 20 визначається кут падіння лазерного променя на зразок.

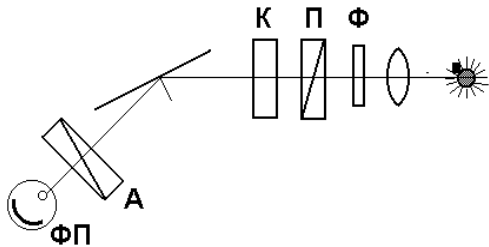


Рис. 1. Оптична схема еліпсометра

Плече поляризатора.

Плече поляризатора складається із лазера 1 (серійний гелій-неоновий лазер ЛГН-207Б), поворотних дзеркал (2, 3, 4), механічного модулятора світла 5, двох пластинок $\lambda/4$ (6 і 7), поляризатора 8, компенсатора 9. Крім використання штатного джерела випромінювання в еліпсометрі передбачене введення випромінювання зовнішнього

джерела "И.Н." з відповідною потужністю, довжиною хвилі і допуском на кутове розходження. У цьому випадку необхідно скористатися ручкою перемикача джерела. Пройшовши плече поляризатора, світловий пучок падає на досліджуваний зразок, розташований на поверхні предметного столика 10. Відбившись від поверхні зразка, він надходить у плече аналізатора.

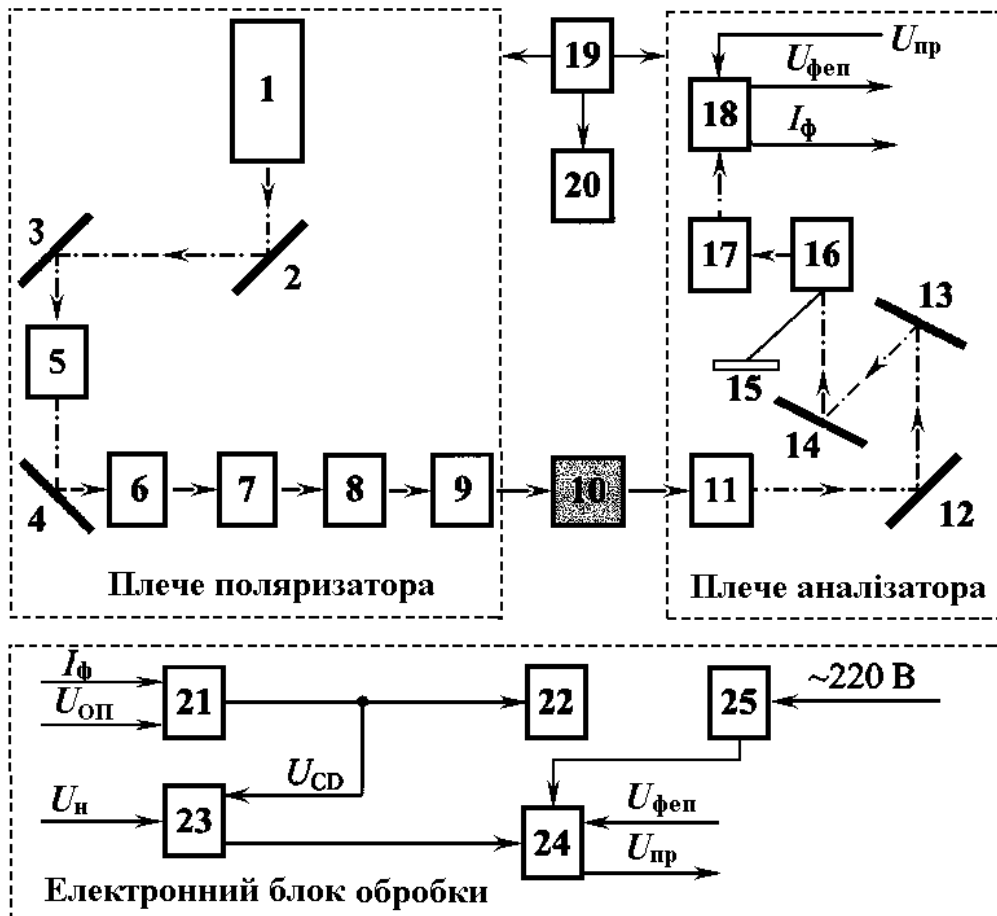


Рис. 2. Структурна схема еліпсометра ЛЭФ-3М-1 [12]

Плеце аналізатора. Плеце аналізатора складається з аналізатора 11, поворотних дзеркал (12, 13, 14), дзеркальної діафрагми 16, затвора 17 і фотоприймача 18 (ФЕП – фотоелектричний підсилювач). Дзеркальна діафрагма виводить зображення падаючого на нього світлового променя в центр перехрестя екрана 15. Передбачено можливість використання додаткового фотоприймача “П.Н”, що кріпиться замість кришки збоку плеча аналізатора. При цьому дзеркало перемикають рукою перемикача приймача, розташованої також на передній панелі приладу. Фотоприймач служить для перетворення модульованого світлового потоку на виході оптичної системи у електричний сигнал.

Електронний блок обробки

До складу ЕБО входять наступні основні частини: синхронний детектор 21, регулятор 23, джерело живлення 25, стабілізатор високовольтного перетворювача 24 і нуль-індикатор 22. Цей блок призначений для автоматичного регулювання підсилення (АРП) фотосигналу й синхронного детектування сигналу, а також для живлення модулятора, фотоприймача і ламп підсвічування шкал відлікових пристроїв.

Джерело живлення, що входить до складу ЕБО, перетворює змінну напругу електромережі (220В) в ряд змінних і постійних напруг, використовуваних для живлення електричних схем усередині блоку, а також модулятора, фотоприймача і ламп висвітлення шкал відлікових пристроїв.

При активації АРП – короткочасно натиснутій кнопці "АРУ" – напруга $U^{ПР}$ поступово наростає, поки вихідний сигнал $U^{СВ}$ не досягне рівня U^H , що відповідає початковому відхиленню стрілки індикатора (0,5...0,7 шкали), після чого ріст $U^{ПР}$ припиняється і підсилення фіксується на досягнутому значенні. При повторних натисканнях кнопки після настроювання оптичної системи по мінімуму показів нуль-індикатора описаний процес повторюється, поки напруга живлення ФЕУ не досягне максимуму, встановленого при настроюванні блоку.

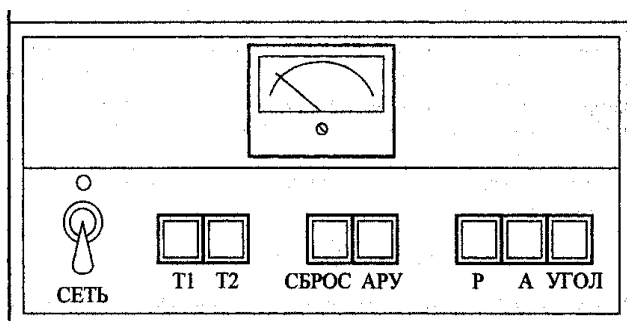


Рис. 3.

Передня панель блока електронної обробки.

Увімкнення АРП при зашкаленні нуль-індикатора приводить до пониження підсилення, а також встановлення стрілки нуль-індикатора у початкове положення. Вимикання живлення ФЕУ по закінченню чергового виміру виробляється шляхом установки лічильника на нуль сигналом скидання від кнопки "СКИДАННЯ" ("СБРОС").

Крім кнопок "АРУ" і "СБРОС" (див. рис. 3) на передній панелі блоку розташований вимикач мережі "СЕТЬ", перемикачі постійної часу синхронного детектора "Т1" і "Т2", і три кнопки включення ламп підсвічування шкал кутомірних пристроїв, відзначені символами "А", "Р", "КУТ" ("УГОЛ").

Принцип дії та роботи приладу

В основу принципу дії еліпсометра покладений "нульовий" оптичний метод, що передбачає в цьому випадку досягнення мінімальної інтенсивності пучка світла на виході аналізатора, шляхом по чергових поворотів поляризатора й аналізатора. Кутове положення компенсатора при вимірах фіксується так, щоб його "швидка" вісь перебувала під кутом $+45^\circ$ або під кутом -45° до площини падіння пучка світла на зразок. У кожному фіксованому робочому положенні компенсатора є дві незалежні комбінації кутів положень поляризатора й аналізатора, у яких може бути досягнута мінімальна інтенсивність пучка світла. Ще дві комбінації є при повороті на 180° поляризатора й аналізатора. Загалом, для чотирьох положень компенсатора таких комбінацій 16. З них незалежні чотири, що й створює чотири вимірювальні зони ($i=1,2,3,4$). Номер вимірювальної зони визначається кутовим положенням компенсатора й аналізатора, тобто значеннями С і А, відповідно.

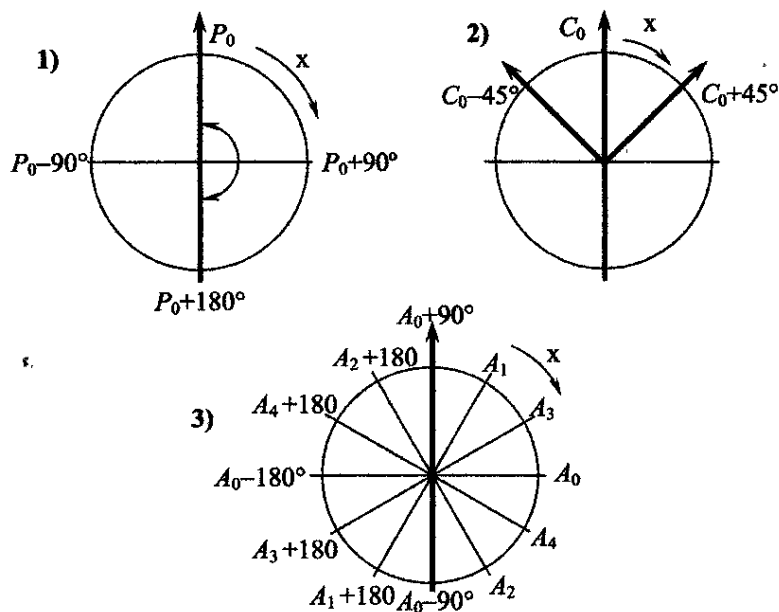


Рис. 4. Схематичне зображення лімбів: 1) – поляризатора; 2) – компенсатора; 3) – аналізатора [12]

Для визначення номера вимірювальної зони, до якої відносять одержувані результати вимірів, необхідно виконати аналіз цих результатів за допомогою рис. 4. На рисунку зображені лімби поляризатора 1, компенсатора 2 і аналізатори 3 з обраним позитивним напрямком їхнього обертання, на яких позначені значення параметрів P_0 , C_0 , A_0 , що підлягають юстуванню, а також,

P_0+180° , C_0+45° , C_0-45° , A_0-90° , A_0-180° . Положенню $C=C_0+45^\circ$ відповідає повертання "швидкої" осі компенсатора за годинниковою стрілкою на 45° , а положенню $C=C_0-45^\circ$ – повертання "швидкої" осі компенсатора проти годинникової стрілки на 45° .

Якщо компенсатор встановлений у положенні $C=C_0+45^\circ$, то при значеннях A , що відповідають першій та третій чверті зображення лімба, вимір відносять до першої зони. При значеннях A , що відповідають другій та четвертій чверті зображення лімба, вимір відносять до другої зони.

