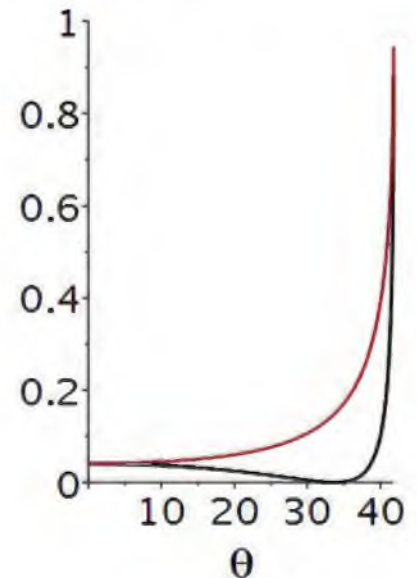
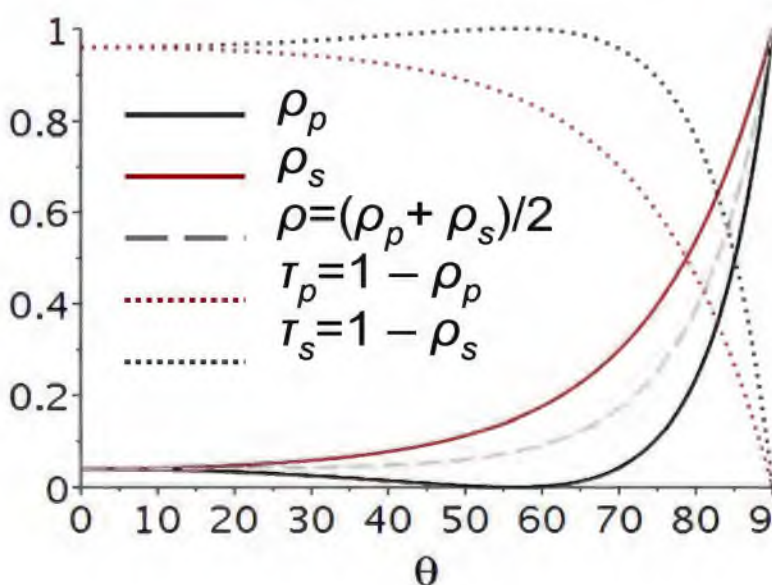


А.К.Дорош, Р.М.Мельник
ПОЛЯРИЗАЦІЯ СВІТЛА

Зміна поляризації
на межі оптичних середовищ.
Поляризаційні і пропускні
властивості стопи.



1.3 Поляризація світла на границі оптичних середовищ

При падінні світлової хвилі на границю двох середовищ під *площиною падіння* розуміють таку, яка містить промінь падіння світла, промінь відбивання, заломлений промінь і нормаль до границі у точці падіння, Рис. 1.17. Границя діелектриків, площина Oxy перпендикулярна до площини рисунка, є границею середовищ з показниками заломлення n_1 і n_2 ; вісь Oy перпендикулярна площині рисунка. Ozx — площина падіння, містить кути падіння і відбивання θ_1 , заломлення θ_2 . Рис. 1.17.

За законами геометричної оптики: промені падіння, відбивання і заломлення світла знаходяться в площині падіння перпендикулярній до межі діелектриків; кут падіння рівний куту відбивання; виконується закон Снела для заломленого і відбитого променів, $\sin \theta_1 n_1 = \sin \theta_2 n_2$. Із закону Снела кут заломлення

$$\theta_2 = \arcsin \left(\frac{\sin \theta_1}{n} \right), \quad n = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1.5)$$

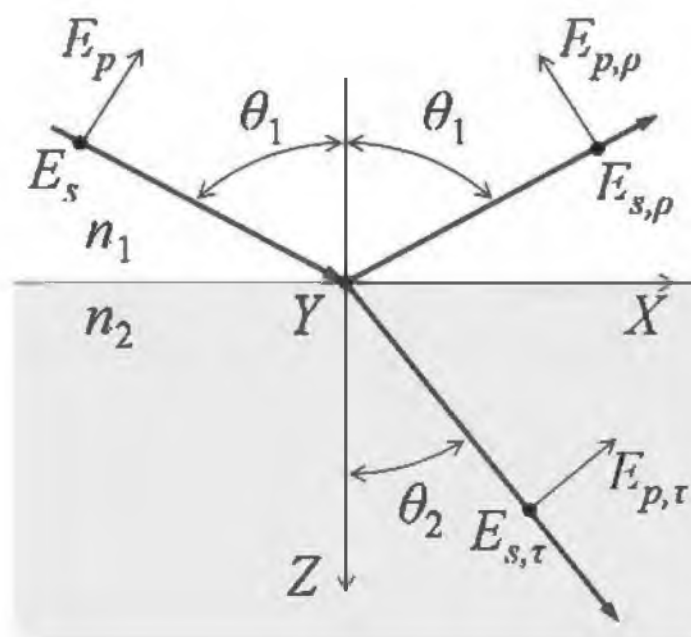


Рис. 1.17. Компоненти s - і p -поляризацій електричного поля падаючої під кутом θ_1 , відбитої (індекс ρ) і заломленої (індекс τ) світлових хвиль.

Світлова електромагнітна хвиля є поперечною хвилею, яка змінює свої нормальні і тангенціальні складові електричного і магнітного полів на межі діелектриків. Падаючу хвилю доцільно розглядати як складову двох хвиль з напрямками коливань амплітуди електричного вектора напруженості перпендикулярним і паралельним границі середовищ. Першу позначають "s" або " \perp ", називають s-поляризацією хвилі. На Рис. 1.17 напрямки коливань E_s компоненти відмічений жирною точкою, перпендикулярний площині Ozx . Друга компонента, з коливаннями в площині падіння, має назву p-поляризації, позначення "p" або " \parallel ". Напрямок E_p відмічений стрілкою у площину падіння.

Амплітуди відбитої хвилі позначимо індексом ρ , відповідно $E_{s,\rho}$ і $E_{p,\rho}$. Заломлену хвилю означимо індексом τ , амплітуди відповідних поляризацій $E_{s,\tau}$ і $E_{p,\tau}$. s-компоненти електромагнітного поля тангенціальні (дотичні) до площини падіння, p-компоненти мають і нормальну і тангенціальну складову.

Із рівнянь Максвелла для амплітуд хвилі на межі діелектриків впливають співвідношення для коефіцієнтів відбивання кожної з поляризацій, рівняння Френеля,

$$\rho_p = \frac{\tan^2(\theta_1 - \theta_2)}{\tan^2(\theta_1 + \theta_2)}; \quad \rho_s = \frac{\sin^2(\theta_1 - \theta_2)}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)}. \quad (1.6)$$

При падінні природного випромінювання інтенсивності I на плоску границю оптичних матеріалів, однакова інтенсивність p- і s-поляризацій $I_s = I_p = I/2$, $I = I_p + I_s$, ступінь поляризації природного світла $P = 0$.

Для відбитого випромінювання значення коефіцієнтів $\rho_p \neq \rho_s$ для довільних кутів падіння θ_1 , крім кутів $\theta_1 = 0^\circ$ і $\theta_1 = 90^\circ$, (1.6). Графіки для межі повітря-скло, $n_1 = 1$, $n_2 = 1,5$ зображені на Рис. 1.18,а. Відбите світло вже не буде природним, має певну ступінь поляризації залежну від кута падіння і оптичних густин матеріалів біля границі середовищ, $\rho_p = \rho_p(n, \theta)$, $\rho_s = \rho_s(n, \theta)$, $n = n_2/n_1$. Поляризованим відповідно буде також випромінювання, яке пройшло через границю середовищ.

