

Universitatea de Stat de Medicină și Farmacie
"Nicolae Testemițanu"

Nellu CIOBANU, Viorica TONU, Victor VOVC

FIZICĂ OPTICĂ CU ELEMENTE DE OPTICĂ GEOMETRICĂ

**Suport de curs pentru studenții specialității
"Optometrie"**

Chișinău
2022

CZU 535:612.84(075.8)
C 51

Aprobat pentru editare de către Consiliul Metodic Central
al USMF „Nicolae Testemițanu”, process-verbal nr. 06 din 30.05.2022

Autori:

Nellu Ciobanu, dr. șt. fiz.-mat., conf. univ.
Viorica Tonu, asist. univ.
Victor Vovc, dr. hab. șt. med., prof. univ.

Recenzenți:

Ala Paduca, dr. șt. med, conf. univ., Catedra de Oftalmologie a IP USMF “Nicolae Testemițanu”
Emilian Onea, dr. șt. med, conf. univ., Catedra de Histologie, Citologie și Embriologie a IP USMF “Nicolae Testemițanu”

DESCRIEREA CIP A CAMEREI NAȚIONALE A CĂRȚII DIN REPUBLICA MOLDOVA

Ciobanu, Nellu.

Fizică optică cu elemente de optică geometrică: Suport de curs pentru studenții specialității „Optometrie” / Nellu Ciobanu, Viorica Tonu, Victor Vovc; Universitatea de Stat de Medicină și Farmacie „Nicolae Testemițanu”. – Chișinău: CEP *Medicina*, 2022. – 138 p.: fig.

Cerințe de sistem: PDF Reader.

Bibliogr.: p. 138 (6 tit.).

ISBN 978-9975-82-284-8 (PDF).

535:612.84(075.8)

C 51

© CEP *Medicina*, 2022

© N. Ciobanu, V. Tonu, V. Vovc, 2022

CUPRINS

PREFAȚĂ.....	4
LUMINA ȘI OPTICA VIZUALĂ.....	5
UNDE ȘI SUPERPOZIȚIA UNDELOR.....	13
FENOMENE DE DIFRAȚIE.....	29
ÎMPRĂȘTIEREA, DISPERSIA ȘI POLARIZAREA LUMINII.....	42
COMPORTAMENTUL GEOMETRIC AL LUMINII.....	59
REFRAȚIA PE SUPRAFEȚE SFERICE.....	75
REFLEXIA PE SUPRAFEȚE SFERICE ȘI OGLINZI	90
LENȚILE SFERICE SUBȚIRI	105
REFLEXIA ȘI REFRAȚIA PE SUPRAFEȚE PLANE	133

PREFAȚĂ

Lumina și efectele optice pe care le produce aceasta la propagarea prin diverse medii transparente a fascinat omenirea din cele mai vechi timpuri. Încă din antichitate, filozofii greci considerau că lumina se propagă în linie dreaptă, iar obiectele sunt percepute de ochi datorită razelor luminoase. Mai târziu apar lentilele care inițial erau utilizate în astronomie pentru amplificarea dimensiunilor obiectelor cerești.

La moment efectele optice sunt utilizate cu succes în diverse domenii ingineresti precum și în medicină. O mulțime de aparate performante de înregistrare și diagnostic implică tehnici ale opticii ondulatorii or corpusculare. Datorită sensibilității înalte și a posibilităților de manipulare cu lumina, este posibil de a descoperi și vizualiza materia la nivel nanometric.

În optometria și oftalmologia modernă fizica optică și cea geometrică dețin un rol primordial. Toate dispozitivele și metodele de investigare se bazează pe fenomenele de reflexie, refracție, difracție, difuzie și împrăștiere precum și alte procese ale opticii ondulatorii ori corpusculare. Astfel necesitatea studierii proceselor optice fundamentale sunt destul de importante pentru aceste domenii profesionale. Drept urmare în acest manual aducem o descriere complexă a celor mai fundamentale capitole ale fizicii optice și a opticii geometrice. Pentru un viitor optometrist, cunoașterea opticii geometrice și a proceselor optice care apar la propagarea luminii prin diverse tipuri de lentile oftalmice or aparate de studiere a defectelor de vedere sunt destul de importante.

Misiunea acestui manual de studii este formarea la studenții facultății de Optometrie a unui set de competențe necesare pentru însușirea cursurilor de specialitate. Unitățile de conținut ale cursului de Fizică Optică, Optică Geometrică și Vizuală sunt structurate pentru a asigura formarea la studenți a competențelor privind: propagarea luminii prin diverse sisteme optice (lentile subțiri, lentile groase, prisme optice, oglinzi sferice etc), cunoaștere și utilizare a diverselor tipuri de lentile și oglinzi în optometrie, studierea efectelor optice cum ar fi reflexia pentru sisteme de lentile și oglinzi, cantitatea de lumină reflectată de pe suprafața lentilelor și oglinzilor, puterea focală, distanța focală și trasarea razei, relația dintre obiect și imagine, principiul de functionare a focimetrului. Toate aceste competențe profesionale inevitabil stau la baza optometriei moderne.

Pentru a diagnostifica și îmbunătăți acuitatea vizuală este nevoie de o bună pregătire profesională în domeniul opticii geometrice și vizuale și de a cunoaște tipurile de produse optice existente la etapa actuală. Astfel un viitor optometrist trebuie să cunoască tipurile de lentile și oglinzi utilizate în optometrie, să descrie caracteristicile de bază și utilizarea acestora.

Activitățile desfășurate de studenți urmăresc dezvoltarea capacităților de muncă individuală, de analiză și interpretare a rezultatelor, a capacități de a oferi soluții unor probleme practice. Materialul expus contribuie la dezvoltarea unui limbaj clar, logic, articulat și coerent pentru un viitor optometrist.

Dedicăm acest manual studenților de la optometrie cu scopul de a contribui la o dezvoltare remarcabilă și profesională a acestui domeniu.

Autorii

1. LUMINA ȘI OPTICA VIZUALĂ

- 1.1 Radiația electromagnetică
- 1.2 Lungimea de undă a luminii și culorile
- 1.3 Absorbția luminii
- 1.4 Reflexia luminii
- 1.5 Viteza luminii în vid și diverse medii
- 1.6 Refracția și indicele de refracție
- 1.7 Probleme rezolvate
- 1.8 Probleme spre rezolvare

1.1 Radiația electromagnetică

Lumina vizibilă reprezintă acea radiație electromagnetică pe care celulele retiniene de tip conuri și bastonașe sunt capabile să o absoarbă și ulterior să o transforme din semnal visual în semnal electro-neuronal. Lumina vizibilă constituie doar o mică parte a spectrului electromagnetic. De la lungimi de undă lungi la cele scurte, spectrul electromagnetic include următoarele tipuri de unde: unde radio și TV, microunde, radiații infraroșii, lumină vizibilă, radiații ultraviolete, raze X și raze gamma.

Emițătorii și absorbânții de radiație electromagnetică sunt particulele din componența materiei (atomii, moleculele, ionii etc.) încărcate electric. Tranziția electronii pe nivelele energetice ale atomilor este urmată de emisia și absorbția luminii vizibile. Structura atomică și moleculară a unui material determină proprietățile intrinseci de absorbție ale electronilor din material.

Toate componentele unde electromagnetice se propagă prin vid cu o viteză c de aproximativ $300\,000\text{ km/s}$ (valoarea reală este de $299\,792\,458\text{ m/s}$). Viteza radiației electromagnetice în vid este una dintre constantele fundamentale ale lumii. Viteza c este independentă atât de viteza sursei de radiație, cât și de viteza detectorului de radiație. Acestea sunt două dintre fundamentele experimentale ale teoriei speciale a relativității.

Propagarea radiației electromagnetice prin spațiu poate fi descrisă cu ajutorul ecuației unde. Lungimile de undă în vid ale radiației electromagnetice variază de la 10^{-13} m până la 10^5 m . Interacțiunea radiației electromagnetice cu materia este dependentă de lungimea de undă. În consecință, lungimile de undă sunt una dintre modalitățile utilizate pentru clasificarea componentelor spectrului. Lungimile de undă în vid pentru lumina vizibilă variază de la aproximativ $(400-700)\text{ nm}$ (un nanometru nm este egal cu 10^{-9} m).

Capacitatea undelor de a se propaga în jurul obiectelor este denumită difracție. (Suntem familiarizați cu difracția undelor sonore.) Capacitatea unei unde de a ocoli un obstacol depinde de lungimea de undă. Cu cât lungimea de undă este mai mare, cu atât difracția este mai puternică, precum și viceversa. Astfel, difracția radiației electromagnetice este mai evidentă pentru radiațiile cu lungimile de undă mai mari ale spectrului (unde radio, unde de televiziune, microunde).

Lungimile de undă $(400-700)\text{ nm}$ ale luminii vizibile sunt relativ mici, prin urmare, difracția luminii este adesea neglijabilă. În așa situații vorbim de propagare în linie dreaptă sau rectilinie a luminii. Cu toate acestea, în special atunci când lumina se propagă printr-o deschizătură mică (apertură), difracția poate produce efecte importante. Pentru o dimensiune mică a pupilei, difracția produce o oarecare neclaritate în imaginea retiniană a ochiului uman. Difracția este discutată în capitolele ulterioare ale acestei cărți împreună cu alte efecte, cum ar fi interferența și polarizarea.

Teoria cuantică a materiei caracterizează proprietățile de propagare a undelor tuturor particulelor, inclusiv a electronilor, protonilor și neutronilor. Teoria cuantică afirmă, de asemenea, că radiația electromagnetică este compusă din particule cu masă zero în repaus, numiți *fotoni*. Lumina obișnuită constă dintr-un număr infinit de fotoni. Spre exemplu un bec de 60 de wați emite aproximativ 10^{19} fotoni/secundă. Milioane de fotoni pot fi adăugați sau eliminați de la nivelul 10^{19} fără careva efecte vizibile. Prin urmare, nu putem fi conștienți de natura particulelor luminii. Natura ondulatorie a luminii este pur și simplu o manifestare a proprietăților de propagare a undelor fotonilor individuali.

1.2 Lungimea de undă a luminii și culorile

Vederea umană este deosebită prin faptul că nu percepe doar obiectele, ci și culorile. Percepția culorilor depinde de faptul că la nivel de retină există trei tipuri de celule numite conuri, fiecare tip absorbind maximal lumina incidentă ce corespunde la o anumită lungime de undă. Fiecare dintre cele trei seturi de conuri generează ulterior semnalele neuronale care sunt apoi procesate și în cele din urmă produc răspunsul perceptiv al culorii.

Stimulul optic ce corespunde unei culorii reprezintă distribuția lungimii de undă a luminii incidente. Lumina care constă dintr-un amestec egal de toate lungimile de undă vizibile reprezintă stimulul de răspuns la culoarea albă, gri sau neagră, în funcție de cantitatea de lumină care se propagă de la obiect și de fundalul acestuia. Lumina care constă dintr-o singură lungime de undă prezintă drept stimul pentru răspunsul de culoare pură. Lumina de o singură lungime de undă (culoare) se numește astfel *lumină monocromatică*. Răspunsul la culoare pentru lumina monocromatică variază de la lungimi de undă lungi la cele scurte. Cele șapte lungimi de undă de bază sunt: roșu, orange, galben, verde, albastru, indigo și violet. Indigo este de fapt un albastru intens și nu este considerat o culoare separată. În Tabelul 1.1 sunt indicate lungimile de undă pentru fiecare culoare. Trebuie de menționat faptul că, pe măsură ce lungimea de undă se schimbă, o culoare se amestecă fără probleme cu o altă culoare. Prin urmare, lumina cu lungimea de undă 590 nm arată galben-orange, în timp ce lumina de 560 nm arată galben-verzui etc.

Culoarea	Lungimea de undă (nm)
Roșu	780 – 620
Orange	620 – 590
Galben	590 – 560
Verde	560 – 490
Albastru	490 – 450
Indigo	450 – 430
Violet	430 – 380

Tabelul 1 Lungimea de undă pentru diferite culori

Lumina monocromatică ce corespunde lungimii de undă incidentă de 530 nm generează de obicei un răspuns verde pur sau saturat. Lumina incidentă care conține cantități egale de toate lungimile de undă împreună cu o cantitate suplimentară de lungime de undă de 530 nm generează un răspuns verde ne-saturat. Când cantitatea de lumină de 530 nm este mai crescută, răspunsul se deplasează spre verdele saturat. Când cantitatea de lumină de 530 nm este scăzută, răspunsul este ne-saturat în continuare și se deplasează către culoarea albă. Cu toate acestea, un răspuns verde nesaturat poate fi generat și prin combinația lungimilor de undă lungi și scurte care nu conțin 530 nm și care nu generează un răspuns la culoarea verde. În plus, lumina care

conține 530 nm împreună cu lungimile de undă mari stimulează o percepție a culorii care tinde spre culoarea galbenă sau orange. Astfel, lumina cu lungimea de undă de 530 nm nu este intrinsec verde, dar mai degrabă un stimul pentru răspunsul verde.

Dependența psihofiziologică a percepției culorilor poate fi observată și prin vizualizarea aceleiași culori centrale pe diferite fundaluri. Aspectul perceptiv al culorii centrale se schimbă ușor, dar definitiv, atunci când culoarea de fundal este modificată. Această schimbare perceptivă are loc chiar dacă culoarea centrală este fizic neschimbată.

Deși culoarea este recunoscută în mod clar ca un răspuns perceptiv, este totuși convenabil să marcăm lumina monocromatică după răspunsurile la culorile enumerate în Tabelul 1.1. Cu alte cuvinte, lumina monocromatică cu lungimea de undă de 530 nm este denumită lumină verde, lumina monocromatică cu lungimea de undă de 650 nm este denumită lumină roșie, iar lumina monocromatică cu lungimea de undă de 460 nm este denumită lumină albastră.

1.3 Absorbția luminii

Este cunoscut faptul că diferite materialele au diferite puteri de absorbție pentru lumina vizibilă. În multe cazuri, puterea de absorbție a unui material depinde de lungimea de undă a lungimii incidente. Un material poate absorbi lungimile de undă lungi (lumină roșie) mai mult decât lungimile de undă scurte (albastră). Absorbția dependentă de lungimea de undă se numește *absorbție selectivă*.

Cantitatea de lumină totală absorbită de un mediu depinde de puterea de absorbție și de distanța pe care lumina o parcurge în mediu. Un mediu absorbant puternic este de obicei un mediu opac, dar atunci când este suficient de subțire, poate transmite un procent semnificativ din lumina incidentă.

Aurul, ca și alte metale, este un absorbant puternic și este la fel opac pentru o grosime mică. Cu toate acestea, o peliculă subțire de aur, depusă prin tehnica de evaporare în vid, transmite un procent semnificativ de lumină. Transmiterea luminii prin pelicule subțiri de aur este de fapt o transmisie selectivă. Aurul absoarbe mai puternic în partea roșie a spectrului vizibil. Astfel, lumina transmisă este verzui-albastră.

La cealaltă extremă se află materialele (mediile) care absorb slab. Absorbantele slabe sunt de obicei transparente, dar chiar și un absorbant slab poate deveni opac dacă grosimea este suficient de mare. Apa absoarbe slab lumina roșie. În cantități obișnuite, cum ar fi în căzi și piscine, apa este transparentă pentru toate lungimile de undă, inclusiv roșu. Cu toate acestea, în oceanele iluminate de lumina soarelui, lumina roșie nu reușește să pătrundă la o distanță mai mare de 30 m .

1.4 Reflexia luminii

Transmisia luminii printr-un mediu este diminuată de fenomenul de absorbție care poate fi prezent. Pe lângă absorbție, cantitatea de lumină transmisă poate fi redusă prin reflexia la suprafața mediului. Cuvântul reflexie provine din cuvântul latin *reflectere*, care înseamnă a se reîntoarce înapoi. Reflexia este un fenomen de suprafață sau de limită. În general, ori de câte ori lumina incidentă cade pe o suprafață sau pe linia de separare dintre două medii diferite, o parte din lumina incidentă este reflectată sau reîntoarce înapoi. Cantitatea de lumină reflectată depinde de lungimea de undă, materialul or mediul prin care se propagă lumina precum și de unghiul de incidență al luminii.

La nivel molecular, procesul de reflexie implică o interacțiune a luminii incidente cu electronii atomilor și moleculele straturilor de suprafață. Există o legătură între proprietățile de absorbție ale unui material și proprietățile sale de reflexie. Absorbanții puternici, cum ar fi metalele, sunt reflectori puternici. Absorbanții slabi, cum ar fi apa și sticla transparentă, sunt reflectori slabi.

Reflexia este clasificată fie ca fiind *speculară* sau *difuză*. Reflexia speculară apare atunci când suprafața este netedă și reflexia este implicată în formarea imaginilor pe suprafața oglinzilor sau alte suprafețe netede, cum ar fi un lac cu apă. Reflexia difuză are loc atunci când suprafața este aspră.

În continuare vom discuta mai întâi reflexia speculară. La propagarea rectilinie a luminii, direcția în care se deplasează lumina poate fi reprezentată prin linii drepte numite *raze*. Figura 1.1 a reprezintă o rază incidentă pe o suprafață netedă. Dreapta perpendiculară pe o suprafață se numește *normală la suprafață*. Unghiul de incidență i este unghiul dintre raza incidentă și normal la suprafață. Unghiul de reflexie i' reprezintă unghiul dintre raza reflectată și normal la suprafață. Legea reflexiei spune că unghiul de reflexie este egal cu unghiul de incidență, sau matematic,

$$i = i' \quad (1.1)$$

Legea reflecției este ușor de interpretat și era cunoscută încă de grecii antici. Legea reflexiei este independentă de lungimea de undă a luminii incidente.

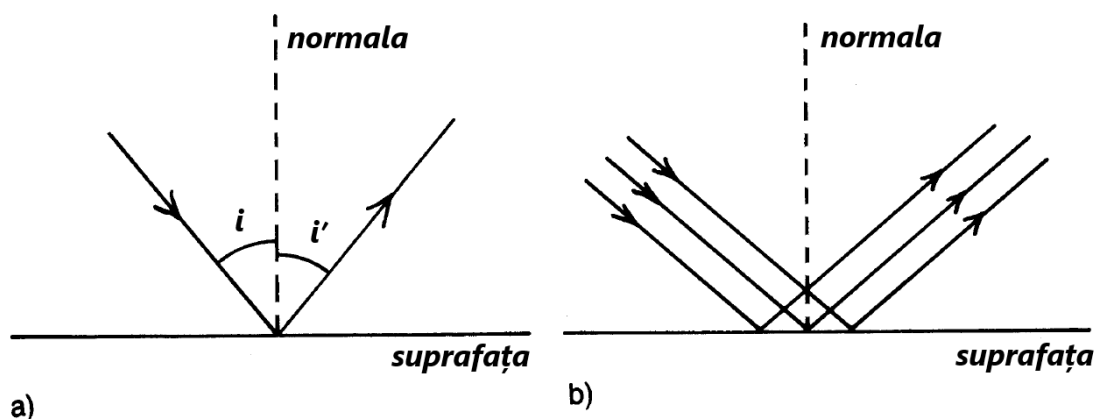


Figura 1.1 Reflexia de la o suprafață plană (netedă) pentru a) o rază luminoasă; b) raze paralele.

Figura 1.1 b reprezintă trei raze paralele incidente care cad pe o suprafață netedă. În cazul mai multor raze, legea reflexiei se aplică fiecărei raze în parte, iar cele trei raze reflectate vor fi la fel paralele. În Figura 1.2 sunt reprezentate trei raze divergente care provin de la o sursă punctiformă de lumină. După cum s-a menționat legea reflexiei se aplică pentru fiecare rază în parte. Astfel se observă cu ușurință că razele reflectate se îndepărtează de punctul imagine aflat mai jos de suprafața de separare. Acesta este punctul de imagine pe care l-ar vedea un observator care privește lumina reflectată. Oglinzile plane de baie, precum și suprafețele netede de apă formează în așa mod imagini prin reflexie.

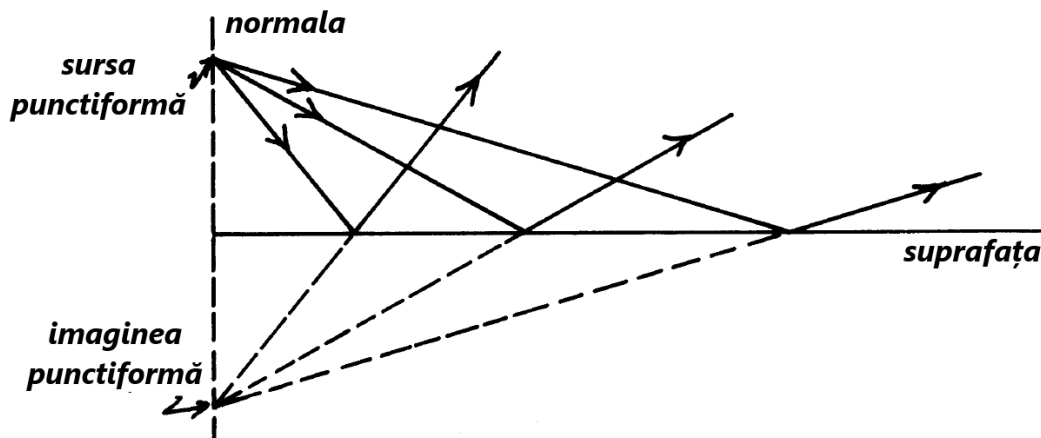


Figura 1.2 Formarea imaginii la reflexie în cazul unei suprafețe plane

În cele ce urmează să considerăm reflexia difuză. În Figura 1.3 sunt reprezentate patru raze incidente paralele care cad pe o suprafață aspră. La fel ca și în cazul precedent legea reflexiei se aplică pentru fiecare rază, însă totuși, unghiurile de incidente ale fiecărei raze sunt diferite și, în consecință, lumina reflectată este difuzată în toate direcțiile. În reflexia difuză, informația transmisă de fasciculul incident se pierde și nu se formează o imagine a sursei or a obiectului. În schimb, suprafața de difuzie în sine devine o sursă secundară de lumină.

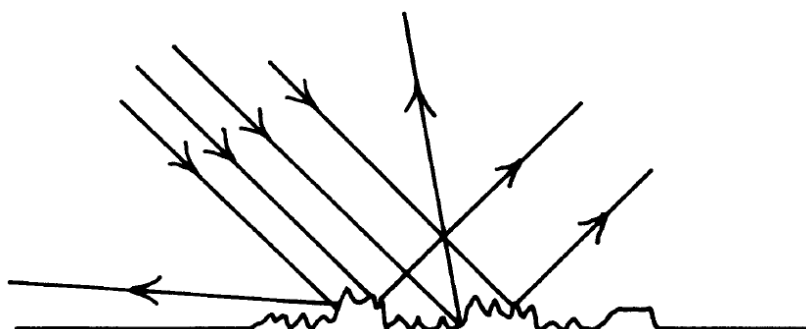


Figura 1.3 Reflexia de la o suprafață aspră

Să presupunem o suprafață metalică aspră care oferă o reflexie perfect difuză. Dacă această suprafață este lustruită până la o suprafață netedă, la un moment dat se va observa o imagine reflectată vizibilă. Inițial, imaginea este o imagine de calitate slabă, iar pe măsură ce lustruirea continuă, imaginile sunt din ce în ce mai clare până când se va forma o imagine clară ce corespunde reflexiei speculare a suprafeței perfect netede. Reflexia de pe suprafața parțial lustruită posedă o componentă speculară care formează imaginea și o componentă difuză care degradează imaginea. Multe suprafețe care apar în mod natural caracterizează așa tip de reflexie mixtă.

Procentul de lumină reflectat de pe o suprafață poate fi selectiv și depinde de suprafața mediului. Aurul absoarbe roșul mai puternic decât albastrul și, în consecință, reflectă roșul mai puternic decât albastrul. Acest lucru poate fi observat la privirea culorii imaginii format prin reflexie pe o suprafață netedă de aur a unui bec alb or a cerului albastru. Spre deosebire de aurul, argintul absoarbe și reflectă uniform spectrul vizibil, astfel încât reflexia de pe o suprafață argintie nu modifică aspectul culorii. Materialele transparente reflectă, de asemenea, uniform lumina din domeniul spectrului vizibil.

1.5 Viteza luminii într-un mediu

Când lumina se propagă din vid într-un mediu transparent aceasta pierde din viteză. Viteza luminii în mediu este o caracteristică a acelui mediu și a lungimii de undă a luminii incidente. Indicele de refracție n al mediului reprezintă raportul dintre viteza luminii în vid c și viteza luminii v în mediu corespunzător

$$n = \frac{c}{v} \quad (1.2)$$

Spre exemplu indicele de refracție al apei este 1.33, plastic 1.44 - 1.71, sticla obișnuită 1.523, diamant 2.4. Indicele de refracție al aerului la temperatura de 20 °C și presiune atmosferică standardă este de 1.0003. Un material transparent are indicele de refracție de obicei puțin mai mare pentru lungimile de undă scurte (violet și albastre) în comparație cu lungimile de undă lungi (roșii). În multe cazuri acest aspect este ignorat cu excepția aberațiilor optice.

1.6 Refracția

Să ne imaginăm că introducem un obiect drept, cum ar fi un creion, într-un pahar cu apă. La suprafața apei, obiectul pare a fi deformat. De fapt, obiectul este drept, dar lumina care se propagă prin apă este deviată de la traiectoria normală. Schimbarea direcției de propagare a luminii la trecerea dintr-un mediu în altul se numește *refracție*.

Fenomenul de refracție are loc din cauza schimbării vitezei pe care o suferă lumina atunci când trece dintr-un mediu în altul. Fie că o undă de lumină care se propagă în aer cade incident pe suprafața apei. Să presupunem că indicele de refracție al aerului este 1.00, iar indicele de refracție al apei este 1.33. Pentru o sursă punciformă fronturile de undă incidente sunt considerate plane, după cum este reprezentat în Figura 1.4 a și sunt perpendiculare direcției de propagare (vezi reprezentarea razelor din Figura 1.4 b).

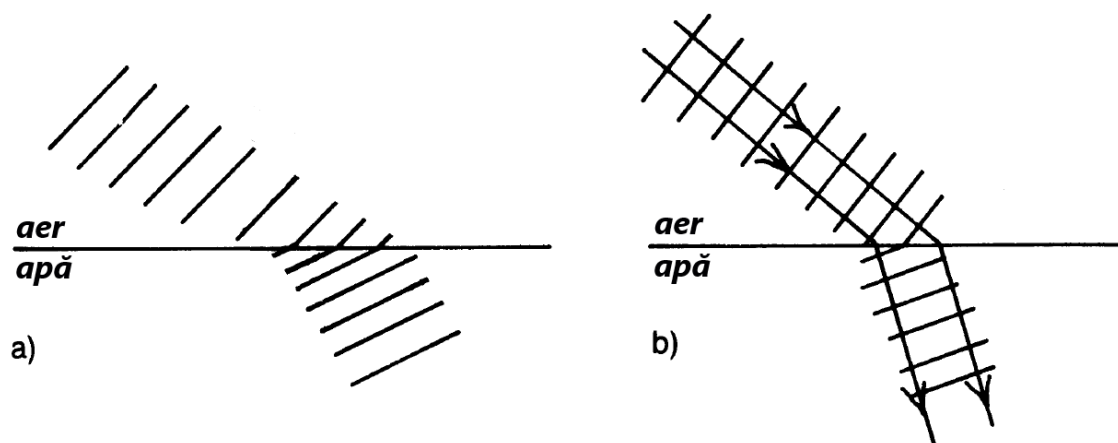


Figura 1.4 Refracția la interfața plană aer-apă: a) reprezentarea prin fronturi de undă b) reprezentarea prin fronturi de undă și raze

Marginea inferioară a frontului de undă incident intră în apă și, prin urmare, își micșorează viteza. Astfel, într-o așa perioadă scurtă de timp, această parte a frontului de undă în apă parcurge o distanță mai mică decât în aer. Efectul net este că frontul de undă devine înclinat, astfel încât direcția sa de deplasare în apă este diferită de cea din aer. Razele care indică direcția de propagare sunt perpendiculare pe frontul de undă. Atât în aer cât și în apă razele de lumină

sunt linii drepte, dar la interfața aer-apă razele sunt înclinate. Legea refracției este data de relația:

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r \quad (1.3)$$

unde n_1 este indicele de refracție al mediului din care provine lumina incidentă, iar n_2 este indicele de refracție al mediului în care lumina se refractă. Unghiurile de incidență și de refracție sunt notate prin i și r (Figura 1.5). Legea refracției 1.3 se mai numește și *legea lui Snell*.

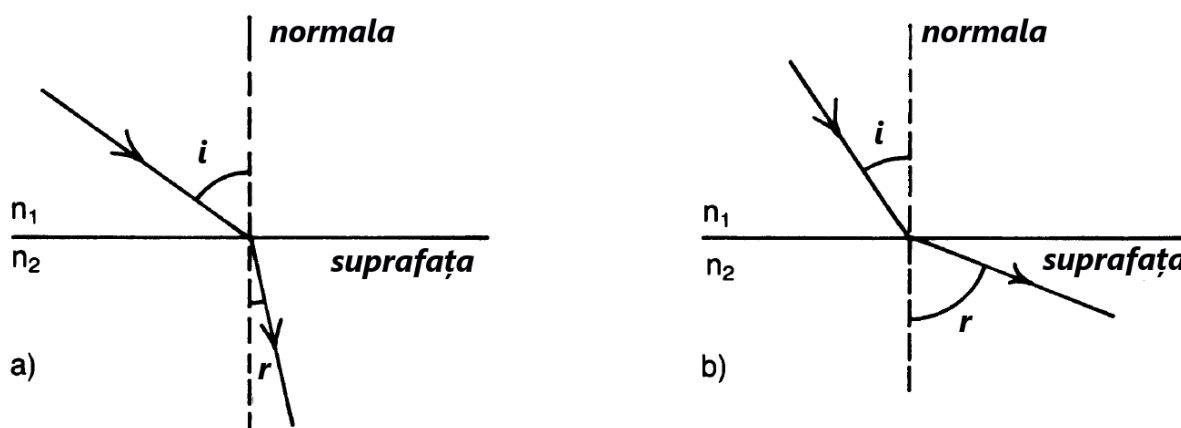


Figura 1.5 Unghiurile de refracție pentru: a) $n_2 > n_1$ b) $n_2 < n_1$

Pentru unghiuri mici $\sin i = i$, la fel și $\sin r = r$, iar legea refracției va avea forma:

$$n_1 i = n_2 r \quad (1.4)$$

În cazul în care lumina se propagă din aer în apă, raza de lumină se abate spre normala la suprafață. De fapt, din Ec. 1.3 și 1.4 rezultă că abaterea spre normală are loc când lumina se propagă din orice mediu cu indice de refracție mai mic în mediu cu indice de refracție mai mare. Dacă lumina se propagă dintr-un mediu cu indice mai ridicat în mediu cu indice mai scăzut, raza luminoasă se abate de la normal la suprafață (vezi Figura 1.5 b).

1.7 Probleme rezolvate

PROBLEMA 1: Să determinăm unghiul de refracție ce corespunde cazului reprezentat în Figura 1.8 a, pentru care raza de lumină se propagă din aer ($n=1.00$) în apă ($n=1.33$), iar unghiul de incidență este de 6° .

SOLUȚIE: Utilizând legea lui Snell pentru unghiuri mici (1.4) putem scrie:

$$(1.0) 6^\circ = (1.33) r$$

Drept urmare, expresia pentru unghiul de refracție va lua forma: $r = 6^\circ / 1.33 = 4.5^\circ$

Raspuns: $r = 4.5^\circ$.

PROBLEMA 2: Un fascicol luminos se propagă printr-un mediu transparent cu viteza de $2.5 \times 10^8 \text{ m/s}$. Să se calculeze indicele de refracție al mediului.

SOLUȚIE: Cunoscând valoarea vitezi luminii în vid $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ și formula pentru indicele de refracție

$$n = \frac{c}{v}$$

obținem

$$n = \frac{3 \times 10^8 \text{ m/s}}{2.5 \times 10^8 \text{ m/s}} = 1.2$$

Raspuns: $n = 1.2$.

PROBLEMA 3: O rază de lumină cade sub un unghi de incidență de 52° pe suprafața unui strat de sticlă ($n = 1.523$) plasat în aer. Să se calculeze sub ce unghi se refractă raza în sticlă. Raza luminoasă se abate spre normal la suprafață or de la normală?

SOLUȚIE: Din legea lui Snell pentru refracție (1.3) se determina că

$$\sin r = \frac{n_1}{n_2} \sin i = \frac{1}{1.523} \sin 52^\circ = 0.788,$$

$$\theta_r = \arcsin 0.788 = 31.2^\circ.$$

Raspuns: Raza luminoasă se abate spre normal la suprafață cu un unghi de 31.2° .

PROBLEMA 4: O rază de lumină ce se propagă în aer cade sub un unghi de incidență de 4° pe suprafața unui strat de plastic cu indicele de refracție 1.7 . Să se determine unghiul de refracție al razei utilizând aproximația unghiurilor mici și să se compare cu legea exactă a lui Snell pentru refracție.

SOLUȚIE: În aproximația unghiurilor mici (1.4) unghiul de refracție se calculează după expresia

$$r = \frac{n_1}{n_2} i = \frac{1}{1.7} 4^\circ = 2.35^\circ.$$

După legea exactă a lui Snell pentru refracție

$$\sin r = \frac{n_1}{n_2} \sin i = \frac{1}{1.7} \sin 4^\circ = 0.04,$$

$$r = \arcsin 0.04 = 2.29^\circ.$$

Raspuns: Raza de lumină se refractă sub un unghi de 2.3° .

PROBLEMA 5: La propagarea razei de lumină din aer în polycarbonat ($n=1.59$) aceasta se refractă sub un unghi de 27° . Să se determine sub ce unghi de incidență cade lumina pe suprafața polycarbonatului.

SOLUȚIE: Din formula (1.3) se determină unghiul de incidență

$$\sin i = \frac{n_2}{n_1} \sin r = \frac{1.59}{1.0} \sin 27^\circ = 0.71,$$

$$\theta_i = \arcsin 0.71 = 45.2^\circ.$$

Raspuns: Raza de lumină cade sub un unghi de incidență de 45.2° .

1.8 Probleme spre rezolvare

1. Un fascicol luminos se propagă printr-un mediu transparent cu viteza de 1.2×10^8 m/s. Care este indicele de refracție al mediului?
2. Să se calculeze viteza de propagare a luminii în mediul optic cu indicele de refracție 1.65.
3. Un flux luminos cade incident pe o suprafață cu indicele de refracție $n = 1.49$. Să se determine unghiul de refracție dacă unghi de incidență este de 65° . Lumina refractată se abate spre normala la suprafață or de la normală?
4. Un fascicul luminos cade incident pe o suprafață de sticlă cu indicele de refracție $n = 1.58$ sub un unghi de 3.2° . Să se determine unghiul de refracție al luminii utilizând aproximația unghiurilor mici și să se compare cu legea exactă a lui Snell pentru refracție.
5. Rază de lumină care se propagă în apă ($n=1.33$) cade incident pe o suprafață de sticlă cu indicele de refracție 1.52 sub un unghi de 9° . Utilizând aproximația unghiurilor mici să se determine sub ce unghi se va refracta raza de lumină prin sticlă. Lumina refractată se abate spre normala la suprafață or de la normală?
6. Un fascicol de lumină care se propagă în aer cade sub un unghi de incidență de 50° pe suprafața unui strat de plastic cu indicele de refracție 1.64. Să se determine unghiul de refracție al luminii utilizând legea exactă a lui Snell.
7. Rază de lumină cade sub un unghi de incidență de 37° pe o suprafață de polycarbonat ($n=1.58$). Să se determine sub ce unghi se va refracta raza.
8. Rază de lumină ce se propagă în aer cade sub un unghi de incidență de 24° pe suprafața unui strat de plastic cu indicele de refracție 1.64. Să se determine unghiul de refracție al razei utilizând aproximația unghiurilor mici și să se compare cu legea exactă a lui Snell pentru refracție.

2. UNDE ȘI SUPERPOZIȚIA UNDELOR

2.1 Proprietățile de bază ale undelor

2.2 Unde armonice

2.3 Intensitatea, frecvența și lungimea de undă

2.4 Superpoziția undelor

2.5 Interferența undelor

2.6 Coerența undelor

2.7 Experimentul lui Young

2.8 Suprafețe anti-reflectorizante

2.9 Inelele lui Newton

2.10 Filtre de interferență

2.1 Proprietățile de bază a undelor

În natură se întâlnesc frecvent mișcări ce se repetă după anumite intervale de timp, numite mișcări *periodice*. Orice mișcare uniformă de rotație a unui corp este periodică, astfel încât fiecare punct al corpului ocupă una și aceeași poziție în spațiu după un interval constant de timp, numită *perioadă de oscilație*. O mișcare periodică efectuează și corpul suspendat de un fir sau resort: balansierul unui ceasornic, barca pe valurile mării, plasa păianjenului, când în ea nimerește prada etc.

Mișcarea ce se repetă periodic de-a lungul unei oarecare traiectorii parcurse succesiv în sensuri opuse se numește *oscilație mecanică*, iar sistemul care o realizează – *oscilator*.

Orice oscilație este caracterizată de trei parametri cantitativi, care în condițiile date, își mențin valoarea numerică constantă și o deosebesc de alte oscilații. Acești parametri sunt *amplitudinea*, *perioada* și *frecvența*.

Valoarea abaterii maxime a corpului ce oscilează de la poziția de echilibru stabil se numește *amplitudine*, iar abaterea de la poziția de echilibru a corpului poartă denumirea de *elongație*, astfel încât putem spune că elongația maximă efectuată de un corp care oscilează este egală numeric cu amplitudinea acestei oscilații.

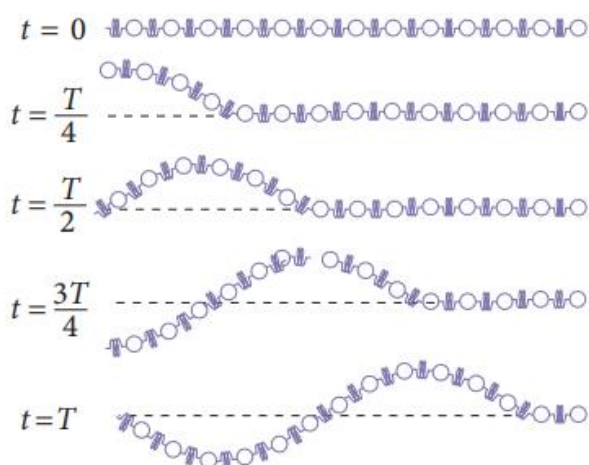


Figura 2.1. Propagarea oscilației

Amplitudinea este determinată de condițiile inițiale aplicate oscilatorului, adică de acțiunea care îl aduce în stare de mișcare. Unitatea de măsură a amplitudinii în SI este *metrul (m)*. Amplitudinea (elongația maximă) are valoarea pozitivă $+A$, respectiv negativă $-A$.

Mișcarea dintre două oscilații succesive a oscilatorului prin același punct al traiectoriei, posedând viteză și accelerație identice, reprezintă o *oscilație completă*. Timpul (T) necesar pentru efectuarea unei oscilații complete se numește *perioadă*. În SI unitatea perioadei este *secunda* (s).

Cu alte cuvinte, raportul dintre intervalul de timp în care se realizează mișcarea oscilatorie și numărul de oscilații complete realizate în acest timp, se numește *perioadă de oscilație*.

$$T = \frac{t}{N} \quad (2.1)$$

Un alt parametru ce descrie o oscilație este frecvența, care se notează cu litera grecească ν (*niu*) și caracterizează rapiditatea repetării mișcării oscilatorii. Mărimea ν , egală numeric cu numărul de oscilații complete efectuate într-o unitate de timp, se numește *frecvența oscilației*:

$$\nu = \frac{N}{t} \quad (2.2)$$

Unitatea de măsură a frecvenței în SI este un hertz: $\text{Hz} = \frac{1}{s} = s^{-1}$

Unda reprezintă propagarea în spațiu și timp a unei oscilații. Undele se clasifică în mecanice și electromagnetice. Undele mecanice, la rândul lor, se împart în unde *transversale* și *longitudinale*.

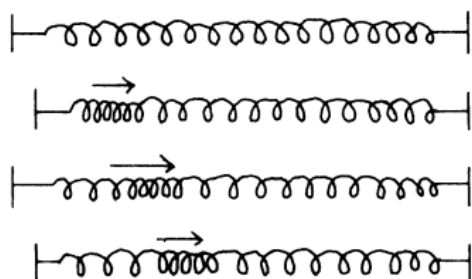


Figura 2.2. Unde longitudinale

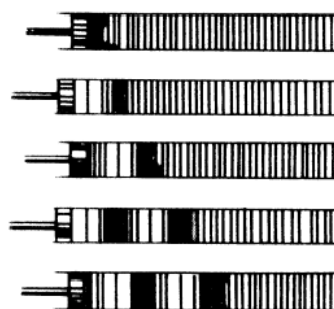


Figura 2.3. Unde sonore longitudinale

Undele longitudinale sunt produse de perturbatori care oscilează pe orizontală (dreapta-stânga și invers) (Fig. 2.2). Sunetul reprezintă o undă mecanică longitudinală. Figura 2.3 reprezintă o undă sonoră în aer generată într-un tub. Un piston generează un impuls de compresie care se deplasează spre dreapta. Compresia este urmată de o rarefacție (o regiune mai puțin densă). Rarefacția este apoi urmată de o altă compresie. O moleculă de aer staționară oscilează la stânga și la dreapta pe măsură ce trece fiecare impuls.

Pentru a produce unde transversale, perturbatorul trebuie să oscileze perpendicular pe direcția de propagare. Când o piatră este aruncată într-un lac, o serie de valuri transversale se deplasează spre suprafața apei (Fig. 2.4). Fiecare moleculă de apă vibrează și coboară în timp ce undele trec. Undele de lumină sunt unde transversale similare cu undele produse de valurile de apă, cu excepția faptului că undele de lumină sunt 3-dimensionale, iar cele de pe suprafața apei sunt 2-dimensionale.

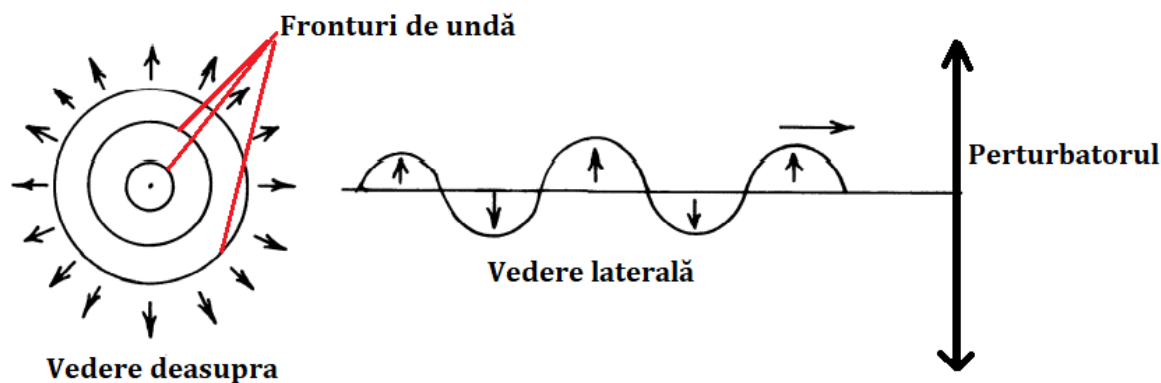


Figura 2.4. Unde transversale

2.2 Unde armonice

Când o oscilație se repetă în mod regulat, se formează o undă periodică. În Figura 2.5 sunt reprezentate câteva forme de unde periodice. O undă armonică este o undă periodică care poate fi descrisă matematic cu ajutorul unei funcții sinusoidale:

$$x = A \sin \omega t \quad (2.3)$$

unde x este elongația, A este amplitudinea sau elongația maximă și ωt se numește fază.

Pentru o undă armonică, Figura 2.1 descrie graficul elongației x în funcție de timpul. O undă armonică se formează atunci când forța de restabilire (forța care determină revenirea la echilibru) este o funcție liniară a elongației x , adică:

$$F = kx \quad (2.4)$$

În relația (2.4) F reprezintă forța de restabilire a oscilatorului la poziția inițială, iar k este coeficientul de proporționalitate, care depinde de natura oscilatorului.

În situații cu energie redusă, multe forțe de restabilire satisfac această condiție. Pentru undele armonice este convenabil să vorbim despre *crestele* oscilației sau putem folosi faza ωt pentru a alege orice punct al unde în care amplitudinea este maximală. Din ecuația $x = A \sin \omega t$, faza unei creste este de 90° , adică

$$x = A \sin 90^\circ = +A.$$

În radiani, faza crestei este de $\pi/2$, iar sinusul fazei de 270° este -1. Prin urmare,

$$x = A \sin 270^\circ = -A$$

Faza ce corespunde unghiului de 270° (în radiani $3\pi/2$) este faza unde în punctul la care amplitudinea este minimală (vale). Diferența de fază între o creastă și o vale este de 180° (adică $270^\circ - 90^\circ$).

Oricare ale puncte ale oscilației au valori specifice ale de fazei. De exemplu, dacă considerăm o undă a cărei amplitudine $A = 4m$, la o fază de 30° elongația este:

$$x = 4m \sin 30^\circ = 4m (+0,5) = +2m.$$

Elongația zero are loc atunci când faza este 0° , 180° sau 360° . Diferența de fază între faza nulă și cea mai apropiată creastă este de 90° .

2.3 Intensitatea, frecvența și lungimea de undă

Un *front de undă* reprezintă o curbă pe o undă care leagă punctele de aceeași fază. Este convenabil să ne gândim la creste (faza 90°) ca fronturi de undă (Figura 2.4). Cu toate acestea, am putea conecta toate punctele de-a lungul undei cu faza de 63° (sau orice altă valoare) și să folosim aceste curbe ca fronturi de undă.