Якщо компенсатор встановлений у положенні $C=C_0-45^\circ$, то при значеннях A , що відповідають першій та третій чверті зображення лімба, вимір відносять до третьої зони. При значеннях A , що відповідають другій та четвертій чверті зображення лімба, вимір відносять до четвертої зони. Відповідно до номера вимірювальної зони, для розрахунку значень поляризаційного кута Δ застосовується одна з формул (1–4) [12]:

$$\Psi_1 = \Psi_A^{(1)}, \quad \Delta_1 = -2\gamma_p^{(1)} - \pi/2 + 2\pi n \quad \text{в першій зоні} \quad (1)$$

$$\Psi_2 = \Psi_A^{(2)}, \quad \Delta_2 = -2\gamma_p^{(2)} + \pi/2 + 2\pi n \quad \text{в другій зоні} \quad (2)$$

$$\Psi_3 = \Psi_A^{(3)}, \quad \Delta_3 = 2\gamma_p^{(3)} + \pi/2 + 2\pi n \quad \text{в третій зоні} \quad (3)$$

$$\Psi_4 = \Psi_A^{(4)}, \quad \Delta_4 = 2\gamma_p^{(4)} - \pi/2 + 2\pi n \quad \text{в четвертій зоні} \quad (4)$$

де $\gamma_p^{(i)} = P_i - P_0$, а значення поляризаційного кута Ψ обчислюються за вимірними значеннями кута повороту аналізатора: $\Psi_A^{(i)} = |A_i - (A_0 + 90^\circ)|$.

Значення величин A_0 , P_0 і C_0 (положення "швидкої" осі компенсатора) визначаються під час підготовки еліпсометра до вимірювань, тобто вважаються відомими.

Робота приладу. Еліпсометр працює у такий спосіб (див. рис. 2). Джерело випромінювання 1 генерує світловий пучок, що модулюється по інтенсивності модулятором 5 і направляється на зразок під заданим кутом φ до відбиваючої поверхні зразка. Пройшовши оптичні елементи плеча поляризатора, пучок відбивається від зразка, а потім попадає в плече аналізатора. У плечі аналізатора пучок світла попадає на перемикач, що направляє його або на екран 15, або на фотоприймач 18 (після попереднього гасіння на екрані для запобігання засвічування фотоприймача світловим потоком великої інтенсивності).

У фотоприймачі світловий потік перетвориться в електричний сигнал. Тому мінімальна інтенсивність світлового потоку дуже мала (мінімальний корисний сигнал набагато менше власних шумів фотоприймача), для виділення такого сигналу застосована модуляція (переривання) світлового потоку за допомогою механічного модулятора, що створює змінну складову у вихідній напрузі фотоприймача, що збігається по фазі з опорною напругою. Опорна напруга виробляється датчиком опорної напруги, установленому у вузлі модулятора. Синфазність вихідного сигналу з опорною напругою є відмінною

ознакою корисного сигналу, по якому він виділяється із шумів і перешкод за допомогою синхронного детектування в ЕБО.

Змінна складова вихідної напруги фотоприймача в електронному блоці детектується синхронним детектором 21. Вихідна напруга синхронного детектора, пропорційна інтенсивності світлового потоку, надходить на нуль-індикатор 22, по мінімуму відхилення якого оператор визначає положення настроювання поляризаційних елементів еліпсометра.

Поляризаційна оптика еліпсометра надає променю світла на окремих відрізках певний стан поляризації. Спочатку, перша чверть хвильова пластинка 6 усуває еліптичність поляризації пучка, що у невеликому ступені має місце на виході трубки лазера і в результаті відбиттів від поворотних дзеркал (2, 3, 4) у плечі поляризатора.

Друга чверть хвильова пластинка 7 встановлена своїми осями під кутом в 45° до площини поляризації вхідного пучка світла. Після проходження чверть хвильової пластинки світловий пучок здобуває кругову поляризацію. Цим самим забезпечується незмінність інтенсивності пучка світла для всіх робочих кутових положень поляризатора.

Поляризатор 8 формує лінійну поляризацію пучка світла з азимутними кутами в межах від 0 до 180° . Коли площина поляризації падаючого на зразок пучка світла збігається з азимутами осей компенсатора 9, то на його виході виходить лінійна поляризація. Якщо площина поляризації перебуває під кутами $\pm 45^\circ$ до цих осей, то на виході компенсатора виходить кругова поляризація. В інших випадках компенсатор перетворює лінійну поляризацію падаючого на нього пучка світла в еліптичну відповідно до азимута поляризатора.

При відбитті світла від поверхні зразка стан його поляризації в загальному випадку змінюється. Якщо поляризатор встановлений у положення, що відповідає мінімальній інтенсивності пучка світла, то відбитий від зразка пучок має лінійну поляризацію. Азимут цієї поляризації визначає кутове положення аналізатора 11, що відповідає мінімальній інтенсивності пучка світла. При цьому площина максимального пропускання аналізатора перебуває під прямим кутом до площини лінійної поляризації відбитого від зразка світла. Таким чином, перед зчитуванням значень Р і А, сигнал на фотоприймачі майже дорівнює нулю.

Встановлення таких станів у кожній вимірювальній зоні досягається за допомогою фотоприймача, електронного блоку й стрілочного нуль-індикатора.

Отже, процес кожного виміру на приладі складається із двох етапів:

- 1) вивід світлової інформації на екран і візуальне гасіння світлового променя;
- 2) вимірювання ослабленого світлового сигналу за допомогою фотоприймача для точного визначення положень гасіння.

§ 2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ВИМІРЮВАНЬ НА ЕЛІПСОМЕТРІ

Для будь-якої поверхні існує безліч значень азимутів поляризатора, аналізатора й компенсатора, при яких досягається гасіння світла на фотоприймачі еліпсометра. Тому правильне визначення поляризаційних кутів за отриманим значенням азимутів зазначених оптичних елементів – завдання складне, яке потребує знання методики виконання вимірів і її строгого дотримання. Детальний опис процедури вимірювань на еліпсометрі типу ЛЕФ-3М описано у методичних вказівках до виконання лабораторних робіт авторів [12,13].

1. Підготовка приладу до вимірювань

1. Ознайомитися з даними методичними вказівками для виконання вимірювань на еліпсометрі.

2. Ознайомитися зі схемою приладу й усвідомити призначення органів керування елементами схеми.

3. Перевірити положення ручок перемикачів світлового сигналу, які повинні перебувати у вихідних положеннях, що забезпечують роботу еліпсометра зі штатним джерелом випромінювання й зі штатним фотоприймачем з візуальною індикацією світлового променя на екрані:

- ручка перемикача джерела - у положенні "ИВ" (горизонтально);
- ручка перемикача індикації - у положенні "+" (вертикально);
- ручка перемикача приймача - у положенні "ПВ" (горизонтально).

4. Підключити мережний шнур електронного блоку еліпсометра до мережі й подати напруга. Включити електронний блок вмиканням тумблера "СЕТЬ" ("МЕРЕЖА"). При цьому відбудеться підсвічування шкали індикатора інтенсивності променя світла, а на предметному столику з'явиться світлова пляма лазера.

5. Розташувати на предметному столику досліджуваний зразок так, щоб лазерна світлова пляма потрапила на вимірювану площадку. При необхідності повернути столик навколо своєї осі або зрушити мікрогвинтами в горизонтальній площині.

6. Встановити заданий кут падіння променя на зразок шляхом обертання маховичка з ручкою в ту або іншу сторону. Для зручності кут падіння будемо позначати φ . Кут розвороту плечей (2φ) необхідно контролювати за показами кутомірного пристрою на екрані після включення лампи підсвічування кнопкою "УГОЛ" ("КУТ"). Встановлення заданого кута 2φ завершити поворотом маховичка з ручкою за стрілкою годинника (тобто опускаючи) для запобігання "зависання" плечей щодо підйимального механізму.

7. Налаштувати остаточне положення поверхні зразка – домогтися влучення відбитого від зразка променя через центр діафрагми плеча аналізатора у перехрестя екрана. Для цього змінювати положення відбиваючої поверхні

зразка щодо обрію, шляхом зміни нахилу верхньої площадки предметного столика трьома мікрогвинтами або шляхом опускання (підйому) кронштейна предметного столика. Якщо інтенсивність світлової плями на екрані виявиться недостатньою, збільшити її шляхом повороту одного з робочих елементів еліпсометра на невеликий (10-20°) кут.

2. Пошук мінімуму сигналу за допомогою фотоприймача

1. Перемкнути світловий пучок на ФЕП поворотом ручки перемикача індикації в горизонтальне положення. Ручка перемикача індикації переводиться в горизонтальне положення тільки на час використання фотоприймача з нуль-індикатором, тобто при необхідності точного визначення кутових положень робочих елементів еліпсометра, що відповідають мінімальній інтенсивності пучка світла. Ця операція повинна проводитися після попереднього гасіння світлового (лазерного) променя на екрані з візуальним контролем. Невиконання цієї вимоги може привести до невикористовувано великого засвічування фотокатода ФЕП, отже, надмірного струму ФЕП, що негативно відіб'ється на працездатності пристрою в цілому.

2. Включити автоматичне регулювання підсилення ФЕП натисканням кнопки "АРУ" (АРП) на час, необхідний для збільшення сигналу до необхідного рівня або до рівня приблизно 0,6 від максимального значення показання нуль-індикатора. У другому випадку АРП відключається автоматично. Результат пошуку мінімуму світлового сигналу вважається задовільним, якщо при досягненні граничного коефіцієнта підсилення фотометричного пристрою сигнал на нуль-індикаторі не перевищує 10% від максимального значення шкали. Більші сигнали на нуль-індикаторі вказують на недосконалість поверхні зразка.

3. При завершенні пошуку мінімуму світлового сигналу виключити живлення ФЕП натисканням кнопки "СБРОС" ("СКИДАННЯ"), а ручку перемикача індикації встановити у вертикальне положення "+".

3. Хід роботи (процедура вимірювань)

У даній лабораторній роботі використовується двозонна методика вимірювань поляризаційних параметрів (кутів) Ψ і Δ . Двозонна методика дозволяє уникнути впливу систематичних помилок, пов'язаних з неідеальністю оптичних елементів приладу і впливом температури навколишнього середовища на поляризаційні параметри компенсатора.

Комп'ютерна програма проводить ітеративну процедуру по знаходженню комплексного показника заломлення ($N=n-ik$) матеріалу об'ємного зразка або ізотропної плівки, нанесену на прозору (скляну) підкладку, у заданих межах пошуку показників n і k . Можливий також розрахунок товщини плівки ($d < 1$ мкм). У програмі враховується робоча довжина хвилі еліпсометра $\lambda = 0,6328$ мкм.