При падінні на межу середовищ природного світла $I_p = I_s$

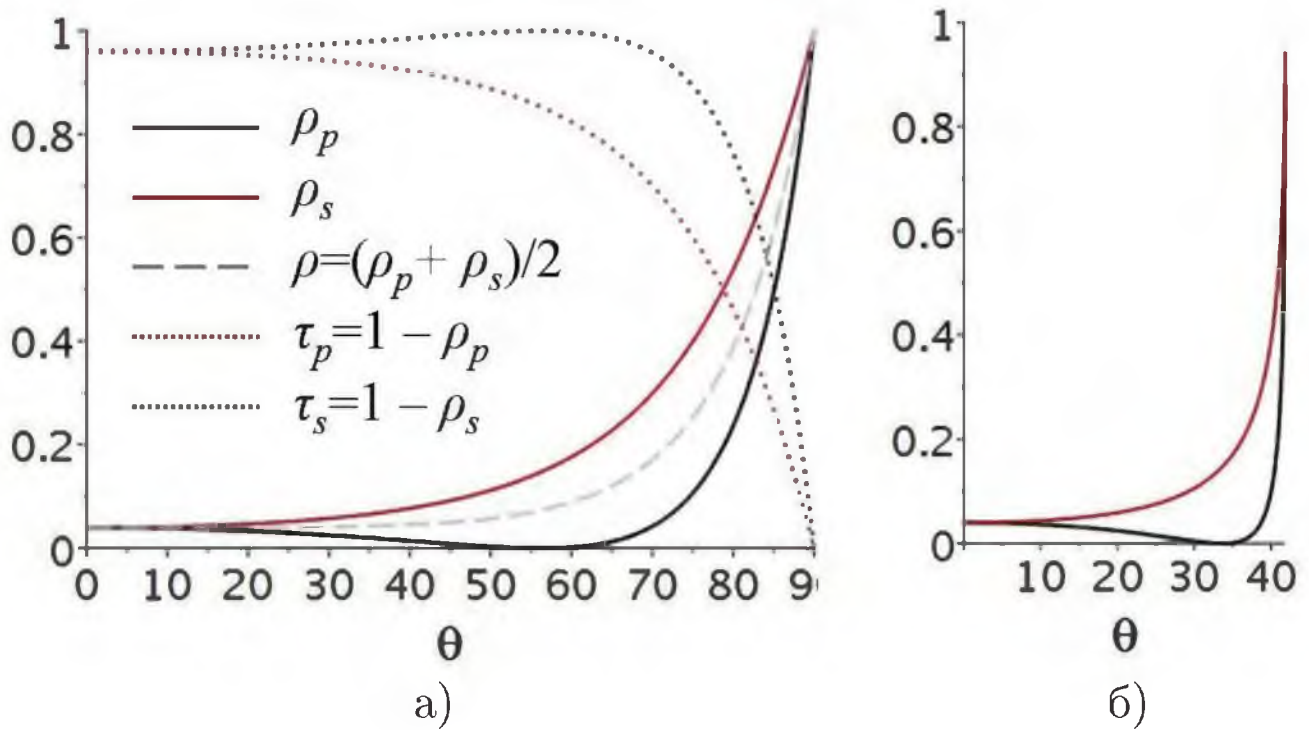


Рис. 1.18. а) Коефіцієнти відбивання ρ і проходження τ для p - і s -поляризацій світла для різних значень кута падіння θ природного світла на поверхню скла $n = 1,5$. Кут Брюстера $\theta_B = \arctan(n) = 56,31^\circ$, p -компонента не відбивається (повністю проходить через межу середовищ), $\rho_p(\theta_B) = 0$. б) Коефіцієнти відбивання p - і s -поляризацій при падінні світла на межу скло-повітря для кутів $\theta < \arcsin(n^{-1}) = 41.81^\circ$. Кут повного внутр. відбивання становить 41.81° при $n = 1,5$.

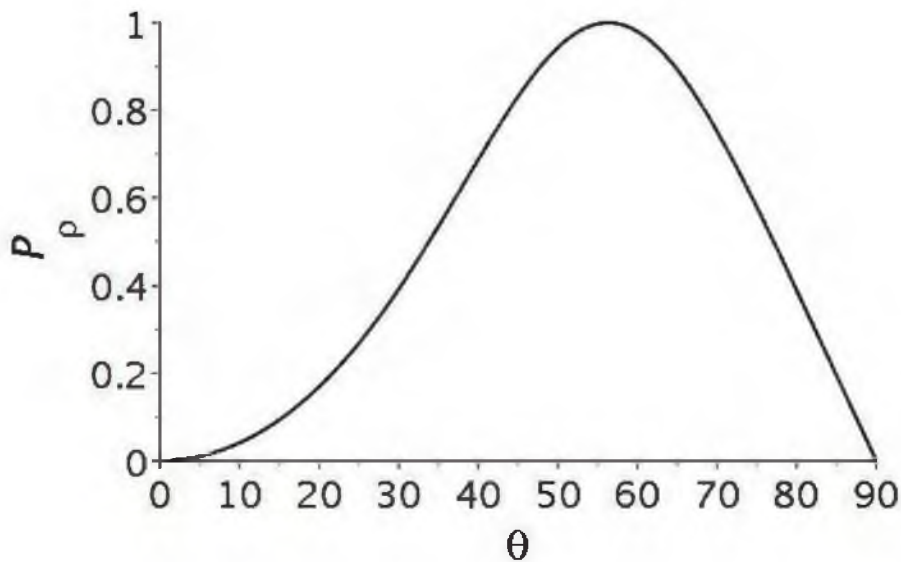


Рис. 1.19. Розрахована за формулами Френеля залежність ступеня поляризації відбитого світлового потоку від кута падіння θ на скляну поверхню природного світла, $n = 1,5$. Максимум ступеня поляризації $P_p(\theta_B) = 1$ — лінійна поляризація — при куті Брюстера, $\theta_B = 56,31^\circ$. Для $\theta \approx 0^\circ$ і $\theta \approx 90^\circ$, $P_p = 0$.

ступінь поляризації відбитого світла

$$P_{\rho} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{|I_{p,\rho} - I_{s,\rho}|}{I_{p,\rho} + I_{s,\rho}} = \frac{|I_{p,\rho}/I_p - I_{s,\rho}/I_s|}{I_{p,\rho}/I_p + I_{s,\rho}/I_s} = \frac{|\rho_p - \rho_s|}{\rho_p + \rho_s};$$

$$P_{\rho} = \frac{|\rho_p - \rho_s|}{\rho_p + \rho_s}. \quad (1.7)$$

Графічну залежність ступеня поляризації від кута падіння $P_{\rho}(\theta_1)$ при $n = 1,5$ зображено на Рис. 1.19.

Показник поляризації відбитого світла P_{ρ} рівний нулю у крайніх випадках нормального і дотичного $\alpha \rightarrow 0$ кутів падіння променів світла на поверхню. Всі інші кути відбивання мають поляризацію відмінну від нуля. Існує також кут лінійної поляризації, кут Брюстера. При куті Брюстера більшість світла проходить через межу середовищ; світло, що пройшло, частково поляризоване, не досягається лінійна поляризація.

За умови нормального падіння світла на оптичну границю, малі кути $\theta_1 \rightarrow 0^\circ$, $\theta_2 \rightarrow 0^\circ$,

$$\tan(\theta_2 \pm \theta_1) = \sin(\theta_2 \pm \theta_1) = \theta_2 \pm \theta_1 = \theta_1(n \pm 1).$$

Підстановкою в (1.6)

$$\rho_p(0) = \rho_s(0) = \left(\frac{\theta_2 - \theta_1}{\theta_2 + \theta_1} \right)^2 = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2. \quad (1.8)$$

Ступінь поляризації, при $\rho_p(0) = \rho_s(0)$ (1.7), рівний нулю.

При падінні природного світла, відбита частка

$$\rho(0) = \frac{\rho_p(0) + \rho_s(0)}{2} = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 = 0,04 \text{ при } n = 1,5,$$

що становить 4% від падаючого потоку.

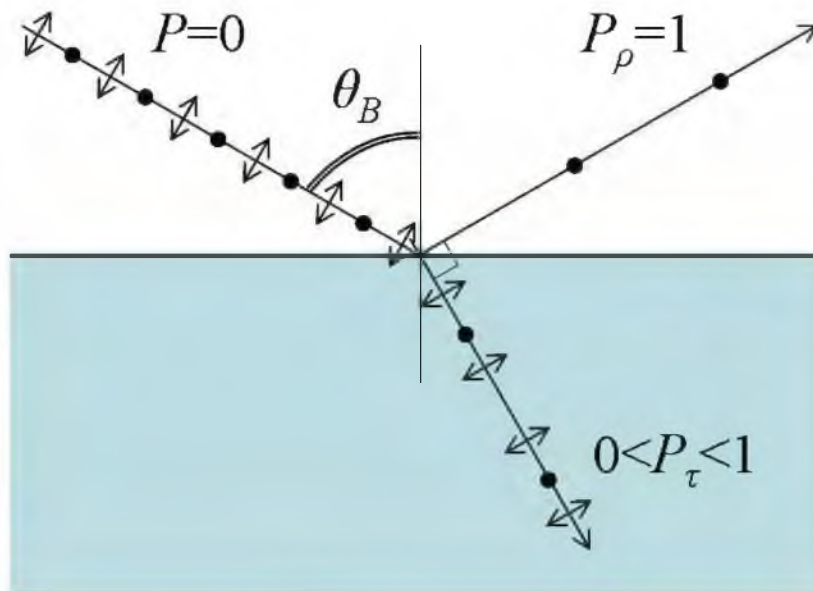


Рис. 1.20. Падіння світлового променя під кутом Брюстера. s -компонента частково проходить, частково відбивається. p -компонента повністю проходить через границю середовищ. Відбите світло лінійно поляризоване.

Кут Брюстера. Існує такий кут падіння світла на поверхню оптичного матеріалу $\theta_1 = \theta_B$, $\theta_2 = \theta'_B$, що виконується рівність $\theta_B + \theta'_B = 90^\circ$. Кут падіння θ_B і доповнюючий до 90° кут θ'_B називають *кутами Брюстера*. Здійснивши підстановку в закон Снела $n_1 \sin \theta_B = n_2 \sin(90^\circ - \theta_B) = n_2 \cos \theta_B$, аналогічно з кутом $n_2 \sin \theta'_B = n_1 \sin(90^\circ - \theta'_B) = n_1 \cos \theta'_B$, $n = \frac{n_2}{n_1}$, отримаємо закон Брюстера

$$\tan \theta_B = \frac{1}{\tan \theta'_B} = n. \quad (1.9)$$

Закон виражає зв'язок кута падіння, кута заломлення та показника заломлення на границі середовищ при прямому куті $\theta_1 + \theta_2 = 90^\circ$ між променями заломленим і відбитим.