În cazul unei unde periodice, perioada spațială reprezintă lungimea fiecărui ciclu de repetare a oscilației sau mai simplu spus, distanța parcursă de undă timp de o perioadă. Perioada spațială a unei unde armonice se numește *lungime de undă* și este reprezentată de litera greacă λ (lambda). În figura 2.5, distanța dintre două creste vecine este egală cu lungimea de undă, la fel ca și distanța dintre două văi vecine. De fapt, distanța dintre oricare două puncte care au o diferență de fază de 360° este egală cu lungimea de undă. Deci, lungimea de undă corespunde unei diferențe de fază de 360° . Jumătate din lungimea de undă corespunde unei diferențe de fază de 180° etc.

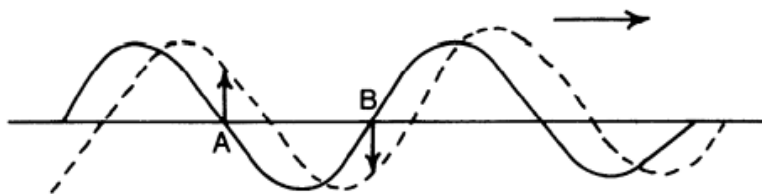


Figura 2.5. Expunere dublă a unei unde armonice ce se propagă spre dreapta

Pentru simplitate să considerăm o undă de pe suprafața apei sau o oscilație care se propagă spre dreapta. Pe măsură ce valul se mișcă spre dreapta, fiecare moleculă de apă de pe suprafață vibrează în sus și în jos.

Figura 2.5 reprezintă o imagine cu dublă expunere a acestei unde. Curba solidă indică unda la momentul t_0 , în timp ce curba punctată indică unda la momentul ulterior t . În intervalul de timp $t - t_0$ molecula de apă în punctul A urcă, în timp ce molecula de apă în B coboară.

Dacă expunerea dublă este luată la momentele t_0 și t , între care unda a parcurs distanța egală cu o lungime de undă, vederea laterală rezultată este identică cu cea a undei inițiale. În acest timp, fiecare moleculă de apă face un ciclu complet sus-jos sau altfel spus, efectuează o vibrație. Timpul necesar unei vibrații complete se numește perioada (temporală) T a undei (vezi formula 2.1).

Cunoscând faptul că unda parcurge timp de o perioadă completă o distanță egală cu lungimea sa de undă și utilizând relația pentru viteză $v = \frac{d}{t}$ (unde d este distanța, iar t -timpul), putem formula următoare expresie pentru lungimea de undă

$$\lambda = v T \quad (2.5)$$

unde v este viteza undei, T - perioada de oscilație.

Conform definiției frecvenței ν și a perioadei T (vezi formula 2.1 și 2.2), rezultă că

$$\nu = \frac{1}{T}, \quad (2.6)$$

iar relația ce face legătura între viteza undei, frecvența și lungimea sa de undă se va scrie

$$v = v \lambda \quad (2.7)$$

Din relația 2.7 deducem că la valori constante ale vitezei de propagare a undei, lungimea de undă și frecvența sa sunt invers proporționale.

Intensitatea I a undei este energia transportată sau livrată de undă pe o unitate de suprafață într-o unitate de timp.

$$I = \frac{W}{S t} = \frac{P}{S} \quad (2.8)$$

Unitatea de măsură a intensității undelor în SI este $\frac{J (joule)}{m^2 s}$ sau $\frac{W (watt)}{m^2}$

Energia transportată de undă rămâne constantă dacă nu apar pierderi de energie în timpul propagării undei. Intensitatea undei va rămâne constantă în timpul propagării unei unde plane. Intensitatea undei va scădea în cazul undei sferice.

Să considerăm o undă sferică produsă de o sursă punctiformă ce emite energie cu puterea P. Intensitatea acestei unde se definește după cum urmează:

$$I = \frac{P}{4\pi r^2} \quad (2.9)$$

Din relația (2.9) se observă că intensitatea depinde invers proportional de pătratul distanței dintre sursă și suprafață.

Intensitatea *I* a unei unde armonice este proporțională cu pătratul amplitudinii undei

$$I \approx A^2 \quad (2.10)$$

Așa dar intensitatea unei unde sonore stimulează intensitatea sonoră percepută, iar intensitatea unei unde luminoase stimulează luminozitatea percepută. Deseori sunt considerate doar intensitățile relative:

$$I_{rel} = I_2/I_1 = (A_2)^2/(A_1)^2 \quad (2.10)$$

2.4 Superpoziția undelor

Principiul suprapunerii (superpoziției) afirmă că atunci când două sau mai multe unde cu energie scăzută sunt suprapuse pe același spațiu sau mediu, undele se deplasează independent una peste alta, iar deplasarea rezultată la fiecare poziție este suma algebrică a deplasărilor datorate fiecărei unde.

De exemplu, să considerăm două unde care se propagă în direcții opuse pe o coardă. Figura 2.6a reprezintă efectul rezultat în funcție de timp. Inițial, undele se deplasează una către cealaltă, dar nu sunt suprapuse. În cazurile 2, 3 și 4, undele sunt suprapuse, iar în 5 undele se combină și fiecare își continuă drumul de-a lungul coardei. În Figura 2.6b, o undă ascendentă și una descendentă se apropie una față de alta din direcții opuse. Unda rezultată din punctele 2-5 este suma undelor individuale, iar în 3 o undă o anulează pe cealaltă. Cu toate acestea, în cazul 3, punctele de pe coardă au încă o viteză verticală diferită de zero. Cu alte cuvinte, întreaga energie transportată de undă este caracterizată de energia cinetică, în timp ce în celelalte cazuri o parte din aceasta este cinetică, iar altă parte este potențială. În expunerea nr. 6, undele s-au trecut una pe alta și fiecare își continuă drumul pe coardă.

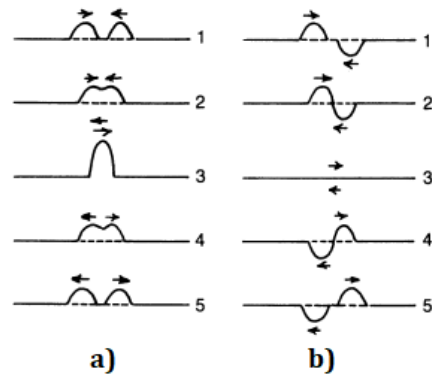


Figura 2.6. Suprapunerea a doua unde într-o coardă

Când două unde armonice cu aceeași frecvență se propagă în aceeași direcție, unda suprapusă rezultată va fi o undă armonică cu aceeași frecvență, adică

$$x_s = A_1 \sin \omega_1 t + A_2 \sin \omega_2 t = A_s \sin \omega_s t \quad (2.11)$$

Vom spune că cele două unde sunt în fază, dacă creștele lor se aliniază, adică fazele lor sunt egale ($\omega_1 t = \omega_2 t$). În acest caz, amplitudinea rezultată este egală cu suma celor două amplitudini (figura 2.7a), adică

$$x_s = A_1 \sin \omega_1 t + A_2 \sin \omega_1 t = (A_1 + A_2) \sin \omega_1 t \quad (2.12)$$

$$A_s = A_1 + A_2 \quad (2.13)$$

Când undele oscilează în aceeași fază și au aceeași amplitudine, amplitudinea unde rezultate este de două ori mai mare decât cea a oricărei unde ce s-a suprapus. Această suprapunere a undelor este numită *interferență constructivă*.

Când creșta unei unde se aliniază cu valea celeilalte, undele sunt defazate cu 180° . În acest caz, amplitudinile scad (figura 2.7b), situație denumită ca *interferență distructivă*, adică

$$x_s = A_1 \sin \omega_1 t + A_2 \sin(\omega_1 t + 180^\circ) = 0 \quad (2.14)$$

$$A_s = A_1 + A_2 = 0 \quad (2.15)$$

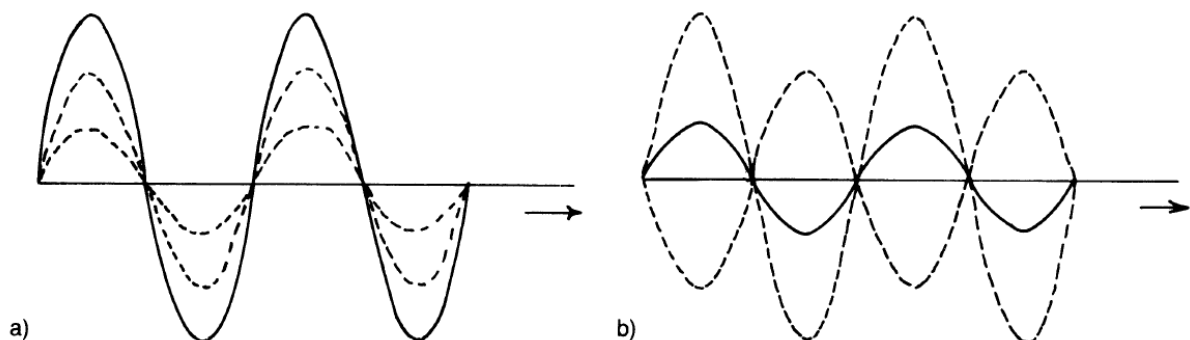


Figura 2.7 Interferența a) constructivă și b) distructivă

Când sunt suprapuse două unde armonice cu frecvențe diferite, undă rezultată formată este periodică, dar nu armonică (Figura 2.8.a). În esență, orice undă periodică poate fi sintetizată prin adăugarea unei serii de unde armonice cu frecvențe diferite (de exemplu, seria Fourier). În acest sens, undele armonice sunt un set de unde fundamentale. Când suprapunem două unde armonice cu frecvențe ușor diferite, obținem o undă rezultantă care este reprezentată în figura 2.8.b. În acele regiuni în care oscilațiile sunt aproape în fază (crestele alinierte), obținem un efect de interferență constructivă. Deoarece undele oscilează cu diferite frecvențe, cele două creste se îndepărtează mai departe până când se formează o regiune în care o creastă și o vale tind să se alinieze. Aceasta descrie un efect de interferență distructivă.

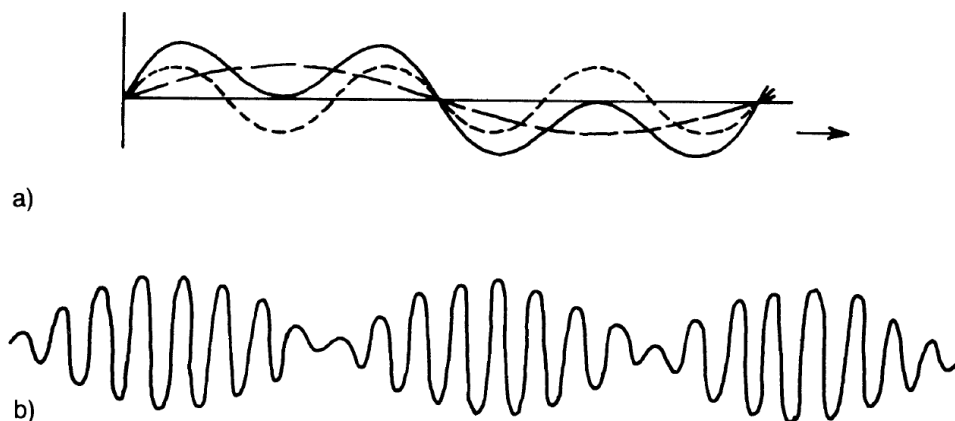


Figura 2.8. Superpoziția undelor armonice a) de diferită frecvență b) de frecvență ușor diferită

2.5 Interferența undelor

În acord cu cele expuse în secțiunea anterioară, *interferența* reprezintă fenomenul în care două unde se suprapun și formează o undă rezultantă de frecvență mai mare, mai mică sau aceeași frecvență. Interferența este un tip de interacțiune a undelor corelate (coerente) între ele care provin de la aceeași sursă sau surse diferite, dar au aceeași frecvență. Interferența este un caz particular al superpoziției undelor.

Să considerăm două surse care produc unde situate deasupra unui rezervor umplut cu apă. Fiecare sursă produce o undă circulară pe suprafața apei. Conform principiului superpoziției, undele se deplasează independent între ele și elongația rezultată x_s pe suprafața apei este suma algebrică a elongațiilor $x_1 + x_2$ din fiecare undă. Curbele circulare din figura 2.9 reprezintă crestele (amplitudinile pozitive, elongațiile maxime) fiecărui val.

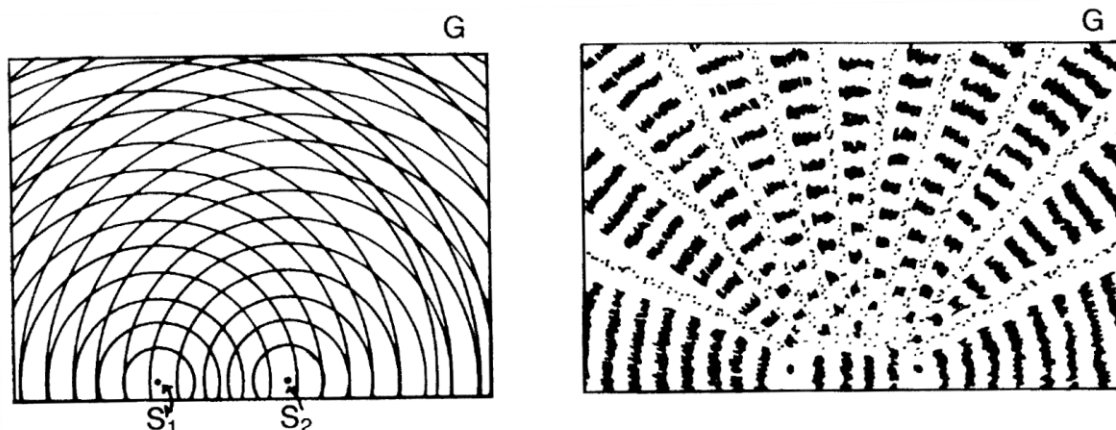


Figura 2.9 Interferența undelor mecanice pe suprafața apei

Să considerăm undele incidente pe planul G (figura 2.10). Energia transportată de unde este proporțională cu pătratul amplitudinii. Curba din figura 2.10 este un grafic al intensității rezultante I în funcție de distanța x (să nu confundăm această distanță cu elongația x a unei) pe planul G. Datorită interferenței, energia transportată de unde (intensitatea) este redistribuită. La pozițiile de interferență constructivă, amplitudinea rezultată este dublă față de fiecare undă componentă, deci energia disponibilă este de fapt de 4 ori mai mare decât cea a fiecărei unde componente. În rezultat, energia este exclusă din zonele de interferență distructivă și distribuită în zonele de interferență constructivă. Energia este conservată în acest proces, dar este redistribuită.

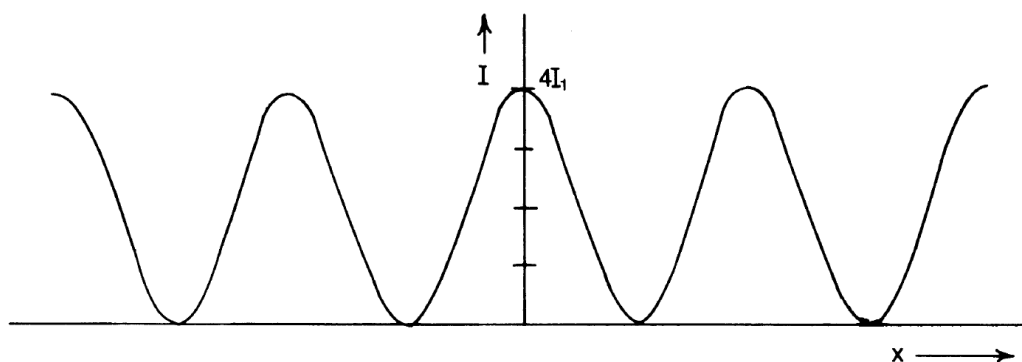


Figura 2.10 Interferenței a două unde coerente (fiecare cu intensitatea I_1)

2.6 Coerența undelor

Pentru ca două unde monocromatice de lumină să interfereze, acestea trebuie să oscileze în aceeași fază și faza lor să rămână constantă în timp. Pentru undele incoerente, energia transportată de acestea într-o regiune a spațiului va fi diferită în intervale diferite de timp. Timp de o perioadă, în acel punct poate avea loc interferența constructivă, iar în altă perioadă - cea distructivă.

După cum s-a menționat anterior în formula 2.11, pentru două unde armonice suprapuse una peste alta, elongația rezultantă reprezintă suma elongațiilor fiecărei unde în parte

$$x_s = A_1 \sin \omega_1 t + A_2 \sin \omega_2 t = A_s \sin \omega_s$$

Intensitatea rezultantă I_s într-un punct dat este direct proporțională cu A_s^2 . De aici deducem faptul că

$$I_s = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\omega_1t - \omega_2t) \quad (2.16)$$

Termenii A_1^2 și A_2^2 arată intensitatea obținută de către fiecare undă în parte, iar termenul $2A_1A_2\cos(\omega_1t - \omega_2t)$ definește interferența acestora și se numește *termen de interferență*. Pentru a analiza sensul acestui termen de interferență vom considera întâi două unde care oscilează în aceeași fază. În acest caz $\omega_1t = \omega_2t$, iar $\cos(\omega_1t - \omega_2t) = +1$. În rezultat

$$I_s = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2$$

sau

$$I_s = (A_1 + A_2)^2 \quad (2.17)$$

Așa cum I_s este direct proporțională cu A_s^2 , conchidem că relația de mai sus descrie o interferență constructivă, în care amplitudinile se sumează. Dacă mai impunem condiția $A_1 = A_2$, atunci obținem

$$I_s = (2A_1)^2 = 4I_1$$

În cazul în care există un defazaj între unde $\omega_1t - \omega_2t = 180^\circ$, $\cos(\omega_1t - \omega_2t) = -$, obținem că

$$I_s = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2$$

sau

$$I_s = (A_1 - A_2)^2 \quad (2.18)$$

Relația (2.18) reprezintă o interferență distructivă, în care amplitudinile se scad, iar dacă $A_1 = A_2$, atunci $I_s = 0$.

În continuare să presupunem cazul undelor incoerente. În acest caz, diferența de fază oscilează în funcție de timp, iar intensitatea medie detectată într-un punct al spațiului va fi

$$(I_s)_{med} = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2[\cos(\omega_1t - \omega_2t)]_{med} \quad (2.19)$$

Termenul cosinusului ia valori atât pozitive, cât și negative. Dacă defazajul este aleatoriu și media se va efectua într-un interval foarte îndelungat de timp, atunci valoarea medie a cosinusului va fi nulă, iar

$$(I_s)_{med} = A_1^2 + A_2^2$$

sau

$$(I_s)_{med} = I_1 + I_2 \quad (2.20)$$

Relația 2.20 confirmă faptul că valoarea medie a intensității rezultante a două unde incoerente este egală cu suma intensităților fiecărei surse în parte. Aceasta este nimic altceva, decât experiența noastră zilnică, așa cum sursele de lumină ce ne înconjoară sunt incoerente.

Mai exact, sursele date de lumină își modifică faza într-un interval de timp mai mic de $10^{-8}s$, pe când ochiul uman poate să detecteze aceste modificări, decât dacă au loc într-un interval de timp de $0,05s$, astfel încât sistemul uman vizual mediază toate modificările de fază ce au loc într-o perioadă mai mare decât $0,05s$.

2.7 Experimentul lui Young

În 1800, opinia predominantă a comunității științifice era că lumina nu este o undă. Anumite proprietăți ale luminii cunoscute puteau fi explicate atât cu ajutorul teoriei undelor, cât și prin teoriile non-undelor. În 1801, Thomas Young a conceput următorul experiment. El a vrut să demonstreze că lumina este o undă generând efecte de interferență similare cu cele dintr-un vas cu apă. Young a folosit două orificii pentru a propaga lumina soarelui prin ele, dar inițial aceasta trebuia să treacă printr-un singur orificiu (figura 2.11). Întrucât orificiile duble au fost iluminate de lumina care a trecut prin orificiul unic, Young a argumentat că, indiferent de fază, modificările luminoase din stânga au fost egale cu modificările de fază ale luminii incidente de pe orificiul drept. Astfel, lumina care vine prin orificiile duble ar fi coerentă.

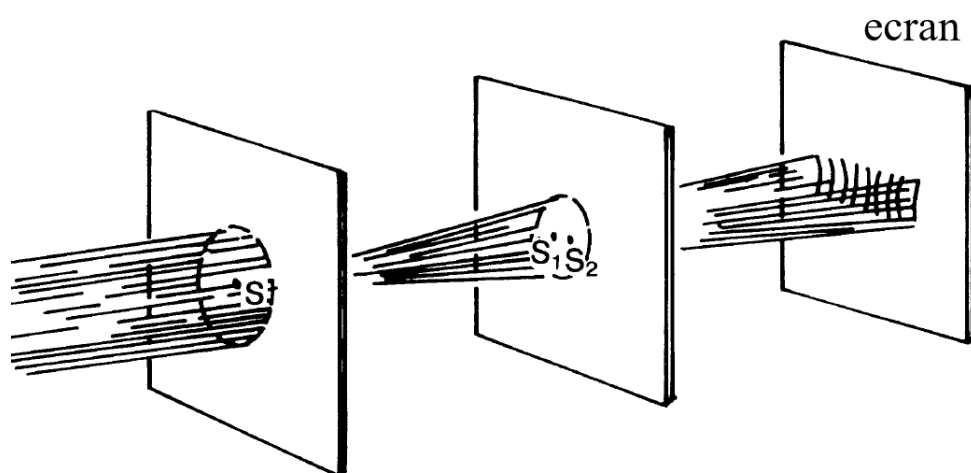


Figura 2.11 Schema experimentului lui Young

O modificare a experimentului original al lui Young a fost aceea de a folosi fante în loc de găuri. Fantele mențin cerințele de coerență necesare, lăsând în același timp mai multă lumină să traverseze. Pentru lumina monocromatică, rezultatul experimentului cu două fante ne oferă o serie de franje de interferență luminoase și întunecate, analog efectelor de interferență realizate în vasul cu apă de către sursele punctiforme. Franjele întunecate (ne-iluminate) corespund interferenței destructive, iar cele iluminate - interferenței constructive.

Să analizăm experimentul cu două fante al lui Young în care se utilizează un ecran poziționat departe de fantele duble. În figura 2.12, d este distanța dintre fantele S_1 și S_2 . Unda care se propagă prin S_1 trebuie să parcurgă o distanță mai departe decât unda ce traversează fanta S_2 .

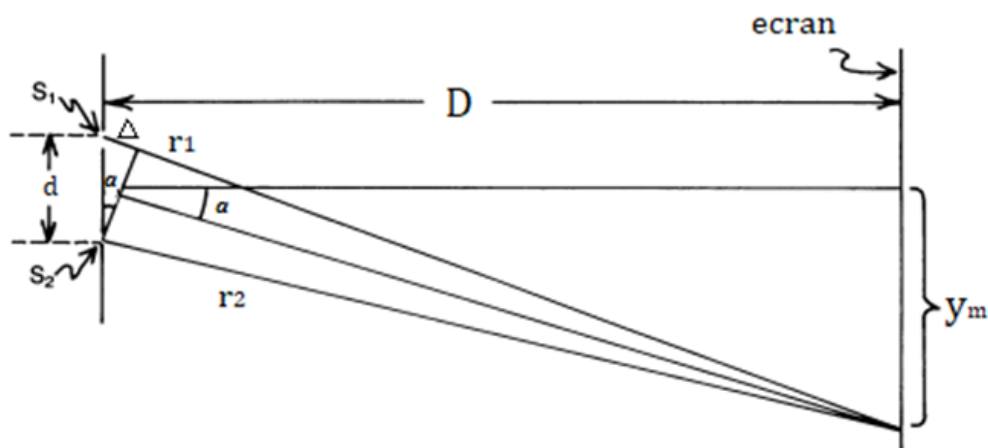


Figura 2.12 Reprezentarea geometrică a interferenței

În reprezentarea geometrică, r_1 și r_2 reprezintă drumurile optice ale razelor propagate de la sursa S_1 și S_2 respectiv. D este distanța dintre poziția fantelor și ecran, d – distanța dintre fante.

Rezultatul interferenței în punctul P depinde de diferența de drum optic $\Delta = r_1 - r_2 = d \sin \alpha$. Deoarece $\tan \alpha = y_m / D$ și considerând faptul că pentru $D \gg d$, unghiul α este mic, rezultă că $\sin \alpha = \tan \alpha$, de unde $\frac{y_m}{D} = \frac{\Delta}{d}$, unde y_m este coordonata punctului P . În rezultat

$$y_m = \frac{\Delta D}{d} \text{ sau } \Delta = \frac{y_m D}{d} \quad (2.21)$$

Dacă diferența de drum $\Delta = r_1 - r_2$ parcursă de cele două unde până la suprapunerea lor este un număr par de semilungimi de undă, atunci

$$\Delta = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (2.22)$$

iar pe ecran, în punctul în care ele se suprapun se va forma o franjă luminoasă. Formula (2.22) descrie *condiția de maxim a interferenței*.

Dacă diferența de drum $\Delta = r_1 - r_2$ parcursă de cele două unde până la suprapunerea lor este un număr impar de semilungimi de undă, atunci

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (2.23)$$

iar pe ecran, în punctul în care ele se suprapun se va forma o franjă întunecată. Această condiție este numită *condiția de minim a interferenței*. În relațiile de mai sus $m = 0, 1, 2, \dots$ reprezintă ordinul maximului, respectiv minimului de interferență.

Dacă în punctul P se realizează condiția unui maxim de interferență, atunci

$$y_m^{\max} = \pm \frac{m D \lambda}{d}, \quad (2.24)$$

iar dacă se satisface condiția unui minim, atunci

$$y_m^{\min} = \pm \frac{(2m+1) D \lambda}{2d} \quad (2.25)$$

2.8 Suprafețe anti-reflectorizante

În sistemele de lentile, cantitatea de lumină pierdută prin reflexie crește rapid în dependență de numărul de lentile. Să considerăm un sistem format din cinci lentile separate în aer. Există zece suprafețe, iar în acest caz mai multe reflexii pot genera imagini fantomă sau strălucire (neclaritate) care degradează calitatea finală a imaginii sistemului. În anii 1930, tehnologia vidului a avansat până la punctul în care un material putea fi vaporizat într-o camera de vid și depus ulterior în pelicule foarte subțiri anti-reflectorizante pe suprafețele lentilelor. Acest lucru a făcut posibilă creșterea transmisiei luminii prin interferența constructivă și scăderea reflexiei luminii de la aceste suprafețe prin interferența distructivă. Primele acoperiri anti-reflex (AR) au fost pentru lentilele de sticlă, dar aproape de sfârșitul secolului al XX-lea au fost dezvoltate acoperiri pentru lentilele din plastic.

Când lumina se propagă dintr-un mediu transparent cu indicele de refracție n_1 într-un mediu transparent cu indicele de refracție n_2 , procentajul de lumină reflectată $R_{\%}$, care este reflectat de la suprafață este dat de legea Fresnel:

$$R_{\%} = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 100\% \quad (2.26)$$

Termenii n_1 și n_2 pot fi schimbați cu locul, fără a modifica valoarea lui $R_{\%}$, adică procentajul de lumină reflectată va fi același, indiferent de mediul din care lumina provine inițial.

În figura 2.13 n_3, n_2 și n_1 sunt indicii de refracție ai sticlei, peliculei subțiri și a mediului inițial. Pentru ca o peliculă subțire anti-reflectorizantă cu un singur strat să funcționeze cu o eficiență maximă, este necesar ca procentajul de lumină reflectată R_{12} la interfața $n_1 - n_2$ să fie egală cu procentajul de lumină reflectată R_{23} la interfața $n_2 - n_3$. Pentru o undă incidentă, legea reflexiei lui Fresnel se va scrie astfel

$$R_{12} = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 100\% \quad (2.27)$$

$$R_{23} = \left(\frac{n_3 - n_2}{n_3 + n_2} \right)^2 100\% \quad (2.28)$$

Pentru o peliculă ideal de subțire care constă dintr-un singur strat cu indicele de refracție n_2 , coeficientul R_{12} este egal cu R_{23} , de unde se poate obține

$$n_2 = \sqrt{n_1 n_3} \quad (2.29)$$

Relația (2.29) descrie indicele de refracție pentru o peliculă subțire anti-reflectorizantă cu un singur strat. De exemplu, pentru sticlă ($n = 1,523$) în aer ($n = 1,000$), indicele de refracție a stratului anti-reflectorizant va fi $\sqrt{1,523}$ sau 1,234.

Peliculele subțiri anti-reflectorizante practice, nu au întotdeauna indicele ideal de refracție. Un strat subțire de fluorură de magneziu ($n = 1,38$) este pe larg utilizat drept material anti-reflectorizant pentru lentilele din sticlă. Avantajele acestui material sunt o stabilitate sporită în timp și o aderență înaltă.

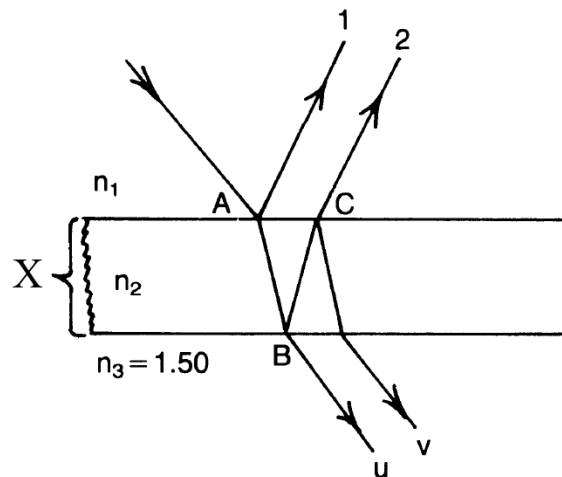


Figura 2.13 Suprafață subțire anti-reflectoare

Grosimea minimă a unei pelicule subțiri anti-reflectoare reprezintă o pătrime din lungimea de undă al stratul subțire (λ_{ss}), care se poate determina din condiția de minim și maxim a interferenței. Utilizând notațiile din figura 2.13 vom scrie

$$2X = (m + 1/2)\lambda_{ss}, \quad m = 0, 1, 2, 3 \dots$$

Pentru $m = 0$ vom avea

$$2X = \frac{\lambda_{ss}}{2}$$

sau

$$X = \frac{\lambda_{ss}}{4}.$$

Așa cum lungimea de undă în stratul subțire $\lambda_{ss} = \lambda / n_2$, rezultă

$$Xn_2 = \frac{\lambda}{4}. \quad (2.30)$$

Produsul dintre grosimea minimă X a peliculelor subțiri anti-reflectoare și indicele de refracție a acestora se numește *grosime optică*. Așadar, putem spune că lumina reflectată va avea un minim (va fi reflectată cel mai puțin), atunci când grosimea optică a stratului anti-reflectorizant va fi egală cu o pătrime din lungimea de undă a luminii incidente.

2.9 Inelele lui Newton

Straturile de aer subțiri pot genera interferențe în peliculele subțiri. Un exemplu îl constituie franjurile de interferență a peliculei subțiri, vizibile atunci când două lamele de microscop curate aderă împreună prinzând puțin aer între ele. În optică, o astfel de interferență în straturile subțiri este utilizată pentru a testa precizia suprafețelor într-o fracțiune din lungimea de undă a luminii.

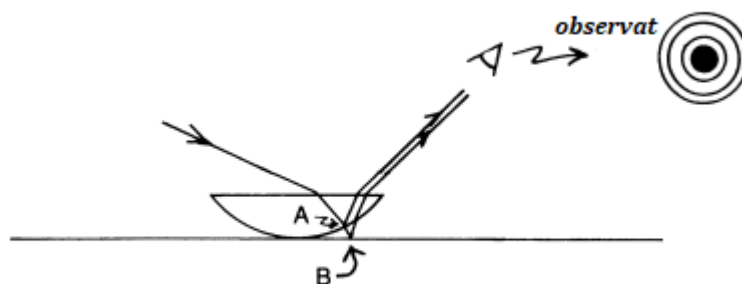


Figura 2.14 Inelele lui Newton

Cel mai simplu sistem de suprafețe sferice generează franje de interferență circulare numite inelele lui Newton. Acestea au fost descoperite experimental de către Newton, chiar dacă nu credea în teoria undelor. În Figura 2.14 lumina incidentă din sticlă în punctul A este parțial transmisă și parțial reflectată (fără o schimbare de fază), iar lumina incidentă din aer în punctul B este reflectată parțial cu o schimbare de fază de 180° . Deoarece reflexiile introduc o diferență de fază de 180° , undele 1 și 2 vor fi defazate dacă diferența de drum dintre ele este

$$2X = m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, 3 \dots$$

unde λ este lungimea de undă a luminii din golul de aer. În lumina reflectată există franje circulare întunecate care corespund grosimii golului de aer X . Franjele luminoase apar între franjurile întunecate. O franjă întunecată apare dacă $X = 0$ sau în punctul de contact. Acest lucru nu este surprinzător, deoarece nu ne așteptăm la o reflexie de la un strat de sticlă. Interferența distructivă se petrece pentru un strat de aer cu grosimea diferită de zero, cu condiția ca grosimea acestuia să fie considerabil mai mică decât un sfert de lungime de undă. Defectele de suprafață care schimbă grosimea X cu un sfert de lungime de undă (sau $2X$ cu jumătate de lungime de undă) deplasează o franjă întunecată spre franja luminoasă și sunt astfel clar observate prin investigarea inelelor lui Newton. În mod similar, metode de interferență în peliculele subțiri sunt utilizate pentru a calibra construcția echipamentelor de înaltă precizie.

2.10 Filtre de interferență

Filtrele de interferență funcționează pe principiul interferenței în pelicule subțiri. Ele sunt concepute pentru a transmite o bandă foarte îngustă de lumină vizibilă (prin interferență constructivă) în timp ce reflectă toate celelalte lungimi de undă.

Un filtru de interferență constă dintr-o peliculă subțire plasată între suprafețele puternic reflectorizante. Cu cât reflexia suprafețelor este mai mare, cu atât banda de lungime de undă a luminii transmise este mai îngustă. Figura 2.15 se compară transmisia unui filtru de interferență în bandă îngustă cu cea a unui filtru de absorbție. Filtrul de absorbție este un filtru de bandă largă care, de asemenea, absoarbe o mare parte din lumina dorită. Filtrul de interferență este un filtru de bandă îngustă cu transmisie ridicată. Un filtru de absorbție se încălzește în condiții de iluminare ridicată, în timp ce un filtru de interferență tinde să rămână rece, deoarece reflectă lumina nedorită în loc să o absoarbă.

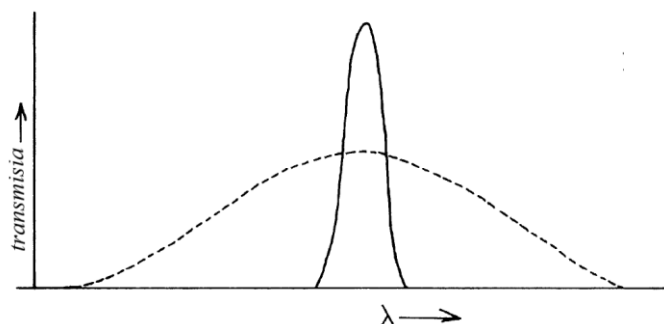


Figura 2.15 Transmisia în filtre de interferență vs transmisia în filtre de absorbție

Să considerăm un filtru de interferență care transmite o lungime de undă λ . Grosimea peliculei care formează interferență constructivă între undele transmise prin reflexie multiplă reprezintă exact grosimea corectă pentru o undă staționară a acelei lumini care urmează să se formeze în stratul considerat (între suprafețele puternic reflectorizante). În situația ideală, aceasta este singura lungime de undă pentru care există o mare acumulare de energie în interiorul peliculei subțire, iar în consecință, singura lungime de undă care este transmisă. Creșterea reflectanței suprafețelor ajută la reglarea fină a undei staționare permise, iar banda de transmisie se îngustează. Când un filtru de interferență este înclinat, grosimea efectivă se modifică și lungimea de undă transmisă scade.

Scăderea poate părea contraintuitivă, dar o analiză geometrică completă arată că este corectă. Filtrele de interferență de precizie sunt realizate cu straturi de pelicule subțiri multiple între suprafețele reflectorizante. *Interferometrul Fabry-Perot* este un interferometru de precizie care funcționează la fel ca un filtru de interferență (Fig.2.16).

Un interferometru Fabry-Pérot (numit și rezonator Fabry-Pérot) este o cavitate optică formată din două suprafețe reflectorizante (cu o transmisibilitate mică) paralele (oglinzi plane) și este adesea folosit ca spectrometru optic de înaltă rezoluție. Undele optice pot trece prin cavitatea optică numai atunci când sunt în rezonanță cu aceasta. În mod normal, interferometrele Fabry-Pérot sunt dispozitive cu propagare a luminii în spațiu liber între oglinzi. De exemplu, laserele Fabry-Pérot sunt diode laser care conțin un ghid de undă activ (amplificator) cu un fel de oglinzi la capete.

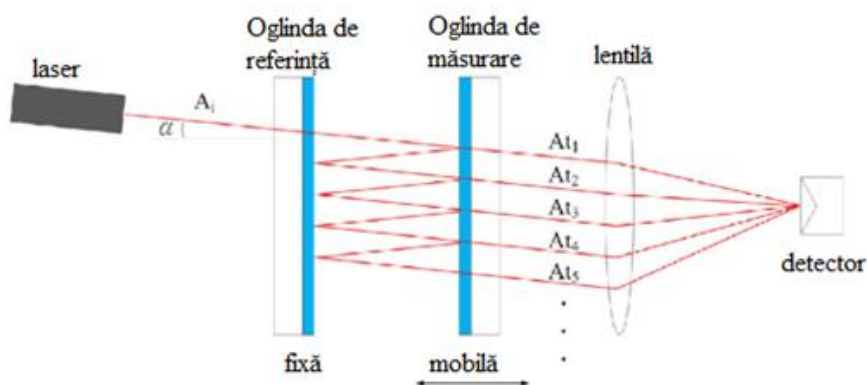


Figura 2.16 Interferometru Fabry-Pérot

O aplicație tipică a unui interferometru Fabry-Pérot este de a verifica dacă un laser funcționează pe un singur mod rezonator sau pe mai multe moduri. Interferometrele Fabry-Pérot de înaltă finețe sunt, de asemenea, utilizate ca cavități de referință și pentru analiza spectrală.

3. DIFRACTIA

- 3.1 Principiul Huygens-Fresnel.
- 3.2 Difrakția simplă.
- 3.3 Difrakția multiplă. Rețeaua de difracție.
- 3.4 Difrakția prin apertură circulară.
- 3.5 Difrakția Fraunhofer și Fresnel.
- 3.6 Limita rezoluției optice. Apertura numerică.
- 3.7 Holografia.

3.1 Principiul Huygens-Fresnel

Capacitatea unei unde de a se propaga în jurul obstacolelor se numește *difracție*. O definiție mai amplă a acestui fenomen ar fi fenomenul de "ocolire" de către lumină a obstacolelor atunci când dimensiunile acestora sunt comparabile cu lungimea de undă a radiațiilor incidente și implică modificarea repartiției spațiale a intensității unde datorită obstacolelor (aperturi și/sau paravane opace).

Importanța difracției depinde de mărimea obstacolului în raport cu dimensiunea lungimii de undă. Lungimea undelor sonore variază de la $1,7\text{ cm}$ la 17 m . Spre exemplu undele sonore pot înconjura ușor o ușă (o deschidere) care are un metru lățime, deoarece undele date au lungimi de undă lungi. Difrakția este mai puțin evidentă pentru lungimile de undă scurte. Lungimile de undă ale luminii vizibile sunt atât de scurte (10^{-7} m) astfel încât la prima vedere ar fi imposibil ca acestea să înconjoare obstacolele. Cu toate acestea, observații experimentale confirmă că undele de lumină din diapazonul vizibil se supun difracției. Există mai multe abordări pentru a explica difracția. Abordarea cea mai intuitivă se bazează pe principiu prezentat pentru prima dată de Christian Huygens (1629-1695, inventatorul ceasului cu pendul).

Principiul Huygens afirmă următoarele:

Toate punctele de pe suprafața unui front de undă pot fi considerate surse punctiforme pentru producerea undelor sferice secundare și, în orice moment ulterior, noua poziție a frontului de undă reprezintă învelișul (sau suprafața de tangență) la aceste unde secundare.

În Figura 3.1a este reprezentată schema principiului Huygens în cazul undelor plane. Punctele A, B, C și D servesc fiecare ca sursă punctiformă pentru o undă sferică secundară. După un anumit interval de timp, fiecare dintre undele secundare se propagă în aval, iar noua poziție a frontului de undă este specificată de suprafața tangențială a undelor secundare. Această suprafață este descrisă de linia dreaptă care indică faptul că noua undă este undă plană. Figura 3.1b reprezintă propagarea undelor plane incidente pe suprafața unui obstacol cu margini drepte. Deasupra obstacolului, suprafața tangentă este încă plată, indicând propagarea rectilinie. În regiunea inferioară, obstacolul blochează unele dintre undele secundare. În regiunea din spatele obstacolului, undele secundare de deasupra obstacolului formează un înveliș care este curbat similar unei sfere. Acest înveliș curbat indică faptul că o anumită cantitate de lumină înconjoară obstacolul și se propagă în regiunea umbrită. Aceasta este lumina difractată. Deoarece cantitatea de lumină difractată (fluxul luminos) este mică, orice lumină de fundal poate masca observarea fenomenului de difracție. Cu toate acestea, pe un fundal întunecat este mult mai ușor de observat difracția.

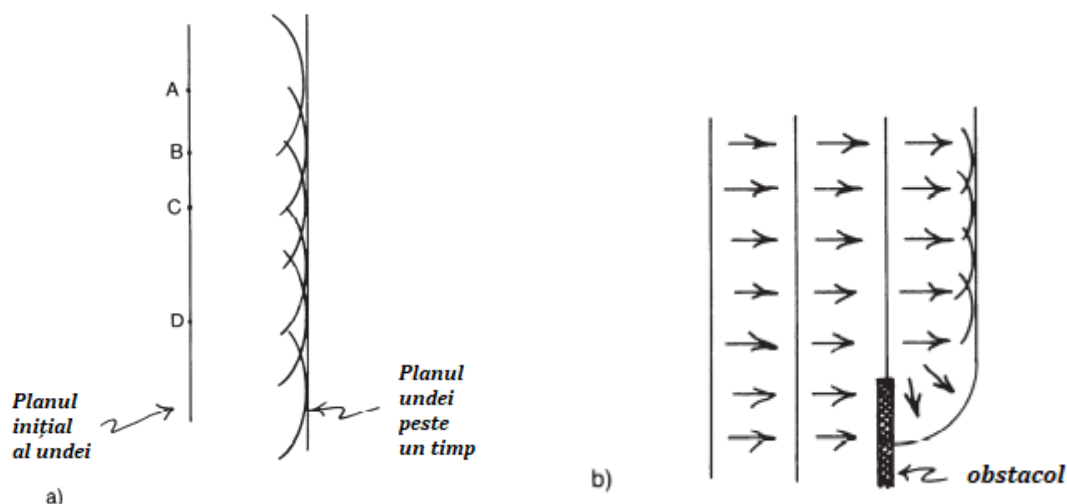


Figura 3.1 a) Principiul Huygens pentru unda plană și b) difracția unde incidente plane de la un obstacol

Augustin Fresnel (1788-1827) a extins principiul lui Huygens pentru a explica efectul de ondulare. O formă simplificată a principiului Huygens-Fresnel este:

Pentru lumina provenită de la aceeași sursă punctiformă, undele secundare suferă interferențe reciproce.

Deci, explicația principiului lui Huygens constă în efectul de ondulare în modelul de difracție, care se datorează interferenței constructive și distructive a undelor secundare.

3.2 Difracția simplă

Să considerăm o undă plană monocromatică care cade incident pe suprafața unei fante de lățime d . Figura 3.2a reprezintă o vedere a secțiunii transversale în planul perpendicular lungimii fantei. Dacă lățimea fantei este prea mare, undele care trec prin centrul acesteia își păstrează forma plană (difracția este foarte slabă or lipsește). În cazul unei fante foarte înguste se formează doar o singură undă secundară, iar forma secțiunii transversale a unde rezultante reprezintă forma circulară a acesteia. Forma circulară indică o cantitate mare de unde difractate (răspândire laterală).

În Figura 3.2a, fanta are așa o dimensiune, astfel încât mai multe unde secundare să treacă prin fanta. Pe ecranul îndepărtat, aceste unde secundare se suprapun, formând o distribuție ondulatorie a intensității luminii. Așa difracție se numește *difracție printr-o singură fantă* (Figura 3.2b). Intensitatea luminii difractate are un maxim central la x_0 și apoi descrește până la valoarea zero (primul minim). După primul minim, intensitatea crește la un al doilea maxim relativ mic înainte de a scădea din nou la zero (al doilea minim). Efectul ondulatoriu continuă cu fiecare maxim având o magnitudine mai mică decât valoarea maximă precedentă.