1. Досліджуваний зразок покласти на предметний столик 6 (рис. 5).
2. Обертаючи маховичок (диск) з ручкою 26 (рис.6), встановити на екрані 11 (рис. 5) заданий кут падіння променя. Підсвічування екрана здійснюється при натисканні кнопки 38 “УГОЛ” (“КУТ”).
3. Поворотом трьох гоніометричних гвинтів 22 (рис. 5 і 7) предметного столика 6 домогтися влучення відбитого світлового пучка в трубку насадки на плечі аналізатора 28 так, щоб відбитий від зразка промінь потрапив у центр сітки дзеркальної діафрагми. Для контролю встановлення такого положення на екрані 15 (з перехрестям у центрі, рис.5), повернути ручку перемикача 18 у положення “ПВ”.
4. Обертанням шайби, що знаходиться за окуляром 9, встановити компенсатор у положення $C=C_0+45^\circ$, контролюючи це в окуляр 9. Підсвічування шкали в окулярі включати кнопкою 36 (“Р”).
5. Поворотом аналізатора шайбою 19 і поляризатора шайбою 8 домогтися мінімальної інтенсивності променя світла (гасіння) на дзеркальній діафрагмі, контролюючи зменшення світлової плями за екраном 15. При цьому ручка перемикача індикації 18 перебуває у вертикальному положенні “+”.
6. Поворотом ручки перемикача індикації з положення “+” у положення “ПВ” перемкнути світловий промінь на фотоприймач, натиснути кнопку 35 (рис.7) запуску підсилення “АРУ” і домогтися гасіння сигналу по мінімуму відхилення стрілки нуль-індикатора 13, змінюючи положення поляризатора й аналізатора. Пошук мінімуму сигналу робити відповідно до вимог підрозділу 2.
7. Визначити на екранах 12 і 14 (рис. 5) першу пару значень P_1 і A_1 , що відповідають гасінню світла на виході еліпсометра, результати виміру занести в таблицю. Підсвічування екранів 12 і 14 здійснюються при натисканні відповідних кнопок 36 (“Р”) і 37 (“А”).
8. Зробити скидання “АРУ” кнопкою 34 “СБРОС” (“СКИДАННЯ”) і перемкнути режим роботи приладу з фотоелектричного у візуальний, тобто з положення “ПВ” у положення “+” (перемикач 18).
9. Шайбою 8 повернути поляризатор на 90° у будь-яку сторону і зафіксувати це положення.
10. За екранами 12 і 14 визначити значення P_2 і A_2 , що відповідають гасінню світла, не використовуючи нуль-індикатор, тобто візуально на екрані 15.
11. Визначити точні значення P_2 і A_2 за мінімумом нуль-індикатора 13, домагаючись гасіння сигналу на виході фотоприймача зміною положень поляризатора та аналізатора (ручка перемикача індикації в положенні “ПВ”). Результати виміру занести в таблицю 1.
12. Повторити п.8.
13. Для проведення вимірювань у III і IV зонах, встановити компенсатор у положення $C=C_0-45^\circ$.
14. Проробити операції, аналогічні описаним у п.5÷12, і визначити третю й четверту пари значень P і A . Результати занести в аналогічну таблицю 1.

Таблиця 1

Результати вимірювань зразка

кут, φ°	Параметри еліпсометра: P ₀ =272°30'=272,5°; A ₀ =308°; C ₀ =88°					
	Вимірювальні зони (при C=C ₀ -45° = 43°)					
	92,5 - 182,5	182,5 - 272,5	128,0 - 218,0	218,0 - 308,0		
	P ₁ (I)	P ₂ (II)	A ₁ (I)	A ₂ (II)	Ψ	Δ
50						
55						
60						

15. Визначити номер вимірювальної зони. Для цього провести аналіз результатів вимірів, керуючись методикою.

16. Обчислити значення поляризаційних кутів Δ і Ψ у кожній вимірювальній зоні й усереднити результати по двох зонах (для кожного кутового положення компенсатора) або по чотирьох зонах.

Значення поляризаційних кутів Δ і Ψ, отримані в кожній із чотирьох вимірювальних зон, а також значення, отримані в результаті усереднень по двох і чотирьох зонах, у загальному можуть розходитися на 3-4°. Це характеризує не ідеальність оптичної системи еліпсометра, включаючи компенсатор і зразок. Найбільш кращими для подальшого використання поляризаційних кутів Δ і Ψ вважаються ті значення, які отримані в результаті усереднення по чотирьох зонах.

Усереднення по чотирьох зонах здійснюється в такий спосіб:

$$\Delta^{(1234)} = \frac{-P_1 - P_2 + P_3 + P_4}{2} + n\pi; \quad \Psi^{(1234)} = \frac{|A_1 - A_2| + |A_3 - A_4|}{4}. \quad (5)$$

У випадку, якщо задовільними вважаються результати усереднення значень поляризаційних кутів Δ і Ψ по двох зонах, то ці значення можуть бути отримані відповідно за допомогою наступних формул:

1) для положення компенсатора C=C₀+45°, тобто усереднення проводиться по першій і другій зонах

$$\Delta^{(12)} = -(P_1 + P_2 - 2P_0) + n\pi, \quad \Psi^{(12)} = \frac{|A_1 - A_2|}{2}; \quad (6)$$

2) для положення компенсатора C=C₀-45°, тобто усереднення проводиться по третій і четвертій зонах

$$\Delta^{(34)} = (P_3 + P_4 - 2P_0) + l\pi, \quad \Psi^{(34)} = \frac{|A_3 - A_4|}{2}; \quad (7)$$

$$\text{у нашому випадку: } \Delta = 545 - (P_1 + P_2), \quad \Psi = \frac{|A_1 + A_2|}{2} \quad (8)$$

де P і A – значення кутів, отриманих в результаті вимірювань; P₀=272°30' – параметр, який знаходиться попереднім юстуванням приладу.

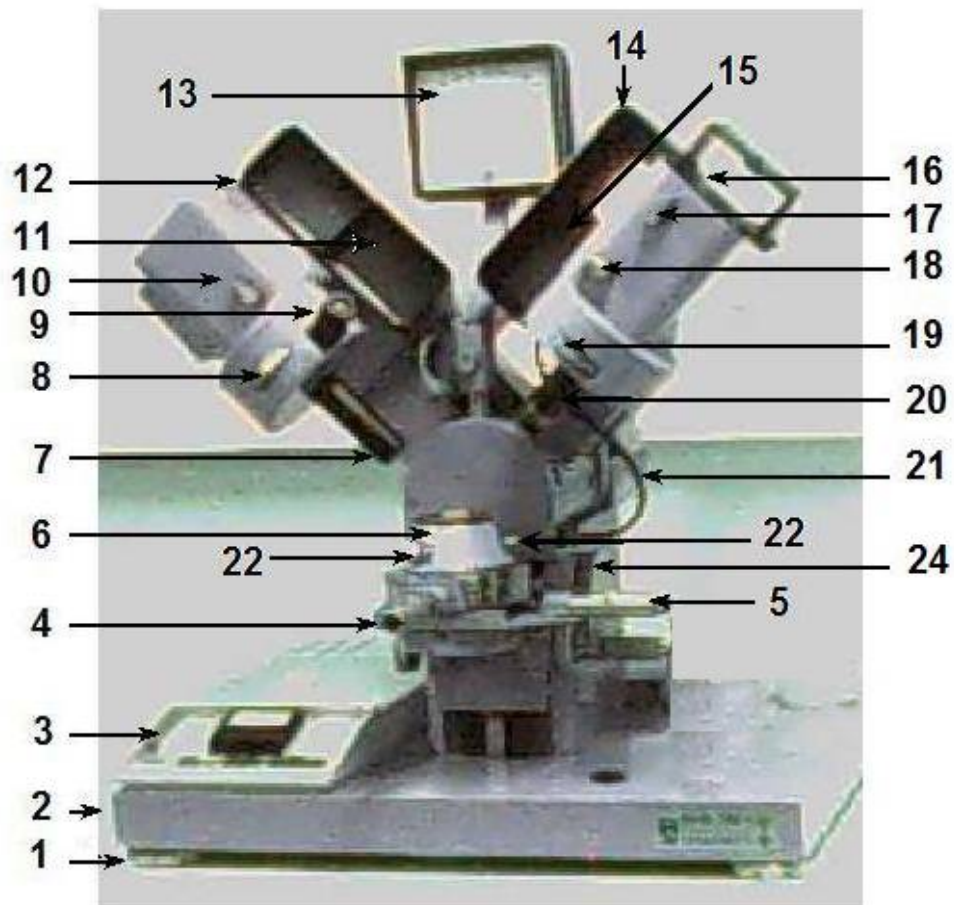


Рис.5. Еліпсометр ЛЕФ-3М-1: вигляд спереду (фронтальна проекція) [13]

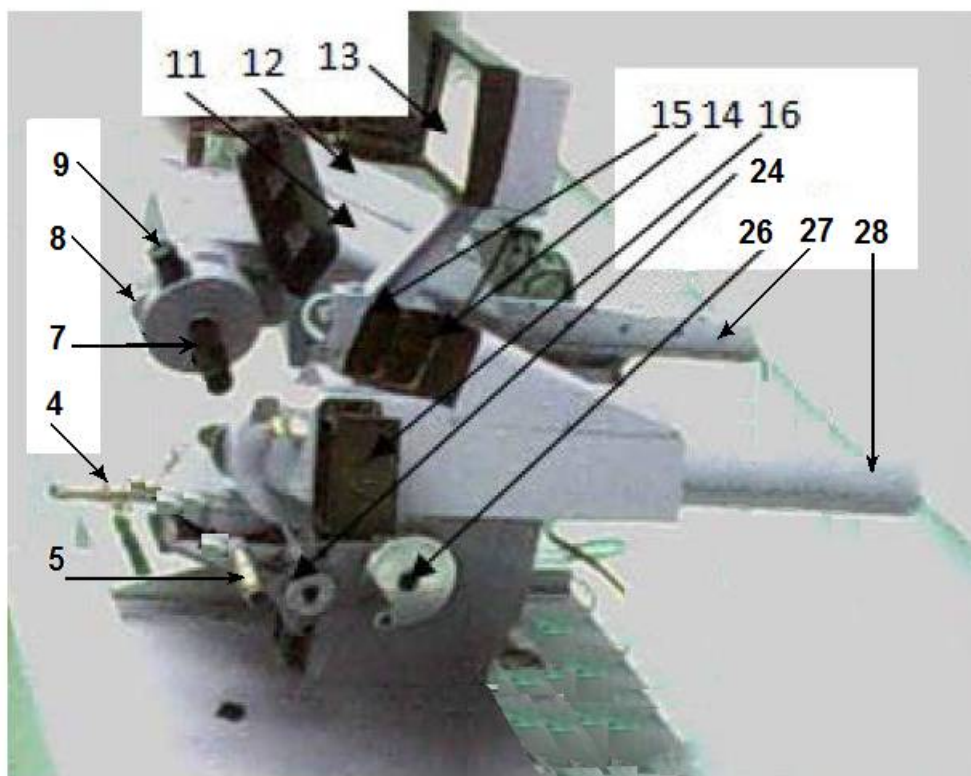


Рис.6. Еліпсометр ЛЕФ-3М-1: вигляд з правого боку (сегетальна проекція) [13]

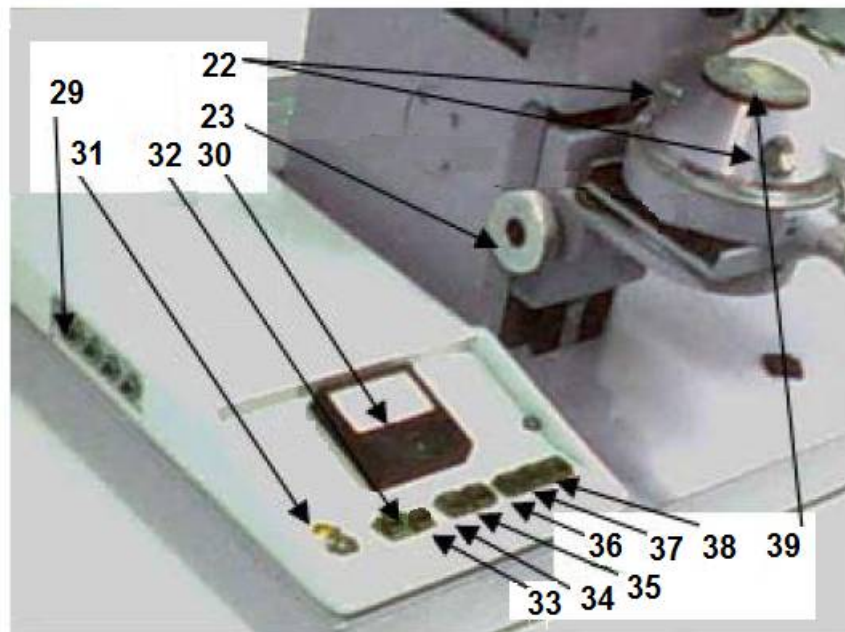


Рис.7. Еліпсометр ЛЕФ-3М-1 (ліва сторона): вузли електроніки [13]