При куті падіння рівному куту Брюстера

$$\sin(\theta_B + \theta'_B) = \sin 90^\circ = 1;$$

$$\sin(\theta_B - \theta'_B) = \sin(2\theta_B - 90^\circ) = \cos 2\theta_B = \frac{\tan^2 \theta_B - 1}{\tan^2 \theta_B + 1} = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1};$$

коефіцієнти відбивання (1.6)

$$\varrho_p(\theta_B) = 0; \quad \varrho_s(\theta_B) = \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \right)^2; \quad (1.10)$$

з підстановки в (1.7) випливає $P_\varrho = 1$ — відбите світло лінійно поляризоване. Лінійно поляризованим буде відбите світло при ході променя як з першого середовища у друге, так і з другого в перше за умови $\theta_1 + \theta_2 = 90^\circ$

На скляній поверхні в повітрі невелика частина від спонтанного світлового потоку стає лінійно поляризованою,

$$\varrho(\theta_B) = \frac{\varrho_p(\theta_B) + \varrho_s(\theta_B)}{2} = \frac{1}{2} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \right)^2 \approx 0,074 \text{ при } n = 1,5,$$

відбивається поляризованого світла трохи більше 7 відсотків від природного світла падаючого на межу повітря-скло.

Фізичний зміст поляризації світла при куті Брюстера.

Лінійна поляризація досягається для прямого кута між відбитою і заломленою хвилями. Друге середовище, у яке потрапляє падаюча світлова хвиля, сама стає джерелом хвиль — положення Гюйгенса-Френеля. p -компонента хвилі поляризує середовище, проявляється наведена дипольна поляризація атомів і молекул, у напрямку перпендикулярному до швидкості світла, світлова хвиля поперечна. Осцилятори поляризації середовища не випромінюють вздовж напрямку поляризації, у поперечному напрямку до падаючої хвилі під кутом $\theta_1 + \theta_2 = 90^\circ$. Інакше з s -складовою світлової хвилі, поляризація середовища перпендикулярна променю падіння, але не напрямку відбивання.



Рис. 1.21. (Світлина з Вікіпедії) Застосування закону Брюстера. Зліва: відблиски на світлинах заважають в передачі забраження предметів. Справа: застосовані поляризаційні світлофільтри (поляроїди) з напрямком поляризації вздовж стрілок. Поляризатори прибирають світлові блики, можна розрізнити деталі за склом. Відблиски більше проявляються при великих кутах близьких до кута Брюстера, мають високу ступінь поляризації, тому ефективно прибираються застосуванням поляризаторів.



Рис. 1.22. Відбивання світла в дотичних до поверхонь променях. В приповерхневих променях особливо яскраві захід Сонця, Місяця. Яскравими видаються прибережні дерева. Додатково ще накладається ефект зменшення впливу розсіяння на нерівностях і шороховатостях в дотичних до поверхонь променях світла.

Приповерхнєве відбивання $\rho_p(90^\circ) = \rho_s(90^\circ) = 1$. Тут враховано підстановку у формули Френеля (1.6) за умови $\theta_1 \rightarrow 90^\circ$, $\tan^2(90^\circ \pm \theta_2) = \tan^{-2}(\theta_2)$, $\sin^2(90^\circ \pm \theta_2) = \cos^2(\theta_2)$. Відбите світло, при куті ковзання близькому до 90° , залишається без зміни поляризації, відбувається повне відбивання, Рис. 1.22.

1.3.1 *Дослід*: знаходження коефіцієнтів відбивання і ступеня поляризації відбитого світла при різних кутах падіння на границю оптичних середовищ

На оптичній лаві на одній оптичній осі розташовані освітлювач, поляроїд та чорне дзеркало. Світловий потік падає перпендикулярно до осі повороту дзеркала, посередині поверхні дзеркала.

Чорне дзеркало — плоско паралельна пластинка, одна поверхня відкрита для досліджень, друга зафарбована в чорний колір щоб прибрати відбивання світла від задньої поверхні. Чорне дзеркало знаходиться на поворотному столику з лімбом. Поворотом дзеркала виставляється кут падіння світлового пучка на оптичну поверхню дзеркала.

Лімб (лат. *limbus* – пояс) — циліндричне (конічне) кільце (диск), розділений штрихами на рівні частини (градуси, хвилини). Лімб — це "лінійка" закручена в кільце, служить для відліку кутів. Застосовується у кутомірних інструментах.

На основі столика закріплена рухома стійка з фотоприймачем. Фотоприймач можна повертати не залежно від положення дзеркала і виставляти на потрібний кут відбивання світла, вимірювати інтенсивність світлового потоку.

Створення *p*-поляризованого пучка світла падаючого на поверхню дзеркала

1. Вмикають живлення світильника, фоторезистора.
2. Кут Брюстера для типових матеріалів скла знаходиться в інтервалі 50° — 60° . Чорне дзеркала встановлюють так, щоб кут падіння світла становив приблизно 55° . Фотоприймач виставляють також на кут 55° відбивання світла від дзеркала.
3. Повертаючи поляроїд до положення, при якому значення фотоструму i буде мінімальним, близьким до нуля. Мінімум фотоструму вказує на те, що *s*-компонента світла

відтинається поляроїдом, на оптичну поверхню дзеркала падає р-компонент лінійно поляризованого світла з коливаннями хвилі в площині падіння світла на поверхню дзеркала. Нотують положення поляроїда α_p по його лімбу.

Дослідження залежності коефіцієнта відбивання від кута падіння $\rho_p(\theta_1)$ для падаючого на оптичну поверхню лінійно поляризованого світла з коливаннями у площині падіння

1. Положення поляроїда α_p . На чорне дзеркало падає р-поляризація світла з амплітудою хвилі у площині падіння.
2. По лімбу столика з дзеркалом встановлюють кут падіння на дзеркало 5° , фоторезистор — на кут відбивання 5° рівний куту падіння. Значення фотоструму $i_{p,e}$ заносять у Табл. 1.6. При перевантаженні по фотоструму, спалахує червона сигнальна мітка на блоці реєстрації, потрібно перевести блок реєстрації на шкалу більших значень фотоструму.
3. Міняють кути падіння і відбивання від 5° до 80° через кожні 5° , заносять в Табл. 1.6 значення фотоструму. На інтервалі від 55° до 60° вимірювання проводяться через 1° з використанням шкали максимальної чутливості реєстрації фотоструму. В цьому інтервалі знаходиться мінімум $i_{p,e}$ відповідний куту Брюстера.
4. Чорне дзеркало встановлюють паралельно потоку світла, фотоприймач навпроти світлового потоку. Світло не відбивається від дзеркала. Нотується значення $i_{p,e,0} = i_{p,e}(90^\circ)$.
5. За отриманими даними знаходять кут Брюстера θ_B ; при куті Брюстера фотострум буде найменшим $i_{min} = i_{p,e}(\theta_B)$, інтенсивність відбитого світла р-поляризації рівна нулю. i_{min} — нехтовно малі показання показання фотоструму зумовленого фоновим освітленням в кімнаті, наближенням фотоприймача до точкового, темновим фотострумом. За

формулою (1.9) обчислюють показник заломлення матеріалу скла $n = n_2$ (для повітря $n_1 \approx 1,003 \approx 1$.)

6. Розраховують експериментальне значення $\rho_{p,ex}(\theta_1)$ за отриманими з досліду $i_{p,\rho}(\theta_1)$ для кутів $5^\circ \leq \theta_1 \leq 80^\circ$, отримані дані заносять у Табл. 1.6.
7. Обчислюють θ_2 (1.5) (закон Снела), розраховують і коефіцієнт відбивання ρ_p (1.6) (формула Френеля) для кутів $\theta_1 = 0^\circ \dots 90^\circ$, заносять у Табл. 1.6.
8. За даними Табл. 1.6 будують на одній координатній площині отримані з експерименту значення дискретної множини точок $\rho_{p,ex}(\theta_1)$ (точковий графік) і криву розрахованих значень $\rho_p(\theta_1)$ (суцільна лінія). Координатна площина не менше як на сторінку зошита або половину листка формату А4.

Табл. 1.6.

$\theta_1, ^\circ$	$\theta_1, \text{рад}$	$i_{p,\rho}$ мКА	$\rho_{p,ex} = \frac{i_{p,\rho} - i_{\min}}{i_p - i_{\min}}$	$\theta_2, \text{рад}$	ρ_p
0°					
5°					
...					
50°					
55°					
56°					
57°					
58°					
59°					
60°					
65°					
...					
80°					
85°					
90°					

Дослідження залежності коефіцієнта відбивання від кута падіння $\rho_s(\theta_1)$ для падаючого на оптичну поверхню світла з коливаннями перпендикулярними до площини падіння

1. Повертають поляроїд на 90° в положення $\alpha_s = \alpha_p + 90^\circ$ (або $\alpha_s = \alpha_p - 90^\circ$). Поляроїд пропускає лінійно поляризоване світло з коливаннями перпендикулярними площині падіння.
2. Вимірюють значення фотоструму $i_{s,\rho}$ для кутів падіння $5^\circ \dots 80^\circ$ з кроком 5° . Дані заносять у Табл. 1.7.
3. Чорне дзеркало встановлюють паралельно потоку світла, світло не відбивається від дзеркала, фотоприймач навпроти світлового потоку. Заносять у Табл. 1.7 значення $i_{s,\rho,0} = i_{s,\rho}(90^\circ)$.
4. Виконують розрахунки $\rho_{s,ex}(\theta_1)$ у діапазоні 5° - 80° .
5. Проводять обчислення $\rho_s(\theta_1)$ за законом Снела (1.5) і $\rho_{s,ex}(\theta_1)$ за формулою Френеля (1.6) для всього діапазону $0^\circ \dots 90^\circ$.
6. За даними Табл. 1.7 будують на тій самій координатній площині отримані з експерименту значення дискретної множини точок $\rho_{s,ex}(\theta_1)$ (точковий графік) і криву розрахованих значень $\rho_s(\theta_1)$ (суцільна лінія).