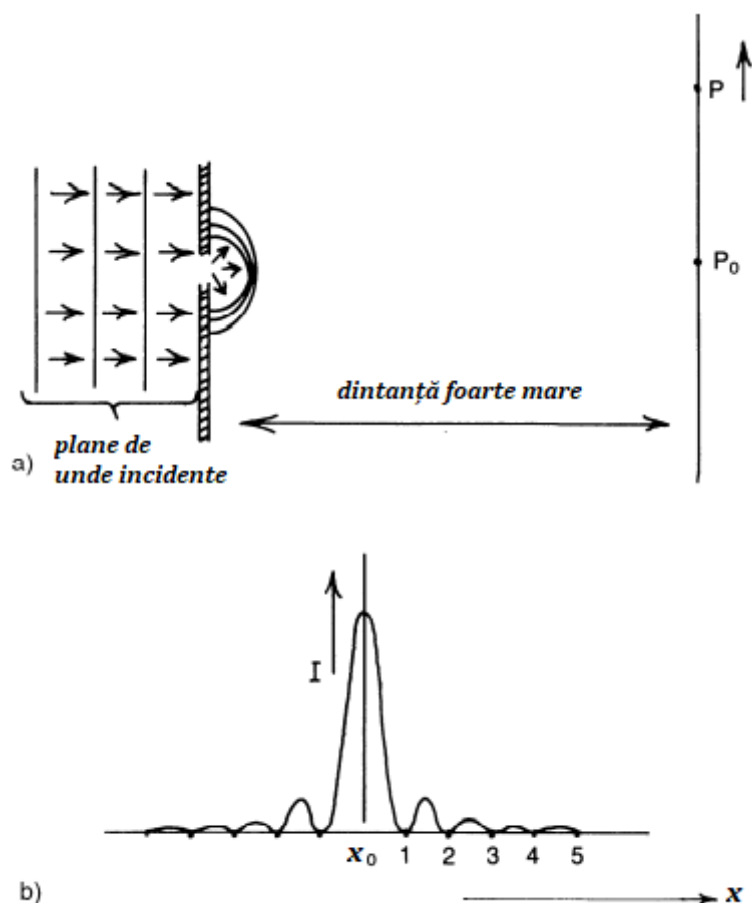


Figura 3.2 a) Difrakția printr-o singură fantă b) Distribuția intensității luminii printr-o singură fantă

3.3 Difrakția multiplă. Rețeaua de difracție.

Observarea difracției luminii de la o singură fantă este însoțită de dificultăți legate de intensitatea destul de redusă a franjelor luminoase. S-a constatat că pentru obținerea unui tablou de difracție mai pronunțat, lumina trebuie transmisă printr-un sistem de fante. Într-adevăr, cu cât numărul de fante este mai mare, cu atât mai multă lumină se propagă. Totodată, o franjă luminoasă observată pe ecran este rezultatul nu numai al difracției, adică al interferenței undelor sferice secundare, dar și al interferenței undelor ce sosesc în acel punct al ecranului de la diferite fante. Cu alte cuvinte, intensitatea luminoasă a franjei obținute de la o fantă este amplificată de acțiunea celorlalte unde.

Metoda de amplificare a intensității luminoase a tabloului de difracție stă la baza elementului optic numit *rețea de difracție*. Aceasta este alcătuită dintr-un număr mare de fante înguste paralele, rectilinii, egale, echidistante și foarte apropiate una de alta. Rețelele de difracție sunt confecționate din plăci transparente sau reflectante (oglinzi plane). În ambele cazuri pe suprafața materialului sunt trasate un număr N de linii (zgârieturi) echidistante. În prezent se confecționează rețele de difracție, care conțin mai mult de 1 000 de linii (zgârieturi) pe fiecare milimetru de lungime, numărul total ajungând până la sute de mii. Liniile reprezintă niște suprafețe aspre, care împrăstie lumina incidentă, iar spațiile dintre ele sunt niște regiuni transparente sau reflectoare și îndeplinesc rolul de fante a rețelei de difracție.

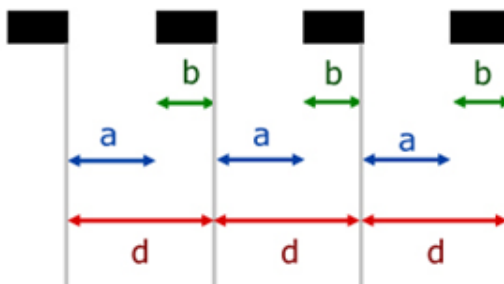


Figura 3.3 Rețeaua de difracție

O caracteristică importantă a rețelei de difracție este constanta rețelei de difracție sau perioada, care reprezintă suma dintre lățimile unei fante și a unui spațiu opac: $d = a + b$, unde a este lățimea unei fante, iar b – a unei zgârieturi. Dacă se cunoaște numărul de zgârieturi (fante) pe o unitate de lungime l , adică $n = N/l$, atunci pentru perioada rețelei putem scrie:

$$d = \frac{l}{N} = \frac{1}{n}. \quad (3.1)$$

În continuare o să discutăm procesul de formare a tabloului de difracție reprezentat în Figura 3.4. Presupunem că pe suprafața unei rețele de difracție cade un fascicul de raze paralele de lumină monocromatică, de lungime de undă λ .

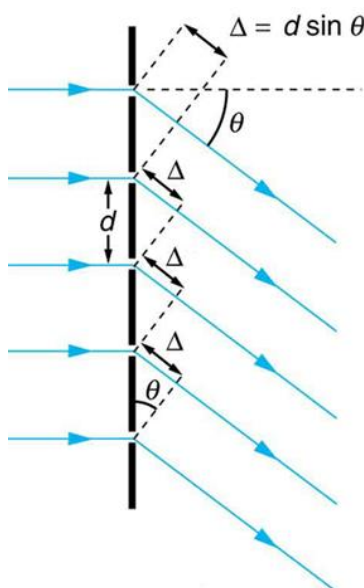


Figura 3.4 Difracția prin mai multe fante

După trecerea prin rețea, în urma fenomenului de difracție, lumina se propagă în toate direcțiile posibile sub formă de unde coerente, iar interferența lor amplifică intensitatea luminoasă doar după anumite direcții. Aceste direcții se determină respectându-se condiția că diferența de drum optic dintre undele coerente provenite de la două fante consecutive trebuie să constituie un număr par de semilungimi de undă (condiția maximelor de interferență), adică:

$$\Delta = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (3.2)$$

sau

$$\Delta = d \sin \theta, \quad (3.3)$$

de unde se obține că

$$d \sin \theta = \pm m \lambda \quad (3.4)$$

Relația (3.4) descrie condiția de obținere a franjelor luminoase (*maximelor principale*) în urma transmiterii luminii printr-o rețea de difracție. Aceasta mai poartă denumirea de *formula rețelei de difracție*. Aici unghiul θ este numit *unghi de difracție*, iar $m = 1, 2, 3, \dots$. Pentru $m = 0$ se obține o franjă caracterizată de cea mai mare intensitate luminoasă. Această franjă se mai numește *maxim central* sau *maxim de ordinul zero*. Dacă $m \geq 1$, pe ecran se vor observa câte două maxime principale de aceeași intensitate dispuse simetric față de maximul central și numite *maxime de ordinul m*. Odată cu creșterea ordinului maximelor intensitatea lor luminoasă se micșorează, iar mărirea numărului de fante (micșorarea perioadei d) duce la creșterea distanței dintre franjele luminoase.

Când lățimea fantei este mai mare, minimele de difracție sunt mai apropiate de maximul central. Creșterea numărului de fante pe rețea, influențează tabloul distribuției intensității luminii pe ecran (figura 3.5). Mai jos sunt enumerate unele din consecințele creșterii numărului de fante a rețelei de difracție:

- La creșterea intensităților maximelor principale se măresc și intensitățile maximelor secundare
- Claritatea maximelor principale crește
- Poziția unghiulară a maximelor rămâne aceeași
- Intensitatea absolută a maximelor crește

Pentru o anumită valoare a lui N , efectul alterării sumei $a + b$ contribuie la modificarea pozițiilor unghiulare ale maximelor principale, ceea ce produce modificări ale intensității relative ce corespund maximelor principale.

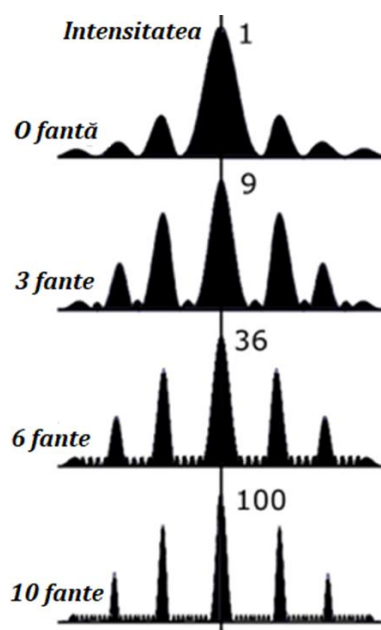


Figura 3.5 Tabloul de difracție pentru diverse valori ale numărului de fante

3.4 Difrakția prin apertură circulară

Când o deschidere circulară este iluminată de o undă plană monocromatică, undele sunt difractate în mod egal în toate direcțiile. Modelul de difracție rezultat are un maxim central înconjurat de primul minim, apoi de o serie de inele progresiv mai slabe (Figura 3.6d).

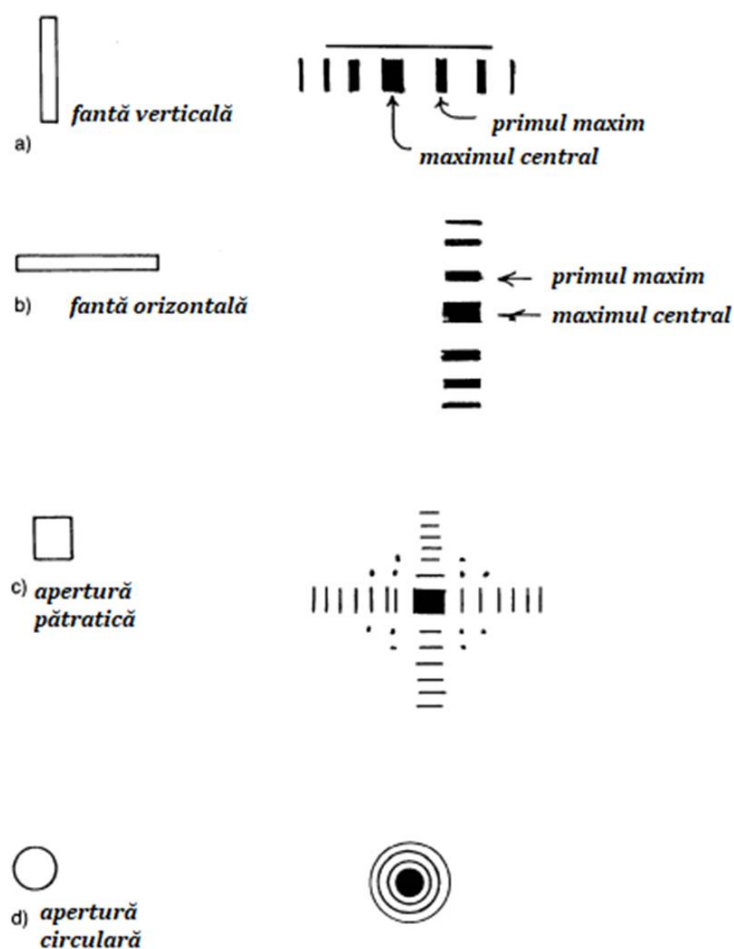


Figura 3.6 Difrakția prin diferite tipuri de aperturi si fante

Centrul luminos delimitat de primul minim este cunoscut sub numele de discul lui Airy (George Airy, 1801–1892, este creditat ca fiind prima persoană care a utilizat lentile sferocilindrice pentru a corecta astigmatismul și este bine cunoscut pentru integrala Airy care apare în teoria matematică a curcubeului). Limita pentru discul Airy este dată de primul minim, care are o locație unghiulară dată de expresia

$$d \sin \theta = 1,22 \lambda \quad (3.5)$$

În comparație cu formula 3.1, formula dată conține numărul ciudat 1.22. Poate că nu ar trebui să fim prea surprinși de acest lucru, deoarece suntem deja familiarizați cu numărul ciudat π care apare în ecuația pentru aria unui cerc. Acest 1.22 provine din primul zero al funcției J_1 Bessel. Pentru cei care nu sunt familiarizați cu funcțiile Bessel, o explicație mai intuitivă este dată în secțiunea următoare. Difrakția printr-o deschidere circulară se comportă așa cum ne-am aștepta de la difrakția cu o singură fantă. Cu cât fanta este mai mică, cu atât este mai mare difrakția (adică discul lui Airy este mai mare așa cum θ e mai mare în ecuația 3.5). Cu cât

lungimea de undă este mai mare, cu atât difracția este mai mare, așa că culoarea roșie este difractată mai mult decât cea albastră.

3.5 Difracția Fraunhofer și Fresnel

În fiecare dintre aperturile discutate mai sus, undele plane incidente și tabloul de difracție erau vizualizate pe un ecran îndepărtat (figura 3.7). În așa situații, putem considera undele difractate ca unde plane și ne referim la o *difracție în câmpul îndepărtat*. Difracția câmpului îndepărtat este, de asemenea cunoscută sub numele de *difracție Fraunhofer*. (Joseph von Fraunhofer, 1787-1826, a fost o figură majoră în optică și un pionier în dezvoltarea rețelilor de difracție și a aplicării lor la studiul spectrelor optice).

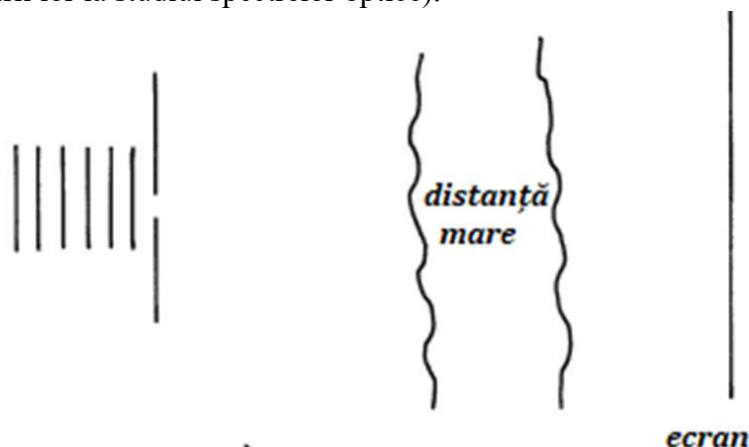


Figura 3.7 Difracția Fraunhofer pentru undele plane

Când undele incidente propagate prin apertura circulară or lineară sunt convergente or divergente, difracția este denumită *difracția în câmp apropiat* sau *difracția Fresnel*. Aceasta se referă la fel și în cazul când distanța de la apertură la ecranul de observare este mică. În acest caz, curbura undelor difractate este importantă (figura 3.8a). O diferență majoră dintre difracția Fresnel și Fraunhofer este că maximele Fresnel se pot schimba semnificativ pe măsură ce distanța de la apertură la ecran variază. La difracția Fraunhofer acestea nu sunt sensibile la schimbările de distanță și, astfel, putem exprima maximele prin poziția unghiulară, atât timp cât ecranul se află în zona câmpului îndepărtat.

Figura 3.8b ne arată secțiunile transversale ale unei aperturi circulare pe care cad unde plane incidente. În spatele aperturii, iluminarea este exact așa cum este prevăzută de legea propagării rectilinii (optica geometrică). Pe măsură ce ecranul este îndepărtat de apertură, intrăm în zona Fresnel sau în zona câmpului apropiat. Aici iluminarea de pe ecran începe să devieze de la cea prezisă de optica geometrică și începem să obținem efectele ondulatorii ale difracției. Aceste ondulații produc iluminări în zonele umbrite, iar intensitatea lumii în zonele neîntunecoase descrește. Ondulațiile își schimbă caracterul pe măsură ce ne deplasăm prin zona Fresnel, amestecându-se în cele din urmă cu cele ale zonei de difracție a câmpului Fraunhofer sau îndepărtat. Odată ajunse în zona Fraunhofer, undele luminoase nu-și mai schimbă intensitatea.

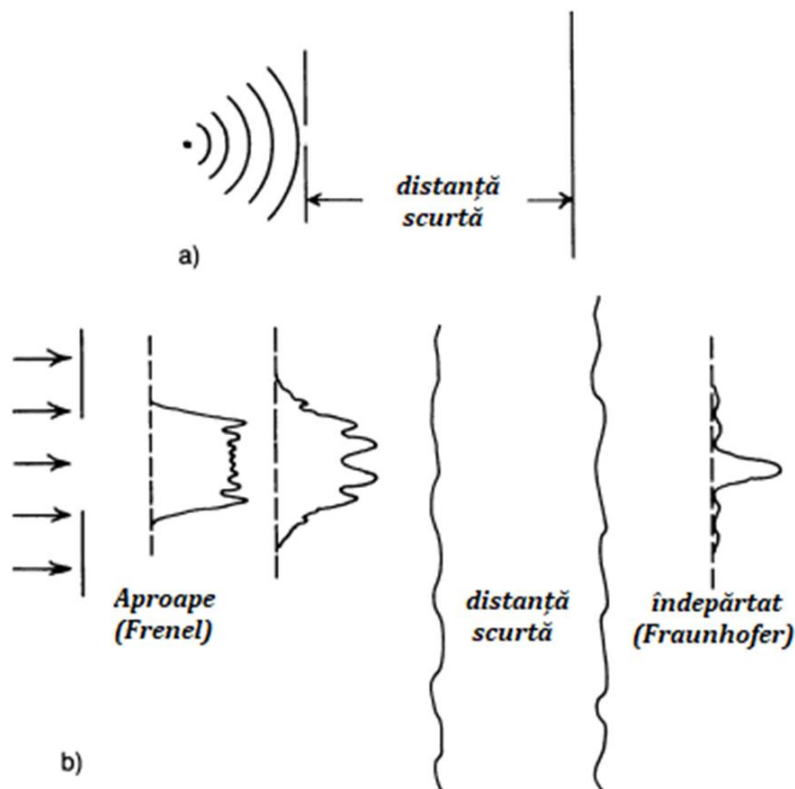


Figura 3.8 a) Geometria difracției Fresnel b) Variația formelor difractate

Difracția Fresnel poate duce la un anumit comportament contraintuitiv al luminii. Faimosul punct Poisson este un exemplu. În 1818, Fresnel își prezentase lucrarea matematică privind difracția câmpului apropiat unui comitet din Paris. Unul dintre membrii comitetului era matematicianul foarte priceput Simeon Poisson. Poisson a studiat munca lui Fresnel și apoi a subliniat că, dacă lucrarea a fost corectă, ar trebui să existe un maxim (un punct luminos) direct în mijlocul regiunii umbre la o distanță specifică în zona apropiată din spatele unui obstacol circular. Poisson a simțit că această predicție este ridicolă și că munca lui Fresnel este greșită. La auzul comentariilor lui Poisson, unul dintre celelalte membre ale comisiei, Dominic Arago, a organizat experimentul și a descoperit că punctul luminos există.

Unii oameni percep niște regiuni întunecate plutitoare în interiorul ochilui. Acestea sunt descrise ca niște umbre aruncate pe retină de resturi ale celulelor sanguine, care plutesc în umorul vitros. Cu toate acestea, umbrele date nu sunt umbre ale opticii geometrice, ci mai degrabă o difracție Fresnel care se formează din resturile celulelor sanguine. (O modalitate bună de a observa acest fenomen este să priviți un câmp gol iluminat uniform, cum ar fi cerul gri).

Figura 3.9 reprezintă o modalitate de a observa difracția Fraunhofer în situații în care spațiul este limitat. O lentilă colimează lumina de la o sursă punctiformă apropiată. Lumina plană trece printr-o apertură, iar undele difractate sunt de asemenea plane, dar au o abatere unghiulară. O a doua lentilă este apoi utilizată pentru a focaliza undele plane difractate.

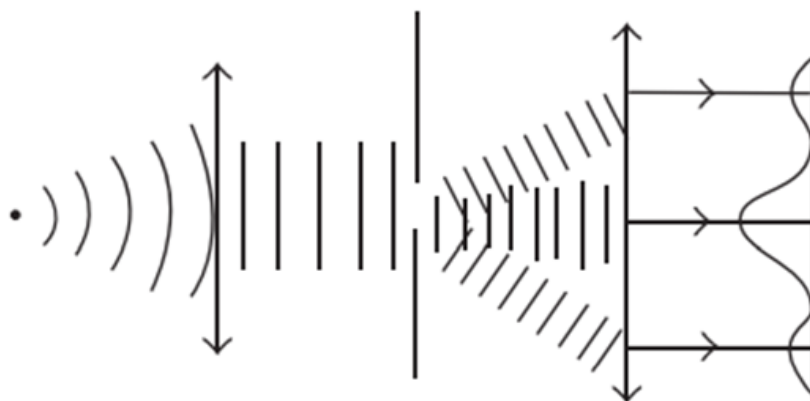


Figura 3.9 Sistem pentru observarea difracției Fraunhofer

3.6 Limita rezoluției optice. Apertura numerică.

Atunci când undele de lumină trec prin lentilă, acestea suferă unele efecte de difracție (de obicei mici). Astfel, un sistem optic perfect (focalizare corectă, toate aberațiile corectate) încă nu formează o imagine punctiformă perfectă. În schimb, lumina este răspândită din cauza difracției. Aceasta înseamnă că difracția impune o limită asupra capacității sistemului de a forma imagini calitative. Cu alte cuvinte, difracția limitează capacitatea sistemului optic de a transmite informații perfecte despre obiect. Sistemele optice care sunt „perfecte” (focalizare corectă, aberații suficient de corectate) sunt denumite *sisteme cu difracție limitată*.

Rezoluția unui sistem optic (microscop, telescop, cameră foto) poate fi limitată de factori precum imperfecțiunile în lentile sau ne-alinierea. Rezoluția unui instrument este proporțională cu lungimea de undă a luminii observate și invers proporțională cu dimensiunea obiectivului. Deoarece microscopul utilizează lumină vizibilă, iar lumina vizibilă are o gamă de lungimi de undă, *microscopul nu poate produce imaginea unui obiect mai mic decât lungimea unde luminoase*. Orice obiect care este mai mic de jumătate din lungimea de undă a sursei de iluminare a microscopului nu este vizibil sub acest microscop. Microscopul de lumină folosește lumină vizibilă.

Apertura numerică (AN) este o valoare adimensională care descrie capacitatea de captare a luminii și puterea de rezoluție a lentilei din obiectivul microscopului.

Apertura numerică a fost descrisă de *Ernst Abbe* în 1873 și este definită astfel:

$$AN = d \sin \theta, \quad (3.6)$$

unde n este cel mai mic indice de refracție dintre condensator și obiectiv, iar θ apertura unghiulară sau unghiul de colectare al obiectivului.

Apertura numerică a unui sistem optic caracterizează gama de unghiuri asupra cărora sistemul poate primi sau emite lumină. Pentru o lentilă, apertura numerică este

$$AN = \frac{f}{D}. \quad (3.7)$$

Abbe a descris un sistem microscopic prin definirea rezoluției în termeni de lungime de undă, unde d sau dimensiunea celui mai mic obiect măsurabil, care este o funcție de lungimea de undă și AN a obiectivului:

$$d = \frac{\lambda}{2 \text{ AN}}. \quad (3.8)$$

Deci, rezoluția într-un sistem de microscop este o funcție a AN a obiectivului și a lungimii de undă a luminii utilizate pentru observare. Rayleigh a „îmbunătățit” definiția lui Abbe, luând în considerare difracția luminii în jurul unui obiect mic. El a descris rezoluția ca fiind distanța minimă dintre două puncte de difracție a luminii.

Definiția rezoluției d a lui Rayleigh poate fi descrisă în următoarele două moduri, în funcție de faptul dacă lumina este transmisă prin monștră (substanță) sau dacă lumina este reflectată de la monștră:

Microscopie Brightfield (lumină transmisă)

$$d = \frac{1.22 \lambda}{\text{AN}_{\text{obiectiv}} + \text{AN}_{\text{condensator}}} \quad (3.9)$$

Microscopie fluorescentă (obiect luminiscent)

$$d = \frac{1.22 \lambda}{\text{AN}_{\text{obiectiv}}}. \quad (3.10)$$

Figura 3.10a reprezintă două surse punctiforme (A și B) în fața unui obiectiv cu o apertură circulară. Sursele punctiforme formează un unghi θ în punctul nodal al lentilei, astfel încât imaginea geometrică definită de punctele A' și B' formează, de asemenea, unghiul θ în punctul nodal. Datorită diafragmei circulare, fiecare punct de imagine este de fapt un disc Airy cu inelele sale înconjurătoare. Discul Airy conține 84% din intensitate, în timp ce inelele conțin restul de 16%. Pentru simplitate, vom neglija inelele din jur și vom lua în considerare doar discul lui Airy. Când apertura este mare, există o difracție mică, iar discul lui Airy este mic. În acest caz, cele două modele de iluminare sunt foarte apropiate de forma punctiformă și este ușor de spus din planul imaginii că două puncte existau în spațiul obiectului. Pe măsură ce dimensiunea aperturii scade, difracția crește. Acum există un disc Airy considerabil centrat pe fiecare punct de imagine (A' și B'). Inițial, A' și B' sunt suficient de îndepărtate, încât discurile Airy nu se suprapun. Prin urmare, încă putem spune din planul imaginii că au existat două surse punctiforme în spațiul obiectului (adică, putem rezolva în continuare cele două puncte).

Când apertura scade și mai mult, difracția crește și discurile Airy devin mai mari și încep să se suprapună (figura 3.10b). Un observator cu experiență care privește la planul de imagine poate spune încă că există două surse punctiforme în spațiul obiectului. Pe măsură ce procesul continuă (dimensiunea aperturii scade, difracția crește), discurile Airy se suprapun în cele din urmă, până când arată ca un model de difracție mare. Aici, chiar și observatorii experimentați (precum și sistemele automate de detectare a fotografiilor) nu mai pot spune că au existat două puncte în spațiul obiectului. În acest caz, spunem că cele două puncte nu pot fi rezolvate.

Există mai multe criterii pentru limita de rezoluție. Criteriul lui Rayleigh este unul care este utilizat pe scară largă datorită simplității sale (John William Strutt, Baronul Rayleigh, 1824-1919, a fost foarte activ în cercetarea optică). Criteriul Rayleigh afirmă că limita de rezoluție în două puncte apare atunci când primul minim (limita discului lui Airy) a unui model de

difracție coincide cu centrul maxim al celuilalt model de difracție. Atunci când modelele se suprapun mai mult decât aceasta, punctele nu pot fi rezolvate. Când modelele se suprapun mai puțin decât acest caz, punctele pot fi rezolvate.

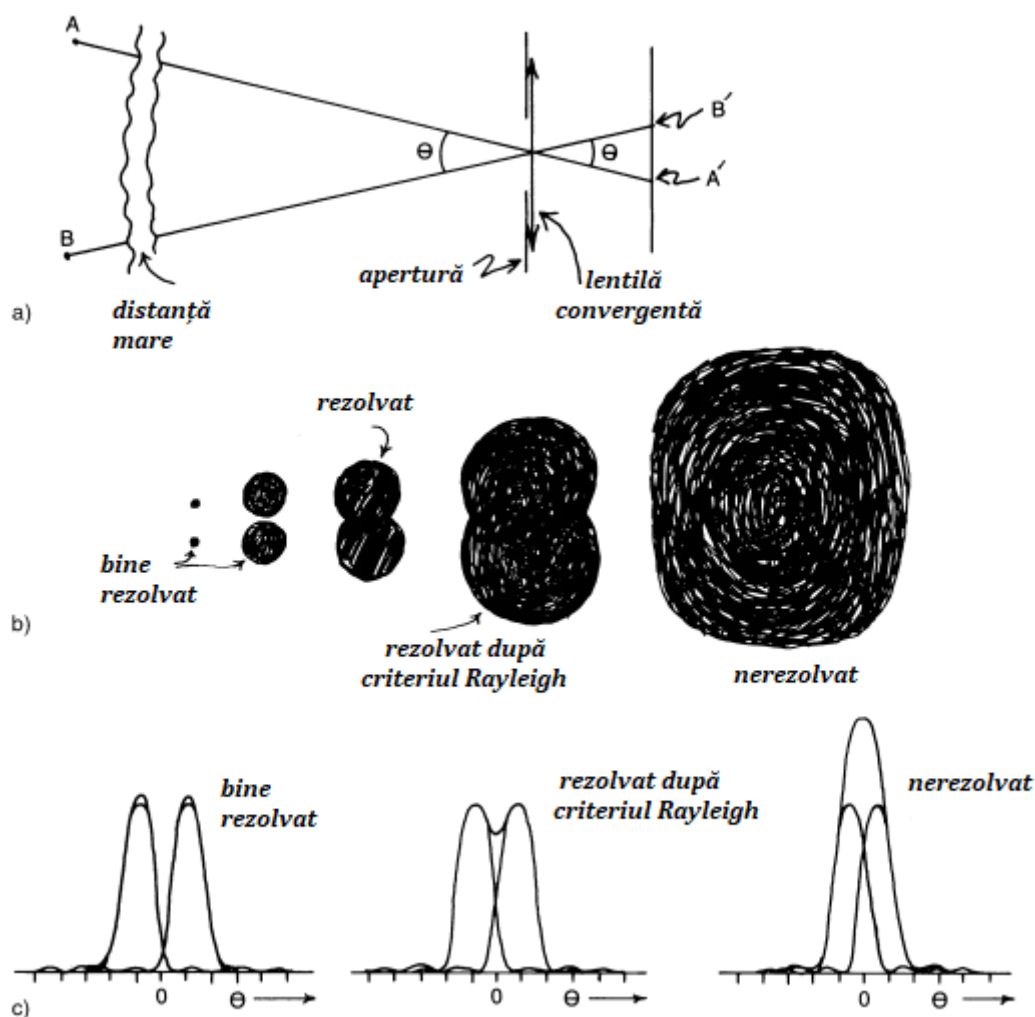


Figura 3.10 Rezoluția a doua puncte luminoase reprezentate prin a) geometrie b) modele de difracție, c) distribuția intensității luminoase

Ecuția 3.6 oferă locația unghiulară pentru primul minim în modelul de difracție pentru o apertură circulară. Pentru limita de rezoluție, unghiurile sunt mici, iar criteriul lui Rayleigh afirmă că unghiul rezolvabil θ_{min} este

$$\theta_{min} = \frac{1.22\lambda}{d} \quad (3.11)$$

unde d este diametrul aperturii circulare (sau a marginii lentilei). Pentru două puncte ce formează un unghi θ la lentile, va exista o rezoluție în cazul în care $\theta \geq \theta_{min}$ și nu va exista rezoluție pentru $\theta < \theta_{min}$. Figura 3.10c prezintă graficele de intensitate pentru o situație nerezolvată, rezolvată după limita Rayleigh și bine rezolvată.

În concluzie putem spune că în sistemele cu difracție limitată, aperturile mai mari oferă cea mai bună rezoluție. Rețineți, totuși, că sistemele cu aperturi mari sunt de obicei limitate de

aberații, spre deosebire de difracție. Aperturile mai mici ajută la înlăturarea aberațiilor, dar înrăutățesc difracția.

3.7 Holografia.

O holograma este o rețea de difracție destul de complicată, care formează imagini reale și virtuale din maxime și minime de difracție, atunci când este iluminată corespunzător. Undele difractate sunt de fapt reconstrucții ale undelor care provin de la obiectele reale. Odată ce aceste unde sunt reconstituite, un observator va vedea obiectele în trei dimensiuni. Atunci când o hologramă este tăiată în jumătate și una dintre jumătăți este iluminată corespunzător, unda difractată din acea jumătate formează încă întreaga imagine.

Cuvântul grecesc pentru întreg este „*holos*”, de aici și numele hologramă. Holografia a fost inventată de Dennis Gabor în 1947 ca metodă de îmbunătățire a microscopiei electronice. Hologramele cu lumină vizibilă nu au devenit practice decât după inventarea laserului în 1960. În 1971, Gabor a primit premiul Nobel pentru fizică pentru descoperirea sa de holografie.

O placă zonală Gabor este în esență o hologramă a unei surse punctiforme. Să presupunem că dorim să confecționăm o hologramă din două surse punctiforme separate atât lateral, cât și longitudinal. Am putea face acest lucru separând fasciculul laser inițial în trei părți (A, B și C). Convergem A pentru a forma unul dintre puncte, iar B pentru a forma celălalt. Apoi, C este folosit pentru a forma două seturi de franjuri de interferență circulare, unul prin suprapunerea cu A și unul prin suprapunerea cu B (figura 3.11 a). Cele două seturi de franjuri circulare sunt înregistrate direct de film (figura 3.11 b). Când holograma este re-iluminată corespunzător, ea generează unde difractate de ordinul întâi care se propagă în interior și în exterior. Cele două unde de primul ordin care sunt difractate spre exterior sunt sferice. O undă are punctul A drept centru de curbură, iar cea de a doua - punctul B.

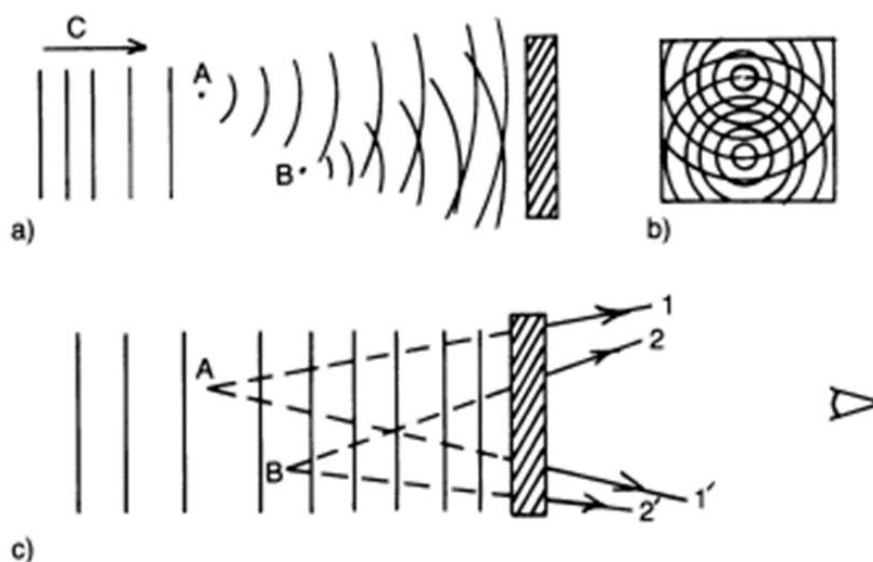


Figura 3.11 a) Metoda de creare a hologramei din două surse punctiforme b) interferența pe pelică c) generarea punctelor virtuale ale imaginii formate prin difracția undelor

Unda de ordinul zero este plană și asociată cu unda C. În figura 3.11 c, razele 1 și 1' reprezintă unda sferică difractată, care are B ca centru de curbură. Un observator care privește la undele difractate vede cele două puncte de imagine virtuale separate spațial atât longitudinal cât și lateral. (Unda de ordinul zero C oferă iluminarea fundalului).

Hologramele sunt acum destul de frecvente, le găsim pe timbre, autocolante, coperte de reviste, carduri telefonice, articole de bijuterii, pe carduri de credit și unele monede pentru a împiedica falsificarea. În fiecare caz, imaginile tridimensionale sunt vizibile sub iluminarea obișnuită a camerei. Hologramele sunt, de asemenea, utilizate în liniile de verificare ale supermarketurilor pentru a ajuta sistemul electro-optic să citească barele și dungile codului universal al produsului (UPC). În mod obișnuit, lumina laser este trecută printr-un disc rotativ de 21 de holograme în formă de pană, fiecare dintre ele deviază fasciculul într-un mod diferit. Cel puțin una dintre deviațiile fasciculului va ajunge și va fi reflectată în mod difuz pe un fotodetector, care citește electronic semnalul și îl trimite către un computer. Computerul are numele, dimensiunea și prețul produsului stocate în memorie. Oferă prețul, imprimă chitanța și actualizează inventarul magazinului.

4. ÎMPRĂȘTIEREA, DISPERSIA ȘI POLARIZAREA

- 4.1 Împrăștierea incoerentă
- 4.2 Împrăștierea coerentă
- 4.3 Împrăștierea intraoculară a luminii
- 4.4 Dispersia luminii
- 4.5 Materialele optice de transmisie
- 4.6 Polarizarea luminii cu ajutorul materialelor anizotrope
- 4.7 Polarizare prin împrăștiere și reflexie

4.1 Împrăștierea incoerentă

Un *dipol* constă din cantități egale de particule încărcate electric pozitiv și negativ, situate la o distanță s . Dipolul este neutru din punct de vedere electric, dar va emite unde electromagnetice de frecvență ν , atunci când sarcinile oscilează periodic una către alta și invers, cu frecvența ν .

Figura 4.1 prezintă o succesiune de linii de câmp electric pentru un dipol oscilant cu o axă verticală. Pe măsură ce sarcinile se deplasează una către cealaltă, liniile câmpului electric formează bucle închise. Odată ce sarcinile trec una pe alta, buclele închise se propagă departe de dipol și reprezintă *unda electromagnetică* radiantă. Vom menționa faptul că nicio radiație nu se propagă direct de-a lungul axei dipolului.

Atomii sau moleculele constau din număr egal de electroni încărcăți negativ și protoni încărcăți pozitiv. Atomii și moleculele sunt astfel neutre din punct de vedere electric. Când undele electromagnetice sunt incidente asupra atomilor sau moleculelor, electronii oscilează într-o direcție opusă protonilor. Prin urmare, radiația incidentă dă naștere unei oscilații dipolare în atomi sau molecule. Oscilația dipol cauzează o re-radiație a unei unde electromagnetice cu aceeași lungime de undă ca și unda incidentă. Lumina re-radiată se propagă în direcțiile permise și este o componentă majoră a luminii împrăștiată.

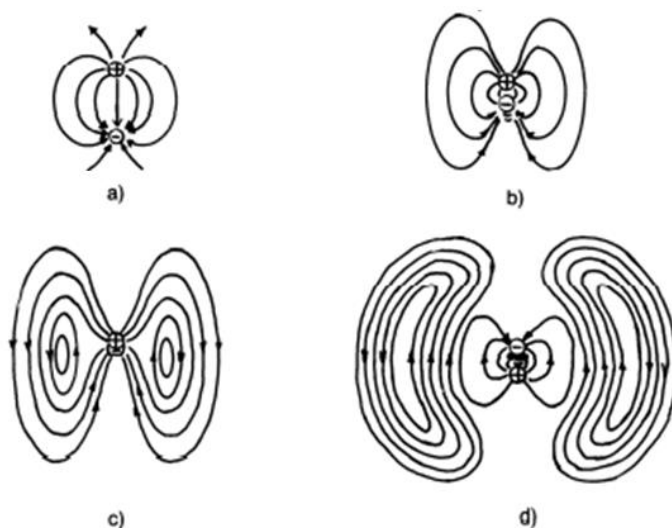


Figura 4.1 Secvență a liniilor de câmp electric pentru un dipol oscilant

Într-un material optic omogen, un fascicul de lumină este atenuat fie prin absorbție în mediu, fie prin reflexie la limitele dintre medii. Într-un material optic neomogen, lumina este atenuată și de particulele mediului neomogen. Cantitatea de împrăștiere depinde de

proprietățile relative ale materialului neomogen și de numărul de particule neomogene. Împrăștierea are loc în tot materialul neomogen și, la fel ca și pentru absorbție, atenuarea unui fascicul de lumină este în funcție de grosimea totală a mediului de împrăștiere.

Împrăștierea reprezintă fenomenul în care unda electromagnetică (lumina), sunetul sau particulele în mișcare, sunt nevoite să își modifice traiectoriile datorită neuniformității mediului prin care se propagă.

Deci, împrăștierea se datorează inomogenităților dintr-un mediu. Pentru comoditate, să ne referim la neomogenități ca particule. În calitate de particulele ne pot servi moleculele, picăturile de apă, cristalele de gheață, poluanții aerosoli, globulele de grăsime etc. Împrăștierea depinde de mărimea particulelor, distanța dintre particule și puterea interacțiunii dintre lumină și particule. Puterea interacțiunii depinde de indicele de refracție și de puterea de absorbție a particulelor. Vom presupune că lumina incidentă este albă și că particulele sunt suficient de departe unele față de altele, astfel încât împrăștierea să fie *incoerentă*.

Condiția de împrăștiere incoerentă este îndeplinită atunci când distanța dintre particule este mult mai mare decât lungimea de undă a luminii.

O clasificare mai comodă ar fi dependența împrăștierii incoerente de mărimea particulelor în trei categorii. Cele trei categorii constau, respectiv, din

- particule cu dimensiuni mult mai mari decât lungimea de undă a luminii
- particule cu dimensiuni comparabile cu lungimea de undă a luminii
- particule cu dimensiuni mult mai mici decât lungimea de undă a luminii.

În realitate, există o tranziție treptată între aceste trei regiuni. Când particulele transparente sunt mult mai mari decât lungimea de undă a luminii, procesele optice geometrice de reflexie și refracție sunt cauzele dominante ale împrăștierii. Împrăștierea de la particulele mari transparente tinde să fie independentă de lungimea de undă (figura 4.2a). Exemple comune sunt împrăștierea în ceață și nori (curcubeul poate fi considerat împrăștiere de la picăturile de ploaie și este o excepție de la independența lungimii de undă). Când particulele transparente au dimensiunea unei lungimi de undă, pot apărea efecte de undă în interiorul particulei (de exemplu, difracție, unde staționare sau rezonanțe). Aceste efecte de undă interioară au ca rezultat o împrăștiere care este dependentă de lungimea de undă și este foarte sensibilă la dimensiunea particulelor. Aureolele văzute prin geamul mașinii aburite sunt un exemplu obișnuit. Când particulele transparente sunt mult mai mici decât dimensiunea unei lungimi de undă (de exemplu, mai puțin de o zecime din lungimea de undă), atunci radiația dipolului este principalul contribuitor la lumina împrăștiată. Aici lumina împrăștiată are o direcție destul de izotropă (figura 4.2b), iar intensitatea este mult mai puternică pentru lungimi de undă scurte decât pentru lungimi de undă lungi, ceea ce are ca rezultat un aspect albastru a luminii împrăștiate.

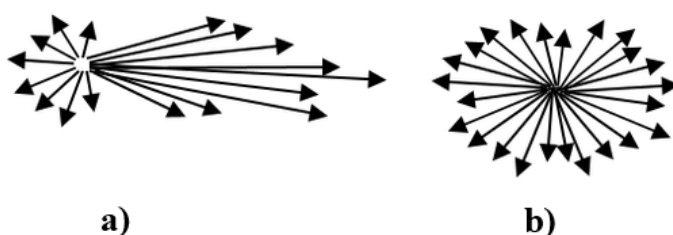


Figura 4.2 a) Împrăștierea de la particulele mari b) Împrăștierea de la particulele mici

Extremele de particule mari și mici ale împrăștierii incoerente sunt ușor de observat în zilele parțial noroase. Albul norilor se datorează împrăștierii în picăturile mari de apă transparente sau cristale de gheață. Albastrul cerului se datorează împrăștierii lui Rayleigh.

Există trei tipuri diferite de împrăștieri: *împrăștieria Rayleigh*, *împrăștieria Mie* și *împrăștieria neselectivă (moleculară)*.

Împrăștieria Rayleigh constă în principal din împrăștieria în gazele atmosferice. Acest lucru se întâmplă atunci când particulele care provoacă împrăștieria au dimensiuni mai mici decât lungimile de undă ale radiației în contact cu ele. Acest tip de împrăștierie este, prin urmare, dependent de lungimea de undă. Pe măsură ce lungimea de undă scade, cantitatea de împrăștierie crește. Din cauza împrăștierii Rayleigh, cerul apare albastru.

Această împrăștierie nu schimbă starea materiei întrucât aceasta este un proces parametric și rezultă din polarizarea electrică a particulelor. Câmpul electric oscilant al undei de lumină acționează asupra încărcăturii unei particule, făcându-le să se miște la aceeași frecvență. Prin urmare particula devine un dipol mic radiant ale cărui radiații le percepem ca lumină dispersată. Poate să apară atunci când lumina traversează materiale solide sau lichide transparente, dar este mai des întâlnită în gaze.

Moleculele de aer sunt dispersoare de lumină foarte slabe. Ele, la fel ca orice obiect mult mai mic decât lungimile de undă ale luminii vizibile, împrăștie lumina albastră mai mult decât lumina roșie (adică lungimi de undă mai scurte decât lungimile de undă mai mari). Astfel, când privim cerul departe de soare, acesta apare albastru, deoarece anume lumina împrăștiată albastră ajunge la ochii noștri. În figura 4.3, observatorul din A, care se uită spre C vede lumina împrăștiată, care este predominant albastră. Observatorul din B, care privește spre C vede soarele apus. Lumina care ajunge la ochiul lui B a pierdut mai multă lumină albastră decât lumina roșie datorită împrăștierii de către moleculele de aer, precum și prin praful suspendat în atmosfera inferioară, astfel încât observatorul din B vede un soare roșiatic sau portocaliu apus.

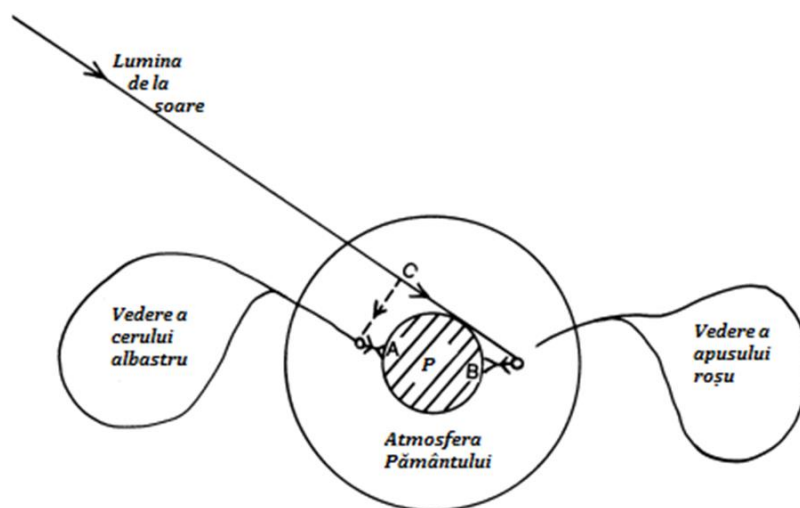


Figura 4.3 Efecte ale împrăștierii în atmosfera Pământului

Luna nu are atmosferă. Prin urmare, dacă cineva ar sta pe Lună și ar privi cerul departe de soare, cerul ar părea negru, deoarece nu există dispersie de lumină. Puteți ghici cum ar apărea un apus de soare lunar? Norii conțin fie picături de apă, fie cristale de gheață suspendate în aer, în timp ce ceața conține picături de apă suspendate. Picăturile de apă suspendate sunt gigantice

în raport cu moleculele de aer. Fiecare picătură de apă împrășteie lumina predominant prin reflexii de la suprafețe. Împrăștierea prin picăturile de apă este în esență independentă de lungimea de undă, astfel încât lumina împrăștiată pare albă.