На рисунках 5-7 позначені наступні елементи управління приладом:

1. гвинти для юстування горизонтального розташування підстави 2;
2. підстава з прихованою проводкою до вузлів електроніки блоку 3;
3. блок електроніки з мікроамперметром (30) другого класу 2% точності для контролю 4-х напруг (29);
4. 1-й мікрометр лінійного переміщення об'єктного столика (6) у площині ХУ;
5. 2-й мікрометр лінійного переміщення об'єктного столика (6) у площині ХУ;
6. 3-х координатний столик для розташування об'єктів вимірів (ОД) 39;
7. насадка з діафрагмою формування променя падіння на рухомому плечі 27;
8. шайба кінематичного редуктора азимутного обертання поляризатора (Р);
9. окуляр азимутів установки компенсатора 3 на оптичній осі (ОО);
10. оптична муфта дзеркального розвороту лазерного променя з модулятором (плече 27 формування променя і 2-х позиційний перемикач перекривання променя);
11. екран індикатора кутів падіння-відбиття (2), що підсвічується при натисненні кнопки 38 на передній панелі електронного блоку 3;
12. екран індикатора азимутів поляризатора (Р), що підсвічується при натисненні кнопки 36 на передній панелі електронного блоку 3;
13. реєстратор відносного рівня гасіння – мікроамперметр 2-го класу з автоблокуванням розмаху сигналу до 1/3 його шкали вимірювання;
14. екран індикатора азимутів аналізатора (А), що підсвічується при натисненні кнопки 37 на передній панелі електронного блоку 3;
15. екран візуалізації променів від ОД (39) на оптичній осі плеча відбивання 28;

16. кріплення на знімній кришці прямого доступу до променів в дзеркальному каналі 28;
17. перемикач напряму променя на екран 15 або прямий вихід 16;
18. перемикач напряму променя на екран 15 або прямо на ФЕП 28;
19. шайба кінематичного редуктора азимутного обертання аналізатора (А);
20. шток для установки мікроскопа і реєстратора, компланарний з нормаллю до поверхні ОД в точці перетину оптичних осей плечей приладу;
21. єдині зовнішні дроти від вихідного гнізда 13;
22. 3 голівки регулювальників орієнтації столика для юстирування ОД;
23. підймальний механізм столика з кліренсом від 3 см до зламу променів ОО;
24. диск для обертання гвинта підйому об'єктного столика;
25. фіксатор вертикального положення об'єктного столика;
26. маховик (диск) з ручкою для встановлення (зміни) кута падіння-відбиття (2φ) при синхронному розгортанні плечей еліпсометра;
27. лазерний генератор (Г) і вузол його юстування;
28. герметичний вузол розміщення ФЕП;
29. бічна панель кнопок контролю напруги в електронному блоці 3;
30. контрольний мікроамперметр, що показує коефіцієнт АРУ реєстратора 13 після скидання кнопкою 34 і натисненні кнопки запуску АРУ 35;
31. тумблер включення мережевого живлення приладу після підключення його до зовнішнього джерела 220В (50 Гц);
32. використання постійної часу Т1 для згладжування високочастотних шумів на реєстраторі 13 сигналу гасіння з ФЕП;
33. використання постійною часу Т2 для сильнішого, ніж з Т1, згладжування шумів на реєстраторі 13 сигналу гасіння ФЕП;
34. кнопка скидання перевантаження реєстратора 13 сигналами з ФЕП;
35. кнопка запуску автоматичного регулювання підсилення сигналу ФЕП;
36. підсвічування шкали лімба виміру азимута поляризатора (Р);
37. підсвічування шкали оптичного лімба виміру азимута аналізатора (А);
38. підсвічування шкали лімба виміру кутів падіння-відбиття 2φ ;
39. об'єкт дослідження.

Механічна частина приладу складається з горизонтальної станини (2), жорстко пов'язаної з нормально розташованими до неї штовхачами плечей падіння (27) і відбивання (28) з кутом 2φ між ними. Цей кут відображується на оптичному лімбі (11) при затисненій кнопці (38). Установка цих кутів проводиться обертанням диску 26.

Точна установка ліній горизонту на станині або 3-х координатному (6) підйимальному об'єктному столику проводиться гвинтами (1) під станиною (2).

Орієнтація столика для об'єктів дослідження (ОД) регулюється трьома гвинтами (22). Його підйом-опускання проводяться двостороннім гвинтом (23, 24) з підтискним важільцем-фіксатором (25), розташованому справа.

Рекомендується це регулювання проводити двома руками з відкинутим вниз стопорним важільцем щоб уникнути удару столика об станину.

Кріпильний пристрій 16 може служити при установці, наприклад, веб-камери для передачі на монітор комп'ютера відбитого від ОД світла при відкритій заслінці (17) або додаткового до ФЕП (28) фото-калібрування.

На вертикальному штоку (20) може бути встановлена мікроскопічна приставка для спостереження поверхні ОД і реєструючий мікроамперметр (13) для індикації гасіння світлового променя від лазера (27).

Конструктивно механічна частина приладу виконана в кращих класичних традиціях – з високою інерційністю (маса близько 100 кг) для віброзахисту на тлі індустриальних перешкод. Тому розташовувати його на хистких столах недоцільно.

Оптичними конструктивами приладу ЛЕФ-3М.1 є He-Ne лазер Г (27) з $\lambda=632,8$ нм, система поворотних дзеркал в плечах падіння-відбиття, поляризатори (8, 19), компенсатори (9) і фотоприймач ФЕП (28).

Основний принцип роботи оптичного тракту відповідає класичному закону Малюса, що описує гасіння поляризованого світла при проходженні схрещених (Р, А) поляризаторів при косому (φ) падінні на ОД з розміщеною перед ним пластиною $\lambda/4$ (С – компенсатором). Ця схема - Г, Р, С, ОД, А, П (ФЕП) - представлена на рис.1.

Азимути поляризаторів 8, 19 можна відлічувати з оптичних лімбів К.К. Світашова 12 і 14 (11) при включеному підсвічуванні кнопками 36, 37, 38. У полі спостереження потрапляє пара впорядкованих великоформатних цифр поточних значень градусів з шкалою 60 мінут між ними, згрупована десятками в шість інтервалів. Отже, ціна поділок на цих оптичних лімбах складає $1'=60''$. Числове значення кутів $a=a^0+a'/60+a''/3600$ в градусній мірі складається з молодшої цифри градусів (a^0), меншого із значень, що оточують риску градусів, мінут (a'), поділених на 60 (частку градуса), і можливої окомірної (визначеної оком самого оператора) добавки у секундах (a''), поділених на їх градусну частку (3600). Переказ у радіани звичайний – $a \cdot \pi/180$. Значення π з найбільшим числом значущих цифр має зміст калькулювати за формулою $\pi=4 \cdot \arctg(1,0)$.

У вимірювальних схемах нуль-еліпсометрії (на повне гасіння) з фіксованим компенсатором (С) азимут його положення ($C=C_0$) вибирається при юстуванні оптичного тракту еліпсометра. У приладах серії ЛЕФ-3М-1 використовується поліхроматичний компенсатор для видимого діапазону світлових хвиль і ряд $\lambda/4$ пластин з кристалів кварцу, що служать для виключення поляризації лазерного випромінювання джерела Г за рахунок однорідного розподілу світлової енергії у пучках поляризованих по колу променів.

Оптична вісь приладу (ОО) від вхідної діафрагми джерела Г до вихідний на ФЕП фізично є 3-х мірно зламаний світловий промінь значної довжини (близько 1000 мм), не дивлячись на видиму мініатюрність еліпсометра. В центрі цього променя розміщується ОД. При діафрагмі на ФЕП порядку 0,5 мм

розбіжність променів від ОД буде не вище $0,5/500=10^{-3}$ одного мілірадіана, що є сумірним з власною розбіжністю лазерного генератора.

Оптичні осі окремих елементів оптичного тракту приладу (Р, А, С) зазвичай прагнуть при азимутних обертаннях вивести промінь з головною ОО на свою кінчну розгортку. Тому при всіх вимірах слід одноманітно коректувати поточне положення світлового променя на діафрагмі виходу на ФЕП за допомогою візуального екрану (15). Критерієм правильного юстування положення променя може служити монотонна поведінка середніх значень показів реєстратора (13) при вимірах під різними кутами падіння-відбиття φ : ($0^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$).

Електронний блок приладу (3) розміщений в малогабаритному плоскому електрично безпечному металевому корпусі зліва на станині (2). Два стрілочні індикаторні мікроамперметри (13, 30) естетично вписуються у грамотно виконаний інженерний дизайн приладу. Цей блок поєднує в собі два високовольтні джерела живлення для лазерного генератора Г і ФЕП (≈ 1500 В) і робочої напруги для мотора механічного модулятора (М) і синхронізуючого фотодіода (Ф). Контроль цієї напруги проводиться за показами струмів на індикаторі 39 при натисненні ряду кнопок на бічному (зліва) пульті 29 блоку 3. На лицьовому пульті цього блоку розміщений мережевий тумблер (31), кнопки установки постійних часу Т1, Т2 (32, 33) згладжування високочастотних шумів сигналу гасіння на ФЕП, кнопок включення підсвічувань (36, 37, 38) на оптичних лімбах (11, 12, 14) і двох кнопок для скидання перевантаження ФЕП (34) і включення (35) автоматичного регулювання підсилення (АРУ) сигналу гасіння ФЕП у відліковому полі (до 50% розмаху шкали) реєстратора (13).

ЛІТЕРАТУРА

1. Шерклифф У. Поляризованный свет (получение и использование). М., 1965.
2. Урывский Ю.И. Эллипсометрия. – Воронеж: изд-во ВГУ, 1971. – 131 с.
3. Nilson A.R., Yones Ch.E. Вимірювання товщини епітаксiальної плівки за допомогою інфрачервоного еліпсометра. // J. Electrochem. Soc. Amer., 1966, v.IV, N 4, p.472-478.
4. Борбат А.М., Горбань И.С., Охрименко Б.А. и др. // Оптические измерения. Киев, 1967.
5. Фриш С.Э., Тимофеева А.В. Курс общей физики. Т.III, изд.7, М.-Л., 1962.
6. Основы эллипсометрии. / Под ред. Ржанова А.В. – Новосибирск: Наука, 1983.
7. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. – Москва: Мир, 1981.
8. Мосс Т. Оптические свойства полупроводников. – М.: Мир, 1961.
9. Хевенс О.С. Измерение оптических констант тонких пленок. / В кн.: Физика тонких пленок. Т.2. М., 1967.
10. Zaininger K.H., Revesz A.G. // Еліпсометрія – зручний метод дослідження поверхні. RCA Review, 1964, March, p. 85-115.
11. Archer R.Y. Визначення властивостей тонких плівок на кремнії методом еліпсометрії. // J. Optical Soc. Amer., 1962, v.52, N 9, p.970.
12. Коротаев В.В., Краснящих А.В.. Измерительные оптико-электронные приборы / Методические указания по выполнению лабораторных работ. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2006. – 104 стр.
13. Скалецкая И.Е., Скалецкий Е.К., Прокопенко В.Т., Никущенко Е.М. «Поляризационно-оптические методы исследования». Учебное пособие. – СПб: Университета ИТМО, 2015. – 142 с.