Табл. 1.7.

$\theta_1, ^\circ$	$\theta_1, \text{рад}$	$i_{s,\rho}$ мкА	$\rho_{s,ex} = \frac{i_{s,\rho} - i_{\min}}{i_s - i_{\min}}$	$\theta_2, \text{рад}$	ρ_s
0°					
5°					
\dots					
80°					
85°					
90°					

Знаходження залежності ступеня поляризації відбитого світла від кута падіння $P(\theta_1)$ для падаючого на оптичну поверхню природного світла

1. За експериментальними даними, Табл. 1.6 і Табл. 1.7, розраховують ступінь поляризації $P_{ex}(\theta_1)$ для відбитого від чорного дзеркала світла при падінні природного світла з однаковими значеннями падаючих p - і s -компонент. Заносять дані у Табл. 1.8.
2. Аналогічно залежність $P(\theta_1)$ отримують за даними $\rho_p(\theta_1)$, $\rho_s(\theta_1)$ Табл. 1.6, Табл. 1.7. Заповнюють останню колонку Табл. 1.8.
3. Будують на одній координатній площині дискретний набір точок $P_{ex}(\theta_1)$ і криву $P(\theta_1)$. Знаходять коефіцієнт кореляції між експериментальними і теоретичними даними ступеня поляризації відбитого світла для різних кутів падіння природного світла на границю оптичних середовищ.
4. Роблять висновки про поляризаційні властивості відбитого світла ідентичність розрахункових і експериментальних даних, застосовність поляризації.

Табл. 1.8.

$\theta_1, ^\circ$	$P_{ex} = \frac{ \rho_{p,ex} - \rho_{s,ex} }{\rho_{p,ex} + \rho_{s,ex}}$	$P = \frac{ \rho_p - \rho_s }{\rho_p + \rho_s}$
0°		
5°		
...		
80°		
85°		
90°		

Знаходження ступеня поляризації можливе через відокремлення світла лінійної поляризації, p -компоненти коливання хвиль в площині падіння на оптичну поверхню і s -компоненти з коливаннями перпендикулярними площині падіння, і дослідженням їх показників відбивання на межі оптичних середовищ.

Додаток.

У електродинаміці отримували з рівнянь Максвелла на межі діелектричних середовищ співвідношення тангенціальних і нормальних амплітуд електромагнітних полів. Для кожної з s - і p -поляризацій

$$E_{p,e} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} E_p; \quad E_{p,\tau} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} E_p;$$

$$E_{s,e} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} E_s; \quad E_{s,\tau} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} E_s.$$

Інтенсивність світла, енергетичні параметри електромагнітних хвиль пропорційні квадрату амплітуди напруженості електричного поля. Коефіцієнти відбивання рівні відношенню квадратів амплітуд відбитої хвилі до падаючої. Далі будуть використані формули для коефіцієнтів відбивання, коефіцієнти заломлення можуть бути виражені через коефіцієнти відбивання. Використовуючи закон Снелла і тригонометричні перетворення

$$\rho_p = \frac{E_{p,e}^2}{E_p^2} = \frac{(n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2)^2}{(n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)^2} = \left(\frac{n^2 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_1} - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1}}{n^2 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_1} + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1}} \right)^2;$$

$$\rho_s = \frac{E_{s,e}^2}{E_s^2} = \frac{(n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2)^2}{(n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2)^2} = \left(\frac{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_1} - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1}}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_1} + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1}} \right)^2.$$

$$\rho_p = \frac{(n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2)^2}{(n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)^2} = \frac{(\sin \theta_2 \cos \theta_1 - \sin \theta_1 \cos \theta_2)^2}{(\sin \theta_2 \cos \theta_1 + \sin \theta_1 \cos \theta_2)^2} = \frac{\sin^2(\theta_2 - \theta_1)}{\sin^2(\theta_2 + \theta_1)};$$

$$\rho_s = \frac{(\sin \theta_1 \cos \theta_1 - \sin \theta_2 \cos \theta_2)^2}{(\sin \theta_1 \cos \theta_1 + \sin \theta_2 \cos \theta_2)^2} = \frac{(\tan \theta_1 - \tan \theta_2)^2}{(\tan \theta_1 + \tan \theta_2)^2} = \frac{\tan^2(\theta_1 - \theta_2)}{\tan^2(\theta_1 + \theta_2)}.$$

Перша пара формул представлена через показник заломлення і кут падіння, використовуються для графічного відображення залежності показників відбивання від кута падіння. Друга пара — через кути падіння і заломлення; виглядають компактно, зручні для аналізу поляризації.

Коефіцієнт відбивання ρ рівний відношенню інтенсивності світла відбитого до інтенсивності падаючого, коефіцієнт проходження світла τ виражається відношенням інтенсивності світла, яке пройшло, до падаючого світла. Для відповідних поляризацій

$$\rho_p = \frac{E_{p,e}^2}{E_p^2} = \frac{I_{p,e}}{I_p}; \quad \tau_p = \frac{E_{p,\tau}^2}{E_p^2} = \frac{I_{p,\tau}}{I_p}; \quad I_p = I_{p,e} + I_{p,\tau}; \quad \rho_p + \tau_p = 1.$$

$$\rho_s = \frac{E_{s,e}^2}{E_s^2} = \frac{I_{s,e}}{I_s}; \quad \tau_s = \frac{E_{s,\tau}^2}{E_s^2} = \frac{I_{s,\tau}}{I_s}; \quad I_s = I_{s,e} + I_{s,\tau}; \quad \rho_s + \tau_s = 1.$$

$$I_\rho = I_{p,e} + I_{s,e}; \quad I_\tau = I_{p,\tau} + I_{s,\tau}; \quad I = I_\rho + I_\tau = I_p + I_s;$$

$$\rho = \frac{I_\rho}{I}; \quad \tau = \frac{I_\tau}{I}; \quad \rho + \tau = 1.$$

$$\rho = \frac{\rho_p + \rho_s}{2}; \quad \tau = \frac{\tau_p + \tau_s}{2} \quad \text{при } I_s = I_p.$$

Для природного випромінювання $I_p = I_s$, $\varrho = (I_{p,\varrho} + I_{s,\varrho})/I = (I_{p,\varrho} + I_{s,\varrho})/(2I_p) = (I_{p,\varrho} + I_{s,\varrho})/(2I_s) = (\varrho_p + \varrho_s)/2$. Аналогічно коефіцієнт проходження $\tau = (\tau_p + \tau_s)/2$ при $I_p = I_s$.

Через коефіцієнти відбивання ϱ_p , ϱ_s , які залежать від кута падіння і показника заломлення, можна виразити кількісні значення світла відбитого і того, що пройшло через межу середовищ, показники поляризації, зміну поляризації.

Природне світло має ступінь поляризації рівний нулю. При його падінні на оптичну поверхню обидві поляризації p і s падаючого випромінювання однакової інтенсивності $I_p = I_s$. Із (1.6) випливає

$$\frac{\varrho_p}{\varrho_s} = \frac{\cos^2(\theta_1 + \theta_2)}{\cos^2(\theta_1 - \theta_2)} = \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin \theta_1 \sin \theta_2}{\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2} \leq 1,$$

інтенсивності $I_{p,\varrho} \neq I_{s,\varrho}$ різні. Відбите світло має поляризованість, на відміну від падаючого природного випромінювання.

Важливим є інтенсивність поляризованого випромінювання достатня для його використання. Для падаючого на границю середовищ природного світла $I_p = I_s$

$$\varrho = \frac{I_{p,\varrho} + I_{s,\varrho}}{I} = \frac{I_{p,\varrho}}{2I_p} + \frac{I_{s,\varrho}}{2I_s} = \frac{\varrho_p + \varrho_s}{2};$$

$$\tau = \frac{I_{p,\tau} + I_{s,\tau}}{I} = \frac{I - I_{p,\varrho} + I_{s,\varrho}}{I} = 1 - \varrho.$$

1.4 Поляризація світла на стопі

1.4.1 Відбивання і проходження світла на плоскопаралельній пластинці

В оптичних установках здебільшого є важливим проходження світла вздовж однієї осі, без відбивання чи заломлення. Тому для поляризації ужитковішим є використання стопи (ще називають стопою Столетова) — набору плоскопаралельних пластинок однакової товщини, що прилягають одна до другої. При встановленні стопи під кутом Брюстера на кожній границі буде відбиватися лінійно поляризоване світло, а значить світло, що пройшло буде мати все вищий ступінь поляризації. При достатній кількості пластин можна сподіватися отримати лінійно поляризоване світло чи частково поляризоване відповідним вибором кількості пластин і без зміни напрямку пучка.