John Tyndall, un contemporan al Lordului Rayleigh, a fost prima persoană care a confirmat experimental că intensitatea împrăștiată din particulele transparente mici este mai mare pentru lungimile de undă scurte (violet și albastru) decât pentru lungimile de undă mai mari. Rayleigh a arătat că teoretic, dependența intensității împrăstierii depinde direct de a patra putere a frecvenței. Deoarece frecvența și lungimea de undă variază invers, aceasta înseamnă că dependența intensității împrăstierii variază invers cu puterea a patra a lungimii de undă. Rayleigh a oferit următorul argument dimensional. În primul rând, este evident că amplitudinea unei împrăștiate este direct proporțională cu amplitudinea unde incidente. În al doilea rând, Rayleigh a subliniat că amplitudinea unei împrăștiate este, de asemenea, direct proporțională cu volumul particulei de împrăștiere (volumul este cubul lungimii). În al treilea rând, el a presupus că frontul de undă împrăștiat este sferic. Energia transportată de o mică parte a frontului de undă sferică este invers proporțională cu suprafața sferei. (Suprafața unei sfere este de $4\pi r^2$). Deoarece amplitudinea unei unde este proporțională cu rădăcina pătrată a energiei transportate, rezultă că amplitudinea unei sfereice împrăștiate este invers proporțională cu raza frontului de undă.

Raportul dintre amplitudinea unei împrăștiate și cea a unde incidente este adimensională. Deoarece amplitudinea unei împrăștiate este direct proporțională cu volumul particulei (lungimea în cuburi) și invers proporțională cu raza frontului de undă (lungimea), există încă un factor care nu este luat în considerare în numitor, care variază ca o lungime pătrată. Singura altă lungime în această situație este lungimea de undă a luminii, astfel încât amplitudinea împrăștiate trebuie să fie invers proporțională cu pătratul lungimii de undă. Prin urmare, intensitatea împrăștiate (iradianța) este invers proporțională cu a patra putere a lungimii de undă.

$$I_{\text{împrăș}} \approx \frac{1}{\lambda^4}. \quad (4.1)$$

O analiză matematică mult mai detaliată arată că această dependență este caracteristică radiației dipolice în condițiile în care dimensiunea dipolului este mult mai mică decât lungimea de undă a luminii.

Să considerăm intensitatea relativă a împrăstierii Rayleigh I_{rel} pentru hidrogen a luminii albastre comparativ cu lumina roșie $I_{rel} = I_2/I_1$, unde I_2 este intensitatea împrăstierii culorii albastre, iar I_1 este intensitatea împrăstierii culorii roșii.

Am aștepta ca I_{rel} să fie mai mare decât 1, deoarece intensitatea împrăstierii luminii albastre este mai mare decât intensitatea împrăstierii luminii roșii. Din ecuația 4.1, avem

$$I_{rel} = \frac{1/\lambda_2^4}{1/\lambda_1^4} = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^4. \quad (4.2)$$

Lungimea de undă pentru culoarea roșie este de 656 nm , iar pentru culoarea albastră de 486 nm , astfel, pentru împrăștierea Raleigh, intensitatea luminii F albastre împrăștiate este de 3,3 ori mai mare decât cea a luminii C roșii împrăștiate

$$I_{rel} = \frac{656 \text{ nm}}{486 \text{ nm}} = 3,3. \quad (4.3)$$

Fumul care vine de la capătul unei țigări are un aspect albastrui (mai ales atunci când este privit pe un fundal întunecat). Componenta albastră se datorează împrăștierei Rayleigh de către particulele mici de fum. Cu toate acestea, fumul care este expirat de fumător apare alb. Particulele de fum expirate sunt acoperite cu apă și sunt mult mai mari decât lungimea de undă. Acest lucru creează o împrăștiere independentă de lungimea de undă a particulelor mari (optică geometrică). În împrăștierea Rayleigh, lumina transmisă și lumina împrăștiată au un aspect complementar (figura 4.4). Răsăriturile și apusurile de soare apar portocalii sau roșii, deoarece lumina care ajunge la ochiul observatorului a parcurs o cale lungă prin atmosferă și a pierdut mai mult albastru decât roșu (figura 4.3). Culoarea roșie a unui apus de soare este sporită de prezența particulelor mici de praf în atmosfera inferioară. Puteți simula împrăștierea atmosferică plasând câteva picături de lapte într-un pahar limpede de apă și apoi iluminând paharul cu un flash. Lumina transmisă va avea un aspect clar portocaliu, în timp ce lumina dispersată are un slab aspect albastrui.

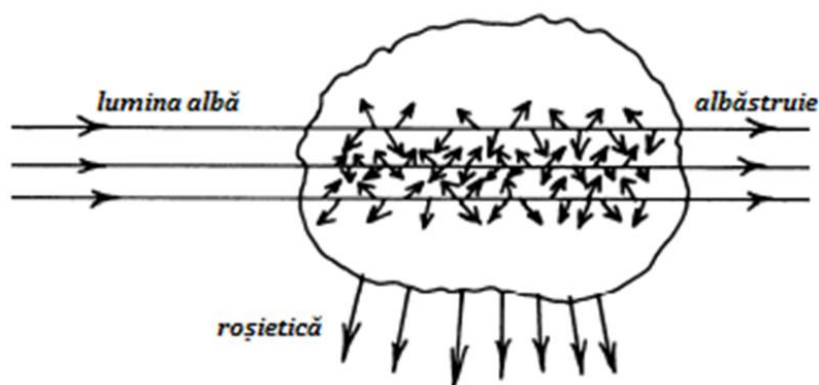


Figura 4.4 Împrăștierea Rayleigh

Împrăștierea Mie este cauzată de polen, praf, fum, picături de apă și alte particule din straturile inferioare a atmosferei. Apare atunci când particulele care provoacă împrăștierea sunt mai mari decât lungimile de undă ale radiației în contact cu ele. Împrăștierea Mie este responsabilă pentru aspectul alb al norilor. Efectele sunt, de asemenea, dependente de lungimea de undă.

Gustave Mie (1868-1957) a dat o formulare matematică generală împrăștierei. Pentru particulele mici, ecuațiile lui Mie descriu împrăștierea Rayleigh. Pentru particulele mari, ecuațiile lui Mie descriu împrăștierea independentă a lungimii de undă. Cu ajutorul computerelor, ecuațiile lui Mie pot fi rezolvate numeric pentru orice altă regiune (de exemplu, dimensiunea particulelor aproximativ cu dimensiunea lungimii de undă). Teoria lui Mie se aplică particulelor care absorb și dispersează. De fapt, Mie și-a dezvoltat teoria pentru a explica culorile soluțiilor de aur coloidal din apă. Particulele de aur cu diametrul de 40 nm formează o soluție care apare roșu în lumina transmisă. Acest efect este folosit și pentru a face sticlă de rubin roșie. Aici efectul se datorează în primul rând absorbției de albastru și verde de către aur, în timp ce lumina împrăștiată este slabă și de culoare galben-verzuie. Particulele de aur cu diametrul de 140 nm formează o soluție care apare albastră în lumina transmisă. Aici absorbția este mai slabă, împrăștierea este mai puternică decât absorbția, iar lumina împrăștiată este roșie. Într-o manieră similară, picăturile de ulei din atmosferă provenite din incendii mari de pădure au dus, în rare ocazii, la apariția unui soare și a lunii albastrui. Acest lucru a fost verificat prin

măsurători de spectroscopie. Este demonstrat faptul că aceasta este originea fenomenului de *lună albastră*.

Împrăștierea neselectivă (moleculară) apare în porțiunea inferioară a atmosferei atunci când particulele sunt mult mai mari decât radiația incidentă. Acest tip de împrăștiere nu depinde de lungimea de undă și este principala cauză de ceață.

4.2 Împrăștierea coerentă

Împrăștierea coerentă are loc odată cu transmiterea luminii prin materiale transparente care sunt neomogene la nivel microscopic, în care particulele sunt mult mai apropiate între ele decât lungimea de undă a luminii. În acest caz apare interferența constructivă și distructivă între undele împrăștiate de diferite particule (soare, becuri etc.).

Condiția de împrăștiere coerentă este îndeplinită atunci când distanța dintre particule este mult mai mică decât lungimea de undă a luminii.

Figura 4.5 prezintă lumina (reprezentată de razele A) incidentă pe o rețea regulată de particule transparente în care distanța dintre particule este mult mai mică decât lungimea de undă a luminii.

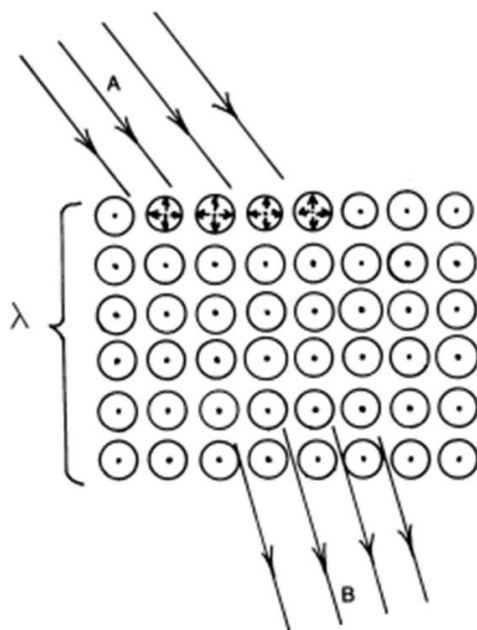


Figura 4.5 Împrăștierea coerentă

Fiecare particulă acționează ca o sursă pentru undele împrăștiate coerente. Undele împrăștiate se propagă spre exterior și peste suprafață. Materialul acționează similar unei rețele de difracție prin aceea că, pentru majoritatea direcțiilor, suprapunerea rezultată a multor unde coerente împrăștiate este o interferență distructivă. Cu toate acestea, două direcții dau interferență constructivă. Una dintre direcțiile de interferență constructivă este paralelă cu lumina incidentă (o componentă împrăștiată spre direcția). Această componentă este defazată la 180° cu partea neîmprăștiată a undei incidente și interferează distructiv cu aceasta. Această interferență șterge porțiunea neîmprăștiată a undei incidente, un rezultat foarte bun, deoarece de obicei nu ne gândim la unda incidentă ca fiind existentă în material. Cealaltă direcție de interferență constructivă este cea dată de legea lui Snell, iar unda împrăștiată rezultantă în această direcție este unda refractată. Această interferență constructivă în unda împrăștiată dă o undă refractată care este defazată în raport cu unda incidentă. Fiecare difuzor succesiv

contribuie cu o componentă suplimentară la schimbarea de fază, făcând astfel să pară că lumina călătorește prin mediu cu o viteză v care este diferită de c . Ne referim la raportul c/v ca fiind indicele de refracție n al mediului. În principiu, putem deduce indicele de refracție n din proprietățile de împrăștiere în mediu. Desigur, este mult mai ușor să folosiți legea lui Snell pentru a o determina. Deoarece împrăștierea Rayleigh este dependentă de lungimea de undă, ne-am putea aștepta acum ca indicele de refracție să aibă și o anumită dependență de lungimea de undă.

Adânc în material, nu există nicio componentă reflectată din cauza interferenței distructive a undelor împrăștiate în direcția luminii reflectate. Cu toate acestea, pe o jumătate de lungime de undă a suprafeței, există mai puține centre de împrăștiere, astfel încât interferența distructivă completă nu are loc în direcția reflectată. De fapt, lumina reflectată provine de la împrăștiere aproximativ într-o zonă de jumătate de lungime de undă a suprafeței. Pentru un material transparent, lumina albastră împrășteie mai mult decât lumina roșie. Pe de altă parte, zona cu jumătate de lungime de undă pentru roșu este mai mare decât cea pentru albastru. Rezultatul este că cantitatea de lumină reflectată de la un material transparent este dependentă de lungimea de undă.

4.2 Împrăștierea intraoculară a luminii

Stroma corneei constă din fibrile de collagen care au un diametru de aproximativ 25 nm și au o distanță între fibrile de 60 nm. Aceste dimensiuni sunt mult mai mici decât lungimea de undă a luminii vizibile, astfel încât teoria *împrăștierii coerente* se aplică corneei transparente. Are loc o anumită împrăștiere reziduală (aproximativ 10%), deoarece interferența distructivă nu este completă. Această lumină împrăștiată (sau reflectată difuz) ne permite să examinăm structura corneei cu o lampă cu fantă.

Endoteliul corneean pompează excesul de apă din corneă în umoarea apoasă. În cazurile de traumatism endotelial, acțiunea de pompare scade și încep să se formeze „lacuri” de apă între fibrele stromale. Odată ce aceste lacuri se apropie de o dimensiune de $1/2$ din lungimea de undă, eficiența interferenței distructive în lumina împrăștiată scade. Aceasta are ca rezultat creșterea împrăștierii, caz în care corneea începe să-și piardă transparența și capătă un aspect cenușiu. Țesutul cicatricial de pe corneă poate apărea de un alb strălucitor din cauza împrăștierii multiple.

În zona sclerală, fibrele de collagen sunt mult mai mari, iar distanța este de aproximativ o lungime de undă. Aici există puțină sau deloc împrăștiere coerentă, iar sclera apare albicioasă din cauza împrăștierii incoerente a particulelor mari. În cazurile de subțiere sclerale, fibrele devin mai mici și sclera capătă un aspect albăstrui datorită împrăștierii unice de tip Rayleigh. De fapt, dacă te uiți cu atenție, vei vedea că cele mai multe sclere normale au un aspect ușor albăstrui datorită unei singure împrăștieri.

O altă diferență între sclera și corneă este că fibrele de collagen din corneea umană sunt așezate în fascicule paralele, în timp ce cele din scleră sunt așezate într-o ordine aleatorie. Cu toate acestea, această regularitate nu pare a fi crucială pentru transparență. În 1967, Goldman și Benedek au observat că zona Bowman foarte groasă a corneei de rechin are un aranjament complet aleator de fibre de collagen și totuși îndeplinește condițiile coerente de împrăștiere pentru transparență.

Cristalinul nu este la fel de transparent ca corneea. Lentila are un pigment ușor galben și, de asemenea, împrășteie mai multă lumină. În formarea cataractei, proteina din cristalin se adună, se formează bazine de lichid, iar acest lucru provoacă o împrăștiere suplimentară. Astfel, o cataractă degradează vederea prin împrăștierea luminii. Pe măsură ce cataracta crește,

cantitatea de împrăștiere crește. Chiar și în cele din urmă, pentru a restabili vederea utilă, cristalinul cataractos trebuie îndepărtat chirurgical.

Vitreul este un compozit dintr-o soluție de acid hialuronic 1% intercalate cu fibre de collagen de aproximativ 10 nm în diametru. Aceste fibre sunt mult mai mici decât fibrele corneene, iar corpul vitros împrășteie doar 0,1% din lumina incidentă. Odată cu vârsta, fibrele vitroase de collagen pot să formează pungi de lichid și se dezvoltă împrăștierea localizată. În acest caz, pacientul raportează că a văzut pete și fire plutitoare. (În unele cazuri, elementele plutitoare pot semăna cu modelele de difracție Fresnel.)

Retina sănătoasă împrășteie aproximativ la fel de multă lumină ca și corneea. Cu toate acestea, atunci când alimentarea cu sânge este întreruptă, integritatea retinei este deteriorată, iar lichidul de edem începe să se colecteze în stratul de fibre nervoase. Acest lucru crește împrăștierea luminii retiniene și acea zonă capătă culoarea unui gri lăptos (denumite clinic pete de vată).

4.3 Dispersia luminii

Am învățat anterior faptul că undă refractată este realizată printr-un proces de împrăștiere coerentă. Unda refractată străbate mediul cu o viteză

$$v = \frac{c}{n} \quad (4.4)$$

unde n este indicele de refracție al mediului. Indicele de refracție este o funcție de frecvență (sau lungimea de undă) a luminii incidente.

Fenomenul care atestă dependentă vitezei radiației electromagnetice de frecvență ale radiației electromagnetice călătoresc printr-un material cu viteze diferite *se numește dispersie*.

Dispersia este responsabilă pentru aberația cromatică. Cu cât indicele de refracție este mai mare, cu atât o undă se propagă mai lent printr-un mediu. Deși viteza luminii în vid este constantă și aceeași pentru toate lungimile de undă, în materiale viteza este diferită pentru diferite lungimi de undă. Aceasta înseamnă că un fulger cu lungimi de undă de lumină albă care călătorește pe o fibră optică, de exemplu, se va separa constant în diferitele sale componente, de obicei, lumina albastră fiind ultima. Această separare se numește dispersie și înseamnă că valorile indicelui de refracție care au fost utilizate în capitolele anterioare ale acestei cărți trebuie, pentru același material, să fie ajustate după referire la lungimea de undă reală a luminii utilizate. Nu există o metodă teoretică precisă pentru calcularea acestor valori și astfel sunt măsurate cu instrumente numite refractometre.

Pentru a măsura unghiul prin care lumina de diferite culori este deviată de o prismă, instrumentul folosit (în scopuri didactice) este spectrometrul (Figura 4.6). Dispunerea instrumentului este prezentată în plan în Figura 4.7. Părțile sale esențiale sunt un colimator, un telescop astronomic, o masă pentru transportul unei prisme și un cerc divizat. Colimatorul, cu o fantă verticală reglabilă, este montat cu axa îndreptată spre axa cercului divizat și este de obicei fix. Telescopul, care are un ocular Ramsden cu linii transversale la focalizare, se rotește într-un plan orizontal în jurul axei cercului și poziția sa este citită pe cerc cu ajutorul unui vernier. Masa cu prisme, care este prevăzută cu șuruburi de nivelare, se rotește și ea în jurul axei cercului, iar în unele instrumente poziția acestuia poate fi de asemenea citită pe cerc cu ajutorul unui vernier. La reglarea spectrometrului, ocularul telescopului este mai întâi focalizat pe liniile transversale, iar telescopul apoi focalizat pe un obiect îndepărtat. Fanta colimatorului este iluminată și telescopul, după ce a fost adus în linie cu colimatorul este reglat prin

deplasarea fantei înăuntru sau în afară până când se formează o imagine clară a fantei în planul liniilor transversale ale ocularului.

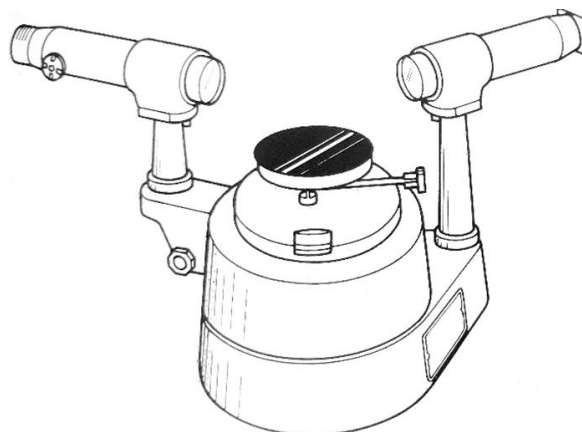


Figura 4.6 Spectrometru

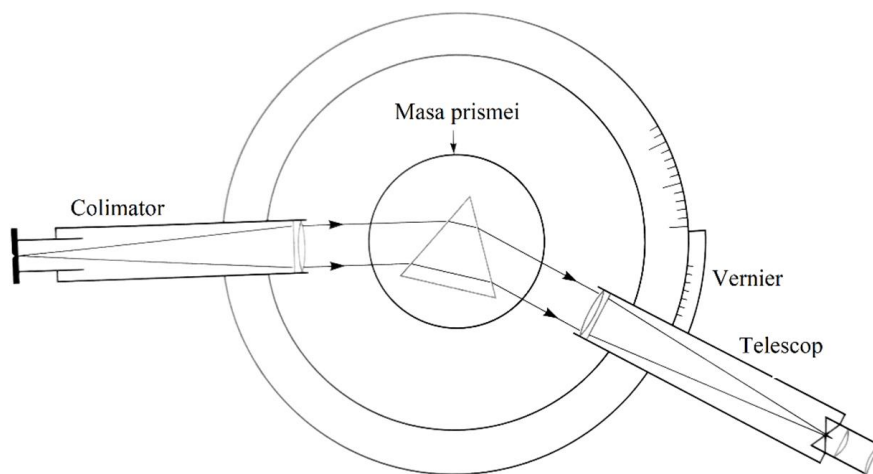


Figura 4.7 Planul spectrometrului

Unghiul prisme poate fi măsurat cu spectrometrul prin oricare dintre următoarele metode:

1. Prisma este plasată pe masa spectrometrului cu fețele sale refractoare verticale și unghiul de măsurat îndreptat spre colimator (Figura 4.8). O anumită cantitate de lumină este reflectată de pe cele două fețe ale prisme, iar unghiul dintre cele două fascicule reflectate este măsurat prin citirea poziției telescopului atunci când o imagine a fantei este recepționată pe liniile transversale, mai întâi prin reflectare la fața MN, iar apoi la fața ME. Se poate dovedi cu ușurință că unghiul dintre aceste două fascicule reflectate este egal cu dublul unghiului prisme.

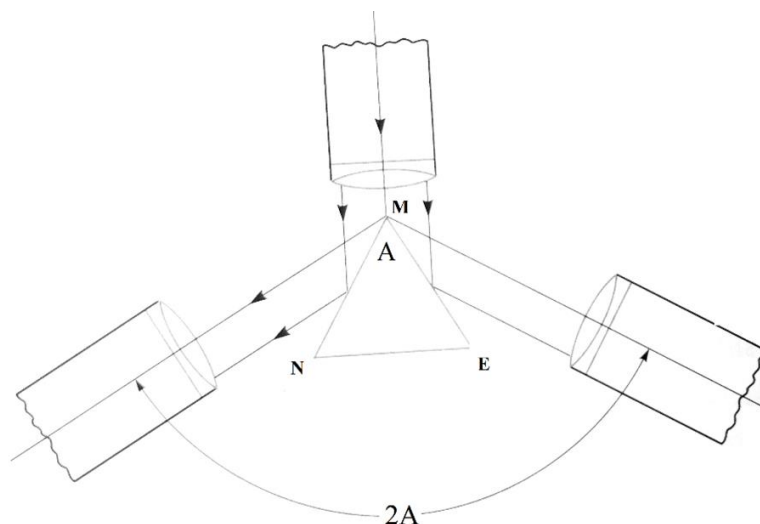


Figura 4.8 Măsurarea unghiului prisme (prima metodă)

2. Telescopul este fixat la un unghi de aproximativ 90° cu colimatorul (Figura 4.9). Prisma este rotită până când pe liniile transversale este primită o imagine a fantei formate prin reflexie la fața ME, iar poziția mesei prisme este citită pe cercul vernierului. Masa prisme este apoi rotită până când imaginea fantei reflectată de pe fața MN cade pe liniile transversale, iar citirea poziției mesei este luată din nou. Unghiul prin care s-a întors masa va fi atunci egal cu $180^\circ - A$, unde A este unghiul prisme.

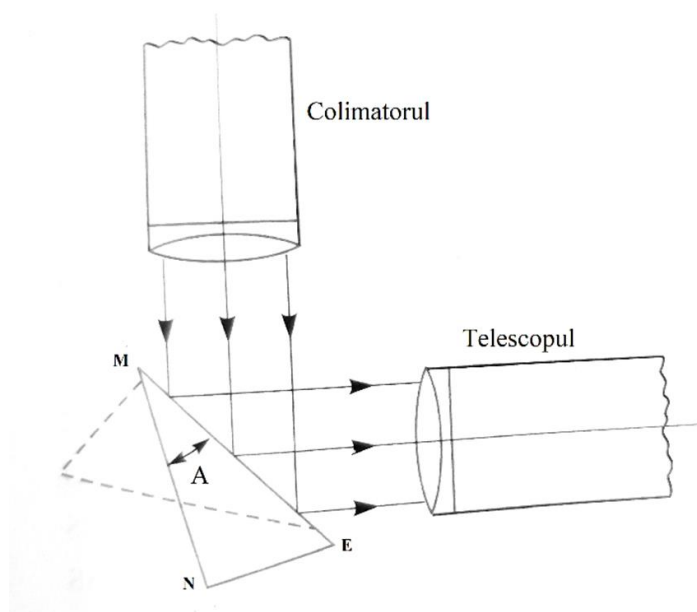


Figura 4.9 Măsurarea unghiului prisme (a doua metodă)

Pentru a determina indicele de refracție al prisme folosind ecuația 4.5, va fi necesar să se măsoare unghiul de abatere minimă; acest lucru se poate face după cum urmează. Fanta colimatorului este iluminată de o sursă care dă lumina pentru care se dorește indicele de refracție, iar telescopul este aliniat cu colimatorul, astfel încât o imagine a fantei să cadă pe liniile transversale. Se face citirea telescopului în această poziție. Prisma, care va avea de obicei

un unghi de refracție de aproximativ 60° , este apoi plasată pe masă cu o față de refracție care face un unghi de aproximativ 45° cu fasciculul de la colimator (Figura 4.10).

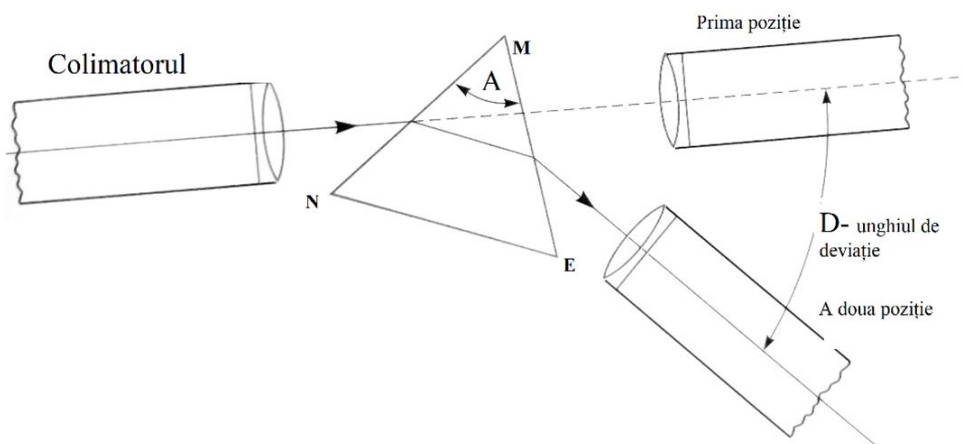


Figura 4.10 Măsurarea unghiului de deviație minimă D

Telescopul este rotit până când se vede o imagine a fantei. Pentru a găsi poziția abaterii minime, prisma este rotită încet în direcția care face ca imaginea să se deplaseze spre prima poziție a telescopului , adică spre direcția nedeviată. Urmărind imaginea cu telescopul, se găsește o poziție în care imaginea începe să se miște în direcția opusă și, prin urmare, aceasta este direcția abaterii minime. Imaginea fantei în această poziție este adusă pe liniile transversale, iar citirea telescopului este luată din nou. Diferența dintre citiri dă unghiul de abatere minimă D, iar indicele de refracție se găsește din ecuația 4.5.

$$n = \frac{\sin \frac{A+D}{2}}{\sin \frac{A}{2}} . \quad (4.5)$$

4.4 Materialele optice de transmisie

În termeni practici, materialele de transmisie precum sticla și apa pot fi ușor distinse de materialele absorbante precum lemnul, metalele și bitumul. De fapt, toate materialele care transmit, de asemenea, absorb și acest lucru este evident mai ales atunci când sunt implicate grosimi mari. Nu există lumină în adâncurile oceanelor, iar transmisia luminii printr-un metru grosime de geam obișnuit ar fi mult mai mică de 50%. Pentru fibrele optice cu transmitere a luminii pentru comunicații, tehnicile de fabricație foarte speciale produc o scădere de 50% pe distanțe de 10 km sau mai mult. Cu toate acestea, ele încă absorb puțină lumină. Pe de altă parte, toate materialele absorbante vor transmite lumină dacă sunt suficient de subțiri. Acest lucru este evident în special în cazul metalelor, care pot fi depuse în vid pe suprafața materialelor care transmit optic. Această secțiune se referă la materiale care pot fi utilizate în sisteme optice și pentru grosimi de până la 100 mm sau aproximativ, având valori de absorbție de doar câteva procente.

Parametrul principal al acestor materiale este indicele lor de refracție și dispersia lor, măsura în care indicele de refracție se modifică în funcție de lungimea de undă. Pentru practic toate materialele transparente, dispersia constă în faptul că indicele de refracție este mai mare

pentru lumina cu lungime de undă mai mică. Aceasta înseamnă că toate componentele optice, cum ar fi lentilele și prisme, deviază lumina albastră mai mult decât lumina roșie.

Există multe tipuri de sticlă optică disponibile de la producătorii de sticlă, iar materialele plastice optice sunt acum utilizate pe scară largă, pentru lentile oftalmice, precum și pentru alte aplicații ușoare. Pentru comoditate, valoarea indicelui de refracție al unui material pentru o lungime de undă din apropierea centrului spectrului vizibil este cunoscută ca indicele său mediu de refracție. Aceasta a fost linia spectrală portocalie scoasă de atomul de sodiu, linia Fraunhofer D, dar aceasta este de fapt o pereche de linii și, deși ușor de obținut în laborator, a fost înlocuită de linia D a heliului, care permite măsurători mai precise. Linia D a heliului are o lungime de undă de 587,56 nm. Producătorii de sticlă citează și indicii de refracție pentru linia E de mercur, care are o lungime de undă de 546,07 nm.

Definiția dispersiei sa schimbat și ea de-a lungul anilor. În forma sa cea mai simplă, este doar diferența în indice de refracție pentru linia albastră a hidrogenului F la 486,13 nm și linia roșie a hidrogenului C la 656,28 nm. Unii producători citează, de asemenea, diferența dintre linia albastră de cadmiu F' la 479,99 nm și linia roșie de cadmiu C la 643,85 nm. Dispersia medie a sticlei este de obicei mai mare pentru ochelarii cu indice de refracție mediu ridicat, dar creșterea dispersiei medii nu este proporțională cu creșterea indicelui mediu de refracție. Acest lucru este ilustrat de cifrele pentru deviația liniilor C, D și F produse de două prisme, una din coroană de sticlă și cealaltă din sticlă flint, unghiurile de refracție fiind astfel încât abaterea minimă pentru linia D este egală în fiecare caz.

	n_C	n_D	n_F
Sticlă obișnuită	1.5150	1.5175	1.5235
Sticlă flint	1.6176	1.6225	1.6349

	D_C	D_D	D_F	$D_F - D_C$
Sticlă obișnuită A=60°	38° 31'	38° 42'	39° 14'	0° 43'
Sticlă flint A=52° 6'	38° 27'	38° 42'	39° 42'	1° 15'

Se vede că în timp ce abaterea medie D_D produsă de cele două prisme este egală, dispersia dintre liniile F și C, $D_F - D_C$, pentru prisma de flint este aproape dublă față de cea obișnuită. Efectul este prezentat schematic în Figura 4.11.

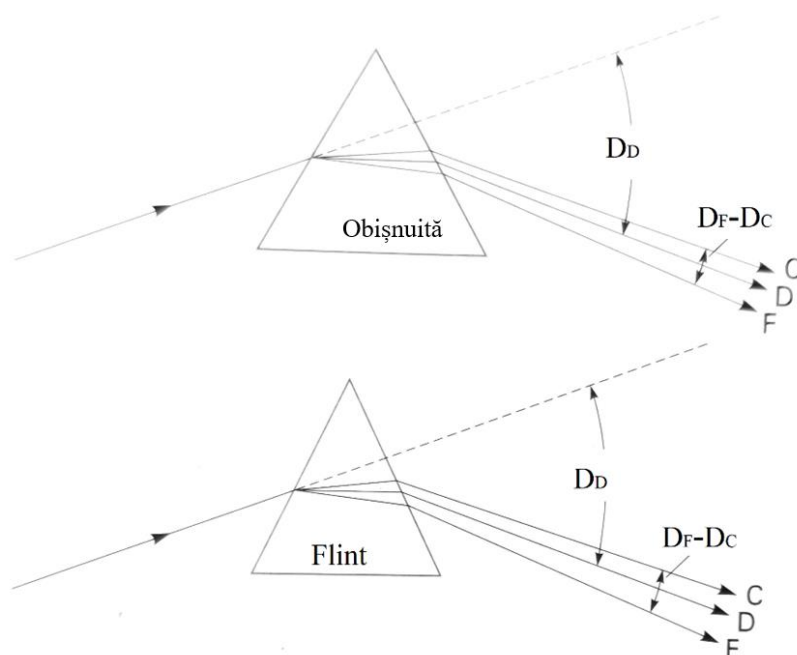


Figura 4.11 Efectele dispersiei în sticlă

Abaterea unei prisme cu unghi mic de refracție pentru linia D este dată de ecuația

$$D_D = (n_D - 1)A \quad (4.6)$$

similar

$$D_F = (n_F - 1)A$$

$$D_C = (n_C - 1)A$$

Dispersia între liniile F și C va fi

$$D_F - D_C = (n_F - n_C)A = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1} D_D$$

Raportul dintre dispersia liniilor C și F și deviația medie este numită *putere de dispersie* sau *dispersie relativă* și are relația

$$\omega = \frac{D_F - D_C}{D_D} = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1} \quad (4.6)$$

În calculul lentilelor și prismelor acromatice este adesea folosită reciproca puterii dispersive. Aceasta se numește *constrință*, dar este denumită și *numărul Abbe* după formula

$$D = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} = D_D \quad (4.6)$$

4.5 Polarizarea luminii cu ajutorul materialelor anizotrope

Majoritatea materialelor optice, cum ar fi sticla, sunt solide *amorfe*. Aceasta înseamnă că moleculele sunt aranjate în mod aleatoriu, iar atomii constituenți nu prezintă aranjament ordonat la distanță lungă, ordine caracteristică compușilor solizi cristalini. Solidele cristaline transparente, care polarizează lumina la trecerea acestora prin ele, se numesc *anizotrope*.

În cele ce urmează ne vom gândi la lumină doar în termenii vectorului său de câmp electric, deoarece doar componenta câmpului electric suferă efectul de polarizare. De obicei, lumina este *nepolarizată*, adică conține un număr foarte mare de mișcări de undă cu vibrațiile câmpului electric în toate direcțiile, în mod aleatoriu. Lentila ochelarilor de soare polarizantă selectează o anumită vibrație a câmpului electric, de-a lungul unui singur plan, și permite ca aceasta să fie transmisă în timp ce absoarbe restul (vezi Figura 4.12).

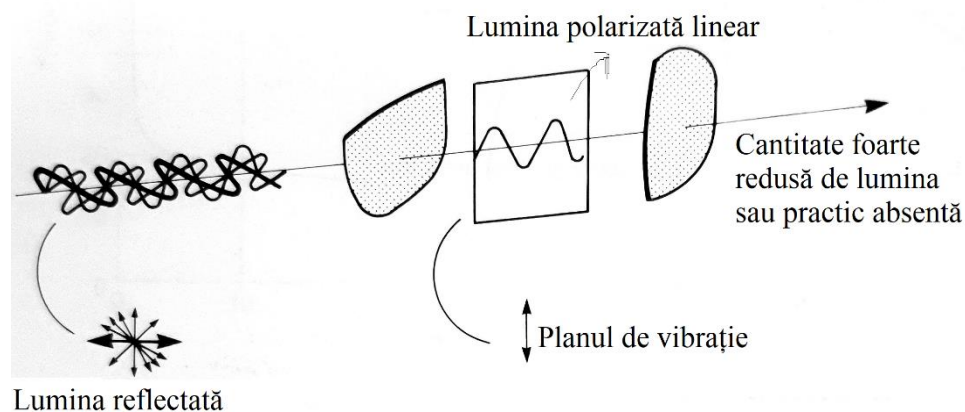


Figura 4.12 Polarizarea luminii în lentilele polarizante

O formă de lumină polarizată este lumina *polarizată liniar*, care apare atunci când câmpul electric al luminii variază într-o singură orientare fixă (într-un singur plan). Termenul „*plan de polarizare*” este folosit pentru a descrie orientarea vectorului câmpului electric, fiind acel plan care conține vectorul electric și direcția de propagare a luminii. Se mai folosește adesea și termenul „*plan de vibrație*”, care va fi utilizat de noi în continuare.

Un sistem optic care generează lumină polarizată din nepolarizare se numește *polarizor*. Polarizorul liniar perfect ar transmite 50% din lumina incidentă nepolarizată în care planurile de vibrație sunt orientate aleatoriu. Când este folosit pentru a examina lumina polarizată sau parțial polarizată, se numește *analizor*. Când două polarizoare sunt utilizate ortogonale ca în Figura 4.12 se spune că sunt încrucișate. Cea mai timpurie formă de polarizoare au fost cristalele *dicroice*, cum ar fi turmalina. Această familie de substanțe are cristale cu structuri lungi și înguste de rețea, care se orientează paralel între ele. Aceasta înseamnă că materialul are o acțiune asupra oricărui fascicul de lumină care îl traversează, care depinde de direcția fasciculului și de orientarea planului de vibrație cu axa cristalelor. Materialul este anizotrop. Este util de a defini o direcție în interiorul cristalului în care efectul nu are loc - aceasta este cunoscută sub numele de *axa optică*. Dacă o placă este tăiată dintr-un cristal de turmalină cu axa optică paralelă cu suprafețele plăcii, un fascicul de lumină nepolarizat care trece prin placă va avea o componentă a vectorilor săi electrici în axa optică și cealaltă perpendiculară pe aceasta. La turmalină, vectorul electric perpendicular pe axa optică este foarte puternic absorbit, în timp ce celălalt este mai puțin. Fasciculul emergent este astfel puternic polarizat cu condiția ca placa să aibă o grosime de câțiva milimetri. Aceste efecte sunt foarte dependente de culoare și astfel turmalina își schimbă culoarea în funcție de unghiul din care este privită: de unde termenul *dicroic*, care înseamnă doar două culori. Dacă placa ar fi tăiată astfel încât lumina care trece prin ea să meargă de-a lungul axei optice, nu ar apărea niciun efect deoarece absorbția ar fi aceeași pentru cele două componente.

Alte cristale prezintă proprietăți similare. Cea mai veche formă de Polaroid a folosit un număr mare de *cristale dicroice herapatite* aliniate pe o folie de plastic. Încă o dată, lumina

nepolarizată are componenta electrică vectorială puternic absorbită atunci când este perpendiculară pe axa optică. Această absorbție selectivă are loc deoarece unii dintre electronii din cristal sunt parțial liberi să se miște într-o direcție perpendiculară pe axa optică, dar nu în unghi drept. Vectorii electrici ai fascicului de lumină incidentă încearcă să stimuleze curenții electrici din material, dar numai cei perpendiculari pe axa optică reușesc și energia electronilor rezultată este absorbită în rețea. O alternativă la cristalele lungi sunt firele paralele lungi sub formă de grilă. Când fascicul incident nepolarizat ajunge în rețea componentele vectorilor electrici care sunt paralele cu firele induc curenți în fire prin antrenarea electronilor de conducție de-a lungul firelor. Acești electroni de conducție pierd energie fie prin ciocnirea cu rețeaua, caz în care lumina este absorbită, fie prin re-radierea în direcția inversă, caz în care lumina este reflectată. Componentele vectorilor electrici care sunt perpendiculari pe rețea nu sunt capabile să genereze curenți electrici prin firele înguste (dacă sunt suficient de înguste) și prin urmare sunt transmise (Figura 4.12). Eficiența acestui dispozitiv ca polarizor depinde în mod critic de raportul dintre lungimea de undă a luminii incidente și distanța dintre fire.

Cel mai obișnuit polarizor liniar nu este polaroidul dicroic descris mai sus, ci o dezvoltare ulterioară, un polaroid format dintr-o foaie de alcool polivinilic care este încălzită și întinsă într-o direcție. Acest proces îi aliniază moleculele lungi de hidrocarburi. Când foaia este scufundată într-o soluție de iod, iodul se atașează de moleculele lungi, formând lanțuri conductoare lungi aliniate, care acționează ca firele. Acestea sunt separate prin distanțe de dimensiuni moleculare, astfel încât grila se polarizează în vizibil, deși este mai puțin bună la capătul albastru al spectrului.

Birefrința este o altă proprietate a cristalelor anizotrope în care electronii se pot mișca cu diferite cantități de libertate în direcții diferite. Un exemplu în acest sens este *calcitul* sau *spatul de Islanda*, care este o formă cristalină de carbonat de calciu (CaCO_3). Calcitul are o axă de simetrie care este o axă optică. În această direcție, cristalul apare simetric și, prin urmare, aparent izotrop. Toate celelalte direcții sunt asimetrice, iar cristalul este anizotrop de-a lungul acestora. Anizotropia ia forma a doi indici de refracție. Când un obiect apropiat este privit printr-un romb de calcit, sunt văzute două imagini și, la rotirea rombului în direcția vizuală, se vede că o imagine rămâne staționară în timp ce cealaltă se mișcă în jurul ei. Linia care unește cele două imagini va fi întotdeauna paralelă cu direcția axei optice.

Deoarece calcitul are o singură direcție de efect zero, acesta aparține unei clase numite *cristale uniaxiale*. Cele două tipuri de raze care dau naștere imaginii duble sunt numite *raze ordinare* (razele o) și *raze extraordinare* (razele e). Figura 7.13 arată cum un fascicul de lumină nepolarizată care cade normal pe o suprafață a rombului este dublu refractat în două fascicule. Raza obișnuită se comportă ca și cum materialul ar fi izotrop, ca în cazul sticlei. Raza extraordinară se comportă diferit, schimbându-și direcția la intrarea în cristal, chiar dacă lumina incidentă este normală la suprafață. Se constată că aceste raze sunt polarizate liniar în planuri perpendiculare între ele. Măsurând unghiul de refracție al razelor ordinare și extraordinare pentru diferite unghiuri de incidență, constatăm că $\sin i / \sin i'$ este o constantă pentru raza obișnuită, dar variază cu unghiul de incidență pentru raza extraordinară. Prin urmare, concluzionăm că viteza luminii și indicele de refracție al cristalului sunt constante în toate direcțiile pentru raza obișnuită, dar diferă în direcții diferite pentru raza extraordinară. Numai de-a lungul axei optice a cristalului cele două viteze vor fi egale.

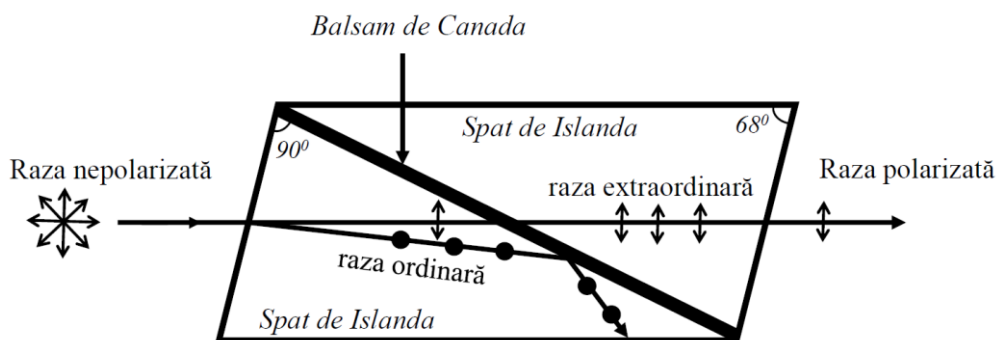


Figura 4.13 Polarizarea luminii prin dubla refracție în calcit

4.6 Polarizare prin împrăștiere și reflexie

Această secțiune tratează efectele de polarizare care nu depind de structurile cristaline asimetrice. Aici asimetria necesară este asigurată de geometria situației. Lumina este împrăștiată de atomi, molecule și particule care pot vibra în rezonanță sau aproape de rezonanță cu frecvența luminii.

Lumina împrăștiată poate deveni complet sau parțial polarizată din aceleași motive care se aplică luminii reflectate. Figura 4.14 arată lumina nepolarizată incidentă pe un mediu de împrăștiere. Punctele reprezintă componenta care vibrează perpendicular pe planul hârtiei. Această lumină creează o vibrație dipol în centrul de împrăștiere, iar dipolul radiază maxim în planul hârtiei (inclusiv punctele A, B și C). Săgețile verticale cu două capete reprezintă cealaltă componentă de polarizare a luminii incidente. Această componentă stabilește o vibrație dipol cu o axă verticală. Deoarece dipolii nu radiază de-a lungul axelor lor, nu are loc nicio re-radiere în direcția verticală (punctul B). Astfel, lumina împrăștiată care ajunge la punctul B este polarizată perpendicular pe planul hârtiei. În alte puncte (de exemplu, A și C), lumina împrăștiată este parțial polarizată.

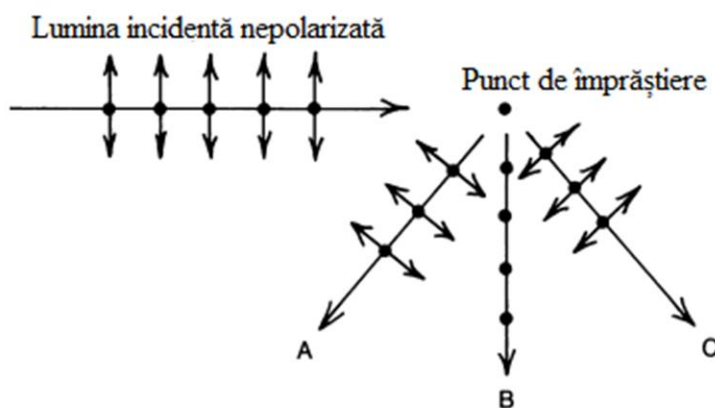


Figura 4.14 Geometria polarizării luminii prin împrăștiere

Lumina poate fi polarizată parțial sau complet prin reflexia specifică a dielectricilor. Oricine s-a uitat prin ochelari de soare polaroid la reflexia soarelui din apă a observat probabil acest efect. Este necesar doar să înclinăm capul dintr-o parte în alta, astfel înclinând polaroidurile, pentru a observa schimbările de intensitate în lumina reflectată care este transmisă prin polaroid. Putem folosi Figura 4.15 pentru a ajuta la înțelegerea de ce lumina reflectată poate fi parțial sau complet polarizată. Lumina nepolarizată în mediul cu indice de refracție n_1 cade pe suprafața plană a mediului cu indice de refracție n_2 . Figura 4.15 prezintă

cazul în care unghiul dintre raza refractă și raza reflectată este de 90° . Lumina incidentă nepolarizată poate fi rezolvată în două componente perpendiculare: una oscilantă perpendiculară pe hârtie (reprezentată prin puncte) și cealaltă oscilând în planul indicat de săgețile cu două capete.