Д О Д А Т О К (програми розрахунку на ЕОМ)

Програма для розрахунку френелівських амплітуд (коефіцієнтів) r_p , r_s , t_p , t_s (див. рис. 5) та коефіцієнтів відбивання R_p, R_s і пропускання T_p, T_s (див. рис.6) і $tg\psi$ від кута падіння променя **на прозорий ($k=0$) зразок.**

```
n1 = 1      ' n1,n2,n3 - показники заломлення середовищ: n1=1 - повітря
n2 = 1.52   ' n2=1.52 - скло (віконне)
pi = 3.141593      ' число pi
OPEN "rp12rs12.txt" FOR OUTPUT AS #1
OPEN "RpRsTpTs.txt" FOR OUTPUT AS #2
'OPEN "tp2ts2.txt" FOR OUTPUT AS #3
PRINT #1, " fi  rp12  rs12  tp12  ts12  tgpsi  psi"
PRINT #2, " fi  Rp   Rs   Tp   Ts"
PRINT #3, " fi  tp*tp  ts*ts"
FOR i = 5 TO 85 STEP 10      ' кут  $\Phi_1$  у градусах
f1 = i * pi / 180          ' перетворення у радіани
sinf1 = SIN(f1)
cosf1 = COS(f1)
sinf2 = (n1 / n2) * sinf1
cosf2 = SQR(1 - sinf2 * sinf2)
rp12 = (n2 * cosf1 - n1 * cosf2) / (n2 * cosf1 + n1 * cosf2)
rs12 = (n1 * cosf1 - n2 * cosf2) / (n1 * cosf1 + n2 * cosf2)
tgpsi = rp12 / rs12      ' обчислення  $tg\psi$ 
psi = ATN(tgpsi)        ' визначення кута  $\psi$ 
Rp = rp12 * rp12      ' коефіцієнт відбивання  $R_p$ 
Rs = rs12 * rs12      ' коефіцієнт відбивання  $R_s$ 
tp12 = 2 * n1 * cosf1 / (n2 * cosf1 + n1 * cosf2)
ts12 = 2 * n1 * cosf1 / (n1 * cosf1 + n2 * cosf2)
tp2 = tp12 * tp12
ts2 = ts12 * ts12
Ts = SIN(2 * f1) * 2 * sinf2 * cosf2 / (sinf1 * cosf2 + cosf1 * sinf2) ^ 2
Tp = Ts / (cosf1 * cosf2 + sinf1 * sinf2) ^ 2 ' коефіцієнт пропускання  $T_p$ 
'PRINT #3, i; USING "###.#####"; tp2; ts2
PRINT #1, i; USING "###.#####"; rp12; rs12; tp12; ts12; tgpsi; psi
PRINT #2, i; USING "###.#####"; Rp; Rs; Tp; Ts
PRINT i, Rs, Ts, psi
NEXT i
CLOSE #1
CLOSE #2
'CLOSE #3
END
```

Контрольний приклад до програми

Вхідні дані:

показник заломлення першого середовища (повітря) - $n_1=1$

показник заломлення другого середовища (скло) - $n_2=1,52$

Вихідні дані:

файл виводу розрахованих даних rp12rs12.txt

KyT (fi)	rp12	rs12	tp12	ts12	tgpsi	psi
5	0.20531	-0.20739	0.79297	0.79261	-0.99000	-0.78037
15	0.19678	-0.21588	0.78735	0.78412	-0.91150	-0.73913
25	0.17835	-0.23401	0.77523	0.76599	-0.76216	-0.65124
35	0.14694	-0.26427	0.75457	0.73573	-0.55603	-0.50746
45	0.09673	-0.31102	0.72153	0.68898	-0.31102	-0.30154
55	0.01720	-0.38124	0.66921	0.61876	-0.04510	-0.04507
65	-0.11100	-0.48551	0.58487	0.51449	0.22863	0.22476
75	-0.32493	-0.63863	0.44412	0.36137	0.50879	0.47066
85	-0.70155	-0.85888	0.19635	0.14112	0.81682	0.68491

файл виводу розрахованих даних RpRsTpTs.txt

KyT (fi)	Rp	Rs	Tp	Ts
5	0.04215	0.04301	0.95785	0.95699
15	0.03872	0.04661	0.96128	0.95339
25	0.03181	0.05476	0.96819	0.94524
35	0.02159	0.06984	0.97841	0.93016
45	0.00936	0.09673	0.99064	0.90327
55	0.00030	0.14535	0.99970	0.85465
65	0.01232	0.23572	0.98768	0.76428
75	0.10558	0.40785	0.89442	0.59215
85	0.49217	0.73767	0.50783	0.26233

Програма для розрахунку френелівських амплітуд r_p , r_s , t_p , t_s (див. рис.7) та коефіцієнтів відбивання R_p, R_s (пропускання T_p, T_s) (формули (33-36, див. рис.8) і $tgPSI$ від кута падіння променя **на поглинаючий ($k>0$) зразок.**

```

n1 = 1      ' n1, n2, n3 - показники заломлення середовищ
n2 = 1.52
N3 = n3 - ik      ' N3 - комплексний показник заломлення підкладки (зразка)
n2 = 1      ' повітря (плівка відсутня)
n3 = 3      ' показник заломлення зразка
k3 = 0.1     ' показник поглинання (екстинкції) зразка
pi = 3.141593      ' число pi
OPEN "rp23rs23.txt" FOR OUTPUT AS #1
OPEN "RpRs.txt" FOR OUTPUT AS #2
OPEN "PSI-7i8.txt" FOR OUTPUT AS #3
PRINT #1, " fi      rp23      rs23      tp23      ts23"
PRINT #2, " fi      Rp23m      Rs23m"
PRINT #3, " fi      tgPsi(Re)      psiRe      tgps(Im)      modtgr      modPsi"

FOR i = 5 TO 90 STEP 5      ' кут  $\Phi_1$  у градусах
f2 = i * pi / 180      ' перетворення у радіани
sinf2 = SIN(f2)
cosf2 = COS(f2)
'sinf3 = (n2 / n3) * sinf2      - комплексне число  $\text{sinf3}=a_1+i*b_1$ 
a1 = n2 * n3 * sinf2 / (n3 * n3 + k3 * k3)
b1 = n2 * k3 * sinf2 / (n3 * n3 + k3 * k3)
'sinf3 = a1 + i*b1
'cosf3 = SQR(1 - sinf3^2) - комплексне число  $\text{cosf3}=\text{SQR}(1-(a_1+ib_1)^2)$ 
x = 1 + b1 * b1 - a1 * a1
y = 2 * a1 * b1
a = SQR((SQR(x * x + y * y) + x) / 2)
b = SQR((SQR(x * x + y * y) - x) / 2)
' cosf3 = a + ib - комплексне число
' Обчислюємо амплітудне відношення  $r_{p23}$  - комплексне число
'  $r_{p23}=(n_3*\text{cosf2}-n_2*\text{cosf3})/(n_3*\text{cosf2}+n_2*\text{cosf3})$ 
'  $r_{p23}=(c-id)/(c_1-id_1)$ 
c = n3 * cosf2 - n2 * a
d = k3 * cosf2 + n2 * b
c1 = n3 * cosf2 + n2 * a
d1 = k3 * cosf2 - n2 * b
rp23 = (c * c1 + d * d1) / (c1 * c1 + d1 * d1)      ' дійсна частина
rp23i = (c * d1 - d * c1) / (c1 * c1 + d1 * d1)      ' уявна частина
'Rp23m = SQR(rp23 * rp23 + rp23i * rp23i)      ' модуль компл. числа
Rp23m = rp23 * rp23 + rp23i * rp23i      ' квадрат модуля компл. числа

```

```

' коефіцієнт відбивання
' Обчислюємо амплітудне відношення rs23 - комплексне число
' rs23=(n2*cosf2-n3*cosf3)/(n2*cosf2+n3*cosf3)
' rs23=(g-ig1)/(h+ih1) причому h1=g1
g = n2 * cosf2 - (n3 * a + k3 * b)
g1 = n3 * b - k3 * a
h = n2 * cosf2 + (n3 * a + k3 * b)
h1 = g1
rs23 = (g * h - g1 * g1) / (h * h + g1 * g1) ' дійсна частина
rs23i = (g + h) * g1 / (h * h + g1 * g1) ' уявна частина
'Rs23m = SQR(rs23 * rs23 + rs23i * rs23i) ' модуль компл. числа
Rs23m = rs23 * rs23 + rs23i * rs23i ' квадрат модуля компл. числа
' коефіцієнт відбивання
' Обчислюємо амплітудне відношення tp23 - комплексне число
' tp23=2*n2*cosf2/(n3*cosf2+n2*cosf3)
' tp23=2*n2*cosf2/(g+ih)
g = n2 * a + n3 * cosf2
h = n2 * b - k3 * cosf2
tp23 = 2 * n2 * g * cosf2 / (g * g + h * h) ' дійсна частина
tp23i = 2 * n2 * h * cosf2 / (g * g + h * h) ' уявна частина
' Обчислюємо амплітудне відношення ts23 - комплексне число
' ts23=2*n2*cosf2/(n2*cosf2+n3*cosf3)
' ts23=2*n2*cosf2/(g+ih)
g = n2 * cosf2 + n3 * a + k3 * b
h = n3 * b - k3 * a
ts23 = 2 * n2 * g * cosf2 / (g * g + h * h)
ts23i = 2 * n2 * h * cosf2 / (g * g + h * h)

a = rp23
b = rp23i
c = rs23
d = rs23i
'tgPSI=rp23/rs23=(a+ib)/(c+id)=tgpsi+i*tgpsi
tgpsiRe = (a * c + b * d) / (c * c + d * d) ' дійсна частина
tgpsiIm = (b * c - a * d) / (c * c + d * d) ' уявна частина
psi = ATN(tgpsi) ' кут у радіанах по дійсній частині компл. числа
psiRe = 180 * psi / pi ' кут у градусах
modtgr = SQR(tgpsiRe * tgpsiRe + tgpsiIm * tgpsiIm) ' модуль комплексного числа
modPsi = ATN(modtgr) * 180 / pi ' кут PSI
'a = tp23
'b = tp23i
'c = ts23
'd = ts23i

```

```

'tgtps = (a * c + b * d) / (c * c + d * d)           ' дійсна частина
'tgtpsi = (b * c - a * d) / (c * c + d * d)        ' уявна частина
'modtgt = SQR(tgtps * tgtps + tgtpsi * tgtpsi)     ' модуль комплексного числа
PRINT #1, i; USING "###.####"; rp23; rs23; tp23; ts23
PRINT #2, i; USING "###.####"; Rp23m; Rs23m
PRINT #3, i; USING "###.####"; tgpsRe; psiRe; tgpsIm; modtgr; modPsi
PRINT i, f2, rp23
NEXT i
CLOSE #1
CLOSE #2
CLOSE #3
END

```

Контрольний приклад до програми

Вхідні дані:

показник заломлення першого середовища (повітря) - $n_2=1$

показник заломлення другого середовища (зразок) - $n_3=1,52$

показник поглинання (екстинкції) зразка - $k_3=0,1$

Вихідні дані:

файл виводу розрахованих даних PSI-7i8.txt

Кут	fi	tgPsi (Re)	psiRe	tgps (Im)	modtgr	modPsi
5	-0.9937	-44.8189	0.0497	0.9949	44.8546	
10	-0.9786	-44.3796	0.0489	0.9798	44.4153	
15	-0.9535	-43.6374	0.0477	0.9547	43.6732	
20	-0.9188	-42.5767	0.0461	0.9200	42.6126	
25	-0.8747	-41.1746	0.0442	0.8758	41.2107	
30	-0.8214	-39.3996	0.0420	0.8225	39.4363	
35	-0.7593	-37.2100	0.0396	0.7603	37.2475	
40	-0.6886	-34.5510	0.0372	0.6896	34.5900	
45	-0.6092	-31.3512	0.0348	0.6102	31.3926	
50	-0.5209	-27.5173	0.0324	0.5220	27.5626	
55	-0.4230	-22.9271	0.0301	0.4240	22.9792	
60	-0.3138	-17.4220	0.0280	0.3150	17.4869	
65	-0.1908	-10.8002	0.0259	0.1925	10.8970	
70	-0.0493	-2.8207	0.0238	0.0547	3.1326	
75	0.1186	6.7616	0.0214	0.1205	6.8704	
80	0.3268	18.0952	0.0182	0.3273	18.1214	
85	0.6019	31.0438	0.0125	0.6020	31.0492	
90	1.0000	45.0000	-0.0000	1.0000	45.0000	

файли виводу розрахованих даних

rp23rs23.txt					RpRs.txt	
Кут (fi)	rp23	rs23	tp23	ts23	Rp23m	Rs23m
5	0.4990	-0.5016	0.4993	0.4984	0.2492	0.2517
10	0.4952	-0.5054	0.4980	0.4946	0.2454	0.2556
15	0.4886	-0.5118	0.4958	0.4882	0.2389	0.2621
20	0.4791	-0.5209	0.4926	0.4791	0.2298	0.2715
25	0.4665	-0.5327	0.4884	0.4673	0.2178	0.2839
30	0.4501	-0.5474	0.4830	0.4526	0.2028	0.2998
35	0.4295	-0.5650	0.4761	0.4350	0.1846	0.3194
40	0.4038	-0.5858	0.4676	0.4142	0.1633	0.3433
45	0.3719	-0.6099	0.4570	0.3901	0.1386	0.3721
50	0.3324	-0.6375	0.4438	0.3625	0.1107	0.4065
55	0.2831	-0.6687	0.4274	0.3313	0.0804	0.4472
60	0.2210	-0.7037	0.4068	0.2963	0.0492	0.4953
65	0.1419	-0.7427	0.3804	0.2573	0.0204	0.5517
70	0.0389	-0.7858	0.3461	0.2142	0.0018	0.6176
75	-0.0987	-0.8331	0.3003	0.1669	0.0101	0.6941
80	-0.2890	-0.8846	0.2369	0.1154	0.0838	0.7826
85	-0.5660	-0.9403	0.1447	0.0597	0.3205	0.8842
90	-1.0000	-1.0000	-0.0000	-0.0000	1.0000	1.0000

' Програма для розрахунк,
залежності К від частоти w (формула 27, див. рис.3)

```

e0 = 9
m = 0.0001
n = 3
g = 100
No = 300000000
e = 1
w0 = 10
' e = 1.6 * 10^-19

OPEN "kw.dat" FOR OUTPUT AS #1
FOR w = 1 TO 20
wg = (w0 * w0 - w * w) ^ 2 + w * w * g
ks = No * e * e * w * g / (2 * n * m * e0 * wg)
c = 300000000
K = 2 * w * ks / c
PRINT #1, w, K
NEXT w
END

```

Програма для розрахунку залежності узагальнених френелівських відносних амплітуд відбивання (ρ_p і ρ_s – згідно формул 39,40,43) від кута падіння світла на прозору плівку ($k_2=0$), нанесену на поглинаючу підкладку з комплексним показником заломлення $N_3=n_3-ik_3$ і товщиною d_{m2} (див. рис.10)

```

l = 632.8           ' довжина хвилі у нм
dn2 = 500          ' товщина плівки (з показником n2) у нм
n1 = 1             ' n1,n2,n3 - показники заломлення середовищ
n2 = 1.52          ' показник заломлення плівки (k=0)
n3 = 3             ' N3 = n3 + ik; N3 - комплексний показник заломлення підкладки
k3 = 1
pi = 3.141593      ' число pi

```

```

OPEN "ROps.txt" FOR OUTPUT AS #1
PRINT #1, " fi  ROp  ROs  Mrops  tgPsiTeor  psiTeor "
rop; ros; Mrops; tgPsiTeor; psiTeor
FOR i = 0 TO 90 STEP 5           ' кут Ф1 у градусах
f1 = i * pi / 180              ' перевід у радіани
sinf1 = SIN(f1)
cosf1 = COS(f1)
sinf2 = (n1 / n2) * sinf1
cosf2 = SQR(1 - sinf2 * sinf2)
      'sinf3 = (n2 / n3) * sinf2           - комплексне число sinf3=a1+i*b1
a1 = n2 * n3 * sinf2 / (n3 * n3 + k3 * k3)
b1 = n2 * k3 * sinf2 / (n3 * n3 + k3 * k3)
      'sinf3 = a1 + i*b1
      'cosf3 = SQR(1 - sinf3^2)           - компл. число cosf3=SQR(1-(a1+ib1)^2)
x = 1 + b1 * b1 - a1 * a1
y = 2 * a1 * b1
a = SQR((SQR(x * x + y * y) + x) / 2)
b = SQR((SQR(x * x + y * y) - x) / 2)
      'cosf3 = a + ib                     - комплексне число

```

```

      ' Обрахуємо амплітудні відношення на межі 1-2 (rp12,rs12,tp12,ts12)
rp12 = (n2 * cosf1 - n1 * cosf2) / (n2 * cosf1 + n1 * cosf2)
rs12 = (n1 * cosf1 - n2 * cosf2) / (n1 * cosf1 + n2 * cosf2)
'tp12 = 2 * n1 * cosf1 / (n2 * cosf1 + n1 * cosf2)
'ts12 = 2 * n1 * cosf1 / (n1 * cosf1 + n2 * cosf2)

```

```

      ' Обрахуємо амплітудні відношення на межі 2-3
      'rp23,rs23,tp23,ts23 - комплексні числа
      'rp23=(n3*cosf2-n2*cosf3)/(n3*cosf2+n2*cosf3);   cosf3=a+ib

```

```

    'rp23=(c-id)/(c1-id1)
c = n3 * cosf2 - n2 * a
d = k3 * cosf2 + n2 * b
c1 = n3 * cosf2 + n2 * a
d1 = k3 * cosf2 - n2 * b
rp23 = (c * c1 + d * d1) / (c1 * c1 + d1 * d1)      ' дійсна частина
rp23i = (c * d1 - d * c1) / (c1 * c1 + d1 * d1)    ' уявна частина
    'rp23= (rp23) + i*(rp23i)
'Rp23m = SQR(rp23 * rp23 + rp23i * rp23i)          ' модуль компл. числа
Rp23m = rp23 * rp23 + rp23i * rp23i              ' квадрат модуля компл. числа
                                                ' коефіцієнт відбивання

    'Обраховуємо амплітудне відношення rs23 - комплексне число
    'rs23=(n2*cosf2-n3*cosf3)/(n2*cosf2+n3*cosf3)
    'rs23=(g-ig1)/(h+ih1) причому h1=g1
g = n2 * cosf2 - (n3 * a + k3 * b)
g1 = n3 * b - k3 * a
h = n2 * cosf2 + (n3 * a + k3 * b)
h1 = g1
rs23 = (g * h - g1 * g1) / (h * h + g1 * g1)      ' дійсна частина
rs23i = (g + h) * g1 / (h * h + g1 * g1)         ' уявна частина
    'rs23= (rs23) + i*(rs23i)
'Rs23m = SQR(rs23 * rs23 + rs23i * rs23i)          ' модуль компл. числа
Rs23m = rs23 * rs23 + rs23i * rs23i              ' квадрат модуля компл. числа
                                                ' коефіцієнт відбивання

    ' Обраховуємо амплітудні відношення tp23 - комплексне число
    ' tp23=2*n2*cosf2/(n3*cosf2+n2*cosf3)
    ' tp23=2*n2*cosf2/(g+ih)
g = n2 * a + n3 * cosf2
h = n2 * b - k3 * cosf2
tp23 = 2 * n2 * g * cosf2 / (g * g + h * h)      ' дійсна частина
tp23i = 2 * n2 * h * cosf2 / (g * g + h * h)     ' уявна частина

    ' Обраховуємо амплітудні відношення ts23 - комплексне число
    ' ts23=2*n2*cosf2/(n2*cosf2+n3*cosf3)
    ' ts23=2*n2*cosf2/(g+ih)
g = n2 * cosf2 + n3 * a + k3 * b
h = n3 * b - k3 * a
ts23 = 2 * n2 * g * cosf2 / (g * g + h * h)
ts23i = 2 * n2 * h * cosf2 / (g * g + h * h)

    ' Обчислюємо ефективну товщину плівки "delta"
delta = 2 * pi * n2 * (dn2 / l) * cosf2
cos2d = COS(2 * delta)
sin2d = SIN(2 * delta)

```

```

' Обчислюємо френелівські узагальнені амплітудні відношення
' rop,ros,taup,taus - комплексні числа
' rop=(rp12+rp23*exp(-i*2*delta))/(1+rp12*rp23*exp(-i*2*delta))
' exp(i*2*d) = cos2d + i*sin2d
'rp23 = c + id
c = rp23
d = rp23i
'rop=(h+ih1)/(g+ig1)
h = rp12 + c * cos2d + d * sin2d
h1 = d * cos2d - c * sin2d
g = 1 + rp12 * c * cos2d + rp12 * d * sin2d
g1 = rp12 * h1
rop = (h * g + h1 * g1) / (g * g + g1 * g1)           ' дійсна частина
ropi = (g * h1 - h * g1) / (g * g + g1 * g1)         ' уявна частина
ropm = SQR(rop * rop + ropi * ropi)                   ' модуль ro(p)
'ros=(rp12+rs23*exp(-i2*delta))/(1+rp12*rs23*exp(-i2*delta))
'exp(i*2*d) = cos2d + i*sin2d
'rs23 = c + id
c = rs23
d = rs23i
'ros=(h+ih1)/(g+ig1)
h = rp12 + c * cos2d + d * sin2d
h1 = d * cos2d - c * sin2d
g = 1 + rp12 * c * cos2d + rp12 * d * sin2d
g1 = rp12 * h1
ros = (h * g + h1 * g1) / (g * g + g1 * g1)           ' дійсна частина
rosi = (g * h1 - h * g1) / (g * g + g1 * g1)         ' уявна частина
rosm = SQR(ros * ros + rosi * rosi)                   ' модуль ro(s)
' tgPSI=rops=rop/ros=(rop+i*ropi)/(ros+i*rosi)
Rerops = (rop * ros + ropi * rosi) / (ros * ros + rosi * rosi)   ' дійсна частина
Imrops = (ros * ropi - rop * rosi) / (ros * ros + rosi * rosi)   ' уявна частина
Mrops = SQR(Rerops ^ 2 + Imrops ^ 2)                   ' модуль компл. ч.
tgPsiTeor = ropm / rosm                                 ' тангенс кута PSI у радіанах
psiTeor = ATN(tgPsiTeor) * 180 / pi                     ' кут Psi у градусах
PRINT #1, i; USING "#####.#####"; rop; ros; Mrops; tgPsiTeor; psiTeor
' друк у файл "ROps.dat"

PRINT i, delta, rop, ros
NEXT i
CLOSE #1
END