Будемо вважати пластину ідеальною, відстуні неоднорідності матеріалу, абсолютно паралельними поверхні, нехтовно малим поглинання чи розсіяння світла.

На обох границях плоскопаралельної пластинки відбувається розділення світла на відбите і заломлене. I — інтенсивність падаючого світла під довільним кутом. ρ — коефіцієнт відбивання поверхні, $\tau = 1 - \rho$ — коефіцієнт пропускання. На передній поверхні відбита деяка кількість світла ρI , заломлена — τI . На задній поверхні відповідно відбито $\rho\tau I$ і заломлено $\tau^2 I$. Відбите від задньої поверхні світло зазнає знову розділення на передній поверхні і т. д.

Означимо коефіцієнт відбиття світлового потоку від пластини $R_1 = I_R/I$, I_R — все відбите світло; коефіцієнт проходження $T_1 = I_T/I$, I_T — все світло, що пройшло через пластину. Сума

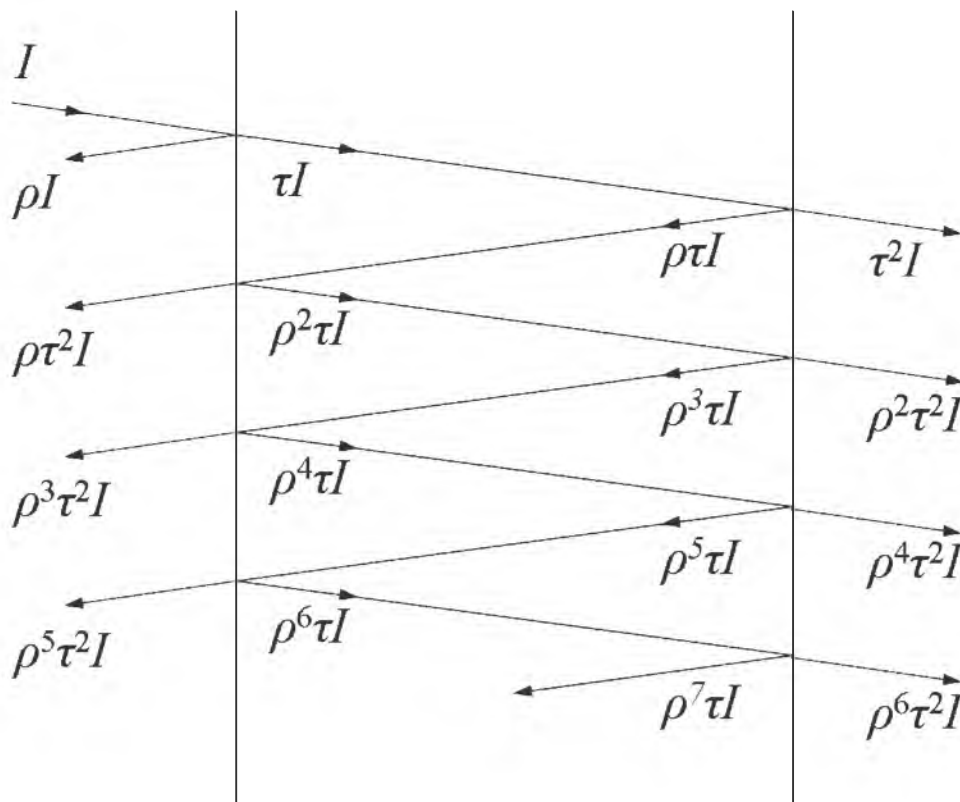


Рис. 1.23. Коефіцієнти відбивання, проходження світла на поверхнях плоскопаралельної пластини

геометричної прогресії:

$$\begin{aligned}
 R_1 &= \rho + \rho\tau^2 + \rho^3\tau^2 + \rho^5\tau^2 + \dots = \\
 &= \rho(1 + (1 - \rho)^2(1 + \rho^2 + \rho^4 + \dots)) = \\
 &= \rho \left(1 + \frac{(1 - \rho)^2}{1 - \rho^2} \right) = \frac{2\rho}{1 + \rho};
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 T_1 &= \tau^2 + \rho^2\tau^2 + \rho^4\tau^2 + \dots = \\
 &= (1 - \rho)^2(1 + \rho^2 + \rho^4 + \dots) = \frac{1 - \rho}{1 + \rho};
 \end{aligned}$$

$$R_1 = \frac{2\rho}{1 + \rho}; \quad T_1 = \frac{1 - \rho}{1 + \rho}. \quad (1.11)$$

Виконується закон збереження енергії $T_1 + R_1 = 1$.

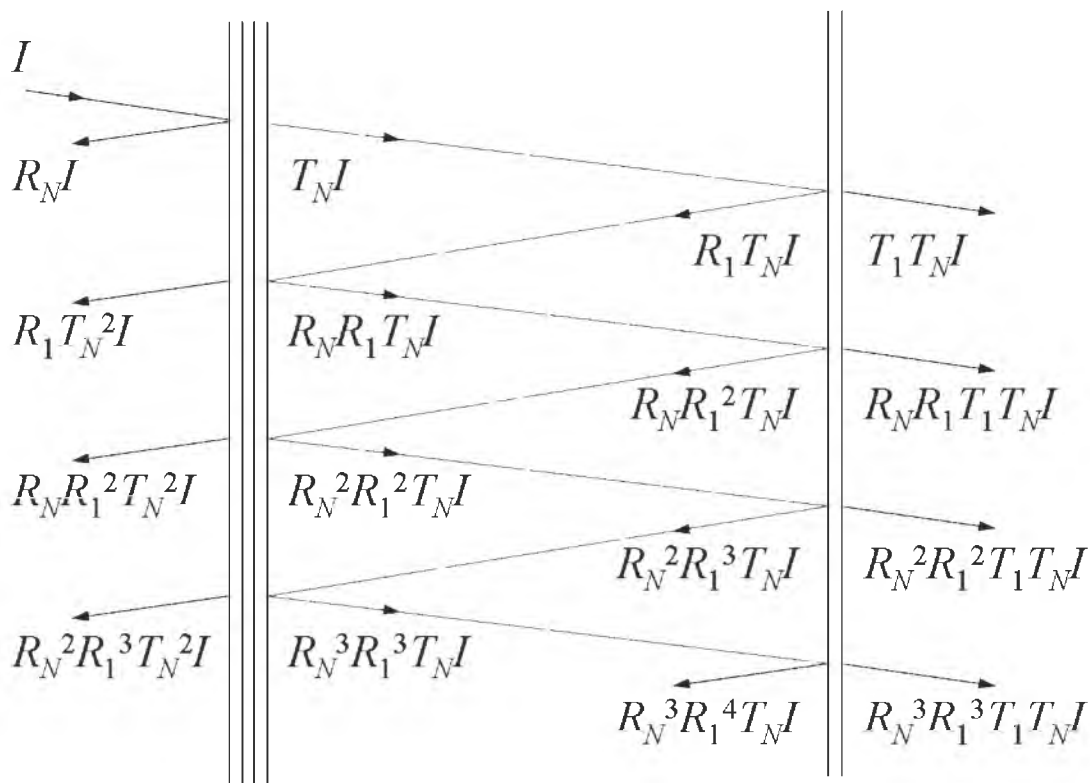


Рис. 1.24. Схематичне зображення розділення світла по інтенсивності на стопі з $N + 1$ плоскопаралельних пластин.

1.4.2 Відбивання і проходження світла на стопі

Позначимо коефіцієнти проходження і відбивання світлом N плоскопаралельних пластинок T_N і R_N . При додаванні ще однієї пластини відповідні коефіцієнти T_{N+1} , R_{N+1} . На стопу падає потік інтенсивності I , схематичний Рис. 1.24, відбивається $R_N I$, проходить $T_N I$; з того, що пройшло, через одну пластину проходить $T_1 T_N I$, відбивається $R_1 T_N I$; з відбитого відбивається на стопі $R_N R_1 T_N I$, втрачається на проходженні назад $R_1 (T_N)^2 I$; і т. д. З врахуванням суми геом. прогресії і рівності $T_N + R_N = 1$,

$$\begin{aligned} R_{N+1} &= R_N + R_1 T_N^2 (1 + R_1 R_N + R_1^2 R_N^2 + \dots) = \\ &= R_N + \frac{R_1 (1 - R_N)^2}{1 - R_1 R_N} = \frac{R_1 + R_N - 2R_1 R_N}{1 - R_1 R_N}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_{N+1} &= T_1 T_N (1 + R_1 R_N + R_1^2 R_N^2 + \dots) = \\ &= \frac{(1 - R_1)(1 - R_N)}{1 - R_1 R_N} = \frac{1 - R_1 - R_N + R_1 R_N}{1 - R_1 R_N}. \end{aligned}$$

За відсутності пластин світло не має на чому відбиватися, $T_0 = 1$, $R_0 = 0$. Виконуючи підстановки R_i в R_{i+1} починаючи від $i = 1$ (1.11)

$$\begin{aligned} R_1 &= \frac{2\varrho}{1 + \varrho}; \\ R_2 &= \frac{2R_1 - 2R_1^2}{1 - R_1^2} = \frac{2R_1}{1 + R_1} = \frac{4\varrho}{1 + 3\varrho}; \\ R_3 &= \frac{R_1 + R_2 - 2R_1R_2}{1 - R_1R_2} = \frac{3R_1}{1 + 2R_1} = \frac{6\varrho}{1 + 5\varrho}; \\ R_4 &= \frac{R_1 + R_3 - 2R_1R_3}{1 - R_1R_3} = \frac{4R_1}{1 + 3R_1} = \frac{8\varrho}{1 + 7\varrho}; \dots \end{aligned}$$