Lumina reprezentată de puncte creează vibrații dipol în zona de suprafață a celui de-al doilea mediu. Axa acestor dipoli este perpendiculară pe planul hârtiei și astfel dipolii re-radiază maxim în acel plan. Lumina reprezentată de săgețile cu două capete creează vibrații dipol care sunt în același plan cu săgețile. Axele acestor dipoli sunt paralele cu direcția luminii reflectate. Deoarece dipolii nu radiază de-a lungul axelor lor, nici-o lumină nu este re-radiată în direcția reflectată. Prin urmare, nu are loc nicio reflexie pentru această componentă a luminii incidente. Astfel, atunci când direcția reflectată este perpendiculară pe direcția refractă, lumina care este reflectată este plan polarizată în planul suprafeței. Unghiul incident la care se întâmplă acest lucru este denumit *unghiul lui Brewster*.

Dacă se îndeplinește condiția, că tangenta unghiului de incidență i este egală cu indicele de refracție n al mediului, de la suprafața căruia se reflectă lumina, atunci are loc polarizarea totală a luminii reflectate – legea lui Brewster, care se exprimă astfel:

$$\operatorname{tgi} = n \quad (4.7)$$

Raza refractată la respectarea legii lui Brewster este parțial polarizată, totodată gradul de polarizare este maxim. Aplicând formula (4.7) și legea refracției (legea lui Snell), se poate demonstra că la polarizarea totală a luminii reflectate, unghiul dintre raza reflectată și cea refractată este egal cu 90° (Fig.4.15).

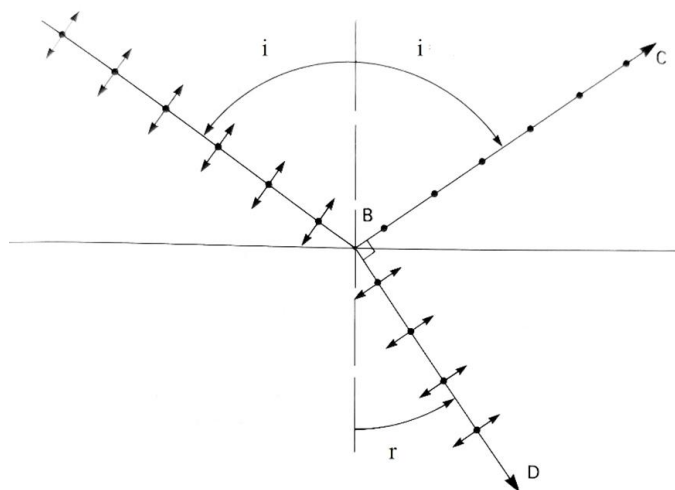


Figura 4.15 Polarizarea luminii prin reflexie și refracție

Ochelarii de soare Polaroid cu o axă de transmisie verticală nu transmit lumina polarizată orizontal reflectată la unghiul lui Brewster de pe suprafețele orizontale plate. Astfel de ochelari de soare reduc strălucirea care apare din reflexia speculară din apă și de pe drumuri. Acești ochelari de soare nu reduc strălucirea cauzată de reflexiile de pe o suprafață verticală, cum ar fi ferestrele clădirilor de birouri. În timp ce reflexia speculară tinde să polarizeze lumina, reflexia difuză nu o face. De fapt, lumina polarizată care este reflectată difuz este depolarizată.

5. COMPORTAMENTUL GEOMETRIC AL LUMINII

- 5.1 Surse punctiforme, fronturi de undă și raze de lumină
- 5.2 Fronturi de undă convergente și imagini punctiforme
- 5.3 Fronturi de undă divergente și unde plane
- 5.4 Vergența frontului de undă
- 5.5 Modificarea vergenței în raport cu poziția frontului de undă în aer
- 5.6 Vergența frontului de undă ce se propagă într-un mediu optic
- 5.7 Probleme rezolvate
- 5.8 Probleme spre rezolvare

5.1 Surse punctiforme, fronturi de undă și raze de lumina

Teoria opticii geometrice a formării imaginii este bazată pe conceptul de surse punctiforme și imagini punctiforme. Să considerăm o sursă punctiformă izolată într-un mediu uniform. Sursa punctiformă izolată emite unde luminoase în mod egal în toate direcțiile, iar undele se propagă în mediu departe de sursă cu aceeași viteză. Undele luminoase care provin de la sursa de lumină punctiformă sunt reprezentate de fronturile de undă din Figura 5.1 a. Deoarece fronturile de undă se propagă departe de sursă cu aceeași viteză în toate direcțiile, acestea sunt considerate drept unde de formă sferică. Fiecare front de undă sferică divergent este centrat la sursa punctiformă.

Figura 5.1b prezintă o sursă punctiformă încorporată în suprafața unui perete. Sursa punctuală încorporată emite lumină în toate direcțiile permise geometric. În cazul sursei punctiforme încorporate, fronturile de undă divergente servesc drept părți ale sferelor concentrice centrate pe sursa punctiformă

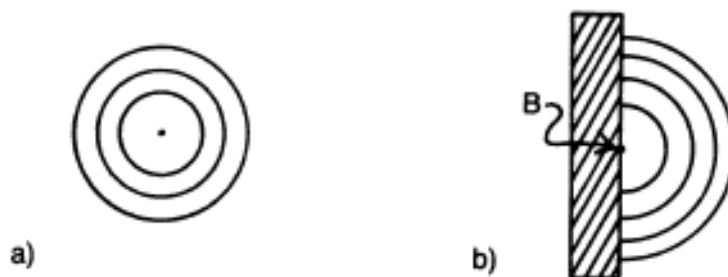


Figura 5.1 a) Unde divergente care provin de la o sursă punctiformă izolată b) Unde divergente care provin de la o sursă punctiformă încorporată într-un material.

Dacă mediul nu este uniform, atunci fronturile de undă nu se vor propaga cu viteze egale. Figura 2.2 prezintă o situație în care jumătatea inferioară a mediului este uniformă, dar jumătatea superioară este neuniformă. Indicele de refracție din jumătatea superioară a mediului scade în funcție de distanța verticală deasupra sursei punctuale. În timp ce fronturile de undă din jumătatea inferioară a mediului sunt sferice, fronturile de undă din jumătatea superioară a mediului își pierd sfericitatea, deoarece undele care se propagă în sus se mișcă mai rapid decât undele care se propagă în exterior sau în jos.

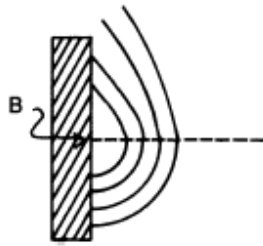


Figura 5.2 Propagarea frontului de undă într-un mediu neuniform (partea de sus) și uniform (partea de jos).

O rază de lumină este definită ca o traiectorie ortogonală la fronturile de undă. Razele de lumină se trasează astfel încât să fie perpendicular pe fiecare front de undă considerat. Figura 2.3 reprezintă razele de lumină pentru frontul de undă din Figura 5.2. Deoarece mediul nu este uniform în jumătatea superioară a Figurii 2.3, fronturile de undă respective nu sunt sferice. Deoarece fronturile de undă nu sunt sferice, razele sunt curbate în loc de drepte, chiar dacă sunt trasate perpendicular pe fiecare front de undă. Aceste raze curbate sunt de tipul care pot apărea în miraje, refracțiile atmosferice sau anumite tipuri de materiale optice. În jumătatea inferioară a Figurii 5.3, mediul este uniform, astfel încât fronturile de undă posedă o formă sferică. În consecință, razele formează linii drepte îndreptate de la sursa punctiformă.

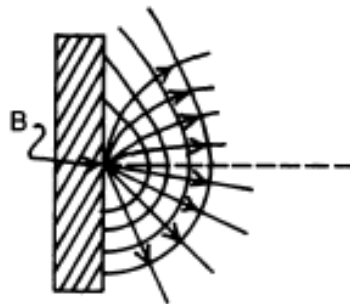


Figura 5.3 Propagarea razelor de lumină într-un mediu neuniform (partea de sus) și uniform (partea de jos).

Razele și fronturile de undă oferă informații de schimb dintre acestea. Când sunt cunoscute pozițiile fronturilor de undă, se pot trasa mersul razelor. În schimb, atunci când sunt cunoscute pozițiile razelor, se pot reprezenta schematic fronturile de undă. Discutând despre optica formării imaginii, conceptual uneori este mai ușoară utilizarea razelor, în timp ce alteori utilizarea fronturilor de undă.

În majoritatea situațiilor, razele reprezintă direcția în care se deplasează energia electromagnetică propagată de undă. Excepție apare în propagarea luminii prin anumite cristale anizotrope.

Situațiile de interes major din această carte sunt acelea care implică un mediu izotrop și omogen. Prin urmare, fronturile de undă divergente de la o sursă punctiformă au o formă sferică, iar razele corespunzătoare sunt linii drepte orientate departe de sursa punctiformă. Totalitatea de raze sau fronturi de undă care provin de la o singură sursă punctiformă se numește *grup* (mănunchi) *homocentric* (sau *monocentric*) de raze luminoase. O secțiune transversală a unui grup homocentric și sursa sa punctiformă se numește *creion de lumină* (Figura 5.4).



Figura 5.4 Propagarea neuniformă a luminii de la o sursă punctiformă reprezentată prin a) fronturi de unde și raze divergente b) raze.

5.2 Fronturi de undă convergente și imagini punctiforme

Sistemul de imagini ideale preia fronturile de undă sferice divergente și le transformă în fronturi de undă sferice convergente. Fronturile de undă de ieșire ulterior converg către un anumit punct așa cum este reprezentat schematic în Figura 5.5 a. Acest punct se numește punct imagine or imagine punctiformă. Figura 5.5a reprezintă procesul de imagistică în ceea ce privește fronturile de undă, Figura 5.5b reprezintă razele, precum și fronturile de undă, iar Figura 5.5c doar razele luminoase.

Fronturile de undă convergente de ieșire reprezentate în Figura 5.5 a, sunt toate părți ale sferelor concentrice. Fiecare fronturile de undă este centrat pe același punct. Lumina convergentă care părăsește sistemul formează imaginea punctului și apoi se îndepărtează de aceasta. Deoarece fronturile de undă convergente sunt sferice, razele care părăsesc sistemul sunt linii drepte care indică punctul de imagine (așa cum se arată în figurile 5.5b și c). Razele rămân drepte și după ce trec prin punctul de imagine diferă de aceasta.

Dacă considerăm un sistem optic cu apertură circulară, atunci un ecran plasat în fața punctului imagine ar prezenta o zonă luminoasă circulară pe aceasta (de exemplu, în poziția A din Figura 5.5 c). Zona circulară luminoasă se numește *cerc umbrit*. Razele exterioare specifică diametrul cercului umbrit. Pe măsură ce ecranul este mutat în poziția imaginii (poziția B din Figura 5.5 c), cercul umbrit scade în dimensiune și devine un punct. Când ecranul este deplasat departe de poziția imaginii (de exemplu, spre poziția C din Figura 5.5 c), cercul umbrit crește în dimensiune.

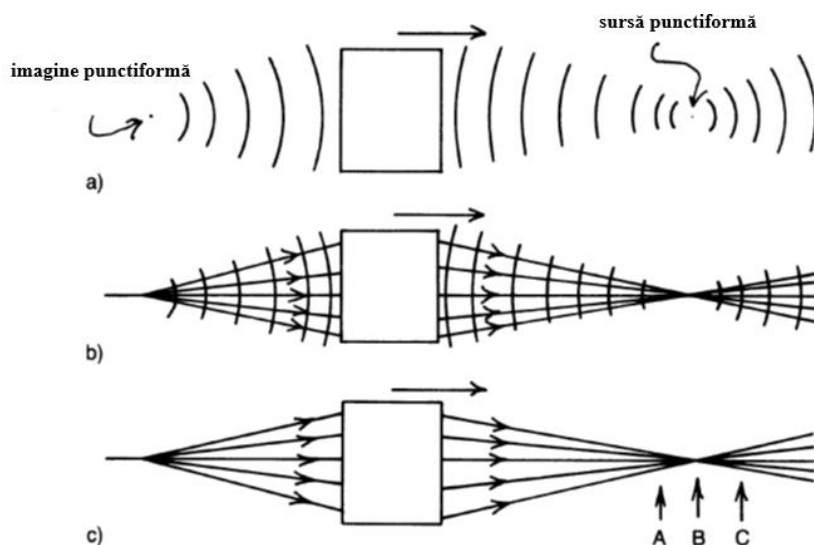


Figura 5.5 Formarea imaginii punctiforme printr-un sistem optic. Reprezentarea prin a) fronturi de unde b) fronturi de unde și raze c) raze.

După cum este bine cunoscut în domeniile exacte, teoriile sunt de fapt modele ale lumii reale. Conceptul imaginii punctiforme apare în modelul reprezentat de teoria opticii geometrice. În lumea reală apar doar imagini punctiforme aproximative. Aceasta apare din motivul că sistemul optic nu este perfect, astfel încât fronturile de undă convergente care parăsesc obiectul să nu fie perfect sferice și să nu formeze o imagine punctiformă perfectă. Astfel de abateri de la perfecțiune se numesc aberații și vor fi discutate.

Conform principiilor optice, lumina se propagă prin spațiu (medii) sub formă de unde care se supun efectelor de difracție. Toate sistemele optice se comportă asemenea unei fante (apertură) sau sistem de fante. Chiar și o lentilă de ochelari posedă o dimensiune finită și prin urmare aceasta funcționează ca o fantă prin care are loc difracția luminii. Aperturile de dimensiuni finite provoacă o anumită difracție a undelor luminoase, ceea ce împiedică formarea unei imaginii punctiforme perfecte. Cu toate acestea, în multe cazuri, diafragmele sunt mult mai mari decât lungimea de undă a luminii, iar efectele de difracție sunt atât de mici încât imaginea poate fi considerată punctiformă.

În consecință, teoria opticii geometrice este extrem de utilă în descrierea procesului de formare a imaginii, chiar dacă se neglijează difracția. Comportamentul unui sistem cu diafragme mici începe să devieze în cele din urmă de la descrierea opticii geometrice.

În continuare, presupunem că fenomenul de difracție este neglijabil, iar fronturile de undă care părăsesc un sistem optic sunt fronturi de undă sferice. Această ipoteză este valabilă pentru regiunile din apropierea axei optice principale ale sistemului optic, sau pentru regiunile în care aproximarea paraxială este valabilă. Aproximația dată semnifică că rază de lumină să se propage într-o vecinătate mică de axă și să formeze un unghi mic cu aceasta. Când această condiție este îndeplinită, se folosește ideea unghiurilor mici pentru care are loc refracția razelor paraxiale.

5.3 Fronturi de undă divergente și unde plane

Toți cei care au condus o mașină sau au mers cu bicicleta sunt familiarizați intuitiv cu noțiunea de curbura. Trebuie să încetiniți viteza mașinii sau bicicletei pentru a manevra un viraj curbat mai puternic. Pe de altă parte, se poate accelera viteza în cazul unei curbe largi.

Să considerăm fronturile de undă divergente reprezentate în Figura 5.6. Fiecare dintre fronturile de undă fac parte dintr-o sferă centrată pe sursa punctiformă. Fronturile de undă mai apropiate de sursa punctului au o curbura mai mare, în timp ce fronturile de undă mai îndepărtate de sursa punctiformă au o curbura mai mică. De fapt, frontul de undă îndepărtat de sursa punctiformă face parte dintr-o sferă extrem de mare și în regiunea apropiată de observator este aproape plat.

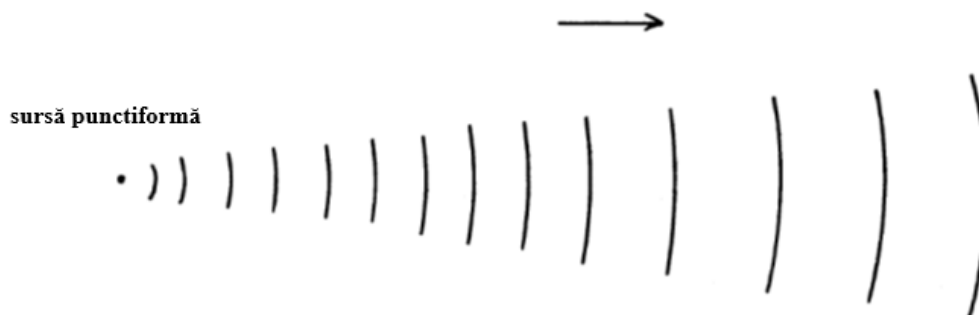


Figura 5.6 Front de undă divergent. Fiecare front de undă este centrat în raport cu sursa punctiformă.

Din Figura 5.6, este clar că fronturile de undă sferice divergente își pierd curbura pe măsură ce se îndepărtează de sursa punctiformă. Într-o regiune fixată, departe de sursa punctului, fronturile de undă sunt plane. În așa regiuni ale spațiului fronturile de undă devin foarte plane, și sunt denumite unde plane. Când obiectul este suficient de departe, astfel încât undele care se propagă de la acesta să poată fi considerate unde plane, se spune că obiectul se află la infinit ori se consideră obiect punctiform.

Figura 5.7 a reprezintă un alt caz al undei plane. Fronturile de undă din dreapta sunt efectiv plane, deoarece au parcurs o distanță suficient de mare de la sursa punctiformă. Figura 5.7b descrie reprezentarea prin unde și raze. Când fronturile de undă sunt plane, atunci razele trasate perpendicular pe fronturile de undă sunt paralele între ele. Aceste raze paralele pot fi considerate a fi slab divergente. Cu toate acestea, în regiunea undei plane gradul de divergență este atât de mic încât razele sunt efectiv paralele între ele. Chiar dacă aceste raze sunt paralele, ar trebui să ținem cont de faptul că provin de la surse punctiforme situate la infinitul optic.

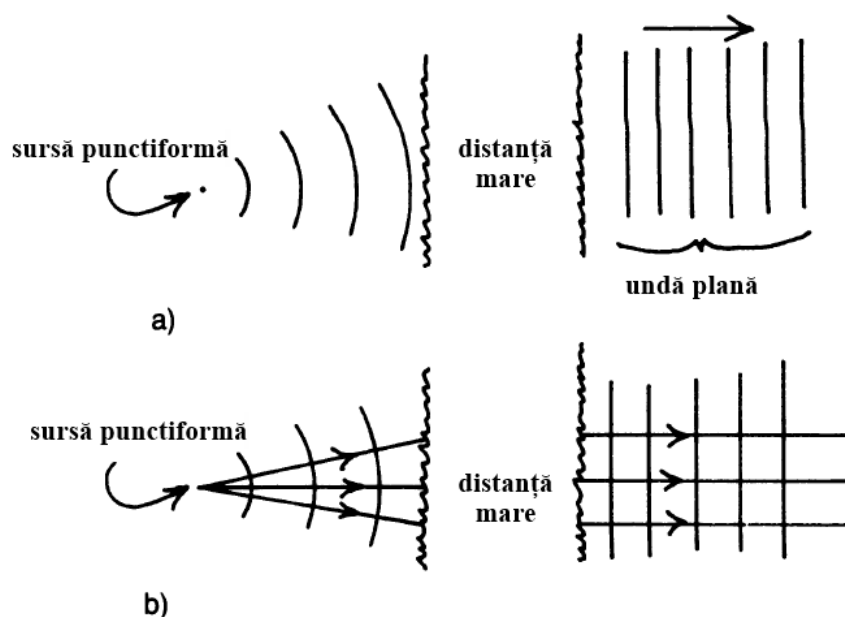


Figura 5.7 Propagarea undei plane ce provine de la o sursă punctiformă de lumină. Reprezentarea prin a) fronturi de undă b) fronturi de undă și raze.

Figura 5.8 a reprezintă fronturi de undă sferice convergente care părăsesc un sistem optic. Fiecare dintre fronturile de undă convergente este sferic și centrat pe punctul imaginii. Fronturile de undă convergente formează curbura pe măsură ce se îndepărtează de sistemul optic către punctul imagine. Corespunzător, cu cât fronturile de undă sunt mai aproape de punctul imagine, cu atât este mai mare curbura frontului de undă.

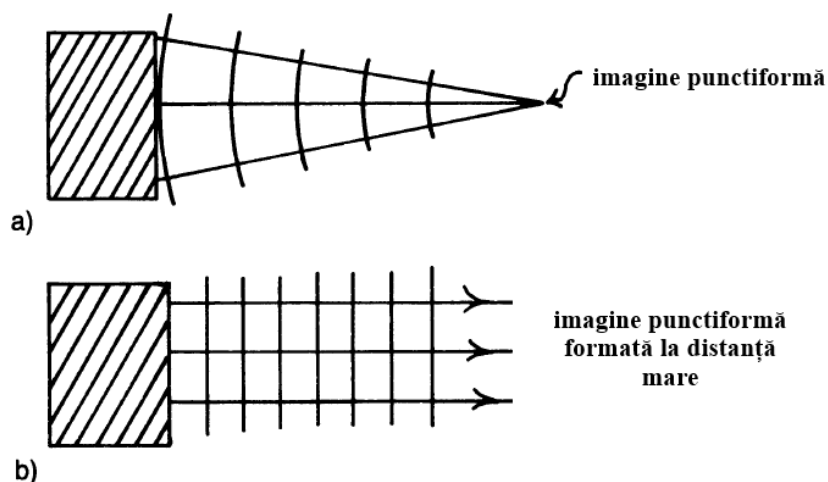


Figura 5.8 a) Convergența fasciculului luminos propagat printr-un sistem optic b) fascicul luminos slab convergent propagat printr-un sistem optic

Să presupunem că lumina care se propagă de la un sistem optic este slab convergentă. În acest caz, fronturile de undă convergente care părăsesc sistemul au cea mai mică curbura, iar punctul imagine, care este situat în centrul de curbură al frontului de undă convergent, este extrem de departe. Astfel, punctul imagine este la infinitul optic și este convenabil să aproximăm fronturile de undă slab convergente cu unde plane. Razele care reprezintă lumina sunt într-adevăr slab convergente și pot fi considerate paralele între ele, cel puțin în regiunea apropiată sistemului optic.

5.4 Vergența frontului de undă

Indicele de refracție al vidului este prin definiție exact 1. Indicele de refracție al aerului este puțin mai mare (de obicei 1.0003). Deoarece diferența este destul de mică se presupune că indicele aerului este egal cu 1.

După cum sa discutat în paragrafele anterioare, fronturile de undă asociate cu obiectele punctiforme și imaginile punctiforme sunt sferice. Curbura unei sfere se reprezintă prin inversul razei sferei. În aer, curbura frontului de undă sferică este direct legată de gradul de convergență sau divergență a luminii în anumită poziție a frontului de undă.

Măsura cantitativă a gradului de convergență sau divergență a luminii în aer într-o anumită poziție se numește *vergența luminii*. În cazul luminii care se propagă în aer, vergența la o anumită poziție este egală cu curbura frontului de undă (R) la acea poziție. Unitatea de măsură pentru vergență este *dioptria* (D), care este dimensional egală cu inversul unui metru (m). Dacă notăm prin L vergența luminii într-un anumit punct al spațiului, atunci R va reprezenta curbura frontului de undă în acea poziție și r raza de curbură a frontului de undă.

Matematic aceasta poate fi scris:

$$L = R = \frac{1}{r} \quad (5.1)$$

Pentru a distinge lumina convergentă de lumina divergentă se utilizează noțiunea de vergență pozitivă și negativă. Pentru lumina divergentă se folosește o valoare de vergență negativă și pentru lumina convergentă se utilizează o valoare de vergență pozitivă. Ecuația 5.1 poate fi plasată în valori absolute și apoi utilizate pentru a obține mărimea vergenței.

Semnul corespunzător plus sau minus poate fi apoi introdus în funcție de faptul dacă lumina converge sau diverge.

Alternativ, se poate de măsurat distanța r până la poziția frontului de undă ulterior se stabilește semnul plus or minus. Prin convenția semnelor este stabilit ca, dacă distanța de la frontul de undă la centrul de curbură al frontului de undă este în aceeași direcție în care se propagă lumina, atunci r este pozitiv. Dacă distanța direcționată de la frontul de undă la centrul de curbură al frontului de undă este opusă direcției de propagare a luminii, atunci r este negativă. În acord cu aceste afirmații putem menționa că r este întotdeauna negativ pentru un front de undă divergent și pozitiv pentru frontal de undă convergent.

În figura 5.9 a) este reprezentat un front de undă divergent care se propagă de la stânga spre dreapta. Centrul de curbură al frontului de undă divergent se află în punctul C, care este în stânga frontului de undă. Distanța direcționată de la frontul de undă până la centrul său de curbură este opusă direcției de propagare a frontului de undă, prin urmare r este negativ. În Figura 5.9 b) corespunde cazul propagării frontul de undă convergentă, direcția fiind aceeași. În acest caz, centrul de curbură al frontului de undă convergent este în punctul C, care este în dreapta frontului de undă. Distanța direcționată de la frontul de undă la punctul C este în aceeași direcție în care lumina se propagă, deci r este pozitivă. Corespunzător putem afirma că raza de curbură, curbura și vergența frontului de undă sunt negative pentru lumina divergentă și pozitive pentru lumina convergentă. Notă, atribuția fundamentală a fost că frontul de undă divergentă are o vergență negativă, iar frontul de undă convergentă are o vergență pozitivă.



Figura 5.9 a) front de undă divergent ce se propagă spre dreapta b) front de undă convergent ce se propagă spre dreapta

Să considerăm un set de fronturi de undă divergente după cum este reprezentat în figura 5.10. Deoarece fronturile de undă sunt divergente, vergența fiecărui front de undă va fi negativă. Pentru frontul de undă care este pozițional la o distanță de 5 cm sau 0,05 m de sursa punctiformă, r este opus direcției de propagare a luminii, respectiv este negativ. Prin urmare, r este egal cu -0.5 m, iar vergența se calculează după cum urmează:

$$L = \frac{1}{-0.05m} = -20.00 D.$$

Pentru frontul de undă care este pozițional la distanța de 25 cm, r este -0.25, iar vergența

$$L = \frac{1}{-0.25m} = -4.00 D.$$

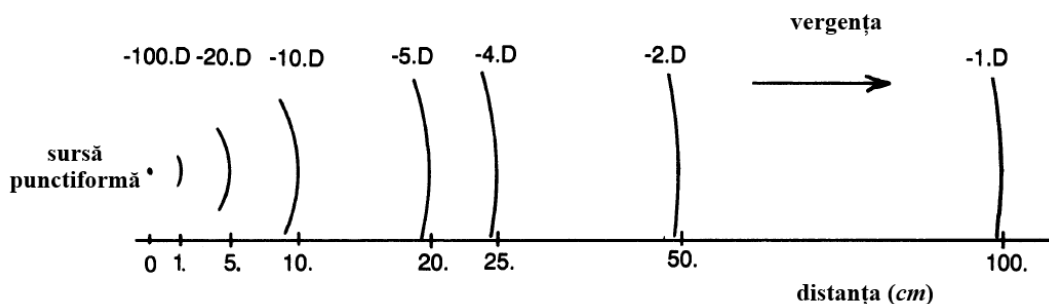


Figura 5.10 Vergența diferitor fronturi de undă divergente care provin de la o sursă punctiformă

În Figura 5.11, centrul de curbură al fiecărui front de undă convergent se află la diferite distanțe de poziția imaginii punctiforme. Deoarece lumina converge, vergența fiecărui front de undă este pozitivă. Frontul de undă din stânga este poziționat la 1 m de imaginea punctului. Distanța direcționată de la frontul de undă la imaginea punctiformă este în direcția în care lumina se propagă, prin urmare r este egal cu +1 m, iar vergența poate fi calculată:

$$L = \frac{1}{+1m} = +1.00 D.$$

Următorul front de undă este situat la distanța de 0.5 m de imaginea punctiformă la care vergența este egală cu

$$L = \frac{1}{+0.5m} = +2.00 D.$$

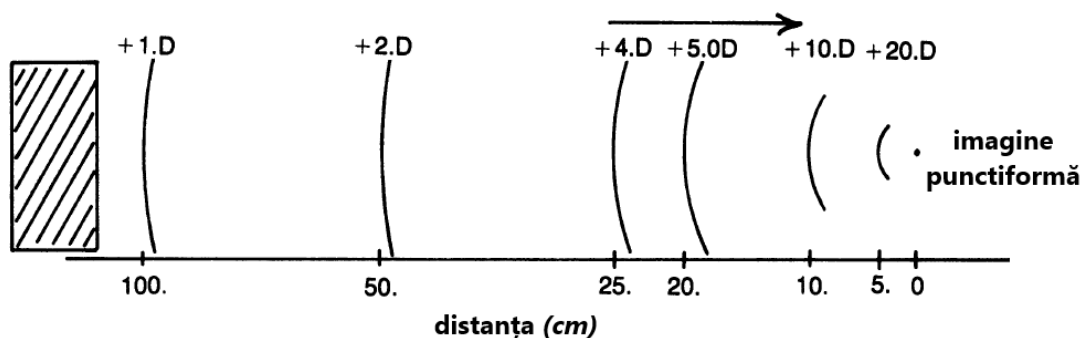


Figura 5.11 Vergența diferitor fronturi de undă care converg spre o imagine punctiformă

Deseori din cauza comodității, distanțele metrice sunt exprimate în centimetri (cm) sau în milimetri (mm), în loc de metri. Însă pentru a calcula vergența este necesar de transformat distanțele în metri. Cu toate acestea, uneori este mai rapid și mai ușor de folosiți în ecuația vergenței așa numitul *factorul de conversie*.

Să presupunem că raza de curbură r a unui front de undă sferic este exprimat în centimetri. Dacă introducem factorul 100 cm/m, ecuația 5.1 capătă forma:

$$L = \frac{1}{r/(100 \text{ cm/m})}$$

or

$$L = \frac{100 \text{ cm/m}}{r(\text{exprimat în cm})}.$$

Din această relație se observă că factorul de conversie poate fi scris la numărător.

Să considerăm un front de undă divergent situat la distanța de 5 cm de sursa punctiformă de lumină (vezi Fig. 5.10). Deoarece $r = -5$, relația pentru vergență va avea forma:

$$L = \frac{100 \text{ cm/m}}{-5 \text{ cm}} = -20.00 \text{ D}.$$

Similar se poate calcula pentru frontul de undă situat la 25 cm de sursa punctiformă:

$$L = \frac{100 \text{ cm/m}}{-25 \text{ cm}} = -4.00 \text{ D}.$$

În tabelul 5.1 sunt calculate valorile vergenței pentru diferite poziții ale frontului de undă divergent de sursa punctiformă. După cum poate fi observat, valoarea vergenței se apropie de zero pe măsură ce fronturile de undă se deplasează de sursa punctiformă. Acesta este rezultatul creșterii razei de curbură a undelor divergente pe măsură ce se îndepărtează de sursa punctiformă (Figura 5.10). Pentru distanțe suficient de mari, vergența este efectiv zero și undele sunt considerate drept *unde plane*. În așa caz poziția frontului de undă se consideră la infinit.

<i>Distanța de la sursa punctiformă r (cm)</i>	<i>Vergența (L) D</i>
1	-100.00
10	-10.00
20	-5.00
50	-2.00
100	-1.00
200	-0.50
500	-0.20
1000	-0.10
∞	0

Tabelul 5.1 Valorile vergenței pentru frontul de undă divergent ce se propagă în aer

În Figura 5.11, centrul de curbură al fiecărui front de undă convergent se află în poziția punctului imaginii. Deoarece lumina este convergentă, vergența fiecărui front de undă este pozitivă. Frontul de undă din stânga este situat la 100 cm de imaginea punctiformă. Direcția de măsurare a distanței de la frontul de undă la imaginea punctiformă este considerată în direcția în care se propagă lumina, adică de la stânga la dreapta. Prin urmare, $r = +100 \text{ cm}$. Așa dar vom avea:

$$L = \frac{100 \text{ cm/m}}{100 \text{ cm}} = +1.00 D.$$

Următorul front de undă se află la distanța de 50 cm de imaginea punctiformă, iar valoarea vergenței va fi calculate astfel,

$$L = \frac{100 \text{ cm/m}}{50 \text{ cm}} = +2.00 D.$$

Valorile vergenței pentru celelalte fronturi de undă se găsesc în mod similar și sunt enumerate în Tabelul 5.2.

<i>Distanța de la sursa punctiformă r (cm)</i>	<i>Vergența (L) D</i>
100	+1.00
50	+2.00
20	+5.00
10	+10.00
5	+20.00

Tabelul 5.2 Valorile vergenței pentru frontul de undă convergent ce se propagă în aer

După cum se observă vergența luminii convergente crește pe măsură ce frontul de undă luminos se apropie de poziția imaginii punctiforme. Acest lucru se întâmplă deoarece curbura fronturilor de undă convergente crește pe măsură ce lumina se apropie de poziția imaginii.

5.5 Modificarea vergenței în raport cu poziția frontului de undă în aer

În continuare aducem câteva exemple de calcul a modificării vergenței în raport cu o careva valoare de referință a vergenței frontului de undă ce se propagă în aer. După cum sa menționat mai sus, se pot folosi valorile absolute ale razei de curbură a fronturilor de undă și se poate scrie corectitudinea semnului vergenței verificând dacă lumina este divergentă or convergentă. Avantajul acestei metode este că nu trebuie de ținut cont de corectitudinea semnul plus-minus a razei de curbură. Aceasta ne permite să gândim în termeni de lumină convergentă și divergentă. Toate exemplele de mai jos sunt axate pe valoarea absolută a razei de curbură.

(i) Să considerăm un fascicul divergent de lumină care se propagă de la stânga la dreapta după cum este reprezentat în Figura 5.12. Vergența frontului de undă în punctul de referință A este de $-10.00 D$ și dorim să calculăm vergența frontului de undă în punctul B, situat la 15 cm de punctul A.

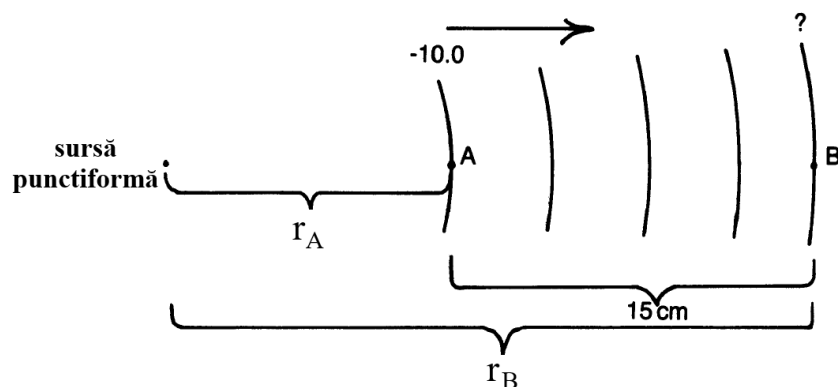


Figura 5.12 Vergența într-un punct posterior în raport cu valoarea de referință a vergenței

Cunoscând valoarea vergenței în punctul A putem calcula raza de curbură a frontului de undă în acest punct,

$$|r_A| = \left| \frac{100 \text{ cm/m}}{L_A} \right| = \left| \frac{100 \text{ cm/m}}{-10.00 \text{ D}} \right| = 10.00 \text{ cm}.$$

Din Figura 5.12 rezultă că raza de curbură a frontului de undă în punctul B este mai mare decât în punctul de referință A, or

$$|r_B| = |r_A| + 15 \text{ cm} = 10 \text{ cm} + 15 \text{ cm} = 25 \text{ cm}.$$

Vergența frontului de undă în punctul B poate fi determinată după cum urmează:

$$|L_B| = \left| \frac{100 \text{ cm/m}}{25 \text{ cm}} \right| = 4.00 \text{ D}.$$

Ținând cont de faptul că frontul de undă este divergent, vergența acestuia este negativă

$$L_B = -4.00 \text{ D}.$$

Așa dar vergența frontului de undă în punctul B, situat la 15 cm de punctul A va fi de -4.00 D.

(ii) În Figura 5.13 vergența frontului de undă în punctul de referință A este de -2.00 D. Să se calculeze vergența în punctul B, situat la o distanță de 30 cm anterior punctului A.

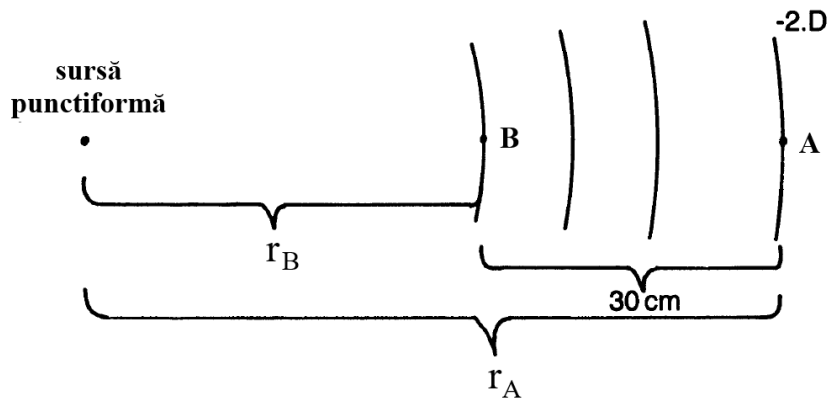


Figura 5.13 Vergența într-un punct anterior în raport cu valoarea de referință a vergenței

Deoarece la propagarea frontului de undă divergent acesta pierde din curbură, în punctul B frontul de undă este mai curbat în raport cu punctul de referință A. Raza de curbură a frontului de undă în punctul A este

$$|r_A| = \left| \frac{100 \text{ cm/m}}{-2.00 \text{ D}} \right| = 50.00 \text{ cm}.$$

Din reprezentarea schematică 5.13 se observă că raza de curbură a frontului de undă în punctul B este mai mică decât în punctul A, or

$$|r_B| = |r_A| - 30 \text{ cm} = 50 \text{ cm} - 30 \text{ cm} = 20 \text{ cm}.$$

Vergența în acest punct se calculează ca

$$|L_B| = \left| \frac{100 \text{ cm/m}}{20 \text{ cm}} \right| = 5.00 \text{ D}.$$

Deoarece frontul de undă este divergent, vergența va fi negativă,

$$L_B = -5.00 \text{ D}.$$

(iii) Un fascicul convergent de lumină se propagă după cum este reprezentat în Figura 5.14. Vergența frontului de undă în punctul A este de $+8.00 \text{ D}$. Să se calculeze vergența în punctul B situat la 5 cm dreapta de punctul de referință A.

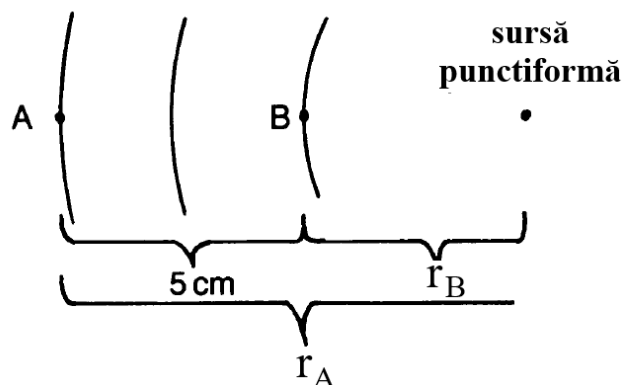


Figura 5.14 Vergența frontului de undă convergent

Să calculăm raza de curbura a frontului de undă în punctul de referință A,

$$|r_A| = \left| \frac{100 \text{ cm/m}}{+8.00 \text{ D}} \right| = 12.50 \text{ cm}.$$

În punctul B frontul de undă este la fel convergent, dar comparativ cu punctul A convergența acestuia este mai mare. Astfel ne așteptăm ca vergența frontului de undă în punctul B să fie un număr întreg pozitiv spre exemplu $+2 \text{ D}$, $+4 \text{ D}$, $+5 \text{ D}$, $+10 \text{ D}$, $+20 \text{ D}$.

Din reprezentarea schematică a problemei raza de curbura în punctul B se calculează după cum urmează:

$$|r_B| = 12.5 \text{ cm} - 5 \text{ cm} = 7.5 \text{ cm}.$$

Cunoscând raza de curbura în punctul B putem să determinăm vergența frontului de undă în acest punct,

$$|L_B| = \left| \frac{100 \text{ cm/m}}{7.5 \text{ cm}} \right| = 13.33 \text{ D}.$$

Deoarece frontul de undă este convergent, vergența va fi pozitivă.

(iv) Un front de undă convergent formează o imagine punctiformă în careva punct. Vergența frontului de undă în punctul A situat la distanța r_A de imagine este de $+25 \text{ D}$. Să se calculeze vergența frontului de undă care diverge de la imaginea punctiformă în punctul B, cunoscând distanța dintre cele două puncte $r_{AB}=15 \text{ cm}$ (Figura 5.15).

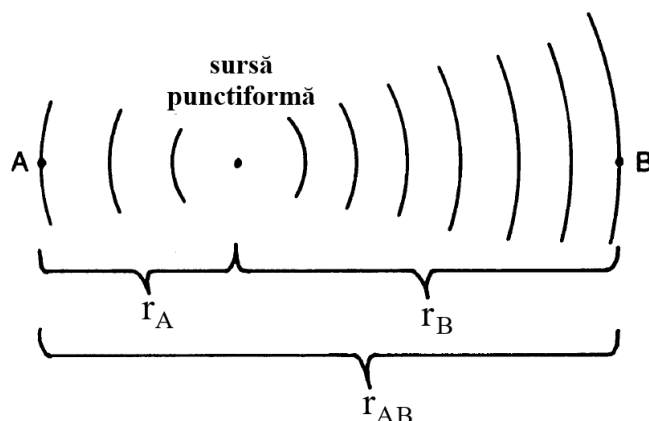


Figura 5.15 Vergența frontului de undă în jurul unei imagini punctiforme

Vom calcula raza de curbură a frontului de undă în punctul A,

$$|r_A| = \left| \frac{100 \text{ cm/m}}{25.00 \text{ D}} \right| = 4.00 \text{ cm}.$$

Din desen se observă că până la formarea imaginii punctiforme, frontul de undă luminos converge, iar la dreapta de imagine acesta diverge. Așa dar în punctul B frontul de undă va fi divergent.

Raza de curbură a fascicolului divergent în punctul B va fi egală cu:

$$|r_B| = |r_{AB}| - |r_A| = 15 \text{ cm} - 4 \text{ cm} = 11 \text{ cm}.$$

Așa dar vergența frontului în punctul B poate fi calculată,

$$|L_B| = \left| \frac{100 \text{ cm/m}}{11 \text{ cm}} \right| = 9.09 \text{ D}.$$

Deoarece frontul de undă este divergent, vergența acestuia va fi negativă $L_B = -9.09 \text{ D}$.

5.6 Vergența frontului de undă ce se propagă într-un mediu optic

În paragrafele de mai sus a fost definită vergența frontului de undă luminos care se propagă în aer. În cazul când lumina se propagă printr-un mediu optic transparent este necesar de ținut cont de indicele de refracție n al mediului corespunzător.

Pentru frontul de undă sferic care se propagă în mediul optic cu indicele de refracție n , vergența frontului de undă în orice punct poate fi definită astfel:

$$L = \frac{n}{r},$$

unde r reprezintă raza de curbură a frontului de undă în punctul considerat. Deoarece indicele de refracție al mediului este adimensional, raza de curbură va fi calculată în metri, iar vergența se va măsura în unități dioptrice.

În calitate de exemplu să considerăm un front de undă luminos care se propagă în sticlă la care indicele de refracție este 1.5. Care este vergența luminii în punctul aflat la distanța de 30 cm de sursa punctiformă?

Pentru a calcula vergența frontului de undă într-un oarecare punct de la sursă trebuie să ținem cont de poziția frontului de undă și de direcția de propagare a luminii. După cum s-a menționat anterior, convențional direcția de propagare a luminii în optică se consideră de la stânga la dreapta, iar distanțele se măsoară de la suprafața curburii spre centrul de curbura. Distanțele măsurate în direcția propagării luminii sunt pozitive, iar cele contrar direcției sunt negative. În cazul dat frontul de undă este situat în partea dreaptă a sursei punctiforme, iar raza de curbură va fi măsurată contrar direcției de propagare a luminii, respectiv va fi negativă, $r = -30 \text{ cm}$, Vergența se calculează corespunzător:

$$L = \frac{1.5 (100 \text{ cm/m})}{-30 \text{ cm}} = \frac{150 \text{ cm/m}}{-30 \text{ cm}} = -5.00 \text{ D}.$$

Vergența frontului de undă definită în acest paragraf se mai numește și vergența generalizată or redusă.

Probleme rezolvate

PROBLEMA 1: Vergența frontului de undă în punctul A este de +15 D. Să se calculeze vergența frontului de undă în punctul B situat la 5 cm de punctul A pentru cazul când fascicolul luminos se propagă în (a) aer și (b) sticlă cu indicele de refracție 1.6.

SOLUȚIE: În Figura 5.16 este reprezentat schematic poziționarea frontului de undă.

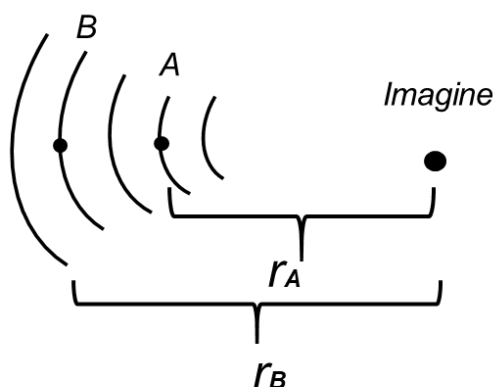


Figura 5.16 Poziționarea frontului de undă convergent

Pentru aer $n = 1$, poziția frontului în punctu A se calculează:

$$|r_A| = \left| \frac{100 \text{ cm/m}}{15.00 \text{ D}} \right| = 6.70 \text{ cm},$$

iar în punctul B după cum urmează:

$$|r_B| = 6.7 \text{ cm} + 5 \text{ cm} = 11.7 \text{ cm}.$$

Vergența frontului de undă în punctul B va fi egală cu:

$$L_B = \left| \frac{100 \text{ cm/m}}{11.7 \text{ cm}} \right| = 8.55 \text{ D}.$$

În cazul sticlei cu indicele de refracție $n = 1.6$, vergența se calculează similar cazului de mai sus:

$$|r_A| = \left| \frac{1.6(100 \text{ cm/m})}{15.00 \text{ D}} \right| = 10.66 \text{ cm},$$

$$|r_B| = 10.66 \text{ cm} + 5 \text{ cm} = 15.66 \text{ cm},$$

$$L_B = \left| \frac{1.6 (100 \text{ cm/m})}{15.66 \text{ cm}} \right| = 10.22 \text{ D}.$$

După cum se observă vergența frontului de undă în sticlă este mai mare decât în aer.