```

Контрольний приклад до програми

Вхідні дані:

показник заломлення першого середовища (повітря) - $n_1=1$

показник заломлення другого середовища (зразок) - $n_2=1,52$; $k_2=0$

комплексний показник заломлення зразка - $n_3=3$; $k_3=1$

Вихідні дані:

файл виводу розрахованих даних ROps.txt

Кут (fi)	rop	ros	PsiTeor
0	-0.1805	0.4180	22.3703
5	-0.1781	0.4111	22.7482
10	-0.1694	0.3895	23.9771
15	-0.1508	0.3507	26.2573
20	-0.1182	0.2913	29.6950
25	-0.0689	0.2080	34.1388
30	-0.0039	0.0998	39.1326
35	0.0712	-0.0284	43.8758
40	0.1475	-0.1633	47.1451
45	0.2148	-0.2844	47.5923
50	0.2631	-0.3723	44.7223
55	0.2839	-0.4199	39.1907
60	0.2698	-0.4369	31.7305
65	0.2142	-0.4445	22.4923
70	0.1117	-0.4662	12.1636
75	-0.0435	-0.5235	10.8894
80	-0.2610	-0.6325	22.9896
85	-0.5625	-0.7982	34.9803
90	-1.0000	-1.0000	45.0000

Програма-1 для визначення n і k за даними fi, PSI і Delta

для об'ємних поглинаючих зразків (одна границя розділу: повітря-зразок)

(Ця програма реалізує еліпсометричні формули Основного Рівняння Еліпсометрії викладені у книзі: Поперенко Л.В., Стащук В.С та інші "Діагностика поверхні поляризованим світлом")

Створюється файл експериментальних даних (PsiDelta.dat) "

НУЛЬОВИЙ рядок в цьому файлі - ЧИСЛО ВСІХ РЯДКІВ трійки чисел - кутів fi (кут падіння променя) і двох експериментально вимірених еліпсометром

поляризаційних кутів Ψ і Δ (для кожного кута f_i). Ці три числа (у одному рядку) повинні бути розділені комами, без пробілів між числами, десяткове розділення у числі здійснюється крапкою (дивись приклад файлу даних).

Результат - у файлі, наприклад, nk13.txt (назва може бути і іншою).

```
OPEN "PsiDelta.dat" FOR INPUT AS #1 ' назва файлу з експер. даними:
      'кут падіння  $f_i$ , кути Psi і Delta (три колонки)
OPEN "nk13.txt" FOR OUTPUT AS #3 ' назва вихідного файлу з розрахунками
INPUT #1, num      'число(кількість) трійки даних ( $f_i$ , psi, delta)
PRINT #3, " Розрахунок за програмою об'ємного зразка "
PRINT #3, "Номер    Кут f    psiExper    DeltaExper"

n1 = 1 'показник заломлення повітря
'n3 = ? 'зразок  n1, n2, n3 - показники заломлення середовищ
'k3 = ? 'N3 = n3 - ik, N3 - комплексний показник заломлення підкладки(зразка)
DIM f(num), psiExper(num), Delta(num)
Suman3 = 0
Sumak3 = 0

FOR i = 1 TO num
INPUT #1, f(i), psiExper(i), Delta(i) 'зчитуються дані з файлу
PRINT i, f(i), psiExper(i), Delta(i) 'і виводяться на екран
PRINT #3, i, f(i), psiExper(i), Delta(i) 'і у файл виводу результатів
NEXT i

PRINT " Считано ВСЕХ данных (строк) -"; num;
INPUT " Если правильно - ENTER, если НЕТ - 1"; ddda
IF ddda = 1 THEN GOTO 555
PRINT
PRINT " Укажите интервал углов  $f_i$ , согласно экспериментальным данным,"
PRINT " которые необходимо ввести из файла PsiDelta.dat для расчета n і k."
INPUT " Введите НОМЕР НАЧАЛА и НОМЕР КОНЦА соответствующих
строк ", num1, num2
PRINT
PRINT #3,
PRINT #3, " книга Діагностика Поверхні... "
PRINT #3,

pi = 3.141593 'число pi
FOR i = num1 TO num2
f1 = f(i) * pi / 180      'перетворення у радіани
psiExp = psiExper(i) * pi / 180 'перетворення у радіани
Delt = Delta(i) * pi / 180
```

```

sinf1 = SIN(f1)
tgf1 = TAN(f1)
tgPsi = TAN(psiExp)
sinD = SIN(Delt)
cosD = COS(Delt)

```

"За формулами 1.24 книги "Діагностика поверхні..."

```

aaa = (1 + tgPsi ^ 2 + 2 * tgPsi * cosD) ^ 2
n2k2 = sinf1 ^ 2 + sinf1 ^ 2 * tgf1 ^ 2 * ((1 - tgPsi ^ 2) ^ 2 - 4 * tgPsi ^ 2 * sinD ^ 2)
/ aaa
nk = 2 * sinf1 ^ 2 * tgf1 ^ 2 * (1 - tgPsi ^ 2) * tgPsi * sinD / aaa
c = n2k2
d = nk

```

'Розв'язуємо систему рівнянь, знаходимо n і k

$$n^2 - k^2 = c$$

$$n * k = d \quad k = d/n \quad \rightarrow \quad n^4 - c * n^2 - d^2 = 0$$

```

n2 = c / 2 + SQR(c ^ 2 / 4 + 4 * d ^ 2)
n3 = SQR(n2)   'Показник заломлення зразка
k3 = d / n3    'Показник поглинання (екстинкція)
IF k3 < 0 THEN k3 = -k3

```

```
PRINT " n3(1)="; n3; " k3(1)="; k3
```

```

PRINT #3, " f(i)="; USING "##.##"; f(i);
PRINT #3, " n3="; USING "#.###"; n3;
PRINT #3, " k3="; USING "#.#####"; k3
Suman3 = Suman3 + n3
Sumak3 = Sumak3 + k3
NEXT i

```

```

n3сер = Suman3 / (num2 - num1 + 1)
k3сер = Sumak3 / (num2 - num1 + 1)

```

```

PRINT #3,
PRINT #3, " n3сер="; USING "#.###"; n3сер;
PRINT #3, " k3сер="; USING "#.#####"; k3сер
PRINT
PRINT " n3сер="; n3сер; " k3сер="; k3сер
555 END

```

Контрольний приклад до програми

Файл вхідних даних, Data.dat 15 - число рядків даних	Вихідні дані (результати розрахунку) nk13.txt (також видається Data.dat)
15	
50,10.14,166.80	f(i)=50.00 n3=1.510 k3=0.0933
52,7.35,160.78	f(i)=52.00 n3=1.513 k3=0.0939
54,4.58,147.67	f(i)=54.00 n3=1.513 k3=0.0919
55,3.40,133.18	f(i)=55.00 n3=1.513 k3=0.0918
55.5,2.93,120.75	f(i)=55.50 n3=1.512 k3=0.0924
55.75,2.64,112.85	f(i)=55.75 n3=1.508 k3=0.0887
56,2.57,106.55	f(i)=56.00 n3=1.512 k3=0.0900
56.25,2.51,97.88	f(i)=56.25 n3=1.512 k3=0.0906
56.5,2.54,87.30	f(i)=56.50 n3=1.509 k3=0.0919
56.75,2.52,79.87	f(i)=56.75 n3=1.512 k3=0.0899
57,2.61,69.98	f(i)=57.00 n3=1.510 k3=0.0885
57.5,2.83,56.15	f(i)=57.50 n3=1.513 k3=0.0848
58,3.39,45.77	f(i)=58.00 n3=1.513 k3=0.0873
59,4.59,31.42	f(i)=59.00 n3=1.513 k3=0.0855
60,6.12,24.05	f(i)=60.00 n3=1.509 k3=0.0884
	 n3сер=1.512 k3сер=0.0899

Програма-2 для визначення n і k за даними fi, PSI і Delta

для об'ємних поглинаючих зразків (одна границя розділу: повітря-зразок).

Реалізує метод СКВ експериментальних значень Ψ від розрахованих в заданих межах значень n і k (з певним кроком зміни) для всіх вимірених кутів.

'Ця програма реалізує еліпсометричні формули

'Основного Рівняння Еліпсометрії

'викладені в КНИЗІ "Діагностика поверхні поляризованим світлом"

' Поперенко Л.В., Стащук В.С і інші

PRINT

PRINT " -----"

PRINT " Програма для визначення n і k за даними fi і PSI (Delta)"

PRINT " для об'ємних поглинаючих зразків"

PRINT " (одна границя розділу: повітря-зразок)"

PRINT " та розрахунку теоретичних значень Psi"

PRINT " -----"

PRINT


```

PRINT " Вы должны создать файл экспериментальных данных (PsiDelta.dat)"
PRINT " НУЛЕВАЯ строка в этом файле - ЧИСЛО ВСЕХ СТРОК тройки"
PRINT " данных, которые будут последовательно считываться, начиная с их"
PRINT " ПЕРВОЙ строки, из файла данных PsiDelta.dat"
PRINT " Данные должны состоять из строк трёх чисел (углов): fi,psi,delta"
PRINT " разделенных запятыми, без пробела между числами."
PRINT " Результат - в файле Psi13n.dat или другом названном"
PRINT
INPUT " ENTER - Continue "; yes

```

```

OPEN "Zrazok-1" FOR INPUT AS #1 'вказується назва вхідного файлу з
експер.даними: 'кут падіння f, кути psi і Delta (три колонки)
INPUT #1, num          'num - число трійки даних (f, psi, delta)
n1 = 1
n2 = 1    'повітря  n1 = n2 = 1 -
'n3 = ?   'зразок  n1, n2, n3 - показники заломлення середовищ
'k3 = ?   'N3 = n3 - ik, N3 - комплексний показник заломлення підкладки
DIM f(num), psiExper(num), Delta(num)

```

```

FOR i = 1 TO num
INPUT #1, f(i), psiExper(i), Delta(i)    'зчитуються дані з файлу
PRINT i, f(i), psiExper(i)
NEXT i

```

```

PRINT " Считано ВСЕХ данных (строк) -"; num;
INPUT " Если правильно - ENTER, если НЕТ - 1"; ddda
IF ddda = 1 THEN GOTO 555

```

```

OPEN "Zrazok-1.txt" FOR OUTPUT AS #3 'назва вихідного файлу з
розрахунками
PRINT #3, " VOL n=2.000-1.300 k=0.001; fi=60"

```

```

PRINT
PRINT " Укажите интервал углов fi, согласно экспериментальным данным,"
PRINT " которые необходимо ввести из файла PsiDelta.dat для расчета n i k."
INPUT " Введите НОМЕР НАЧАЛА и НОМЕР КОНЦА соответствующих
строк ", num1, num2
PRINT

```

```

ddd$ = DATE$
month$ = LEFT$(ddd$, 2)
daYear$ = RIGHT$(ddd$, 7)