Для N плоскопаралельних пластинок, $R_N + T_N = 1$, $\tau + \varrho = 1$,

$$\begin{aligned} R_N &= \frac{NR_1}{1 + (N - 1)R_1} = \frac{2N\varrho}{1 + (2N - 1)\varrho}; \\ T_N &= 1 - R_N = \frac{1 - \varrho}{1 - \varrho + 2N\varrho}. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Амплітуда падаючої на стопу хвилі розкладається на ортогональні складові p - і s -поляризації, на коливання паралельні площині падіння і ортогональні. Для кожної з компонент справедливі ті ж самі математичні викладки,

$$\begin{aligned} R_{pN} &= \frac{2N\varrho_p}{1 + (2N - 1)\varrho_p}; & T_{pN} &= \frac{1 - \varrho_p}{1 - \varrho_p + 2N\varrho_p}; \\ R_{sN} &= \frac{2N\varrho_s}{1 + (2N - 1)\varrho_s}; & T_{sN} &= \frac{1 - \varrho_s}{1 - \varrho_s + 2N\varrho_s}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

За означенням ступеня поляризації $P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$, для відбитого світла $P_{R,N} = \frac{I_{\max}^{(R)} - I_{\min}^{(R)}}{I_{\max}^{(R)} + I_{\min}^{(R)}} = \frac{|R_{p,N}I_p - R_{s,N}I_s|}{R_{p,N}I_p + R_{s,N}I_s}$. Аналогічно для пройденого світла $P_{T,N} = \frac{|T_{p,N}I_p - T_{s,N}I_s|}{T_{p,N}I_p + T_{s,N}I_s}$. У випадку

падіння природного світла на стопу, $I_p = I_s = I/2$, $I = I_p + I_s$. Ступені поляризації світла відбитого і того, що пройшло,

$$P_{R,N} = \frac{|R_{pN} - R_{sN}|}{R_{pN} + R_{sN}}; \quad P_{T,N} = \frac{|T_{pN} - T_{sN}|}{T_{pN} + T_{sN}}. \quad (1.14)$$

Підстановкою (1.13) в (1.14)

$$P_{R,N} = \frac{|\varrho_p - \varrho_s|}{\varrho_p + \varrho_s + 2(2N - 1)\varrho_p\varrho_s};$$

$$P_{T,N} = \frac{N|\varrho_p - \varrho_s|}{1 + (N - 1)(\varrho_p + \varrho_s) - (2N - 1)\varrho_p\varrho_s}.$$

При нормальному падінні природного світла на стопу, $\varrho_p = \varrho_s$, $P_{R,N} = 0$, $P_{T,N} = 0$ (1.14), і відбите світло, і те, що пройшло, залишаються природними.

$N \rightarrow \infty$, $R_N \rightarrow 1$ — повне відбивання! При великому N $T_{p,N \rightarrow 0} = T_{s,N \rightarrow 0} = 0$ (1.12 1.13), проходження світла через стопу відсутнє. Все світло відбивається, стопа дає дзеркальне відображення предметів, в стопі поодинокі прозорих пластинок можна бачити своє чітке зображення ¹!

При куті Брюстера $\varrho_p = 0$ (1.10), $R_{pN} = 0$, $T_{pN} = 1$ (1.13), ступінь поляризації відбитого світла $P_{R,N} = 1$.

Для стопи багатьох пластин $T_{s,N \rightarrow \infty} \rightarrow 0$ (1.13), $R_{s,N \rightarrow \infty} \rightarrow 1$, лінійно поляризоване світло також те, що пройшло через стопу, $P_{R,N \rightarrow \infty} = P_{T,N \rightarrow \infty} = 1$. Світло розкладається на два лінійнополяризовані пуки світла взаємно перпендикулярних поляризацій. s компонента повністю відбувається, все випромінювання p компоненти проходить через стопу.

Приповерхнєве відбивання відбувається на передній поверхні стопи без проникнення світла в стопу, що впливає з формул Френеля і з дослідів з чорним дзеркалом.

¹На противагу випадку $N = 1$, для однієї скляної пластини $n = 1,5$, при нормальному падінні світла $\varrho = 0,04$ (1.8), $R_1 \approx 0,08$ (1.11), практично все світло проходить через неї.

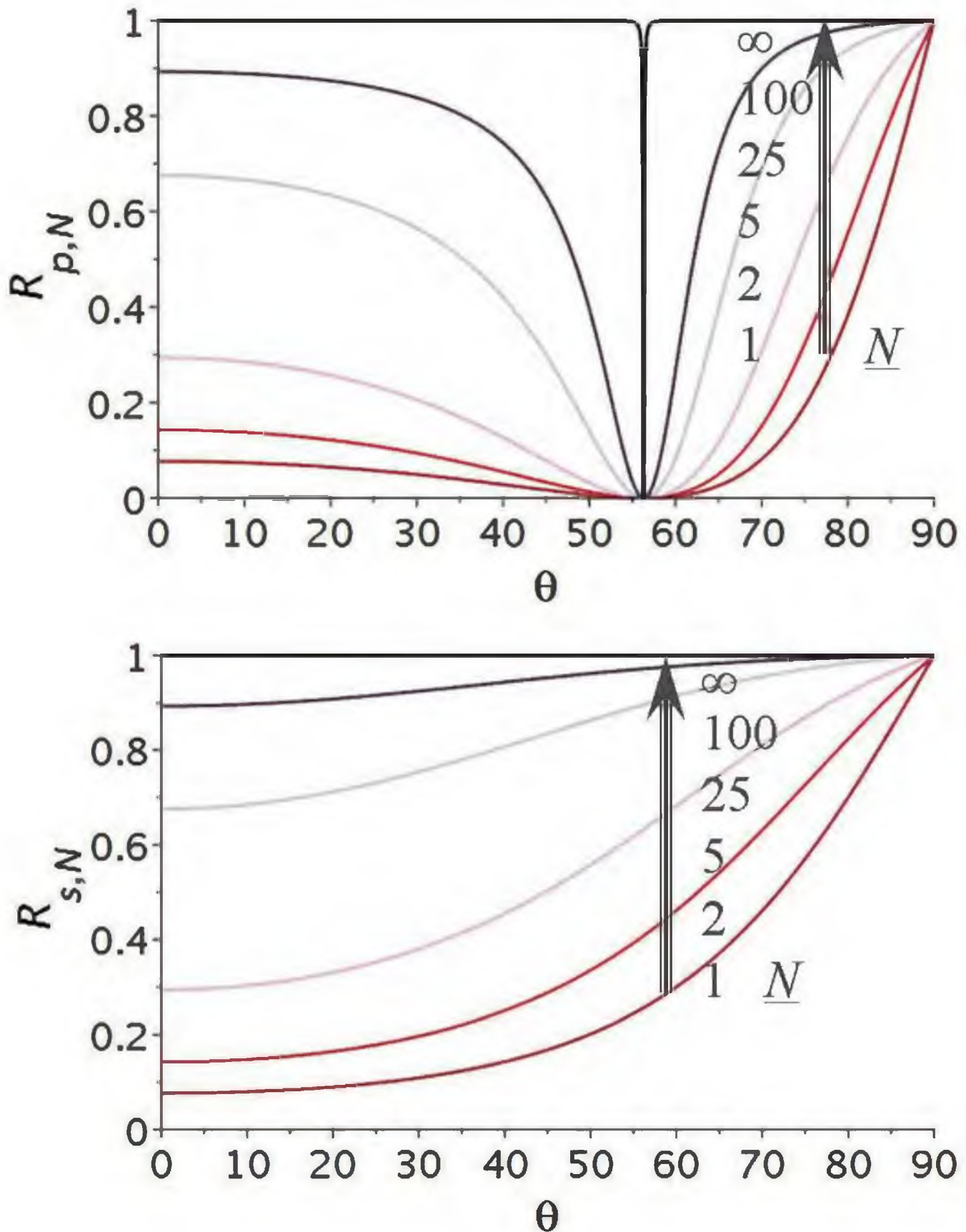


Рис. 1.25. Коефіцієнти відбивання p - (верхній рис.), s -поляризацій (нижній рис.) в залежності від кута падіння θ світла на стопу N плоскопаралельних пластинок (плівок) з показником заломлення $n = 1,5$.