Probleme spre rezolvare

1. Vergența unui front de undă într-un punct A este de -15.00 D . Să se calculeze vergența frontului de undă în punctul B situat la 26 cm dreapta de punctul de referință A .
2. Să se calculeze vergența frontului de undă în punctul B situat la distanța de 6 cm stânga de punctul A pentru care vergența frontului de undă este de $+10.00 \text{ D}$.
3. Un front de undă luminos are vergența în punctul A de -6.00 D . Care este vergența acestuia în punctul B , care se găsește la 10 cm stânga de punctul A ?
4. sursă punctiformă în apă ($n=1.33$) emite lumină. Care este vergența frontului de undă emis de sursă la 15 cm și 25 cm de sursă?
5. Un front de undă cu vergența de -6.00 D se propagă în aer. Să se calculeze distanța dintre frontul de undă și sursa punctiformă. La ce distanță de sursa punctiformă se găsește frontul de undă cu vergența de -9.00 D ?
6. Un front de undă convergent cu vergența de $+7.00 \text{ D}$ formează o imagine punctiformă. La ce distanță se găsește frontul de undă de imagine?

6. REFRAȚIA PE SUPRAFETE SFERICE

- 6.1 Suprafețe concave și convexe
- 6.2 Aproximația calotei sferice
- 6.3 Ecuația vergenței
- 6.4 Puterea dioptică a suprafeței sferice
- 6.5 Punctele focale ale suprafeței sferice
- 6.6 Punct nodal al suprafeței sferice
- 6.7 Amplificarea Laterală
- 6.8 Probleme rezolvate
- 6.9 Probleme spre rezolvare

6.1 Suprafețe concave și convexe

O suprafață este considerată interfața dintre două medii optice cu diferit indice de refracție cum ar fi aer-sticlă. Astfel de suprafață sferică din sticlă care este plasată în aer este reprezentată în Figura 7.1. Mijlocul suprafeței sferice este mai bombat, iar o astfel de suprafață converge unda plană indiferent de direcția de propagare a undei. În consecință, o suprafață de sticlă sferică cu partea centrală bombată în aer este întotdeauna o suprafață convergentă.

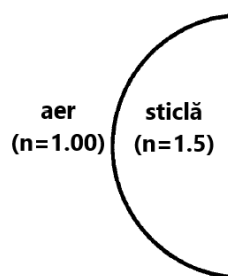


Figura 6. 1 Interfața sferică dintre două medii

Alte exemple de interfețe optice pot servi apa și sticla, plasticul și apa, uleiul și sticla, aerul și corneea ochiului, umoarea apoasă și suprafața frontală a cristalinului, suprafața din spatele cristalinului și umoarea vitroasă etc. În general, atunci când interfața dintre medii este sferică și mijlocul mediului cu indice de refracție ridicat este bombat în direcția mediului cu indice de refracție scăzut, atunci interfața converge indiferent de direcția în care lumina se propagă prin interfață. În Figura 6.2 sunt reprezentate diferite interfețe de medii convergente. În cazul în care mijlocul unui mediu cu indice inferior este bombat într-un mediu cu indice mai mare, atunci o interfață sferică diverge lumina incidentă, indiferent de direcția de propagare a undei incidente (vezi Figura 6.3).

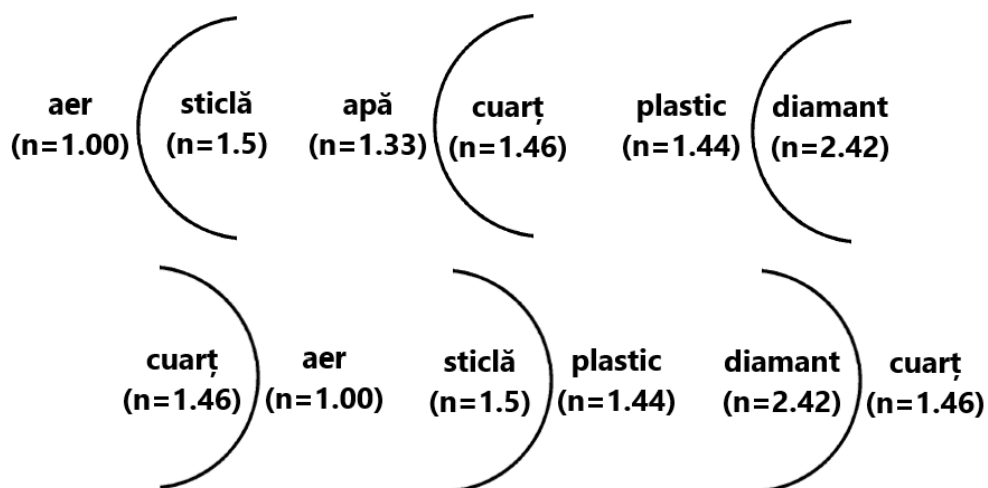


Figura 6. 2 Suprafețe sferice convergente

În general, suprafețele sferice sunt mai mult identificate după caracteristicile lor geometrice și mai puțin după caracteristicile optice. Cuvântul *convex* este definit ca fiind curbat spre exterior sferei, în timp ce cuvântul *concav* este definit ca fiind curbat spre interiorul sferei.

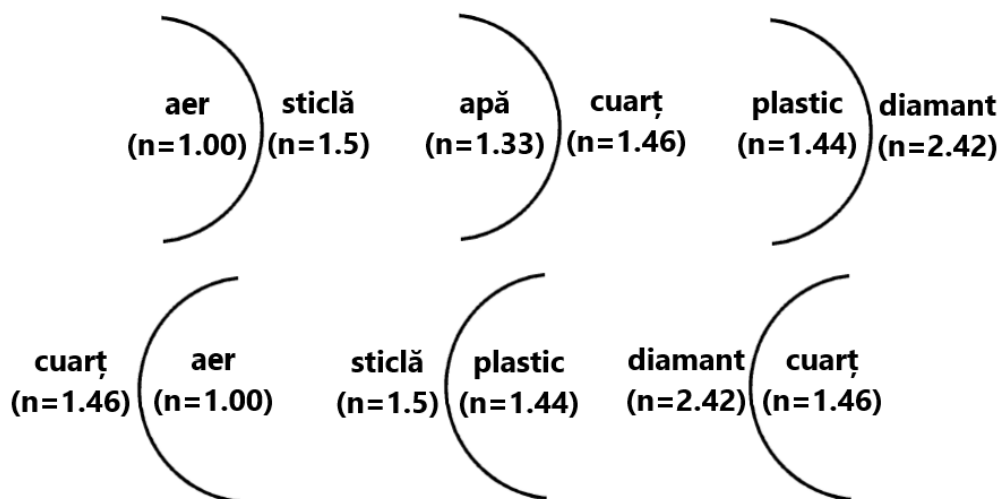


Figura 6. 3 Suprafețe sferice divergente (concave spre mediu cu indice de refracție mic)

Două suprafețe sferice convergente în contact formează o lentilă (Figura 6.4), numită *lentilă convergentă*. Dacă ar fi privită din exterior fiecare suprafață este convexă, iar așa lentilă este denumită convențional lentilă *biconvexă*.

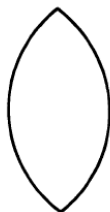


Figura 6. 4 Lentila biconvexă

Așadar, la lentila biconvexă suprafața din partea stângă este convexă spre interior, iar cea din partea dreaptă convexă spre exterior.

Odată cu atribuirea convexității și concavității din perspectiva mediului cu indice inferior de refracție, atunci o interfață de refracție convexă se dovedește întotdeauna a fi o interfață convergentă (Figurile 6.1 și 6.2), iar o interfață de refracție concavă se dovedește întotdeauna a fi o interfață divergentă (vezi Figura 6.3).

6.2 Aproximația calotei sferice

Aproximația calotei sferice este folosită frecvent în optică geometrică pentru a descrie cantitativ relația dintre curbura unei suprafețe sferice și puterea dioptrică a acestei suprafețe, precum și relația dintre curbura frontului de undă și vergența acestuia.

În Figura 6.5 a este reprezentată o secțiune transversală a unei suprafețe sferice frontale ce constă dintr-o bucată de sticlă. Centrul de curbură al suprafeței este notat prin C . Dreapta normală la suprafață unește punctul C cu punctul A de pe suprafața sferică. În Figura 6.5 b, o linie numită coardă este perpendiculară pe normal la suprafață. Coarda intersectează suprafața sferei în punctele B și D precum și normala în punctul E . Segmentul de dreaptă AE , care este normal la suprafață, se numește *calotă sferică*. Punctul A se numește vârf sau pol al sferei.

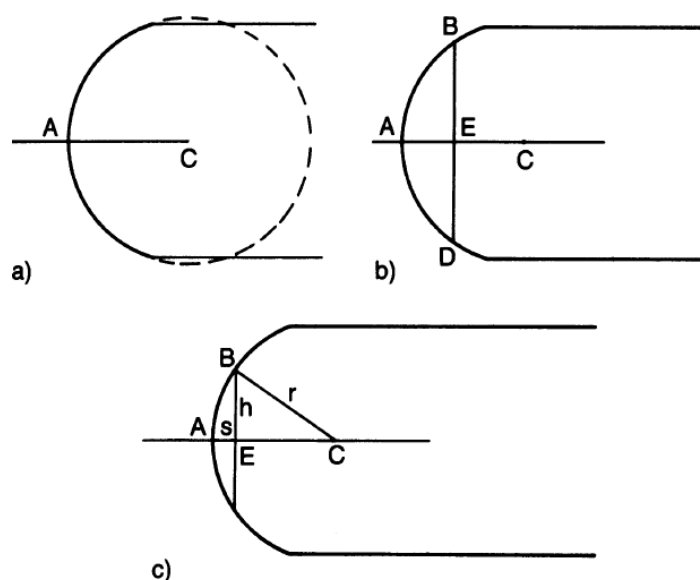


Figura 6. 5 Calota sferică a unei suprafețe

Fie ca notăm prin r raza de curbură a sferei, iar prin s înălțimea calotei sferice. În reprezentarea grafică de mai sus, r este egal atât cu lungimea AC cât și cu lungimea BC . Lungimea BE este egală cu h și reprezintă jumătate din lungimea coardei, iar g reprezintă lungimea EC . Utilizând teorema lui Pitagora pentru triunghiului BEC obținem:

$$r^2 = g^2 + h^2, \quad \text{or} \quad g = \sqrt{r^2 - h^2}. \quad (6.1)$$

După cum se poate observa $AC = AE + EC$, or $r = s + g$, unde $s = r - g$. Ținând cont de relația (6.1) obținem expresia pentru înălțimea calotei sferice:

$$s = r - \sqrt{r^2 - h^2} \quad \text{or} \quad s = r(1 - \sqrt{1 - (h^2/r^2)}). \quad (6.3)$$

Ecuția 6.3 descrie relația exactă dintre înălțimea calotei sferice s , lungimea semi-coardei h și raza de curbura a suprafeței sferice sau a frontului de undă. Dacă vom considera $h^2 \ll r^2$ și vom lua în calcul doar primii doi termeni ai rădăcinii pătratice obținem următoarea relație:

$$s = r - r \left(1 - \frac{h^2}{2r^2} \right), \text{ or } s \approx \frac{h^2}{2r}. \quad (6.6)$$

Ecuția (6.6) se mai numește *aproximația calotei sferice*, care poate fi scris și prin curbura suprafeței sferice:

$$s \approx \frac{h^2}{2} R.$$

6.3 Ecuția vergenței

În acest paragraf vom deduce ecuația vergenței pentru un front de undă sferic ce se propagă printr-o suprafață sferică convexă cu indicele de refracție n_2 , plasată în aer ($n_1=1$).

Presupunem că frontul de undă incident care se propagă în aer este divergent, iar la trecerea prin suprafața sferică frontul de undă devine convergent (Fig. 6.6). Contactul frontului de undă incident cu suprafața sferică are loc în punctul B care reprezintă vertexul suprafeței considerate. Ulterior frontul de undă se propagă de-a lungul suprafeței sferice (punctele C și D) după cum este reprezentat în desen.

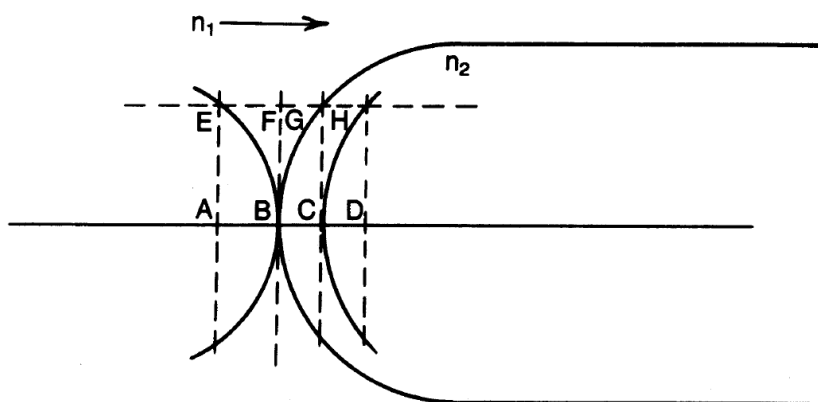


Figura 6.6 Propagarea frontului de undă printr-o suprafață sferică

Timpul de propagare a frontului de undă din punctul B în C poate fi exprimat prin distanța BC și viteza frontului de undă în mediul doi:

$$t = \frac{BC}{v_2}.$$

În aproximația paraaxială, traiectoria frontului de undă care se deplasează din punctul E în H se aproximează prin liniile orizontale marcate de punctele E , F , G și H . La propagarea din E în H , frontul de undă trece în mediul doi în punctul G . Timpul necesar frontului de undă de a trece din punctul E în F or din G în H în sens de distanțe directe EF , FG , GH , poate fi exprimat ținându-se cont de viteza undei în cele două medii:

$$t = \frac{EF}{v_1} + \frac{FG}{v_1} + \frac{GH}{v_2}.$$

Dacă combinăm aceste două ecuații putem obține:

$$\frac{EF}{v_1} + \frac{FG}{v_1} + \frac{GH}{v_2} = \frac{BC}{v_2}. \quad (6.9)$$

Viteza de propagare a frontului de undă în cele două medii depinde de indicii de refracție a mediilor corespunzătoare și viteza de referință a luminii în vid:

$$v_1 = \frac{c}{n_1}, \quad v_2 = \frac{c}{n_2}.$$

Dacă vom introduce aceste relații în expresia (6.9) obținem:

$$n_1 EF + n_1 FG + n_2 GH = n_2 BC. \quad (6.10)$$

Din relația (6.10) putem trage concluzia că la propagarea frontului de undă dintr-un punct în altul lungimea traiectoriei optice a frontului de undă nu se modifică.

Din Figura 6.6 rezultă că $EF=AB$, $FG=BC$, $GH=CD$, iar $AB = -BA$. Prin urmare expresia (6.10) capătă forma:

$$n_2 CD = (n_2 - n_1) BC + n_1 BA. \quad (6.11)$$

Ținând cont de aproximația paraaxială și cea a calotei sferice (6.6)

$$BC = \frac{h^2}{2r}, \quad BA = \frac{h^2}{2l}, \quad Cd = \frac{h^2}{2l'}$$

unde r este raza de curbură a suprafeței sferice, h – jumătate din lungimea corzii, l - raza de curbură a frontului incident, iar l' – raza de curbură a frontului de undă propagat prin suprafața sferică.

Substituind aproximația calotei sferice în relația (6.11) și neglijând termenii pătratici obținem:

$$\frac{n_2}{l'} = \frac{n_2 - n_1}{r} + \frac{n_1}{l}. \quad (6.12)$$

Această expresie poate fi exprimată și prin vergență

$$L' = \frac{n_2 - n_1}{r} + L. \quad (6.13)$$

Relația (6.13) reprezintă ecuația vergenței pentru o suprafață sferică refractantă și poate fi utilizată pentru orice suprafață sferică refractantă.

6.4 Puterea dioptică a suprafeței sferice

Ecuația vergenței (6.13) descrie relația dintre vergența frontului incident L , puterea dioptică a suprafeței sferice F și vergența imaginii formate prin această suprafață L' :

$$L' = P + L \quad (6.16)$$

Vergența frontului de undă incident se definește prin indicele de refracție a mediului prin care se propagă frontul de undă cu raza de curbură:

$$L = \frac{n_1}{l}, \quad (6.17)$$

unde n_1 reprezintă indicele de refracție a mediului de proveniență a frontului de undă incident, iar l raza de curbură a acestuia. Raza de curbură a frontului incident de asemenea se asociază cu distanța obiectului de suprafața sferică. Vergența frontului de undă propagat prin suprafața sferică se definește prin relația:

$$L' = \frac{n_2}{l'} \quad (6.18)$$

unde n_2 reprezintă indicele de refracție a mediului prin care se propagă frontul de undă după traversarea suprafeței sferice, iar l' este raza de curbură a acestuia.

Puterea dioptrică P a unei suprafețe sferice se definește prin raza de curbură a suprafeței sferice r , precum și indicii de refracție n_1 și n_2 :

$$P = \frac{n_2 - n_1}{r} \quad (6.19)$$

Distanței r este distanța de la interfața sferică până la centrul de curbură C a suprafeței sferice. Dacă măsurarea distanței r se efectuează în direcția propagării luminii atunci aceasta este pozitivă, în caz contra distanța este negativă. Puterea dioptrică a suprafeței sferice la fel poate fi scrisă prin curbura acesteia:

$$P = (n_2 - n_1)R \quad (6.20)$$

Din relația 6.20 rezultă că puterea dioptrică a suprafeței crește atunci când curbura crește (adică suprafața devine mai abruptă) și scade când curbura suprafeței scade (adică, suprafața devine mai plată). Astfel, puterea dioptrică a suprafeței crește atunci când diferența indicilor de refracție crește și scade când diferența indicilor de refracție scade.

Unitatea de măsură a puterii dioptrice a suprafeței sferice este *dioptria*, care este notată prin $1 D$ și reprezintă inversul unității metrice (1/metru).

6.5 Punctele focale ale suprafeței sferice

Punctul focal secundar (F_2) al suprafeței sferice este punctul axial al formării imaginii atunci când unda plană cade incident pe suprafață. Altfel spus, punctul focal secundar este imaginea punctiformă de-a lungul axei optice a suprafeței sferice când obiectul este plasat la infinit. Razele paraxiale asociate cu punctul focal secundar sunt prezentate în Figura 6.10 a.

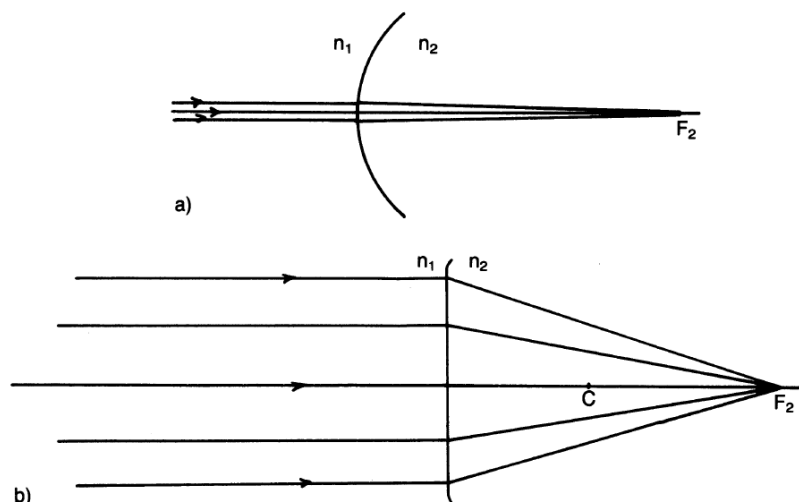


Figura 6. 10 Reprezentarea razelor paraaxiale a) reale și b) schematic

În mod frecvent, în optica geometrică schematic este folosită o scară mai mare pe verticală, astfel încât să putem vedea cu ușurință propagarea razelor luminoase. Scara verticală mai mare întinde suprafața sferică astfel încât să pară plană pe diagrama razelor (Figura 6.10 b). Acest lucru este echivalent cu presupunerea că razele paraxiale sunt refractate aproape de punctul de vârf al suprafeței or chiar pe suprafață.

Punctul focal secundar reprezintă o imagine punctiformă reală pentru suprafață sferică refractantă convergentă și o imagine virtual pentru suprafața sferică divergentă (Figura 6.11). Dacă se cunoaște poziția punctului focal secundar, razele paralele incidente devin previzibile și pot fi utilizate la reprezentarea propagării acestora și formării imaginii.

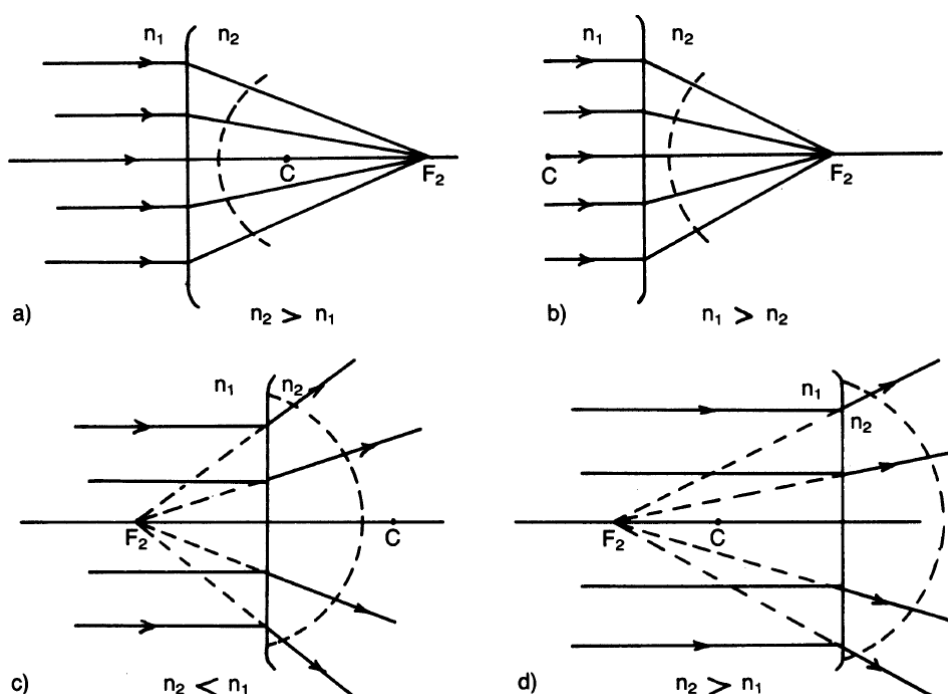


Figura 6. 11 Propagarea razelor incidente prin suprafața sferică și focusarea acestora în punctul focal secundar

Distanța focală secundară f_2 reprezintă distanța imaginii de suprafața sferică când obiectul este situat în fața suprafeței la infinit, or distanța de la punctul focal secundar F_2 la suprafața sferică.

Pentru a determina lungimea distanței focale secundare vom utiliza ecuația vergenței pentru care vergența obiectului este zero (razele incidente sunt paralele), $L' = P$, iar vergența imaginii va fi scrisă:

$$L' = \frac{n_2}{l'},$$

unde $f_2 = l'$. Astfel puterea dioptrică a suprafeței sferice poate fi scrisă prin inversul distanței focale secundare:

$$P = \frac{n_2}{f_2}. \quad (6.21)$$

Punctul focal principal (F_1) descrie poziția obiectului punctiform axial ca rezultat al propagării undelor plane prin suprafața sferică. Altfel spus punctul focal primar este obiectul punctiform axial plasat în fața suprafeței sferice care formează o imagine punctiformă la infinit. În cazul suprafeței convergente, punctul focal principal descrie poziția obiectului punctiform real, iar pentru cea divergentă poziția obiect virtual (Figura 6.12).

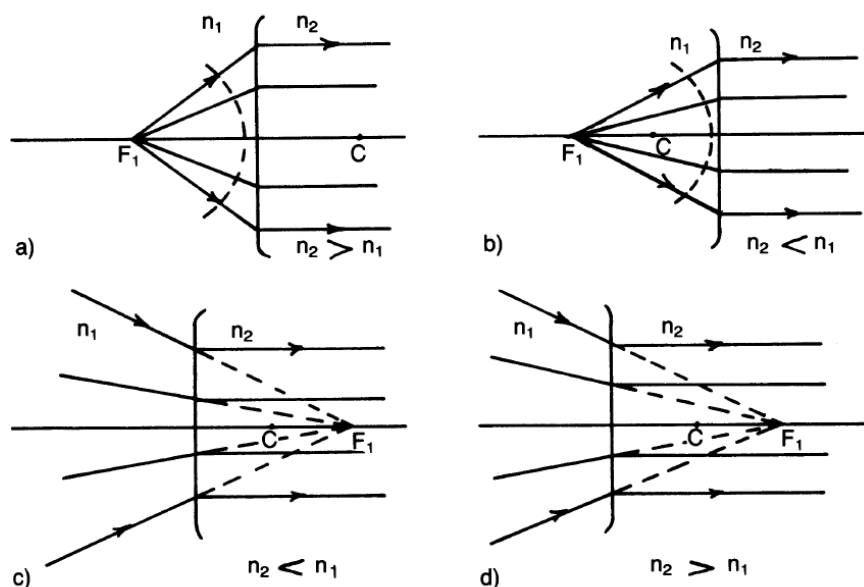


Figura 6. 12 Propagarea razelor incidente prin suprafața sferică și focusarea acestora în punctul focal principal

Pentru determinarea distanței focale principale vom utiliza aceeași tehnică ca și în cazul distanței focale secundare. Vom considera vergența imaginii $L' = 0$, de unde rezultă că $P = -L$, iar vergența imaginii:

$$L = \frac{n_1}{l}.$$

Dacă notăm $f_1 = l$, obținem relația pentru puterea dioptrică a suprafeței sferice exprimată prin distanța focală principală:

$$P = -\frac{n_1}{f_1}. \quad (6.22)$$

După cum rezultă din relațiile (6.21) și (6.22) punctul focal principal și cel secundar nu sunt echidistante în raport cu suprafața sferică deoarece indicii de refracție nu sunt egali. Dacă vom egala aceste două relații obținem:

$$\frac{n_2}{f_2} = -\frac{n_1}{f_1} \quad \text{or} \quad \frac{f_2}{f_1} = -\frac{n_2}{n_1}. \quad (6.23)$$

Ecuția 6.23 ne arată că, ca mărime, raportul distanțelor focale este egal cu raportul indicilor de refracție. Cu cât diferența dintre indicii de refracție este mai mare, cu atât este mai mare diferența dintre distanțe focale ale suprafeței sferice. De asemenea, rezultă că distanța focală mai mare este întotdeauna asociată cu mediul cu indice mai mare și invers.

Dacă sumăm relațiile (6.21) și (6.22) obținem relația dintre distanțele focale:

$$f_1 + f_2 = \frac{n_2}{P} - \frac{n_1}{P} \quad \text{or} \quad f_1 + f_2 = \frac{n_2 - n_1}{P}. \quad (6.23)$$

În acord cu relația (6.19)

$$r = \frac{n_2 - n_1}{P}$$

obținem

$$f_1 + f_2 = r. \quad (6.24)$$

Ecuția 6.24 ne arată că raza de curbură a suprafeței sferice este egală cu suma distanțelor focale primare și secundare ale acesteia.

6.6 Punct nodal al suprafeței sferice

Să considerăm o sursă punctiformă de lumină situată în centrul de curbură a unei suprafețe sferice refractive (Figura 6.16). Fronturile de undă care părăsesc sursa sunt sferice și centrate pe sursa punctiformă. Deoarece sursa punctiformă este situată în centrul de curbură a suprafeței, frontul de undă care ajunge la suprafață are aceeași curbură ca și suprafața și toate părțile frontului de undă se propagă în mediul doi în același timp. În consecință, întregul front de undă își schimbă viteza în același moment de timp și nu are loc nici o modificare a curburii pe măsură ce frontul de undă traversează suprafața. Fronturile de undă care părăsesc suprafața dintre cele două medii sunt sferice și sunt încă centrate pe centrul de curbură al interfeței.

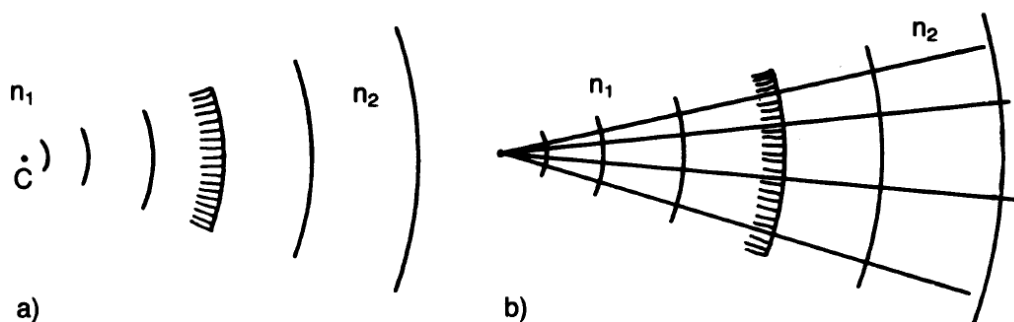


Figura 7. 16 Sursă punctiformă de lumină situată în centrul de curbură a suprafeței sferice a) reprezentarea prin fronturi de undă b) reprezentarea prin fronturi de undă și raze

Deoarece nu există o modificare a curburii frontului de undă, razele asociate cu fronturile de undă sunt linii drepte care trec prin suprafață fără deviere (Figura 6.16 b). Acest lucru este în concordanță cu legea lui Snell,

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_r.$$

Dat fiind că raza din centru de curbură este normală la suprafața sferică, unghiul de incidență este zero la fel și cel de refracție.

Razele care cad perpendicular pe interfață de separare dintre două medii sunt considerate razele nodale și, prin urmare, punctul nodal a unei suprafețe sferice refractive se află în centrul de curbură al interfeței (Figura 6.17). Pentru o lentilă subțire în aer, punctul nodal este pe suprafață propriu zisă, dar pentru o suprafață sferică refractivă, punctul nodal este plasat în centrul de curbură.

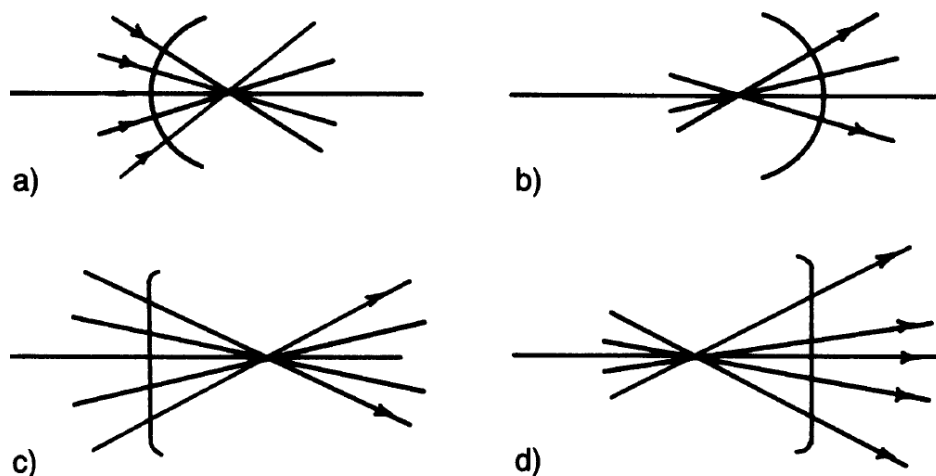


Figura 6. 17 Reprezentarea razelor nodale: a și b; reprezentarea schematică c și d

Deplasarea punctului nodal departe de interfață este rezultatul asimetriei suprafeței sferice refractive. O lentilă subțire în aer este simetrică în sensul că ambele părți ale lentilei sunt din același material. O suprafață sferică refractivă are un mediu diferit pe fiecare parte și, prin urmare, este asimetric.

În general, orice rază asociată cu punctul nodal (fie care trece prin acest punct, fie că se apropie or îndepărtează) este o rază care trece direct prin acest punct al suprafeței fără a devia de la traiectorie. Diagramele cu raze paraxiale cu scara verticală extinsă sunt reprezentate în figurile 6.17 c și d.

6.7 Amplificarea Laterală

Să considerăm un obiect real de înălțime h plasat în fața unei suprafețe sferice convexe. Imaginii formată prin această suprafață va avea înălțimea h' .

Mărirea laterală se definește ca raportul dintre înălțimea imaginii formate prin suprafața sferică către înălțimea obiectului real:

$$m = \frac{h'}{h}$$

În Figura 6.18 este reprezentată formarea imaginii unui astfel de obiect cu ajutorul razei nodale.

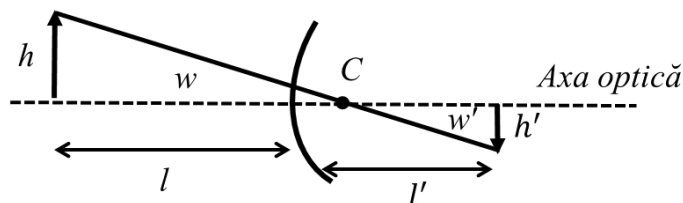


Figura 6.18 Formarea imaginii în lentila subțire cu ajutorul razei nodale

Unghiurile dintre raza nodală și axa optică a suprafeței sunt definite după cum urmează:

$$\tan w = \frac{h}{-l + r}, \quad \tan w' = \frac{-h'}{l' - r}.$$

Pentru unghiuri mici $w = w'$, obținem:

$$\frac{h}{-l + r} = \frac{-h'}{l' - r},$$

or

$$m = \frac{h'}{h} = \frac{r - l'}{r - l}. \quad (6.27)$$

Ecuația (6.27) reprezintă mărirea laterală a suprafeței sferice exprimată prin raza de curbură a suprafeței sferice, distanța obiectului de suprafață și distanța imaginii de suprafață.

La măsurarea înălțimii obiectului or a imaginii se ține cont de regula semnelor. Distanțele măsurate în planul de sus al axei optice sunt pozitive, iar cele măsurate mai jos de axă sunt negative.

Mărire laterală pozitivă înseamnă că imaginea este dreaptă în raport cu obiectul (se află în același plan). Dacă imaginea formată este rasturnată (obiectul și imaginea se află în diferite plane), mărirea m este negativă.

Mărirea laterală pentru o suprafață sferică poate fi definită și prin indicii de refracție a suprafeței n_2 , indicele de refracție a mediului în care este plasată suprafața n_1 , precum și distanța dintre obiect-suprafață, imagine-suprafață după cum urmează:

$$m = \frac{n_1 l'}{n_2 l}. \quad (6.28)$$

Dacă vom ține cont de definiția vergenței obiectului $L = n_1/l$ și a vergenței imaginii $L' = n_2/l'$ obținem o altă relație pentru mărirea laterală

$$m = \frac{L}{L'}. \quad (6.30)$$

Așa dar imaginea unui obiect formată printr-o suprafață sferică poate fi mai mare or mai mică decât obiectul real, iar aceasta poate fi determinată cu ajutorul măririi laterale (6.27), 7.68, 6.30.

6.8 Probleme rezolvate

Problema 1: Să se determine puterea dioptrică a unei suprafețe convexe cu raza de curbură de 10 cm și indicele de refracție 1.53 plasate în apă ($n_2=1.33$), dacă lumina cade incident din apă.

SOLUȚIE

Deoarece suprafața este convexă frontul de undă propagat prin suprafața sferică va converge, iar puterea dioptrică a acesteia va fi pozitivă:

$$P = \frac{n_2 - n_1}{r} = \frac{(1.53 - 1.33)100\text{cm}/m}{+10\text{ cm}} = +2.00\text{ D}.$$

Răspuns: Puterea dioptrică a unei astfel de suprafețe sferice va fi de +2.00 D.

Problema 2: O suprafață sferică concavă dintre aer și sticlă cu indicele $n_2=1.5$ are raza de curbură de 5 cm. Să se calculeze puterea dioptrică a suprafeței când lumina cade incident din aer în sticlă.

SOLUȚIE

Deoarece suprafața este concavă frontul de undă propagat prin suprafața sferică va diverge, iar puterea dioptrică a acesteia va fi negativă:

$$P = \frac{n_2 - n_1}{r} = \frac{(1.5 - 1.00)100\text{cm}/m}{-5.0\text{ cm}} = -10.00\text{ D}.$$

Răspuns: Puterea dioptrică a suprafeței sferice va fi de -10.00 D.

Problema 3: Să se determine distanțele focale ale suprafeței sferice cu puterea dioptrică de +2.00 D a cărei indice de refracție este $n_2=1.5$ plasată în apă ($n_1=1.33$), dacă lumina cade incident din apă.

SOLUȚIE

Punctul focal secundar este situat în partea dreaptă a suprafeței, iar distanța focală secundară va fi egală cu

$$f_2 = \frac{n_2}{P} = \frac{(1.5)100\text{cm}/m}{+2.00\text{ D}} = +75.0\text{ cm}.$$

Punctul focal principal va fi poziționat în fața suprafeței la distanța de

$$f_1 = -\frac{n_1}{P} = -\frac{(1.33)100\text{cm}/m}{+2.00\text{ D}} = -66.5\text{ cm}.$$

Răspuns: Punctele focale ale suprafeței vor fi poziționate la distanța de -66.5 cm și +75.0 cm.

Problema 4: Un obiect este scufundat în apă în fața unei suprafețe convexe cu puterea dioptrică de +5.00 D la distanța de 60 cm. Să se determine la ce distanță de suprafață se formează imaginea, dacă indice de refracție al suprafeței este de $n_2=1.83$. Cum este imaginea formată în raport cu obiectul?

SOLUȚIE

Raza de curbură și punctele focale ale suprafeței sferice vor fi calculate astfel:

$$r = \frac{n_2 - n_1}{P} = \frac{(1.83 - 1.33)100\text{cm/m}}{+5.0 D} = +10.00 \text{ cm},$$

$$f_1 = -\frac{n_1}{P} = -\frac{(1.33)100\text{cm/m}}{+5.00 D} = -26.6 \text{ cm},$$

$$f_2 = \frac{n_2}{P} = \frac{(1.83)100\text{cm/m}}{+5.00 D} = +36.6 \text{ cm}.$$

Vergența obiectului va fi egală cu

$$L = \frac{n_1}{l} = \frac{(1.33)100\text{cm/m}}{-60 \text{ cm}} = -2.22 D,$$

iar vergența imaginii

$$L' = P + L = +5.00 D + (-2.22 D) = +2.78 D.$$

Cunoscând vergența imaginii putem determina distanța imaginii de suprafață

$$l' = \frac{n_2}{L'} = \frac{(1.83)100\text{cm/m}}{+2.78 D} = +65.75 \text{ cm}.$$

Mărirea laterală produsă de suprafață

$$m = \frac{L}{L'} = \frac{-2.22 D}{+2.78 D} = -0.8.$$

Răspuns: Imaginea formată este inversată și mai mică decât obiectul de 0.8 ori.

Problema 5: Un obiect este incorporat în fața unei suprafețe convexe din plastic ($n=1.44$) la distanța de 10 cm . Imaginea formată este virtuală și se găsește la -6.02 cm de suprafață. Să se determine puterea dioptrică a suprafeței sferice care este plasată în aer. La ce distanță de suprafață sunt poziționate focarele suprafeței? Cum este imaginea formată în raport cu obiectul?

SOLUȚIE

Lumina incidentă care se propagă prin suprafața de plastic este divergentă, iar vergența obiectului este

$$L = \frac{n_1}{l} = \frac{(1.44)100\text{cm/m}}{-10 \text{ cm}} = -14.40 D,$$

După traversarea suprafeței lumina se propagă în aer și la fel diverge, iar vergența imaginii va fi

$$L' = \frac{n_2}{l'} = \frac{(1.00)100\text{cm}/m}{-6.02\text{ cm}} = -16.6\text{ D}.$$

Puterea dioptrică a suprafeței sferice se calculează din ecuația vergenței

$$P = L' - L = -16.6\text{ D} - (-14.4\text{ D}) = -2.2\text{ D}.$$

Pentru a determina distanțele focale este nevoie de raza de curbură a suprafeței sferice

$$r = \frac{n_2 - n_1}{P} = \frac{(1.00 - 1.44)100\text{cm}/m}{-2.2\text{ D}} = +20.00\text{ cm},$$

iar punctele focale vor fi poziționate la distanțele:

$$f_1 = -\frac{n_1}{P} = -\frac{(1.44)100\text{cm}/m}{-2.2\text{ D}} = +65.5\text{ cm},$$

$$f_2 = \frac{n_2}{P} = \frac{(1.00)100\text{cm}/m}{-2.2\text{ D}} = -45.5\text{ cm}.$$

Mărirea laterală produsă de această suprafață

$$m = \frac{L}{L'} = \frac{-14.4\text{ D}}{-16.6\text{ D}} = +0.87.$$

Răspuns: Puterea dioptrică a suprafeței sferice este de -2.2 D , iar punctele focale sunt situate la $+65.5\text{ cm}$ și -45.5 cm . Imaginea formată este dreaptă și mai mică decât obiectul de 0.87 ori.

6.9 Probleme spre rezolvare

1. Să se calculeze puterea dioptrică a suprafeței sferice concave a cărei indice de refracție este $n_2=1.53$, iar raza de curbură de 12 cm . Lumina incident se propagă din aer spre suprafața sferică concavă.
2. Să se determine distanțele focale ale suprafeței sferice cu puterea dioptrică de -6.00 D a cărei indice de refracție este $n_2=1.67$ plasată în apă ($n_1=1.33$), dacă lumina cade incident din apă.
3. Să se determine raza de curbură a suprafeței sferice convexe din sticlă ($n=1.5$) cu puterea dioptrică de $+3.2\text{ D}$. Suprafața se află în apă ($n_2=1.33$), iar lumina cade incident din apă în sticlă.
4. Un obiect real este situat în fața unei suprafețe convexe cu indicele de refracție $n=1.58$, la distanța de 45 cm . Suprafața este plasată în aer, iar raza de curbură a acesteia este de 16 cm . Să se calculeze la ce distanță de suprafață se formează imaginea și care este mărirea laterală a acesteia. Reprezentați mersul razelor și formarea imaginii prin suprafața dată.
5. O suprafață convexe din sticlă cu indicele de refracție $n=1.49$ și raza de curbură de 28 cm este scufundată în apă ($n=1.33$). Un obiect virtual este încorporat în suprafața de sticlă la distanța de 9 cm . Să se calculeze la ce distanță de suprafață se formează imaginea obiectului și care este mărirea laterală produsă de suprafață, dacă lumina incidentă se propagă din apă spre suprafață convexă. Reprezentați mersul razelor și formarea imaginii.

6. Să presupunem o suprafață concavă din sticlă ($n=1.55$) cu raza de curbură 20 cm în fața căreia este situat un obiect la distanța de 16 cm . Să se calculeze mărirea laterală a imaginii formate prin suprafață dacă lumina incidentă cade din direcția aer-sticlă. Care este vergența luminii în fața suprafeței la distanța de 12 cm ?
7. Să se calculeze la ce distanță de suprafața concavă se formează imaginea unui obiect virtual implantat în suprafața sferică la distanța de 5 cm . Suprafața concavă este din plastic ($n=1.65$), iar raza de curbură este de 36 cm . Lumina incidentă se propagă din aer spre partea concavă. Care este vergența luminii în fața suprafeței la distanța de 18 cm ?
8. Un obiect real se află în apă ($n=1.33$) la distanța de 40 cm de o suprafață sferică cu $n=1.6$. Să se calculeze mărirea laterală produsă de suprafață și puterea dioptrică a acesteia, dacă imaginea reală se formează la distanța de 70 cm de suprafață.
9. Un obiect scufundat în ulei ($n_1=1.73$) se găsește la distanța de 38 cm stânga de suprafața sferică cu puterea dioptrică de $+7.00\text{ D}$. Să se determine la ce distanță de suprafață se formează imaginea, dacă indice de refracție al suprafeței este de $n_2=1.56$. Cum este imaginea formată în raport cu obiectul?

7. REFLEXIA PE SUPRAFETE SFERICE SI OGLINZI

7.1 Suprafețe și oglinzi sferice reflectante

7.2 Focarele suprafețelor sferice

7.3 Razele nodale și formarea imaginii la reflexia pe suprafețele sferice

7.4 Formarea imaginii în oglinda sferică concavă

7.5 Formarea imaginii în oglinda sferică convexă

7.6 Ecuația vergenței

7.7 Probleme rezolvate

7.8 Probleme spre rezolvare

7.1 Suprafețe și oglinzi sferice reflectante

În capitolele de mai sus a fost discutat fenomenul de reflexie care se petrece la suprafața de separare dintre două medii optice. Fenomenul de reflexie de asemenea are loc și de la suprafețele metalice or materiale dielectrice. Așa tipuri de materiale reflecta mi puternic lumina comparativ cu cele din sticlă or plastic. În acest capitol vom discuta reflexia de pe suprafețe sferice și formarea imaginilor în oglinzile sferice.

Reflexia are loc nu doar de pe suprafețele plane, dar și de pe suprafețele sferice pentru care este valabilă legea reflexiei

$$i = i'$$

unde i și i' reprezintă unghiul de incidență și cel de reflexie. Aceste unghiuri se măsoară în raport cu normala la suprafață și raza incidentă or reflectată (Fig. 7.1).

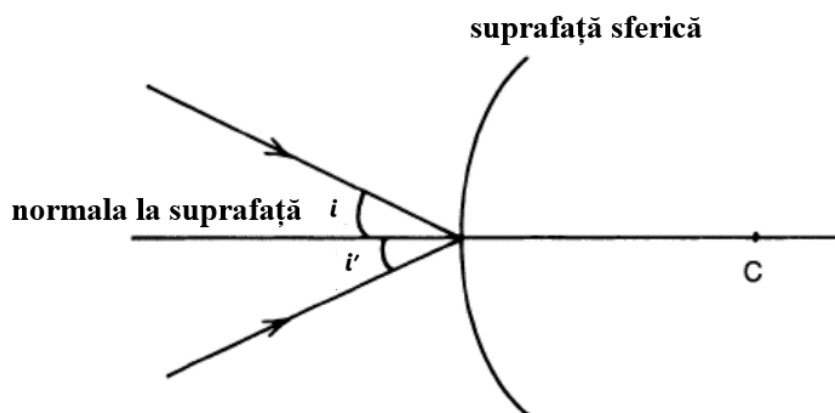


Figura 7.1 Reflexia la suprafața sferică

În continuare vom discuta despre reflexia și formarea imaginii în oglinzile sferice. O suprafață metalică convexă diverge lumina incidentă, astfel oglinda divergentă se mai numește oglindă convexă (Fig. 7.2 a). Așa dar *la reflexie cuvântul convex este asociat cu fascicul divergent, contrar refracției lentilelor unde cuvântul convex este asociat cu convergența luminii*. O suprafață metalică converge lumina, astfel oglinda convergentă semnifică oglindă concavă (Fig. 7.2 b). *La reflexie termenul concav este asociat cu convergența luminii, iar în cazul lentilelor acesta se asociază cu divergența*.