```

```

day$ = LEFT$(daYear$, 2)
year$ = RIGHT$(daYear$, 5)
PRINT #3, " Дата: "; day$; "-"; month$; year$;
PRINT #3, " Время: "; TIME$

num = num2 - num1 + 1
nBegin = 1.2           'Вводиться інтервал пошуку
nEnd = 2.2             'оптимального n3
Nshagn = 1000          'кількість кроків
shagn = (nEnd - nBegin) / Nshagn 'із заданим кроком shagn
kBegin = .001 'k > 0 !!! 'та інтервал пошуку k3
kEnd = .101           'з кроком shagk
Nshagk = 100
shagk = (kEnd - kBegin) / Nshagk
IF kBegin = 0 THEN kBegin = kEnd / Nshagk
dpsiMin = 10000
pi = 3.141593         'число pi

knPrn0 = Nshagn / 2    'задається частота виводу на екран
knPrn = knPrn0        'проміжкових значень n і часу
PRINT #3, " Інтервали зміни по n і k:"
PRINT #3, " "; nBegin; nEnd, kBegin; kEnd
PRINT #3, " Кроки: "; shagn, shagk
PRINT " Кроки по n і k: "; shagn; shagk
PRINT TIME$
PRINT "Іде розрахунок ... Кількість кроків (циклів)зміни n,k - "; Nshagn; Nshagk

Vremia$ = TIME$
Chas$ = LEFT$(Vremia$, 2) 'виділяє години (дві ліві позиції)
MinSec$ = RIGHT$(Vremia$, 5)
Minutu$ = LEFT$(MinSec$, 2)
Secundu$ = RIGHT$(Vremia$, 2)
KolSec0 = VAL(Chas$) * 3600 + VAL(Minutu$) * 60 + VAL(Secundu$)
chms = 0
kn3 = 0

FOR nj = nBegin TO nEnd STEP shagn
n3 = nj
kn3 = kn3 + 1
IF kn3 >= knPrn AND kn3 < knPrn + 1 THEN PRINT kn3, n3, TIME$
IF kn3 >= knPrn AND kn3 < knPrn + 1 THEN knPrn = knPrn + knPrn0

FOR kj = kBegin TO kEnd STEP shagk

```

```
k3 = kj
dpsi = 0
ddelt = 0
```

```
FOR i = num1 TO num2
```

```
f1 = f(i) * pi / 180          'перетворення у радіани
```

```
sinf1 = SIN(f1)
```

```
'cosf1 = COS(f1)
```

```
tgf1 = TAN(f1)
```

```
'розв'язуємо систему рівнянь, знаходимо a і b
```

```
'n^2-k^2-sinf^2=a^2-b^2    a^2-b^2=c
```

```
'nk=ab                    ab=d; (a=d/b)
```

```
c = n3 * n3 - k3 * k3 - sinf1 * sinf1
```

```
d = n3 * k3                'b^4+cb^2-d^2=0
```

```
b2 = -c / 2 + SQR(c * c / 4 + d * d)
```

```
b = SQR(b2)
```

```
a = d / b
```

```
'знаходимо Psi і Delta
```

```
sintg = sinf1 * tgf1
```

```
a1 = sintg - a
```

```
a2 = sintg + a
```

```
tg2psi = (a1 * a1 + b2) / (a2 * a2 + b2)  'див. ф-лу 1.18 з КНИГИ
```

```
tgpsi = SQR(tg2psi)
```

```
psiTeor = ATN(tgpsi) * 180 / pi          'кут Psi у градусах
```

```
'dpsi = dpsi + (psiExper(i) - psiTeor) ^ 2
```

```
pEpT = psiExper(i) - psiTeor
```

```
dpsi = dpsi + pEpT * pEpT
```

```
NEXT i
```

```
dpsiET = SQR(dpsi / (num - 1))          'середнє квадратичне відхилення
```

```
IF dpsiMin < dpsiET THEN GOTO 2          'Знаходження найменшого
```

```
dpsiMin = dpsiET                        'середнього квадратичного
```

```
k = kj                                  'відхилення та відповідних
```

```
n = nj                                  'значень n і k
```

```
2 NEXT kj
```

```
IF chms = 1 GOTO 111
```

```
Vremia$ = TIMES
```

```
PRINT Vremia$;
```

```
Chas$ = LEFT$(Vremia$, 2)
```

```
MinSec$ = RIGHT$(Vremia$, 5)
```

```
Minutu$ = LEFT$(MinSec$, 2)
```

```
Secundu$ = RIGHT$(Vremia$, 2)
```

```
KolSec1 = VAL(Chas$) * 3600 + VAL(Minutu$) * 60 + VAL(Secundu$)
```

```

KolSec1 = (KolSec1 - KolSec0) * Nshagn 'всього секунд часу розрахунку
Chas = INT(KolSec1 / 3600) 'виділяємо кількість годин
MinSec = KolSec1 - Chas * 3600
Minutu = INT(MinSec / 60) 'виділяємо кількість хвилин
Secundu = MinSec - Minutu * 60
PRINT " Розрахований час задачі (Hr:Min:Sec): "; Chas; ":"; Minutu; ":"; Secundu
chms = 1
111 NEXT nj
n3 = n
k3 = k
PRINT TIMES$

```

'Вивід у файл знайдених значень n3 і k3 та таблиці порівняння Psi і Delta

```

PRINT "dpsiMin="; dpsiMin; " n3="; n3; " k3="; k3
PRINT #3, " Кут f psiTeor psiExper DeltaTeor Delta"
dpsi = 0
ddelt = 0
FOR i = num1 TO num2
f1 = f(i) * pi / 180 'перетворення кута падіння у радіани
sinf1 = SIN(f1)
tgf1 = TAN(f1)
'розв'язуємо систему рівнянь, знаходимо a і b
'n^2-k^2-sinf^2=a^2-b^2 a^2-b^2=c
'nk=ab ab=d
c = n3 * n3 - k3 * k3 - sinf1 * sinf1
d = n3 * k3 'b^4+cb^2-d^2=0
b2 = -c / 2 + SQR(c * c / 4 + d * d)
b = SQR(b2)
a = d / b
sintg = sinf1 * tgf1
a1 = sintg - a
a2 = sintg + a
tg2psi = (a1 * a1 + b2) / (a2 * a2 + b2) 'див. ф-лу 1.18 з КНИГИ
tgpsi = SQR(tg2psi)
psiTeor = ATN(tgpsi) * 180 / pi 'кут Psi у градусах
dpsi = dpsi + (psiExper(i) - psiTeor) ^ 2

a3 = sintg * sintg - a * a - b2
tgDelta = 2 * b * sintg / a3 'див. ф-лу 1.17 з КНИГИ
DeltaTeor = ATN(tgDelta) * 180 / pi 'кут Delta у градусах
IF DeltaTeor < 0 THEN DeltaTeor = 180 + DeltaTeor
ddelt = ddelt + (Delta(i) - DeltaTeor) ^ 2

```

```

tgPsiSinDelta = 2 * b * sintg / (a2 * a2 + b2) 'за ф-лою 1.16- уявна частина tgPsi
Del = Delta(i) * pi / 180 'перетворення Delta у радіани
SinDelta = SIN(Del)
tgPsiSin = tgPsiSinDelta / SinDelta
psiTeorS = ATN(tgPsiSin) * 180 / pi 'кут Psi (Теорет) у градусах
tgPsiCosDelta = a3 / (a2 * a2 + b2) 'за ф-лою 1.15 -дійсна частина tgPsi
CosDelta = COS(Del)
tgPsiCos = tgPsiCosDelta / CosDelta
psiTeorC = ATN(tgPsiCos) * 180 / pi
PRINT USING "###.##"; f(i);
PRINT USING "#####.##"; psiTeor; psiExper(i); DeltaTeor; Delta(i)
PRINT #3, USING "###.##"; f(i);
PRINT #3, USING "#####.###"; psiTeor; psiExper(i);
PRINT #3, USING "#####.##"; DeltaTeor; Delta(i)
NEXT i
ddeltET = SQR(ddelt / (num - 1))
PRINT " Кут f psiTeor psiExper DeltaTeor Delta"
PRINT " dpsimin ="; dpsimin; " ddeltET = "; ddeltET; " n3 ="; n3; " k3 ="; k3
sigmaN = SQR(dpsi / (num * (num - 1))) 'сер.кв.похибка сер.арифмет.
sigmaD = SQR(ddelt / (num * (num - 1))) 'приблизно=віднос.похибці n
PRINT #3, " n3="; n3; " k3="; k3
PRINT #3, " sigma(n)= "; USING "#.###"; sigmaN;
PRINT #3, "; sigma(D)= "; USING "##.###"; sigmaD
PRINT #3, TIMES$
PRINT #3,
        'Розрахунок теоретичної залежності Psi від fi
        'для знайдених значень n3 і k3
PRINT #3, " fi psiTeor DeltaTeor DeltaReal"
FOR i = 50 TO 60 STEP .25
f1 = i * pi / 180 'перетворення у радіани
sinf1 = SIN(f1)
tgf1 = TAN(f1)
c = n3 * n3 - k3 * k3 - sinf1 * sinf1
d = n3 * k3 'b^4+cb^2-d^2=0
b2 = -c / 2 + SQR(c * c / 4 + d * d)
b = SQR(b2)
a = d / b
sintg = sinf1 * tgf1
a1 = sintg - a
a2 = sintg + a
tg2psi = (a1 * a1 + b2) / (a2 * a2 + b2) 'див. ф-лу 1.18 з КНИГИ
tgpsi = SQR(tg2psi)

```

```

tgDelta = 2 * b * sintg / (sintg * sintg - a * a - b2) 'див. ф-лу 1.17 з КНИГИ
DeltaTeor = ATN(tgDelta) * 180 / pi      'кут Delta у градусах
psiTeor = ATN(tgpsi) * 180 / pi        'кут Psi у градусах
DeltaReal = DeltaTeor
IF DeltaTeor < 0 THEN DeltaTeor = 180 + DeltaTeor
PRINT #3, USING "###.##"; i;
PRINT #3, USING "#####.###"; psiTeor;
PRINT #3, USING "#####.##"; DeltaTeor; DeltaReal
NEXT i
PRINT #3,
PRINT #3, " n="; USING "#.###"; n3;
PRINT #3, "; k="; USING "#.#####"; k3
PRINT #3, " sigma(n)= "; USING "#.###"; sigmaN;
PRINT #3, "; sigma(D)= "; USING "###.###"; sigmaD
CLOSE #3
555 END

```

Контрольний приклад до програми.

Вхідний файл (експерт.) кут φ, ψ, Δ	Вихідний файл (повторення вхідних і розраховані)
17	Дата: 18-06-2016 Час: 17:47:00
52, 7.78, 170.33	Інтервали зміни по n і k:
53, 6.20, 167.78	1.4 - 2 0.001 - 0.101
54, 4.76, 163.05	Кроки: 0.001 0.001
55, 3.37, 154.78	Кут f psiTeor psiExper DeltaTeor Delta
55.50, 2.68, 146.67	52.00 7.672 7.780 169.19 170.33
55.75, 2.39, 142.92	53.00 6.196 6.200 166.32 167.78
56, 2.13, 134.78	54.00 4.732 4.760 161.66 163.05
56.50, 1.64, 116.92	55.00 3.315 3.370 152.88 154.78
56.75, 1.53, 104.50	55.50 2.655 2.680 145.06 146.67
57, 1.51, 88.92	55.75 2.351 2.390 139.55 142.92
57.25, 1.54, 74.63	56.00 2.074 2.130 132.48 134.78
57.50, 1.78, 60.93	56.50 1.660 1.640 112.07 116.92
58, 2.20, 43.23	56.75 1.560 1.530 98.65 104.50
58.50, 2.86, 34.40	57.00 1.554 1.510 84.28 88.92
59, 3.50, 26.17	57.25 1.642 1.540 70.65 74.63
	57.50 1.812 1.780 58.97 60.93
	58.00 2.317 2.200 42.29 43.23
	58.50 2.944 2.860 32.10 34.40
	59.00 3.630 3.500 25.61 26.17
	n3= 1.532 k3= 0.058 (k=0,001-0.1)
	sigma(n)= 0.053; sigma(D)= 0.666