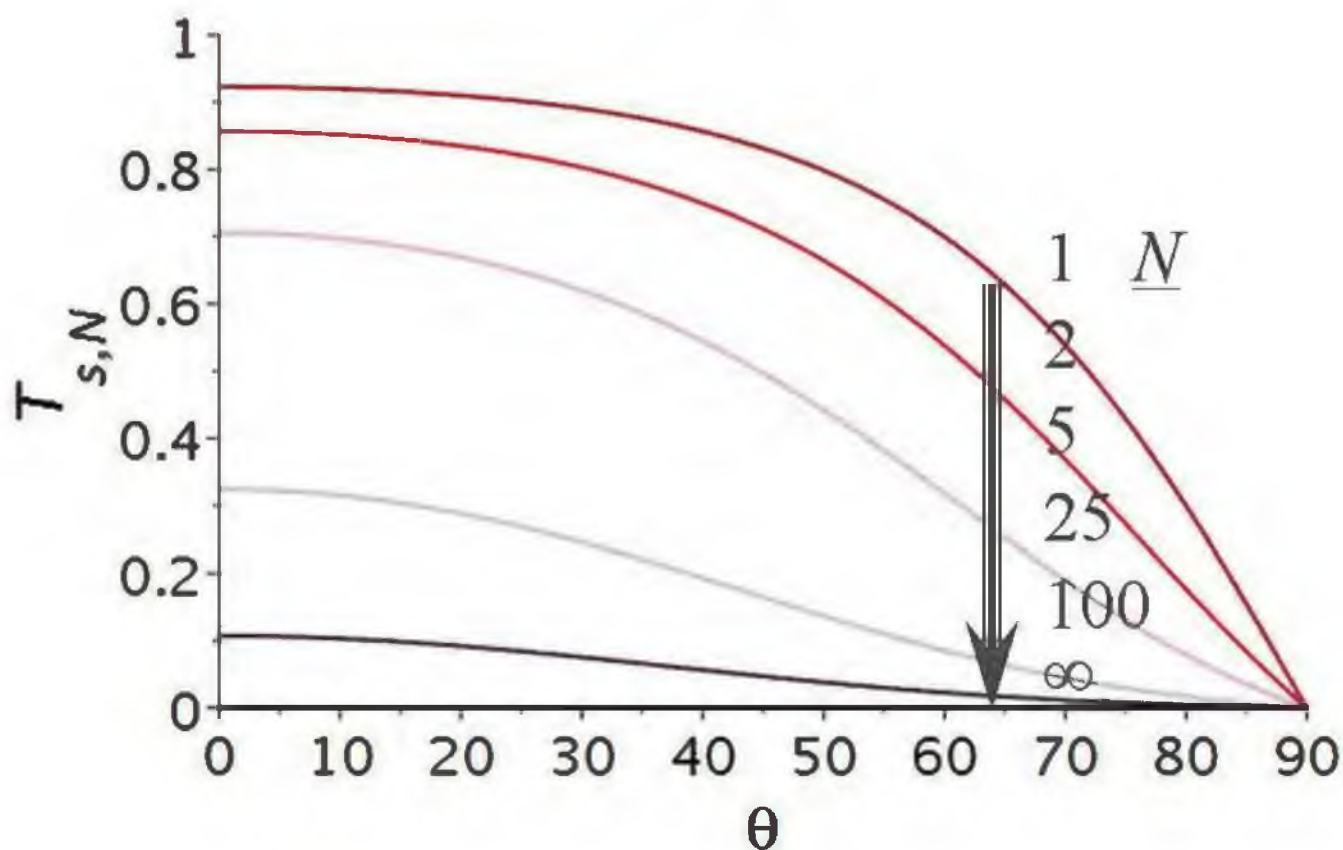
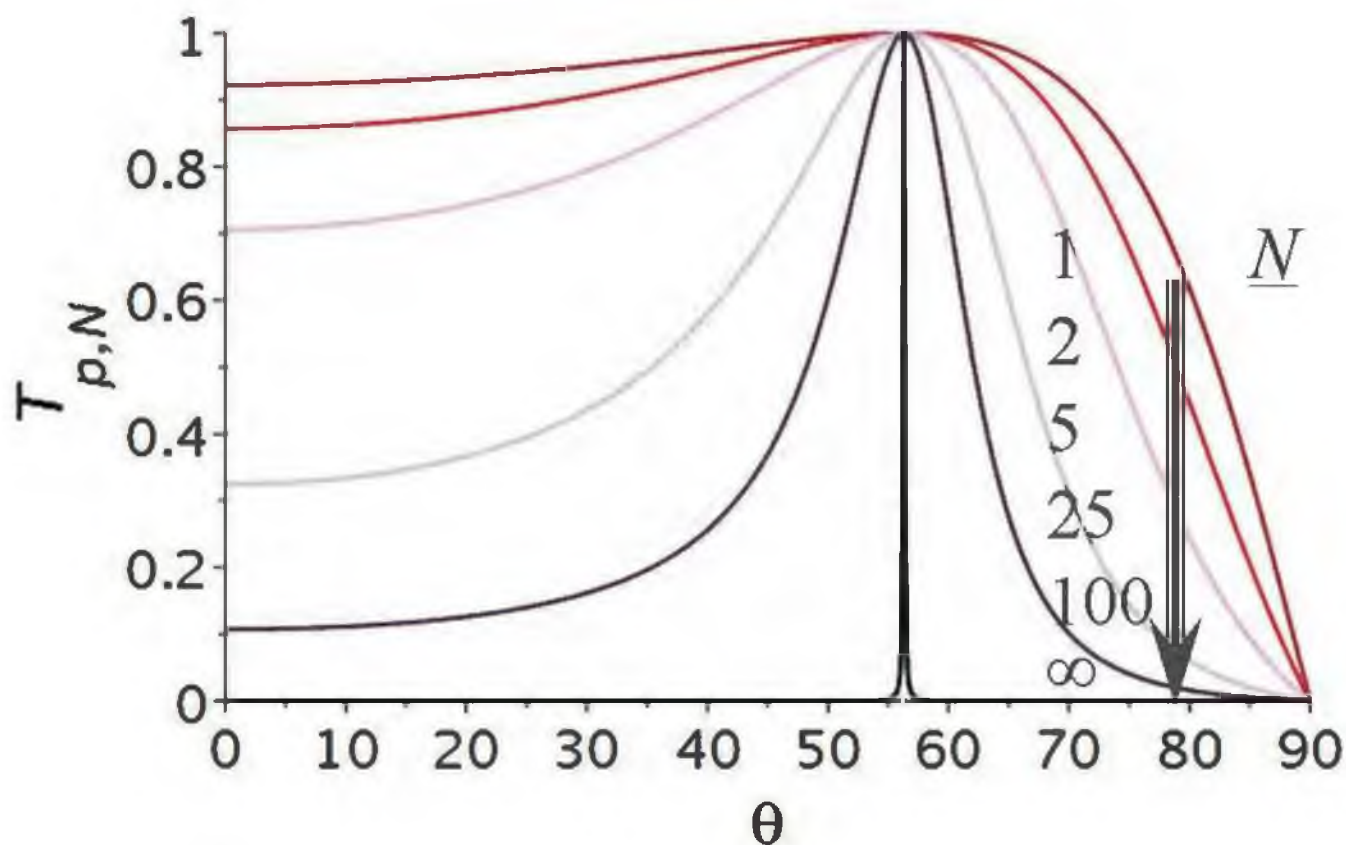


Рис. 1.26. Коефіцієнти проходження p - (верхній рис.), s -поляризацій (нижній рис.) в залежності від кута падіння θ світла на стопу N плоскопаралельних пластинок (плівок) з показником заломлення $n = 1,5$.