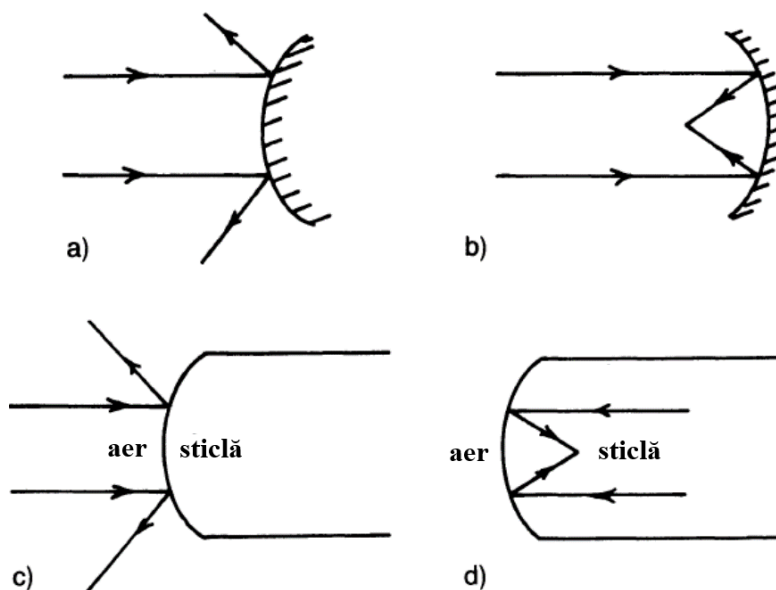


Figura 7.2 a) Divergența razelor în oglinda convexă b) convergența razelor în oglinda concavă c) divergența razelor prin reflexie de pe suprafața sferică în aer d) convergența razelor prin reflexie de pe suprafața sferică în interiorul acesteia

O suprafață sferică convexă din sticlă plasată în aer converge lumina transmisă prin aceasta indiferent de direcția de propagare a luminii. Aceași suprafață diverge or converge lumina reflectată și depinde din ce direcție cade lumina pe suprafață. În Figura 7. 2 c suprafața sferică diverge lumina incidentă, iar în cazul Fig. 7.2 d, aceeași suprafață converge lumina incidentă. Așadar direcția de propagare a luminii incidente în cazul suprafeței sferice este importantă, deoarece diferite efecte pot avea loc.

Presupunem un mediu transparent cu indicele de refracție n_1 în care este plasată o suprafață sferică cu indicele de refracție n_2 , iar lumina cade incident pe suprafață. Cantitatea de lumină reflectată de pe această suprafață poate fi determinată utilizând factorul de reflexie Fresnel:

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \times 100\%. \quad (7.1)$$

În acest capitol, toate aspectele optice vor fi discutate ținând cont de aproximația paraaxială. Depart de regiunea paraaxială a suprafeței sferice reflexia se modifică drastic.

Fie că avem o suprafață transparentă cu indicele de refracție $n=1.6$ plasă în aer. Factorul de refracție Fresnel va fi egal cu

$$R = \left(\frac{1.6 - 1.0}{1.6 + 1.0} \right)^2 \times 100\% = 5.3 \, \%.$$

Așa dar o astfel de suprafață va reflecta 5.3 % din lumina incidentă, iar 94.7 % va fi transmisă prin această suprafață și corespunzător refractată.

Pentru suprafața cu $n=1.4$, factorul de reflexie va fi mai mic

$$R = \left(\frac{1.4 - 1.0}{1.4 + 1.0} \right)^2 \times 100\% = 2.9 \, \%.$$

În acest caz 97.1 % din lumina incidentă va fi transmisă prin suprafața dată. Din aceste exemple urmează că indicele de refracție a mediului optic influențează drastic reflexia și

transmisia luminii. Mediile cu indice de refracție mai mare, reflectă mai multă lumină și vice versa.

La producerea oglinzilor sferice se ține cont de indicele de refracție a materialului, iar în cazul când se utilizează sticla, pentru a obține o reflexie maximală, suprafața reflexivă este acoperită de un strat fin de argint, după aceeași tehnică ca și la oglinzile plane.

7.2 Focarele suprafețelor sferice

La reflexie direcția de propagare a luminii precum și măsurarea distanțelor și convenția semnelor sunt destul de importante. Astfel distanțele măsurate în direcția propagării luminii sunt pozitive, iar cele contrar propagării luminii sunt negative. În cazul oglinzilor sferice, distanțele se măsoară de la suprafața oglinzii spre centrul de curbură a acesteia.

În continuare să considerăm două raze incidente paralele care cad pe o oglindă concavă după cum este reprezentat în Figura 7.3 a. Oglinda va converge lumina în urma reflexiei, iar în careva punct de-a lungul axei optice se va forma o imagine punctiformă. Acest punct se numește punct focal secundar al oglinzii sferice.

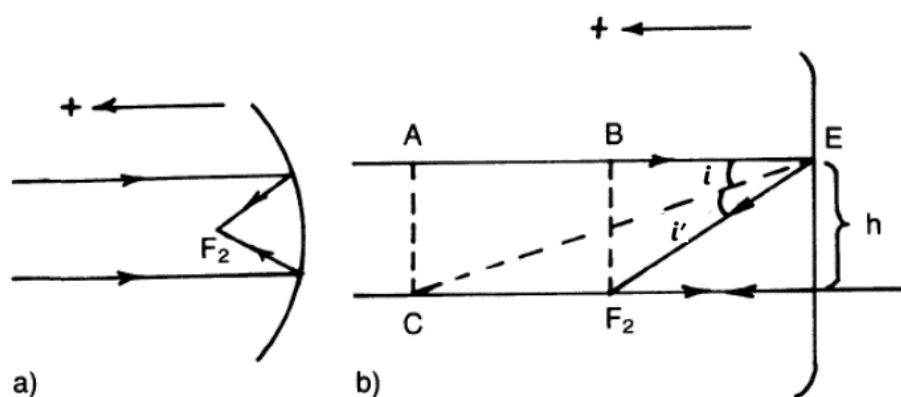


Figura 7.3 a) Punctului focal al oglinzii concave b) razele paraaxiale

În Figura 7.3 b sunt reprezentate câteva raze incidente din zona paraaxială a oglinzii. Raza care se propagă de-a lungul axei optice (prin centrul de curbură) este normală la suprafața oglinzii, iar unghiul de incidență este nul. Această rază se va reflecta de pe suprafața oglinzii, unghiul de reflexie fiind de asemenea nul.

Raza incidentă care se propagă paralel cu axa optică la careva distanță de axă, se va reflecta de pe suprafața oglinzii sub unghiul θ_s , și va trece prin focarul secundar F_2 . Deoarece în aproximația paraaxială sunt considerate unghiurile mici, din triunghiul AEC rezultă că

$$\tan\theta_i \approx \theta_i = \frac{h}{r}$$

unde r reprezintă raza de curbură a oglinzii. Analogic din triunghiul BEF_2 , obținem

$$\tan(\theta_i + \theta_s) \approx \theta_i + \theta_s = \frac{h}{f_2}$$

unde f_2 reprezintă distanța focală secundară a oglinzii.

În acord cu legea reflexiei, unghiul de incidență este egal cu cel de reflexie, iar

$$2\theta_i = \frac{h}{f_2} = \frac{h}{r},$$

or

$$f_2 = \frac{r}{2}. \quad (7.2)$$

Relația (7.2) ne arată că distanța focală secundară a oglinzii sferice reprezintă jumătate din raza de curbură a acesteia.

Spre deosebire de suprafețele sferice și lentile, punctul focal principal și cel secundar al oglinzii sferice coincide:

$$F = F_1 = F_2,$$

iar

$$f = f_1 = f_2 = \frac{r}{2}.$$

În cazul oglinzii divergente, focarul principal și cel secundar la fel vor coincide și va fi virtual.

7.3 Razele nodale și formarea imaginii la reflexia pe suprafețele sferice

Raza nodală este asociată cu centrul de curbură C al oglinzii sferice. Orice rază care se propagă prin centrul C al oglinzii convergente sau se îndepărtează de acesta pentru oglinda divergentă este normală pe suprafața oglinzii și are un unghi de incidență nul. Din legea reflexiei rezultă că unghiul de reflexie este de asemenea, zero, iar raza reflectată se deplasează înapoi sub aceeași traiectorie ca și raza incidentă (Figura 7.7). În diagrama cu raze, singura modificare necesară este inversarea direcției săgeții. Deoarece raza reflectată nu este deviată în sus sau în jos la reflexie, aceasta este considerată *rază nodal*, iar *punctul nodal* al oglinzii îl reprezintă centrul de curbură C .

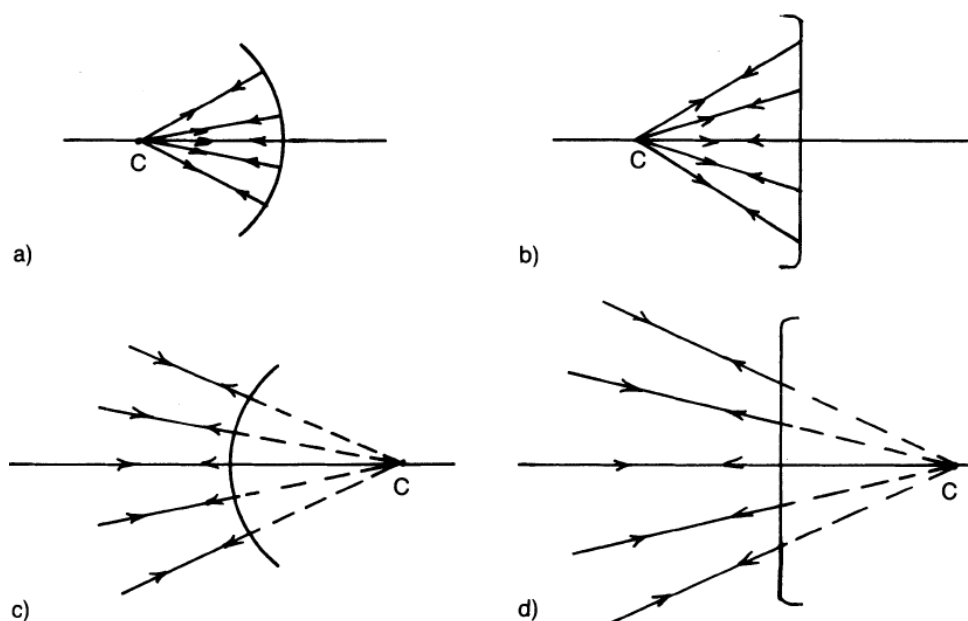


Figura 7.4 Obiectul punctiform în centrul de curbură a oglinzii sferice: a) oglinda convergentă reală b) oglinda convergentă schematică c) oglinda divergentă reală d) oglinda divergentă schematică

7.4 Formarea imaginii în oglinda sferică concavă

În continuare să considerăm o oglindă convergentă (concavă) la care un obiect real este plasat după centrul de curbura. punctul focal este situat la jumătatea distanței dintre C și oglindă. Raza incidentă care se propagă paralel cu axa optică principală a oglinzii se reflectă de la oglindă astfel încât trece prin F (Figura 7.5 a). Raza incidentă care trece prin focarul F se reflectă de la oglindă propagându-se paralel cu axa. Cele două raze reflectate sunt convergente și drept urmare între C și F se formează o imagine reală mai mică și inversată. A treia rază considerată este trasată de la obiect prin punctul C către oglindă (Figura 7.5 b). Această rază trece, de asemenea, prin punctul conjugat, iar după reflexie se propagă sub aceeași traiectorie. Imaginea formată în oglindă este mai mică decât obiectul și inversată. În desen, obiectul îl reprezintă o persoană, iar aceasta își vede propria imagine reflectată ca fiind inversată și mai mică.

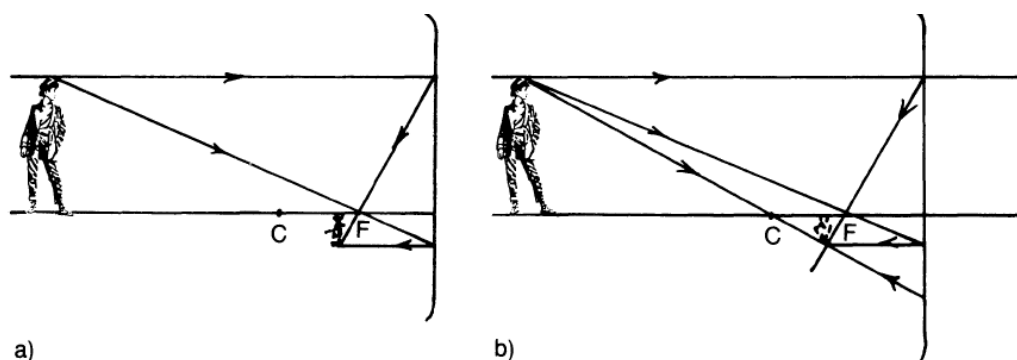


Figura 7.5 a) Formarea imaginii cu ajutorul a două raze b) raza nodală

Dacă obiectul real este plasat între C și F , raza incidentă care se propagă paralel axei, de pe oglindă se reflectă și trece prin F , iar raza care trece prin focar, după reflexie se propagă paralel axei optice (Figura 7.6 a). Cele două raze indică faptul că lumina reflectată este convergentă și formează o imagine reală mai mare decât obiectul real, inversată și situată după centrul de curbura a oglinzii. Raza nodală incidentă care trece prin C către oglindă, după reflexie trece de asemenea prin punctul de imagine conjugat (Figura 7.6 b).

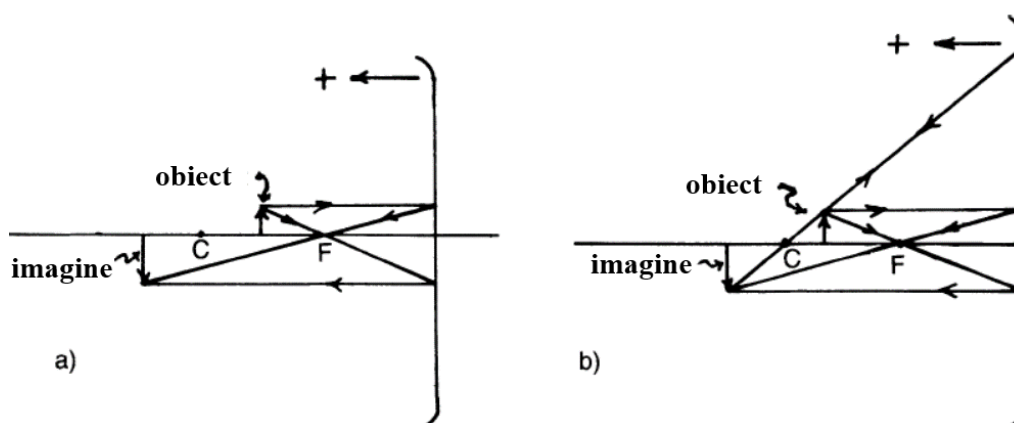


Figura 7.6 a) Formarea imaginii când obiectul este situat între centrul de curbura și focar b) raza nodală

Un caz aparte îl constituie obiectul real situat între punctul focal F și oglindă. Raza incidentă care se propagă paralel axei optice, după reflexie trece prin punctul F , iar cea care trece prin

focarul oglinzii, ca urmare a reflexiei se va propaga paralel axei (Figura 7.7 a). Cele două raze indică faptul că lumina reflectată este divergentă și imaginea creată este virtuală. Imaginea virtuală se formează în punctul de prelungire a razelor reflectate, este dreaptă și mai mare decât obiectul. Când obiectul este reprezentat de o persoană, aceasta își va vedea propria imagine dreaptă și mai mare în oglindă. Exemplu de așa tipuri de oglinzi îl reprezintă oglinzile cosmetice. Dacă vom reprezenta și raza nodală, aceasta este trasată de la obiect la oglindă, astfel încât după reflexie la fel se propagă după aceeași traiectorie (Figura 7.7 b). Prelungirea razei nodale reflectate va trece și prin punctul virtual al imaginii. Punctul de formare a imaginii virtuale îl reprezintă centrul de curbură al frontului de undă divergent care părăsește suprafața oglinzii, astfel încât planul formării imaginii este cel din fața oglinzii, chiar dacă poziția imaginii virtuale se află în spatele oglinzii.

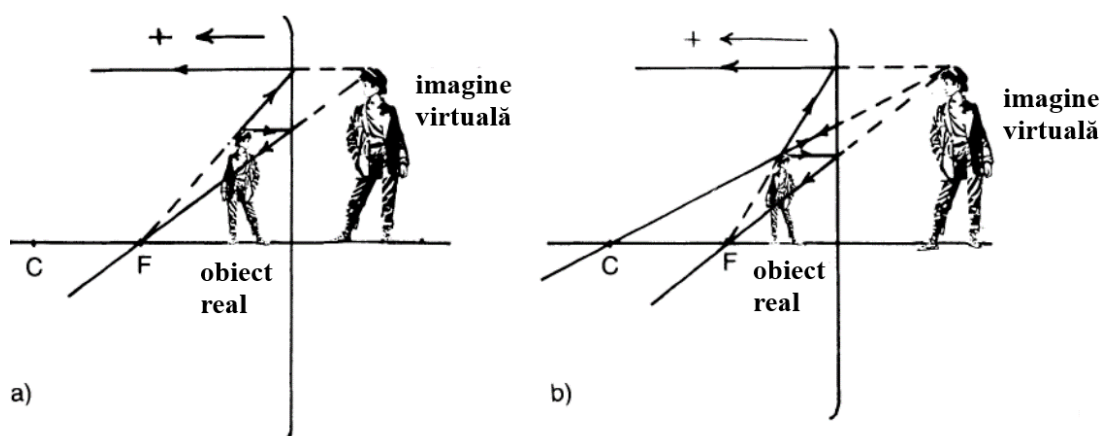


Figura 7.7 a) Formarea imaginii când obiectul este poziționat între punctul focal F și oglindă b) raza nodală

În continuare să considerăm un obiect plasat în centrul de curbură al oglinzii sferice (F este exact la jumătatea distanței dintre C și oglindă). Raza incidentă care se propagă paralel cu axa optică se reflectă și trece prin F , dar raza incidentă care trece prin focar, după reflexie se propagă paralel axei. Cele două raze reflectate se intersectează în centrul de curbură și formează o imagine reală inversată (Figura 7.8). Imaginea reală inversată are aceeași dimensiune ca și obiectul. Centrul de curbură C este la $2F$ și reprezintă punctul de simetrie al oglinzii. În acest caz nu este posibil de reprezentat mersul razei nodale.

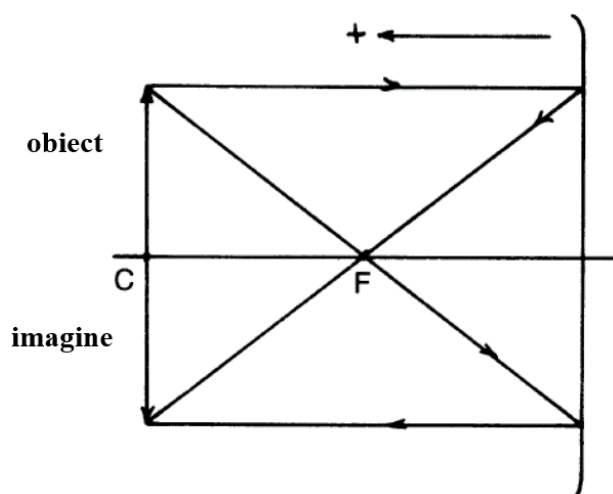


Figura 7.8 Formarea imaginii când poziția obiectului corespunde centrului de curbură a oglinzii

Un alt caz important îl constituie cazul obiectului situat la infinitul de oglindă. Presupunem că razele incidente care provin de la obiect sunt paralele între ele (Figura 7.9). Astfel raza care trece prin focar după reflexie se va propaga paralel axei optice, iar cea ce trece prin punctul C se va reflecta sub aceeași traiectorie ca și raza incidentă. Cele două raze reflectate se intersectează în planul focal (secundar), formând o imagine mai mică decât obiectul și inversată.

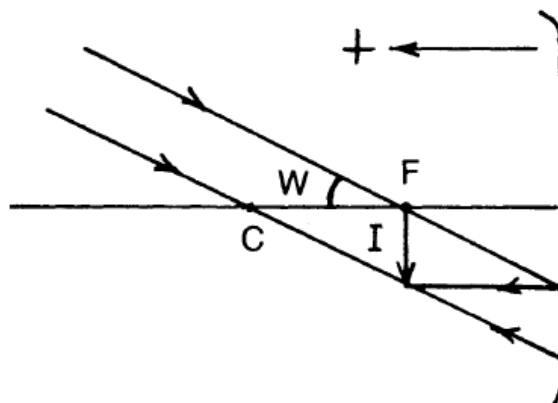


Figura 7.9 Formarea imaginii în cazul obiectului situat la infinit de oglindă

Cazul plasării obiectului real în planul focal este opus celui anterior, iar raza incidentă care se propagă paralel axei oglinzii după reflexie va trece prin focar (Figura 7. 10). Cea de a doua rază considerată, raza incidentă care trece prin punctul C, după reflexie va trece la fel prin același punct C. Cele două raze reflectate sunt paralele între ele, iar imaginea obiectului se va forma la infinit. În acest caz, nu este posibil de reprezentat propagarea razei incidente prin punctul focal F.

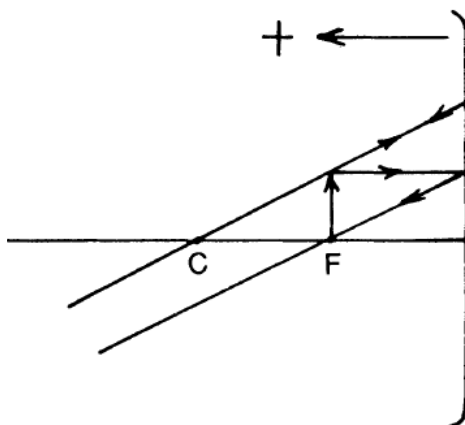


Figura 7.10 Formarea imaginii în cazul obiectului situat în focarul oglinzii

În cele din urmă, vom considera un obiect virtual. Razele incidente sunt toate orientate către punctul obiectului virtual (Figura 7.11a). Raza incidentă care se propagă paralel cu axa oglinzii se reflectă prin F (Figura 7.11b). Raza incidentă care trece prin F după reflexie se propagă paralel cu axa optică. Cele două raze reflectate arată că lumina reflectată este convergentă, iar imaginea obiectului virtual se formează între F și oglindă și este mai mică, dreaptă și reală. A treia rază incidentă trece prin centrul de curbură, iar raza reflectată se va propaga prin punctul imagine și ulterior prin C (Figura 7.11 c).

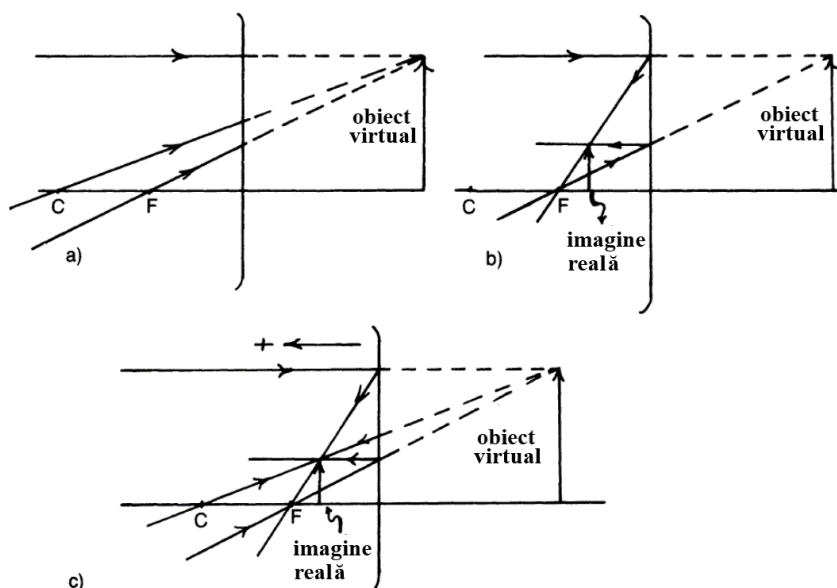


Figura 7.11 a) Convergența razelor incidente pe oglinda concavă b) Formarea imaginii în cazul obiectului virtual c) propagarea razei nodale

7.5 Formarea imaginii în oglinda sferică convexă

În continuare vom discuta formarea imaginii în oglindă divergentă (convexă). La oglinda convexă punctul focal F este un punct virtual și este plasat la jumătate din distanța dintre centrul de curbură C și oglindă. Mersul razelor prin focarul oglinzii F a fost discutat și arătate în figurile 7.4 c și d, iar reprezentarea razei nodale în Figura 7.4 d.

Formarea imaginii unui obiect real situat în fața oglinzii divergente este reprezentată în Figura 7.12 a. Raza incidentă ce se propagă paralelă cu axa optică se reflectă de pe oglindă și diverge astfel încât prelungirea acesteia trece prin focarul virtual F . Raza incidentă care cade în direcția poziției focarului se reflectă în oglindă propagându-se paralel axei. Cele două raze reflectate sunt divergente, iar prelungirea acestora se va intersecta în spatele oglinzii și va reprezenta poziția imaginii virtuale. Imaginea virtuală în acest caz este mai mică și dreaptă. Raza nodală care provine de la obiect se reflectă de pe oglindă astfel încât prelungirea acesteia va trece prin punctul C (Figura 7.12 b). (Acest tip de oglindă oferă un câmp vizual mare și este folosită ca oglindă laterală în traficul auto sau ca oglindă de securitate în magazine.)

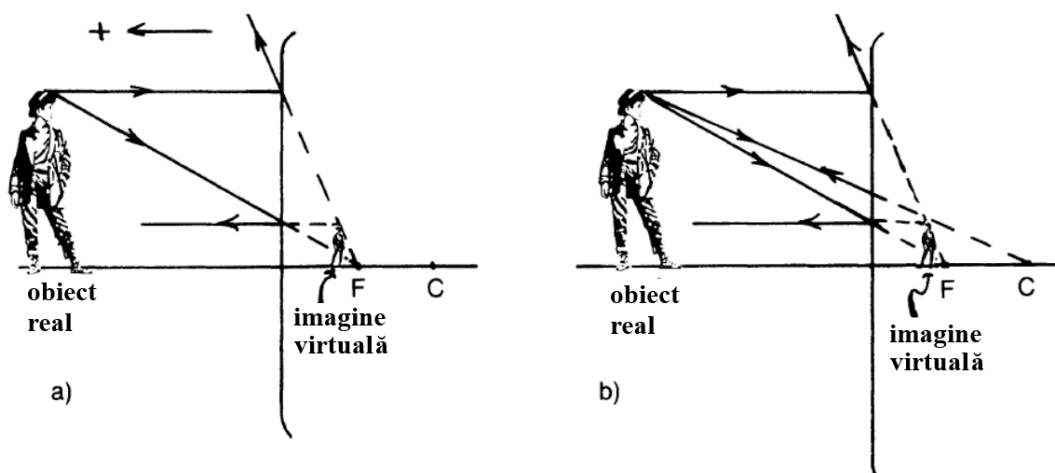


Figura 7.12 a) Divergența razelor incidente și formarea imaginii în oglinda convexă b) propagarea razei nodale

În Figura 7. 13 a este reprezentat cazul unui obiect virtual situat mai departe de centrul de curbura a oglinzii. Raza incidentă paralelă cu axa optică se reflectă de la oglindă, iar prelungirea acesteia trece prin focarul virtual al oglinzii (Figura 7.13 b). Raza incidentă care se propagă spre poziția punctului C se reflectă sub aceeași traiectorie, iar prelungirea razei reflectate va trece prin centrul de curbura. Cele două raze reflectate sunt divergente, iar în punctul de intersecție a prelungirilor acestora se va forma o imagine virtuală mai mică și inversată față de obiectul virtual. Dacă vom considera și raza care trece prin punctul focal F, de pe suprafața oglinzii aceasta se va reflecta și se va propaga paralel axei optice (Figura 7.13 c).

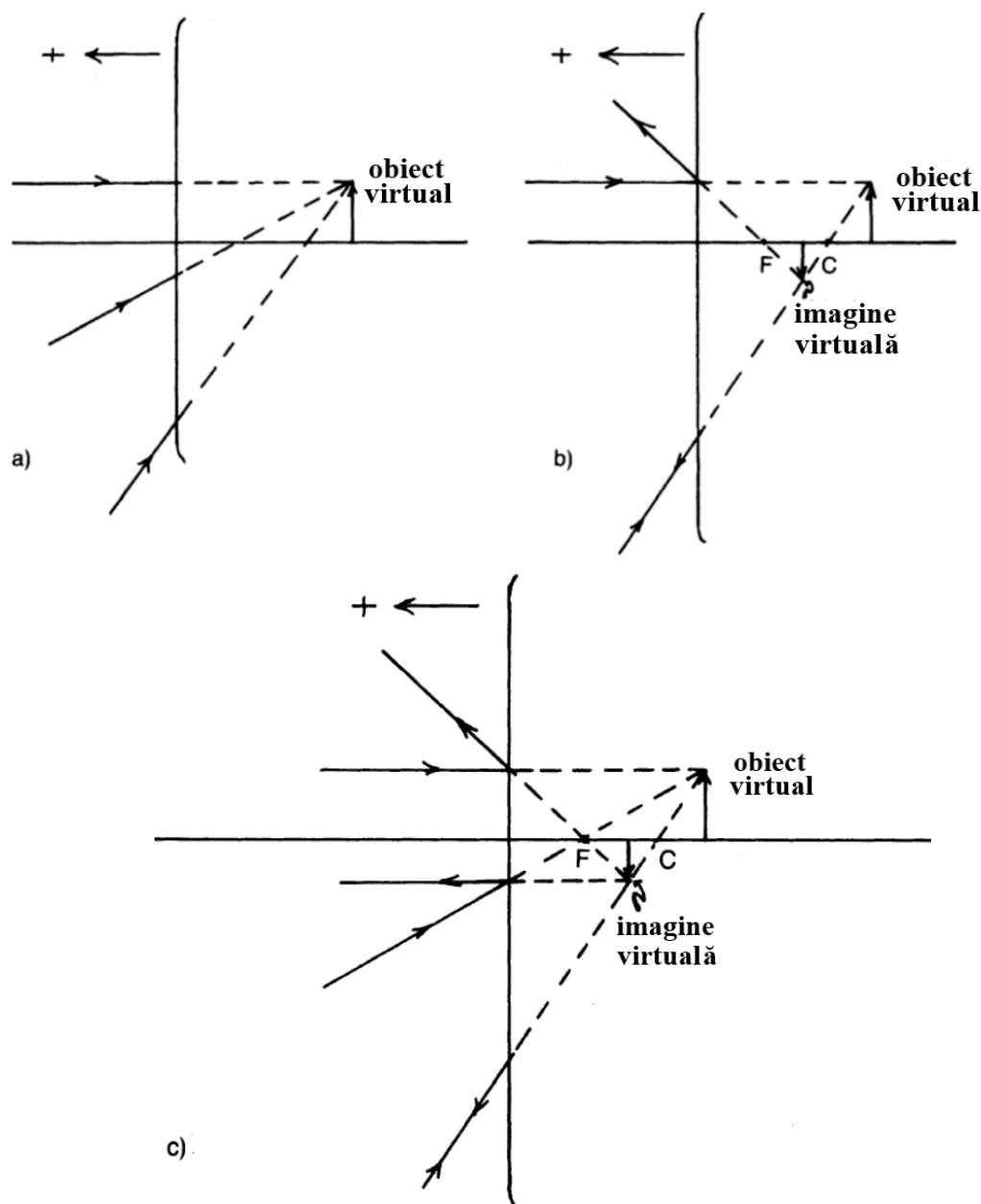


Figura 7.13 a) Formarea imaginii unui obiect virtual în oglinda convexă b) propagarea a două raze c) propagarea razei nodale

În continuare vom discuta cazul obiectului virtual care se află între punctul F și oglindă (Figura 7. 14 a). Asemeni cazului precedent, toate razele incidente se propagă spre poziția obiectului. Raza incidentă care se propagă paralel axei optice a oglinzii se reflectă, iar

prelungirea ei trece prin F (Figura 7.14 b). Raza incidentă care se propagă spre punctul focal F după reflexie se propagă paralel axei optice. Raza nodală îndreptată spre C (precum și spre poziția obiectului virtual) se reflectă înapoi pe aceeași cale. Razele reflectate converg într-un punct ce reprezintă poziția de formare a imaginii reale a obiectului, mai mare și dreaptă.

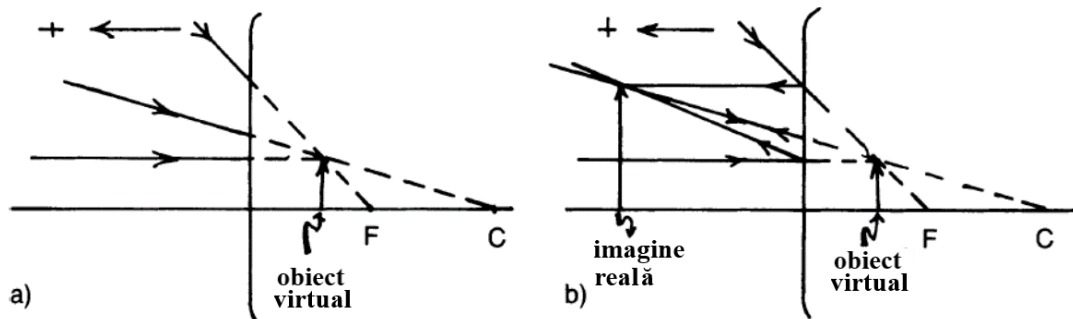


Figura 7.14 a) Convergența razelor incidente de lumină pentru obiectul virtual situat între focar și oglinda convexă b) Formarea imaginii

Fie că obiectul virtual este localizat în planul focal al oglinzii. Toate razele incidente care cad pe oglindă sunt îndreptate către obiectul virtual. Raza nodală care cade pe oglindă după reflexie se propagă sub aceeași traiectorie, iar prelungirea ei trece prin centrul de curbură C (Figura 7.15 a). Raza incidentă care se propagă paralel cu axa optică se reflectă astfel încât prelungirea ei trece prin punctul focal F. Cele două raze reflectate sunt paralele între ele, ceea ce indică faptul că lumina reflectată se propagă sub formă de undă plană, iar imaginea se formează la infinit. Se poate de reprezentat și a treia rază, cea care cade incident pe vârful oglinzii. Această rază se supune legilor reflexiei și se reflectă paralel cu celelalte raze (Figura 7.15 b).

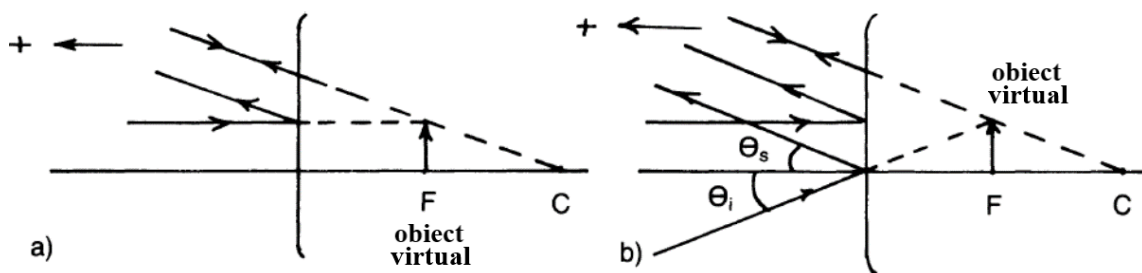


Figura 7.15 a) Convergența razelor incidente de lumină pentru obiectul virtual situat în focarul oglinzii b) Formarea imaginii

În cele din urmă, în Figura 7.16 este reprezentat cazul obiectului situate la infinit de oglindă. Razele incidente de lumină care provin de la obiect sunt paralele. Raza care se propagă în direcția poziției punctului C se reflectă de pe oglindă deplasându-se sub aceeași cale. Raza incidentă ce se propagă spre punctul F, după reflexie se deplasează paralel cu axa optică. Cele două raze reflectate sunt divergente, iar punctul de intersecție a prelungirii acestora va reprezenta localizarea imaginii virtuale, care se află în planul focal (secundar).

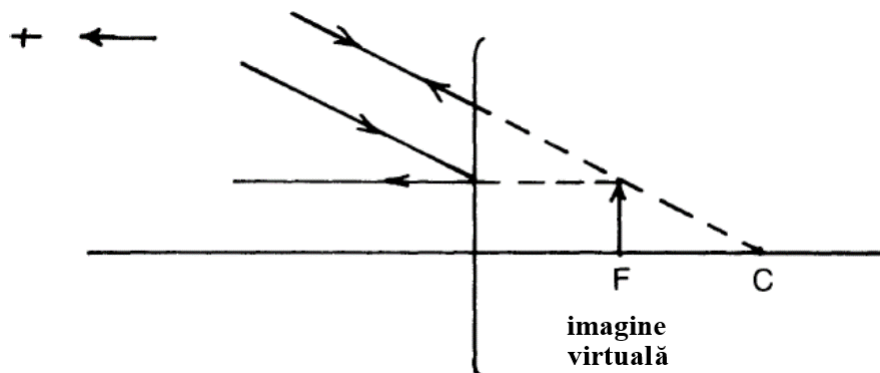


Figura 7.16 Diagrama razelor incidente de lumină care provin de la un obiect situat la infinit de oglindă

7.6 Ecuația vergenței

Ecuația vergenței în cazul reflexiei de pe o suprafață sferică poate fi obținută din aproximarea calotei sferice, metodă ce a fost descrisă la refracție. Ecuația vergenței pentru o suprafață sferică reflectantă are forma:

$$L' = P + L, \quad (7.3)$$

unde vergența frontului de undă incident se definește prin indicele de refracție a mediului de proveniență n_1 a frontului de undă incident și raza de curbură a acestuia l :

$$L = \frac{n_1}{l}, \quad (7.4)$$

Vergența frontului de undă reflectat de pe suprafața sferică (vergența imaginii) se definește prin relația:

$$L' = \frac{n_2}{l'} \quad (7.5)$$

unde n_2 reprezintă indicele de refracție a mediului de pe care frontul de undă se reflectă, iar l' este raza de curbură a acestuia.

Puterea dioptică P a suprafețe sferice reflectante se definește prin raza de curbură a suprafeței sferice r , precum și indicii de refracție n_1 și n_2 :

$$P = \frac{n_2 - n_1}{r}, \quad (7.6)$$

or

$$P = -\frac{n_1}{f_1} = \frac{n_2}{f_2}.$$

Relația care descrie mărirea laterală poate fi scrisă astfel:

$$m = \frac{L}{L'}, \quad (7.7)$$

or

$$m = -\frac{n_1 l'}{n_2 l}.$$

Aceste ecuații pot fi modificate pentru a descrie formarea imaginii prin reflexie, ținând cont de valorile indicilor de refracție. Să presupunem că indicele de refracție a mediului din fața suprafeței reflectante este n . Lumina incidentă și cea reflectată se vor propaga prin acest mediu, doar că direcții vor fi opuse. Așa dar

$$n_2 = +n, \quad \text{iar} \quad n_1 = -n,$$

unde semnul minus descrie schimbarea direcție de propagare a razei reflectate. În acest caz relația pentru puterea dioptrică va avea forma:

$$P = \frac{+n - (-n)}{r},$$

or

$$P = \frac{2n}{r}. \quad (7.8)$$

Ecuația (7.8) descrie puterea de convergență or divergență a unei suprafețe sferice ca urmare a reflexiei. Aceasta se mai numește și *puterea reflectantă* a suprafeței sferice. Combinând ecuațiile (7.6) și (7.8) obținem

$$\frac{2n}{r} = \frac{n}{f_2},$$

or

$$f_2 = \frac{r}{2}.$$

Această relație descrie distanța focală a suprafeței sferice, care ne confirmă că punctul focal a suprafeței reflectante este întotdeauna situat la jumătatea distanței dintre centrul de curbură și suprafață.

7.7 Probleme rezolvate

Problema 1: Un obiect real este plasat în fața unei oglinzi concave la distanța de 40 cm a cărei rază de curbură este de 18 cm. La ce distanță de oglindă se formează imaginea? Cum este imaginea formată în raport cu obiectul, mai mare or mai mică, reală or virtuală?

SOLUȚIE

Să presupunem că obiectul și oglinda se află în aer pentru care $n = 1$. Deoarece oglinda este concavă aceasta converge lumina, iar puterea dioptrică va fi pozitivă:

$$P = \frac{2n}{r} = \frac{2(1.00)100\text{cm}/m}{18.00\text{ cm}} = +11.1\text{ D}.$$

Dacă obiectul real este plasat în fața oglinzii, lumina incidentă care se propagă de la obiect diverge, iar vergența acesteia va fi negativă:

$$L = \frac{1}{l} = \frac{100\text{cm}/m}{-40.00\text{ cm}} = -2.5\text{ D}.$$

Vergența luminii reflectate se calculează din ecuația vergenței:

$$L' = P + L = -2.50\text{ D} + 11.1\text{ D} = +8.6\text{ D}.$$

Cunoscând vergența imaginii determinăm la ce distanță de oglindă se formează imaginea:

$$l' = \frac{n}{L'} = \frac{100\text{cm}/m}{+8.6\text{ D}} = +11.63\text{ cm}.$$

Mărirea laterală produsă de oglinda concavă se va calcula astfel:

$$m = \frac{L}{L'} = \frac{-2.50\text{ D}}{+8.6\text{ D}} = -0.29.$$

Răspuns: Imaginea formată se află în fața oglinzii la distanța de 11.63 cm, este reală, inversată și de 0.29 ori mai mică decât obiectul.

Problema 2: Considerăm o oglindă concavă cu rază de curbură 20 cm, la care obiectul este virtual și situat în spatele oglinzii la 30 cm. La ce distanță de oglindă se formează imaginea? Cum este imaginea formată în raport cu obiectul, mai mare or mai mică, reală or virtuală?

SOLUȚIE

Puterea dioptrică a oglinzii va fi pozitivă:

$$P = \frac{2n}{r} = \frac{2(1.00)100\text{cm}/m}{20.00\text{ cm}} = +10.0\text{ D},$$

iar lumina incidentă care cade pe obiect va converge, vergența fiind la fel pozitivă:

$$L = \frac{1}{l} = \frac{100\text{cm}/m}{+30.00\text{ cm}} = +3.3\text{ D}.$$

Vergența luminii reflectate se calculează din ecuația vergenței:

$$L' = P + L = +10.0\text{ D} + 3.3\text{ D} = +13.3\text{ D}.$$

Distanța imaginii de oglindă va fi de 7.52 cm :

$$l' = \frac{n}{L'} = \frac{100\text{cm}/m}{+13.3\text{ D}} = +7.52\text{ cm},$$

iar mărirea laterală:

$$m = \frac{L}{L'} = \frac{+3.3\text{ D}}{+13.3\text{ D}} = 0.25.$$

Răspuns: Imaginea formată se află la distanța de 7.52 cm, este reală, dreaptă și de 0.25 ori mai mică decât obiectul.

Problema 3: Un obiect real este plasat în fața unei oglinzi convexe la distanța de 50 cm. Să se determine de câte ori imaginea formată este mai mare or mai mică decât obiectul, dacă raza de curbură a oglinzii este de 30 cm. Caracterizați imaginea formată în oglindă.

SOLUȚIE

Cunoscând raza de curbură a oglinzii putem determina distanța focal:

$$f = \frac{r}{2} = \frac{-30.00\text{cm}}{2} = -15.00\text{ cm},$$

iar puterea dioptrică a oglinzii va fi negativă:

$$P = \frac{1}{f} = \frac{100\text{cm/m}}{-15.00\text{ cm}} = -6.66\text{ D}.$$

Vergența obiectului care se află la 50 cm de oglindă va fi negativă deoarece $l = -50.00\text{ cm}$:

$$L = \frac{1}{l} = \frac{100\text{cm/m}}{-50.00\text{ cm}} = -2.00\text{ D}.$$

Din ecuația vergenței determinăm vergența imaginii create de oglindă:

$$L' = P + L = -6.66\text{ D} - 2.00\text{ D} = -8.66\text{ D}.$$

Așa dar lumina reflectată de pe oglindă diverge, iar imaginea formată va fi poziționată în spatele oglinzii la 11.62 cm. Mărirea laterală produsă de oglinda convexă va fi egală cu

$$m = \frac{L}{L'} = \frac{-2.00\text{ D}}{-8.66\text{ D}} = 0.23.$$

Răspuns: Imaginea formată este dreaptă și de 0.23 ori mai mică decât obiectul.

Problema 4: O oglindă sferică cu puterea dioptrică de 13.00 D este plasată în apă ($n=1.33$). În fața oglinzii, la distanța de 50 cm se găsește un obiect real. La ce distanță de oglindă se va forma imaginea obiectului? Cum este imaginea în raport cu obiectul?

SOLUȚIE

Lumina incidentă care cade pe oglindă diverge, iar vergența obiectului va fi negativă:

$$L = \frac{n}{l} = \frac{(1.33)100\text{cm/m}}{-50.00\text{ cm}} = -2.66\text{ D}.$$

Vergența imaginii formate în oglindă va fi pozitivă:

$$L' = P + L = +13.00 - 2.66 D = +10.34 D.$$

Lumina reflectată de pe oglindă converge, iar imaginea formată va fi reală și la distanța de

$$l' = \frac{n}{L'} = \frac{(1.33)100\text{cm}/m}{+10.34} = +12.86\text{cm},$$

iar mărirea laterală:

$$m = \frac{L}{L'} = \frac{-2.66 D}{+10.34 D} = -0.26.$$

Răspuns: Imaginea formată se află la distanța de 12.86 cm de oglindă, este reală, inversată și de 0.26 ori mai mică decât obiectul.