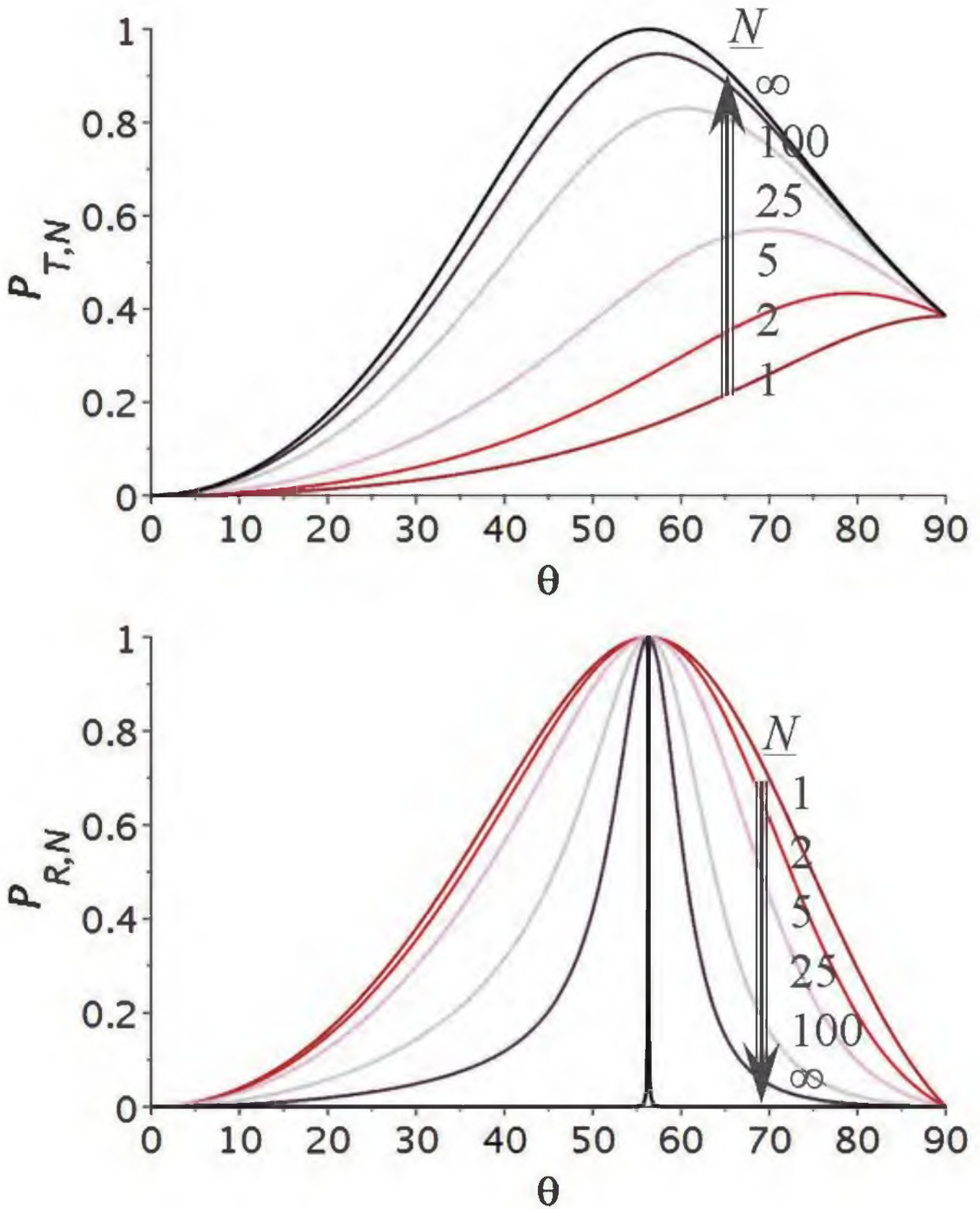


Рис. 1.27. Ступінь поляризації стопою N пластин з показником заломлення $n = 1,5$ світла відбитого (верхній рис.) і того, яке пройшло через стопу (нижній рис.).

Підстановкою $n = \frac{n_2}{n_1}$, $\alpha = \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1}$ у формули Френеля

$$\rho_p = \frac{E_{p,\rho}^2}{E_p^2} = \frac{(n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2)^2}{(n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)^2} = \frac{(n - \alpha)^2}{(n + \alpha)^2},$$

$$\rho_s = \frac{E_{s,\rho}^2}{E_s^2} = \frac{(n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2)^2}{(n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2)^2} = \frac{(1 - n\alpha)^2}{(1 + n\alpha)^2},$$

коефіцієнти проходження випромінювання через стопу

$$T_{p,N} = \frac{2n\alpha}{2n\alpha + N(n - \alpha)^2}, \quad T_{s,N} = \frac{2n\alpha}{2n\alpha + N(1 - n\alpha)^2};$$

$$P_{T,N} = \frac{|T_{p,N} - T_{s,N}|}{T_{p,N} + T_{s,N}} = \frac{N|(n - \alpha)^2 - (1 - n\alpha)^2|}{4n\alpha + N((n - \alpha)^2 + (1 - n\alpha)^2)} =$$

$$= \frac{N|n^2 + \alpha^2 - 1 - n^2\alpha^2|}{N(n^2 + \alpha^2 + 1 + n^2\alpha^2) - 4(N - 1)n\alpha} =$$

$$= \frac{N(n^2 + 1)|\alpha^2 - 1|}{N(n^2 + 1)(\alpha^2 + 1) - 4(N - 1)n\alpha}.$$

Підставивши

$$|1 - \alpha^2| = \left|1 - \frac{\cos^2 \theta_2}{\cos^2 \theta_1}\right| = \frac{(n^2 + 1) \sin^2 \theta_1}{n^2 \cos^2 \theta_1},$$

$$1 + \alpha^2 = 1 + \frac{\cos^2 \theta_2}{\cos^2 \theta_1} = \frac{2n^2 - \sin^2 \theta_1 (n^2 + 1)}{n^2 \cos^2 \theta_1},$$

$$n\alpha = \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1}}{\cos \theta_1},$$

у випадку N пластинок і куті падіння $\theta = \theta_1$,

$$P_{T,N} = \frac{N(n^2 - 1)^2 \sin^2 \theta}{N(n^2 + 1)(2n^2 - (n^2 + 1) \sin^2 \theta) - 4(N - 1)n^2 \cos \theta \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}};$$

для однієї пластинки

$$P_{T,1} = \frac{(n^2 - 1)^2 \sin^2 \theta}{(n^2 + 1)(2n^2 - (n^2 + 1) \sin^2 \theta)}.$$

Явні залежності коефіцієнтів відбивання, проходження, поляризації від кута падіння і показника заломлення доволі громіздкі. Тому для аналізу частіше застосовують неявні формули (1.6, 1.13, 1.14, закон Снела) або неявні залежності від параметра α , що виражається через кут падіння та показник заломлення.

1.4.3 Дослід. Поляризація світла на скляній стопі

На оптичній лаві вздовж оптичної осі розташовані джерело світла, поляроїд, стопа плоскопаралельних пластин. Всі налаштування такі самі, як були з дзеркалом. До фотореєструючого приладу під'єднують фотоприймач стопи. Вмикають живлення фотореєстрації, світильника.

1. Встановлюють поляроїд у положення α_p . Повертають стопу навколо вертикальної осі до кута падіння випромінювання на неї $\theta = 5^\circ$, кронштейн з фоторезистором повертають на кут θ відбивання в протилежний бік куту падіння. Фотострум $i_{p,R}$ заносять у Табл. 1.9.
2. Встановлюють поляроїд у положення $\alpha_s = \alpha_p + 90^\circ$, заносять у таблицю значення фотоструму $i_{s,R}$.
3. Кут падіння світла на стопу залишається тим самим, θ_1 , а кронштейн з фоторезистором повертають в позицію позаду стопи, щоб світло, що пройшло крізь стопу, потрапляло прямо на фотоприймач. Заносять показання фотоструму $i_{s,T}$ у Табл. 1.9.
4. Встановлюють поляроїд у положення α_p , заносять у таблицю показання $i_{p,T}$.
5. Виконують попередні пункти для різних значень кута падіння $\theta = 5^\circ \dots 75^\circ$ з кроком в 5° . Поблизу кута Брюстера $\theta_B \in [54^\circ; 58^\circ]$ вимірювання здійснюють з кроком 1° .
6. Вмикають освітлювач і фотореєструючий прилад.
7. Інтенсивність падаючого світла рівна сумі інтенсивностей відбитого світла і пройденого через стопу $I = I_R + I_T$. Аналогічно для компонент $I_p = I_{p,R} + I_{p,T}$, $I_s = I_{s,R} + I_{s,T}$. Показання фотоструму пропорційне інтенсивності світла падаючого на фотоприймач $i \sim I$, $i = \text{const} * I$. Коефіцієнт відбивання $\tilde{R}_{p,N} = \frac{I_{p,R}}{I_p} = \frac{i_{p,R}}{i_p} = \frac{i_{p,R}}{i_{p,R} + i_{p,T}}$; аналогічно

отримують $\tilde{R}_{s,N}$, $\tilde{T}_{s,N} = 1 - \tilde{R}_{s,N}$, $\tilde{T}_{p,N} = 1 - \tilde{R}_{p,N}$. По вимірних значеннях фотострумів коефіцієнти відбивання, проходження, поляризації знаходять за формулами

$$\begin{aligned} \tilde{R}_{p,N} &= \frac{i_{p,R}}{i_{p,R} + i_{p,T}}; & \tilde{T}_{p,N} &= \frac{i_{p,T}}{i_{p,R} + i_{p,T}}; \\ \tilde{R}_{s,N} &= \frac{i_{s,R}}{i_{s,R} + i_{s,T}}; & \tilde{T}_{s,N} &= \frac{i_{s,T}}{i_{s,R} + i_{s,T}}; \\ \tilde{P}_{R,N} &= \frac{i_{p,R} - i_{s,R}}{i_{p,R} + i_{s,R}}; & \tilde{P}_{T,N} &= \frac{i_{p,T} - i_{s,T}}{i_{p,T} + i_{s,T}}. \end{aligned} \quad (1.15)$$

8. За даними Табл. 1.9 виконують графічні побудови дискретних значень послідовностей точок $\tilde{R}_{p,N}(\theta_1)$, $\tilde{T}_{p,N}(\theta_1)$, $\tilde{R}_{s,N}(\theta_1)$, $\tilde{T}_{s,N}(\theta_1)$ на одній координатній площині, на іншій — $\tilde{P}_{R,N}(\theta_1)$, $\tilde{P}_{T,N}(\theta_1)$.
9. Табл. 1.10 заповнюють виконанням розрахунків з використанням формул Френеля (1.6) і формул (1.13, 1.14). Кількість пластинок $N = 12$ або вказана на оправі стопи. Кут Брюстера θ_B знаходять з Табл. 1.9 за мінімальним значенням фотоструму, при якому $i_{p,R}(\theta_B) \approx 0$. Показник заломлення матеріалу плоскопаралельних пластинок $n = \arctan(\theta_B)$.
10. За даними Табл. 1.10 на першій координатній площині будують суцільними лініями графіки залежності $R_{p,N}(\theta)$, $T_{p,N}(\theta)$, $R_{s,N}(\theta)$, $T_{s,N}(\theta)$; на другій коорд. площині — $P_{R,N}(\theta)$, $P_{T,N}(\theta)$. Порівнюють експериментальні і розрахункові дані; дані для відбивання і поляризації на одній поверхні та на стопі паралельних пластин; роблять висновки про застосування стопи для поляризації світла.