7.8 Probleme spre rezolvare

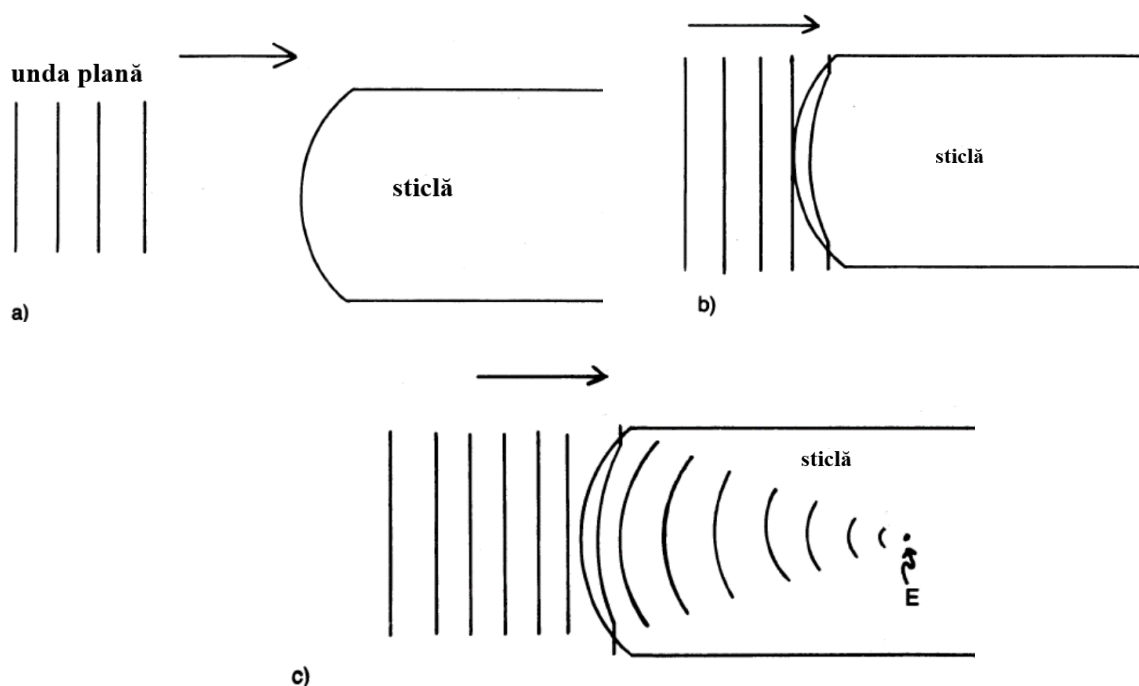
1. Să se determine la ce distanță de oglinda concavă cu raza de curbură de 22 cm se formează imaginea obiectului real poziționat la 18 cm de oglindă. Construiți schematic imaginea formată în oglindă. Caracterizați imaginea formată.
2. Un obiect virtual este privit în oglinda concavă cu raza de curbură de 28 cm. Distanța obiectului de oglindă este de 12 cm. Imaginea formată în oglindă este mai mare or mai mică decât obiectul? La ce distanță de oglindă se formează imaginea?
3. Un obiect real este situat în fața unei oglinzi convexe cu raza de curbură de 20 cm, la distanța de 15 cm. Imaginea formată în oglindă este mai mare or mai mică decât obiectul? La ce distanță de oglindă se formează imaginea?
4. Să se determine la ce distanță de oglinda convexă cu raza de curbură de 31 cm se formează imaginea obiectului imaginar poziționat la 10 cm de oglindă. Construiți schematic imaginea formată în oglindă. Caracterizați imaginea formată.
5. undă plană care se propagă în aer cade pe o suprafață refractantă cu puterea dioptrică - 5.5 D și indicele de refracție $n=1.55$. Unde se găsește imaginea formată de lumina reflectată?
6. Să se calculeze puterea dioptrică a oglinzii concave cu raza de curbură de 52 cm scufundată în apă ($n=1.33$).
7. oglindă convexă cu raza de curbură de 33 cm se află în aer. Care este puterea dioptrică a oglinzii și distanța focală a acesteia?
8. Să se calculeze puterea dioptrică a oglinzii convexe cu raza de curbură de 28 cm scufundată în apă ($n=1.33$). Care este distanța focală a acestei oglinzi?

8. LENTILE SFERICE SUBȚIRI

- 8.1 Geometria lentilelor subțiri
- 8.2 Axa optică a lentilei subțiri
- 8.3 Geometria lentilelor subțiri
- 8.4 Focarele lentilei subțiri
- 8.5 Puncte focale echidistante
- 8.6 Reguli de formare a imaginii în lentila subțire convergentă
- 8.7 Ecuația vergenței pentru lentila subțire
- 8.8 Convergența frontului de undă în lentila subțire
- 8.9 Distațele focale și puterea dioptrică
- 8.10 Mărirea laterală a lentilei subțiri
- 8.11 Sistem din două lentile subțiri
- 8.12 Probleme rezolvate
- 8.13 Probleme spre rezolvare

8.1 Geometria lentilelor subțiri

Să presupunem că pe suprafața sferică anterioară a unui cilindru din sticlă cade o undă plană care provine de la o sursă de lumină punctiformă (Figura 8.1 a). Propagarea primului front de undă prin suprafața sferică a sticlei este reprezentat în Fig. 8.1 b. Deoarece viteza frontului de undă în sticlă este mai mică decât în aer, centrul frontului de undă care strabate suprafața sticlei, încetinește, iar marginile acestuia rămân în urmă. Drept urmare, fronturile de undă din sticlă devin fronturi de undă convergente. În aproximația paraxială, fronturile de undă convergente sunt unde sferice și formează o imagine punctiformă E corespunzător Figurei 8.1 c.



**Figura 8.1 a) Unda plană în aer care cade incident pe o suprafață convexă de sticlă
b) centrul frontul de undă strabate mai rapid suprafața convexă în raport cu
extremitățile acestuia c) convergența frontului de undă în sticlă**

În Figura 8.2 este reprezentată propagarea unei plane prin sticlă, incident direcției suprafeței sferice. Pe măsură ce primul front de undă se apropie de suprafața sferică, marginile frontului de undă se propagă în aer înainte de centrul frontului de undă și viteza acestuia crește.

Corespunzător, fronturile de undă care se propagă din sticlă în aer sunt convergente și sferice și formează o imagine punctiformă în aer.

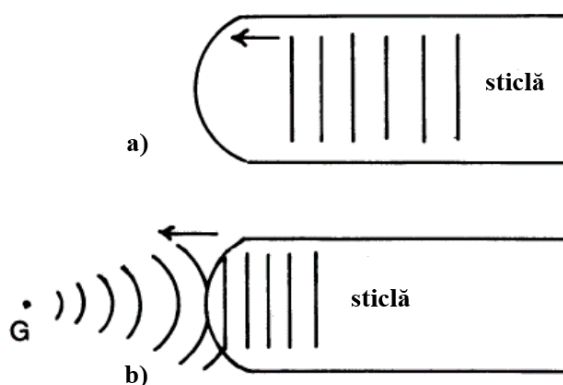


Figura 8.2 a) Propagarea unei unde plane prin sticlă care cade incident pe o suprafață convexă b) frontul de undă strabate suprafața convexă transformând undă plană în undă convergentă

Suprafața sferică de sticlă reprezentată în figurile 8.1 și 8.2 are centrul bombat în aer. Această suprafață produce convergența undelor plane indiferent de direcția de propagare a acestora, adică la trecerea undelor inițial plane din aer în sticlă acestea converg (Figura 8.1), iar undele plane inițial în sticlă devin convergente când trec în aer. (Figura 8.2).

Figura 8.3 reprezintă schematic propagarea undelor plane în aer incidente pe o suprafață sferică bombată în direcția centrului suprafeței de sticlă. Marginile undelor plane intră mai întâi pe suprafața sticlei și în consecință își micșorează viteza înainte de secțiunea centrală a unde plane. Astfel, atunci când întreg frontul de undă se propagă în sticlă, marginile rămân în urma centrului. Astfel, fronturile de undă ce se propagă în interiorul sticlei sunt fronturi de undă sferice divergente.

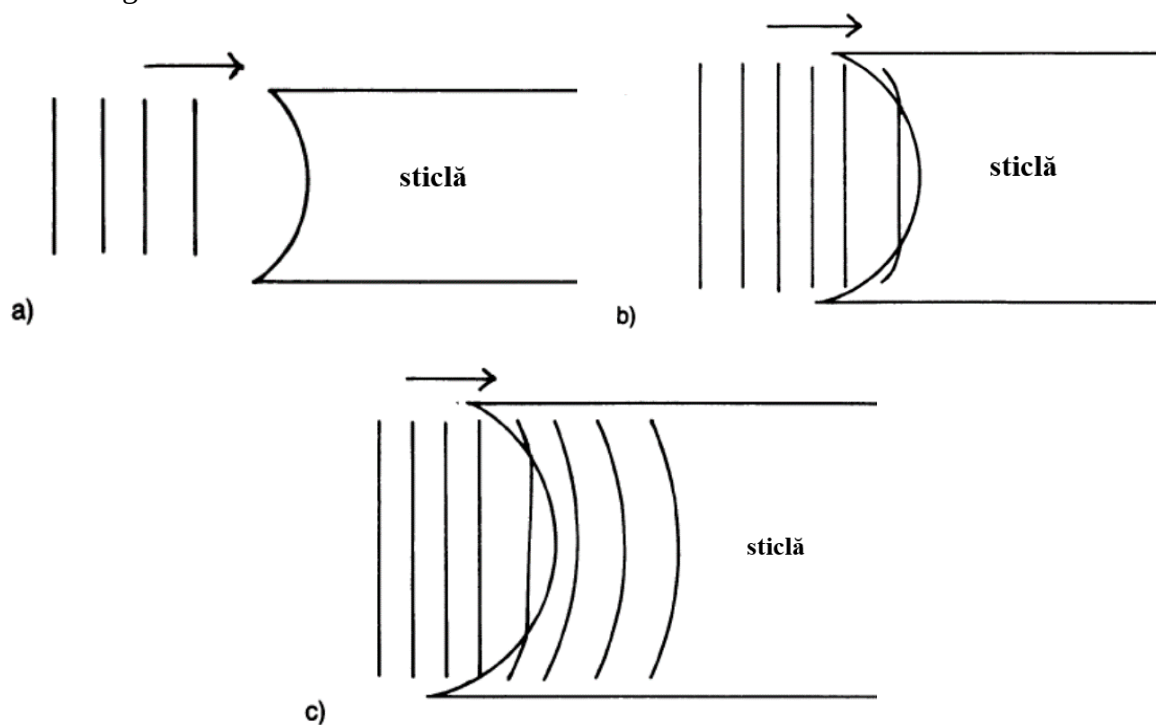


Figura 8.3 a) Propagarea unei unde plane printr-o suprafață de separare concavă aer-sticlă b) transformarea unei unde plane în undă divergentă

În Figura 8.4 sunt reprezentate undele plane care se propagă în sticlă și traversează incident suprafața sferică a acesteia. Aici, centrul frontului de undă se transmite primul din sticlă în aer și drept urmare își mărește viteza. Astfel, frontul de undă care tranzitează suprafața sferică a sticlei devine divergent.

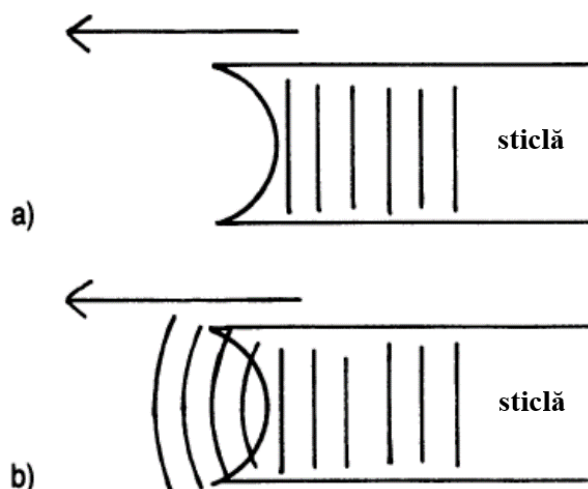


Figura 8.4 a) Propagarea unei unde plane prin sticlă care cade incident pe o suprafață concavă b) frontul de undă strabate suprafața concavă transformând undă plană în undă divergentă

Centru suprafeței de sticlă din figurile 8.3 și 8.4 este bombat în direcția suprafeței de sticlă, iar o așa suprafață diverge unda plană în ambele direcții. Adică unda plană din aer se transformă în undă divergentă când trece în sticlă (vezi Figura 8.3), iar unda plană din sticlă devine divergentă când trece în aer (vezi Figura 8.3 și 8.4).

Figura 8.5 a descrie geometria unei lentile de sticlă convergente realizată cu ajutorul a două suprafețe sferice. Centrul fiecărei suprafețe sferice din sticlă este bombat în aer. Fiecare dintre suprafețele sferice a lentilei produce convergență frontului luminos. O lentilă convergentă este mai groasă la mijloc decât la margini.

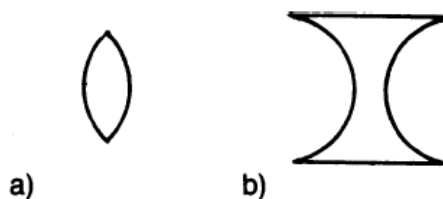


Figura 8.5 a) Lentila convergentă cu două suprafețe convergente și b) lentila divergentă cu două suprafețe divergente.

Figura 8.5 b reprezintă o lentilă de sticlă divergentă realizată la fel cu ajutorul a două suprafețe sferice. În centru, fiecare suprafață de sticlă este adâncită, și contribuie la divergență frontului de undă care se propagă prin lentilă. O lentilă divergentă este mai subțire la mijloc decât la periferii.

În Figura 8.6 sunt reprezentate lentile cu o suprafață convergentă și altă suprafață divergentă. În fiecare caz, suprafața din stânga a lentilei este convergentă, iar suprafața din dreapta a lentilei este divergentă. Efectul net convergent sau divergent depinde de puterea optică a fiecărei suprafețe în parte. În Figura 8.6 a, suprafața convergentă (stânga) are o putere mai mare decât suprafața divergentă (dreapta). În consecință, efectul net al lentilei este de a

converge lumina. Așa dar lentila din figura 8.6 a este o lentilă *convergentă*, mai groasă la mijloc decât la margini.

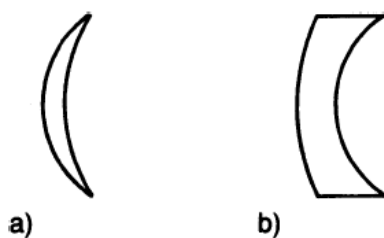


Figura 8.6 a) Lentila convergentă și b) lentila divergentă cu o suprafață convergentă și una divergentă

În Figura 8.6 b, suprafața divergentă (dreapta) are o putere optică mai mare decât suprafața convergentă (stânga). O astfel de lentilă produce un efect net divergent, iar lentila se numește *divergentă*, fiind mai subțire la mijloc decât la margini.

8.2 Axa optică a lentilei subțiri

În Figura 8.7 a este reprezentat schematic o lentilă divergentă ce constă din două suprafețe sferice. Centrul de curbură al suprafeței sferice din stânga este notat prin C_1 , iar al suprafeței sferice din dreapta prin C_2 . Liniile întrerupte completează sferile pentru care C_1 și C_2 sunt considerate centre de curbură.

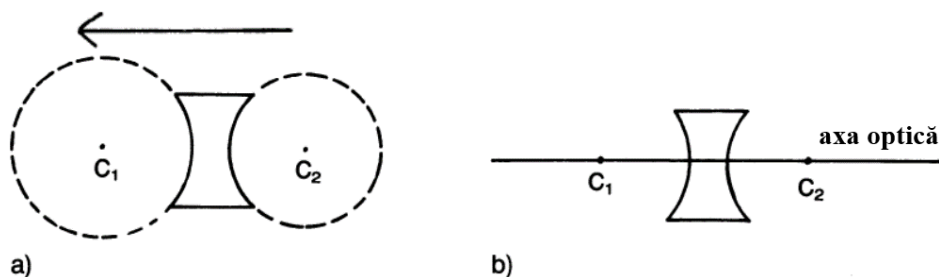


Figura 8.7 a) Centrele de curbură a suprafețelor sferice și b) axa optică a lentilei

Dreapta care trece prin centrele de curbură C_1 și C_2 ale celor două suprafețe sferice se numește *axa optică principală* a lentilei (vezi Figura 8.7b). Această dreaptă reprezintă axa de simetrie a lentilei. O rotire a lentilei în jurul acestei axe în sensul acelor de ceasornic sau în sens invers acelor de ceasornic, nu produce schimbări a imaginii obiectului. Centrele de curbură împreună cu axa optică pentru diferite tipuri de lentile sunt reprezentate în Figura 8.8.

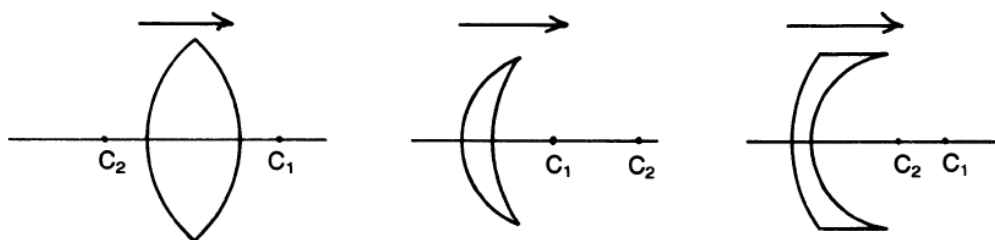


Figura 8.8 Centrele de curbură C_1 și C_2 ale suprafețelor sferice a diferitor tipuri de lentile împreună cu axa optică a acestora

8.3 Geometria lentilelor subțiri

Grosimea centrală a lentilelor discutate mai sus este considerată grosimea lentilelor de-a lungul axei optice principale. Atunci când grosimea centrală a unei lentile este suficient de mică, proprietățile de convergență și divergență ale lentilei în aer sunt independente de forma sau geometria lentilei, precum și de direcția de propagare a luminii prin lentilă. O astfel de lentilă poartă denumirea de *lentilă subțire*. Diferite tipuri de lentile subțiri convergente precum și divergente sunt reprezentate în Figura 8.9 și Figura 8.10.



Figura 8.9 Reprezentarea geometrică precum și schematică a lentilei convergente subțiri

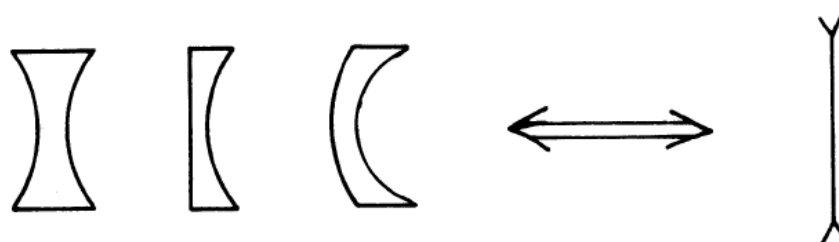


Figura 8.10 Reprezentarea geometrică precum și schematică a lentilei divergente subțiri

Axa optică principală a unei lentile subțiri este perpendiculară pe suprafața acesteia, după cum este reprezentat în Figura 8.11. Punctul de pe suprafața lentilei prin care trece axa optică se numește *centrul optic* al lentilei.

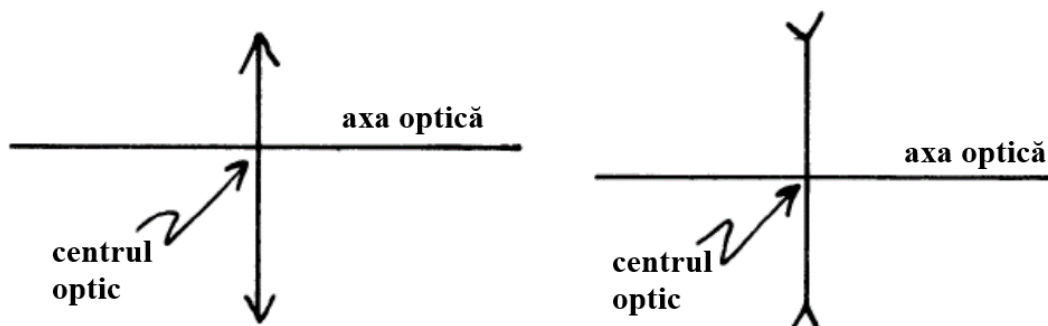


Figura 8.11 Centrul optic și axa optică a lentilelor subțiri

8.4 Focarele lentilei subțiri

Convergența or divergența razelor luminoase de-a lungul axei optice a lentilei are loc în niște puncte numite *focare*. Aceste puncte sunt situate de ambele părți ale lentilei și sunt cunoscute ca focare principale și secundare.

Punct focal primar (F_1) or principal reprezintă punctul obiect de pe axa optică a lentilei care este iluminat și drept urmare a trecerii undelor luminoase prin lentilă acestea se propagă

sub formă de unde plane. O definiție alternativă este aceea că punctul focal primar F_1 este punctul de-a lungul axei optice a lentilei în care este plasat obiectul, a cărui imagine se formează la infinit.

În Figura 8.12 este reprezentată o lentilă convergentă subțire. Fronturile de undă care cad incident pe lentilă sunt divergente, iar fronturile de undă care se propagă prin lentilă sunt unde plane. Razele care părăsesc lentila sunt efectiv paralele între ele la fel și cu axa optică, deoarece una dintre raze se deplasează de-a lungul axei lentilei. Așadar în cazul unei lentile convergente subțiri, punctul focal F_1 este punctul real al obiectului.

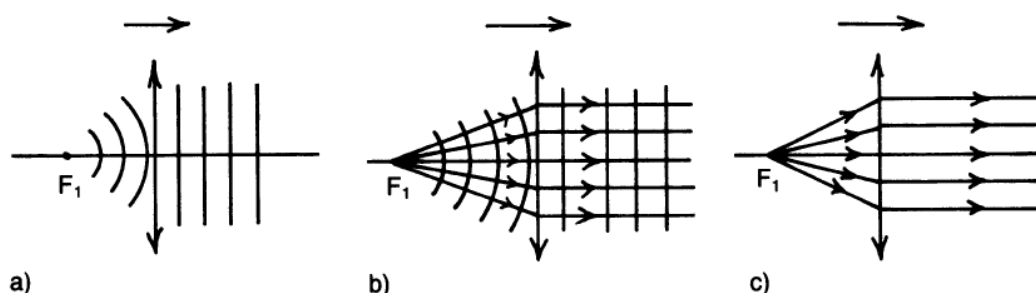


Figura 8.12 a) Fronturi de undă divergente care se propagă de la punctul focal primar și care după traversarea lentilei se propagă sub formă de unde plane b) reprezentarea prin fronturi de unde și raze c) reprezentarea doar prin raze.

Cazul lentilei divergente subțiri este aratat în Figura 8.13. Pentru ca undele luminoase să părăsească lentila divergentă sub formă de unde plane, lumina incidentă trebuie să fie convergentă. Punctul obiect este situat la centrul de curbură al frontului de undă incident și este virtual. Poziția obiectului virtual punctiform poate fi determinată prin prelungirea razelor incidente până la intersecția acestora. Astfel, razele luminoase care au trecut prin lentilă sunt toate paralele între ele la fel și cu axa optică.

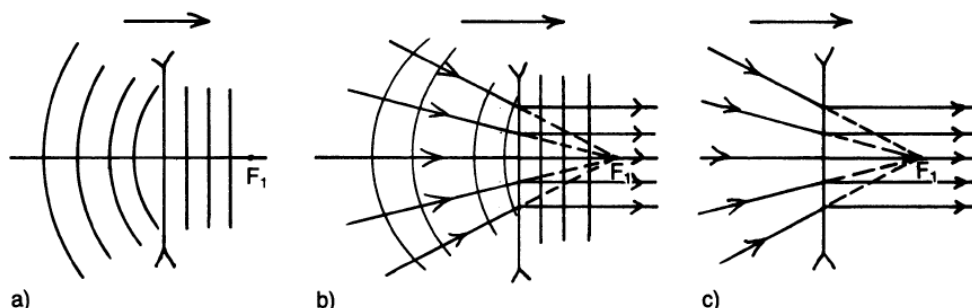


Figura 8.13 a) Fronturi de undă convergente care cad incident pe lentila divergentă, iar la trecerea prin lentilă se propagă sub formă de unde plane. Centrul de curbură a frontului de undă incident corespunde punctului focal primar. b) reprezentarea prin fronturi de unde și raze c) reprezentarea doar prin raze.

Pentru lumina incidentă care se deplasează spre dreapta, punctul focal F_1 se află în partea stângă a lentilei convergente (vezi Figura 8.12), iar în cazul lentilei divergente în partea dreaptă a acesteia (vezi Figura 8.13). Cu toate acestea, trebuie de reținut că la lentilele divergente, F_1 este un punct în spațiul obiectului. Punctul focal primar este asociat cu lumina incidentă care cade pe lentilă, adică cu lumina fizică ce se propagă de la stânga la dreapta prin lentilă, și nu cu undele plane care ies din lentilă.

Poziția punctului primar F_1 în raport cu lentila reprezintă o măsură a puterii convergente sau divergente a lentilei. O lentilă puternică are F_1 situat mai aproape de lentilă, în timp ce o lentilă slabă are F_1 la o distanță mai îndepărtată.

Punctul focal secundar (F_2) pentru o lentilă subțire reprezintă punctul imagine de pe axa optică a lentilei când un fascicol de unde plane cad incident pe suprafața lentilei. O definiție alternativă este aceea că punctul focal secundar F_2 al unei lentile subțiri este punctul în care se formează imaginea pe axă optică a lentilei când obiectul punctiform este situat la o distanță infinită de lentilă.

În Figura 8.14 este reprezentată o lentilă convergentă subțire. Fronturile de undă care se propagă de la sursa punctiformă îndepărtată la suprafața lentilei sunt considerate unde plane. Astfel, lentila optică converge lumina într-un punct F_2 de-a lungul axei optice, formându-se o imagine punctiformă reală, situate în partea dreaptă a lentilei.

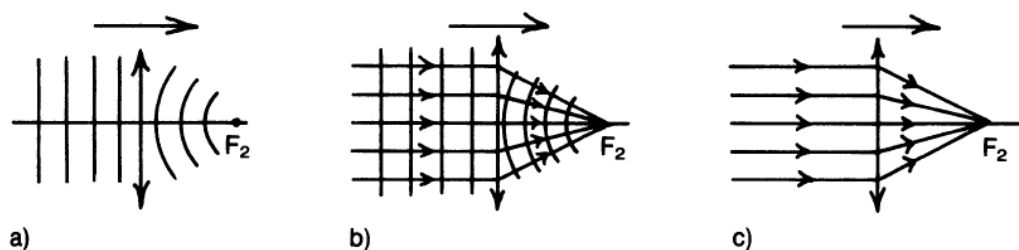


Figura 8.14 a) Fronturi de undă plane care cad incident pe lentila convergentă, convergența undelor având loc în punctul focal secundar. b) reprezentarea prin fronturi de unde și raze c) reprezentarea doar prin raze.

Cazul unei lentile subțiri divergente este reprezentat schematic în Figura 8.15. Aici punctul focal secundar se definește identic cazului precedent, adică punctul focal secundar este punctul în care se formează imaginea de-a lungul axei optice, când obiectul se află la infinit. La fel undele incidente care se propagă de la obiect sunt considerate unde plane. Lentila diverge undele plane, iar punctul axial în care se formează imaginea, numit punct focal secundar, este virtual și situat în centrul de curbură al frontului de undă divergent. Poziția acestui punct se determină prin prelungirea razelor divergente și este situat de-a lungul axei lentilei (vezi figurile 8.15 b și c).

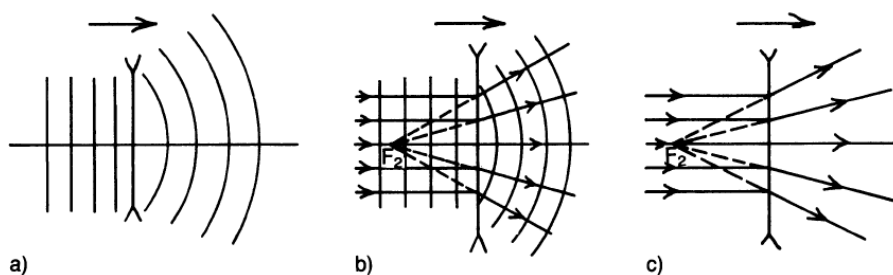


Figura 8.15 a) Fronturi de undă plane care cad incident pe lentila divergentă, divergența undelor având loc în punctul focal secundar. b) reprezentarea prin fronturi de unde și raze c) reprezentarea doar prin raze.

Pentru lumina incidentă care se propagă conventional de la stânga spre dreapta, punctul focal secundar se află în partea dreaptă a lentilei convergente (vezi Figura 8.15) și în stânga la lentila divergentă (vezi Figura 8.15). Cu toate acestea, în cazul lentilelor divergente, punctul F_2 este un punct din spațiul imaginii. Punctul focal secundar este asociat cu lumina propagată prin lentilă, dar nu cu undele plane incidente la lentilă.

Poziționarea punctului focal F_2 în raport cu lentila reprezintă o măsură a puterii a lentilei convergente sau divergente. Astfel o lentilă puternică are F_2 situat mai aproape de lentilă, în timp ce la lentila slabă F_2 se află mai departe de lentilă.

8.5 Puncte focale echidistante

Când grosimea centrală a unei lentile în aer este suficient de mică, forma lentilei precum și direcția de propagare a razelor de lumină prin lentilă nu influențează asupra proprietăților imaginii.

Să considerăm o lentilă convergentă subțire, prin care un fascicol de unde plane incidente se propagă spre dreapta, iar punctul focal secundar, F_2 este situat la 10 cm dreapta de poziția lentilei (Fig 8.16 a). În cazul figurei 8.16 b, undele plane incidente se propagă de la dreapta la stânga prin lentilă. Deoarece proprietățile imaginii la lentila subțire în aer sunt independente de direcția de propagare a unei luminoase, punctul focal F_2 este deja situat la 10 cm stânga de lentilă.

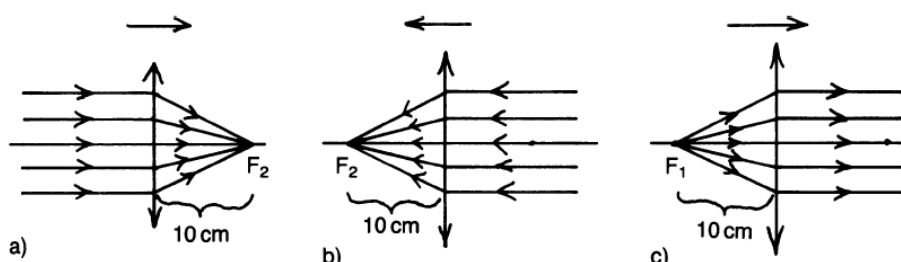


Figura 8.16 a) Unde plane care se propagă de la stânga la dreapta prin lentilă. b) Unde plane care se propagă de la dreapta spre stânga prin lentilă c) punctul focal primar este situat la aceeași distanță ca și punctul focal secundar.

După cum se poate observa, cazul din Figura 8.16 c reprezintă o reversibilitate a Figurei 8.16 b. Cu toate acestea, în situația inversă (Figura 8.16 c), lumina se îndepărtează de punctul de 10 cm din partea stângă a lentilei la care undele plane părăsesc lentila. În consecință, punctul secundar F_2 din Figura 8.16b devine punctul focal principal F_1 , pentru cazul Figurei 8.16c.

Comparând figurile 8.16a și c, se poate observa că punctele focale primare și secundare sunt ambele situate la aceeași distanță de 10 cm de lentilă. Acest argument poate fi repetat pentru orice distanță focală. Prin urmare, punctele focale primare și secundare pentru orice lentilă subțire în aer sunt întotdeauna echidistante în raport cu lentila. Drept concluzie putem afirma, că punctele focale primare și secundare pur și simplu își schimbă poziția atunci când lumina se propagă într-o direcție opusă prin lentilă.

8.6 Reguli de formare a imaginii în lentila subțire convergentă

În cele discutate mai sus, am considerat cazul propagării unei unde plane prin lentila convergentă. Unda plană semnifică că sursa punctiformă or obiectul sunt situate la infinit de lentilă. În continuare vom analiza cazul când obiectul se află la o distanță finită de lentilă (vezi Fig. 8.17).

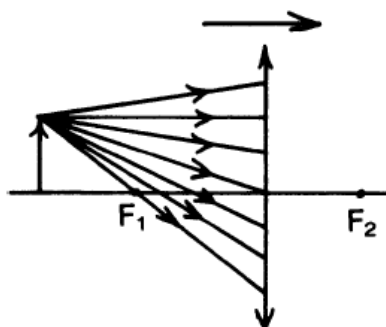


Figura 8.17 Raze divergente incidente la lentila convergentă

După cum se observă de la obiect se propagă un număr infinit de raze luminoase sub diferite unghiuri care ulterior cad pe lentilă. Din multitudinea de raze am putea presupune traiectoria de propagare doar a două raze prin lentilă: raza care trece prin focarul principal F_1 și cea care se propagă paralel axei optice. Raza de lumină care se propagă paralel axei optice corespunde cazului unei plane din Fig. 8.16 a, iar după ce va trece prin lentilă aceasta va converge în punctul focal F_2 . Raza de lumină care se propagă prin F_1 la traversarea lentilei se va propaga paralel axei optice a lentilei, cea care corespunde Fig. 8.16 c. Așa dar din toatălitatea razelor incidente ce corespund Fig. 8.17, putem presupune traiectoria de propagare a două raze prin lentilă (vezi Fig. 8.18).

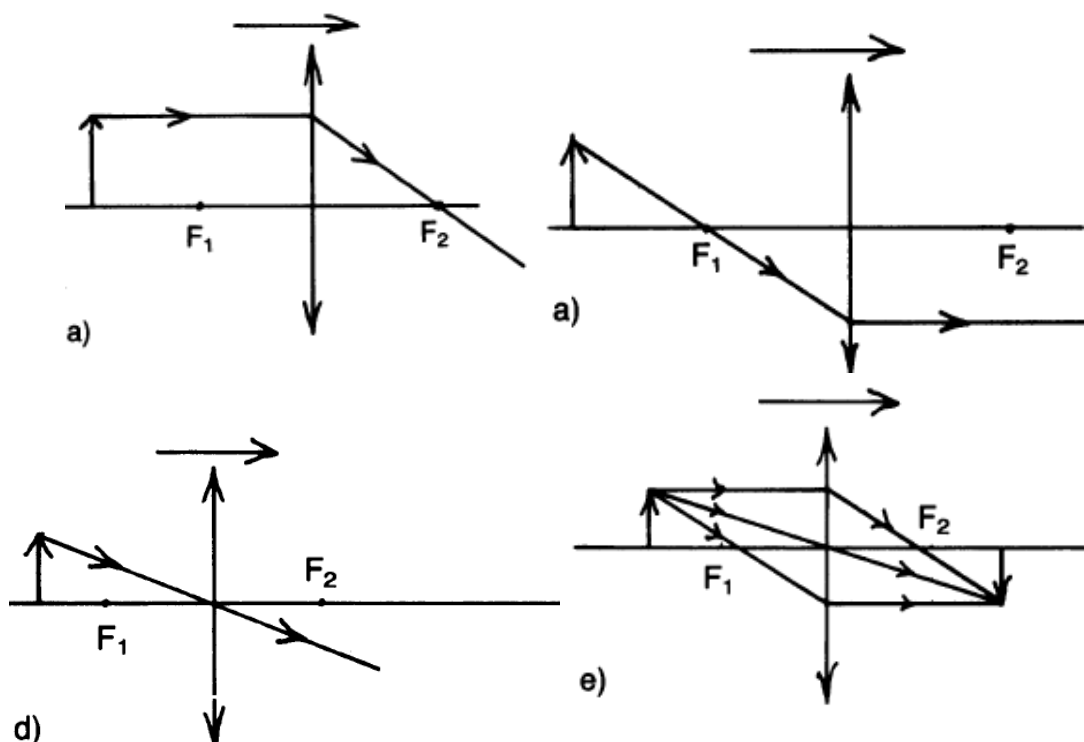


Figura 8.18 Propagarea a) razei incidente predictibile paralele axei optice b) razei incidente predictibile prin focarul principal c) razei incidente predictibile prin centrul optic. d) Formarea imaginii cu ajutorul a trei raze predictibile.

În Fig. 8.18 c) este reprezentată propagarea razei incidente prin centrul optic al lentilei, astfel de rază se mai numește și rază nodală. Raza nodală după trecerea prin lentilă se propagă rectiliniu. Propagarea celor trei raze predictibile ne indică faptul că lumina propagată prin lentilă este convergentă. Punctul de intersecție a celor două raze de lumină reprezintă locația imaginii obiectului. Deoarece obiectul se află într-un plan perpendicular pe axa optică a lentilei,

imaginea formată prin lentilă este răsturnată și de asemenea se află într-un plan perpendicular axei. Așa dar pentru a reprezenta propagarea razelor de lumină și formarea imaginii este nevoie de cel puțin trei raze luminoase, dar în general sunt suficiente și două raze.

În continuare să considerăm un exemplu de trasare a razelor și formarea imaginii unui obiect situat între focarul principal și lentila convergentă. După cum am discutat mai sus sunt necesare două raze predictibile pentru a determina locația imaginii formate prin lentilă. Raza incidentă care până la lentilă se propagă paralel axei optice, după lentilă va converge prin focarul secundar (Fig. 8.19 a). Raza care se propagă prin punctul focal principal, după lentilă se propagă paralel axei optice (Fig. 8.19 b).

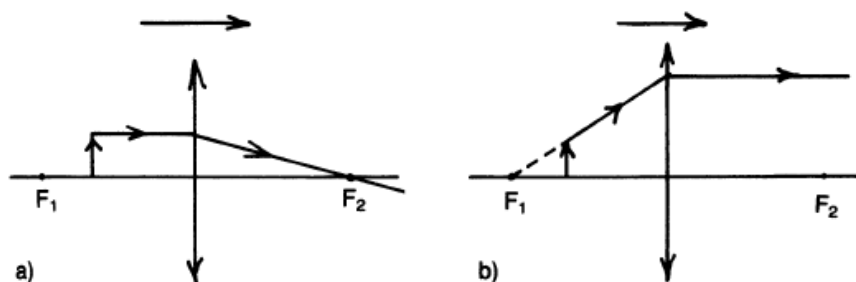


Figura 8.19 Propagarea razelor predictibile asociate cu punctele focale

În Figura 8.20 a) sunt reprezentate ambele raze previzibile. Razele de ieșire indică faptul că lumina care iese este divergentă. În consecință, imaginea este virtuală și poate fi localizată prin extinderea razelor refractate în direcția opusă până când acestea se intersectează (Figura 8.20 b). Imaginea virtuală este dreaptă în raport cu obiectul și mai mare decât obiectul. Acesta este un exemplu de lentilă care amplifică dimensiunea obiectului.

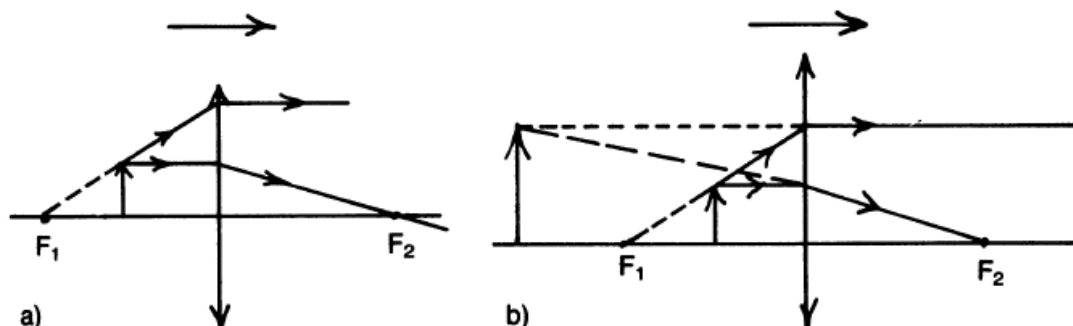


Figura 8.20 Formarea imaginii virtuale prin lentila convergentă cu ajutorul razelor predictibile.

În Figura 8.21 a) este reprezentată propagarea razelor de lumină convergente prin lentilă. Deoarece lumina incidentă este convergentă, obiectul este virtual și este plasat în spatele lentilei. Locația obiectului virtual este determinată prin extinderea razelor convergente (prin linii întrerupte) în direcție opusă până în punctul de intersecție a razelor.

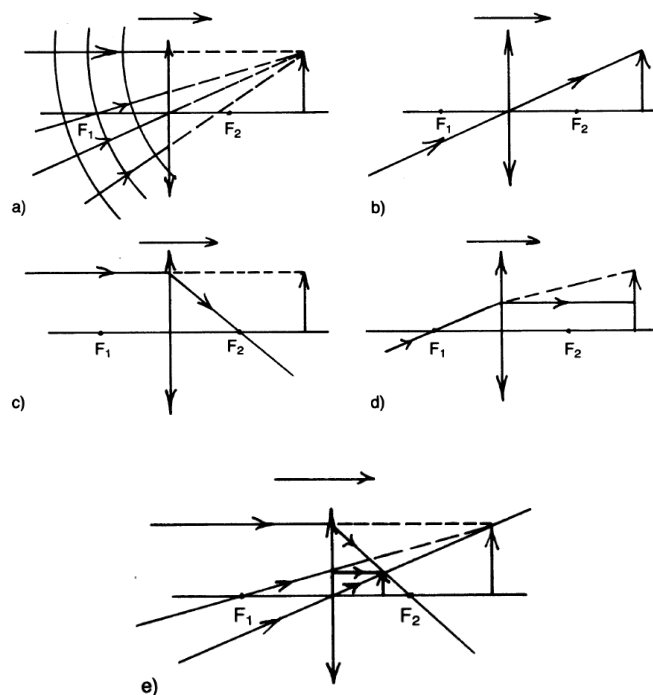


Figura 8.21 a) Convergența fronturilor de undă și a razelor incidente în lentila convergentă, b) raza nodală, c) raza incidentă paralel axei optice d) raza incidentă asociată cu punctul focar principal, e) formarea imaginii cu ajutorul razelor predictibile.

Dintre toate razele convergente incidente, trei sunt previzibile, așa cum sa discutat anterior. Raza nodală se propagă prin lentilă fără deviere (Figura 8.21 b) și este reprezentată în printr-o linie continuă. Figura 8.21 c) ne arată raza incidentă care se propagă paralelă cu axa. Această rază după traversarea lentilei se îndreaptă spre punctul focal secundar.

Figura 8.21 d) rezintă raza incidentă care trece prin focarul principal, iar după lentilă se propagă paralel axei optice. Propagarea celor trei raze predictibile și formarea imaginii lentilă sunt reprezentate în Figura 8.21 e). Razele propagate prin lentilă, arată că lumina este convergentă și formează o imagine reală, care este dreaptă și mai mică în raport cu obiectul virtual.

8.6 Reguli de formare a imaginii în lentila subțire divergentă

Pentru lentila divergentă (negativă), punctul focal secundar, F_2 reprezintă punctul axial de formare a imaginii pentru obiectul plasat la infinit de lentilă (Fig. 8.22 a). Cu alte cuvinte, F_2 este punctul de imagine de-a lungul axei optice care rezultă când unde plane cad incident pe lentilă. Pentru o lentilă divergentă subțire, F_2 este un punct virtual al imaginii.

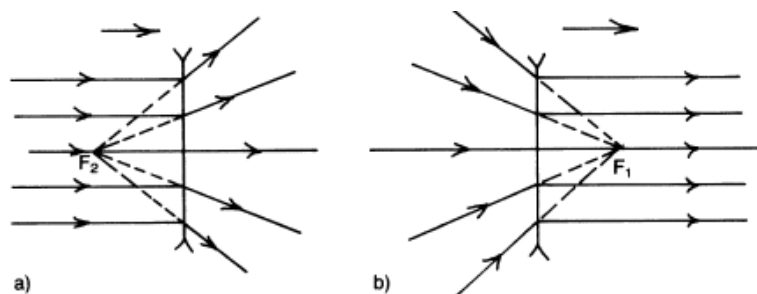


Figura 8.22 Reprezentarea schematică a razelor asociate cu punctele focale a lentilei divergente

Punctul focal primar, F_1 este punctul de plasare a obiectului pentru a forma o imagine la infinit de lentila divergentă. În mod clar, pentru ca undele propagate prin lentilă să fie plane, lumina incidentă trebuie să fie convergentă. Astfel, F_1 trebuie să reprezinte un punct al obiectului virtual. Figura 8.22 b) reprezintă razele asociate cu F_1 pentru o lentilă divergentă subțire. Astfel, orice rază incidentă care trece prin focarul principal F_1 a lentilei divergente, după lentilă se propagă paralel axei optice. Punctele focale F_1 și F_2 sunt echidistante în raport cu lentila.

În Figura 8.23 a) sunt reprezentate propagarea razelor de lumină prin lentila divergentă când obiectul se află după focarul lentilei. Trei dintre aceste raze sunt predictibile. Raza incidentă care cade pe lentilă paralel axei optice, după lentilă se abate astfel încât prelungirea acesteia să treacă prin punctul focal F_2 (Figura 8.23b). În Figura 8.23 c) este reprezentat mersul razei asociate punctului focal primar, care după lentilă se propagă paralel axei. Figura 8.23 d) reprezintă propagarea razei nodale. Toate cele trei raze predictibile sunt reprezentate în Figura 8.23 e). După cum se observă, lumina refractată prin lentilă este divergentă, iar poziția imaginii virtuale este determinată prin prelungirea razelor refractate în direcție opusă până în punctul de intersecție ale acestora. Imaginea virtuală este dreaptă și mai mică în raport cu obiectul.

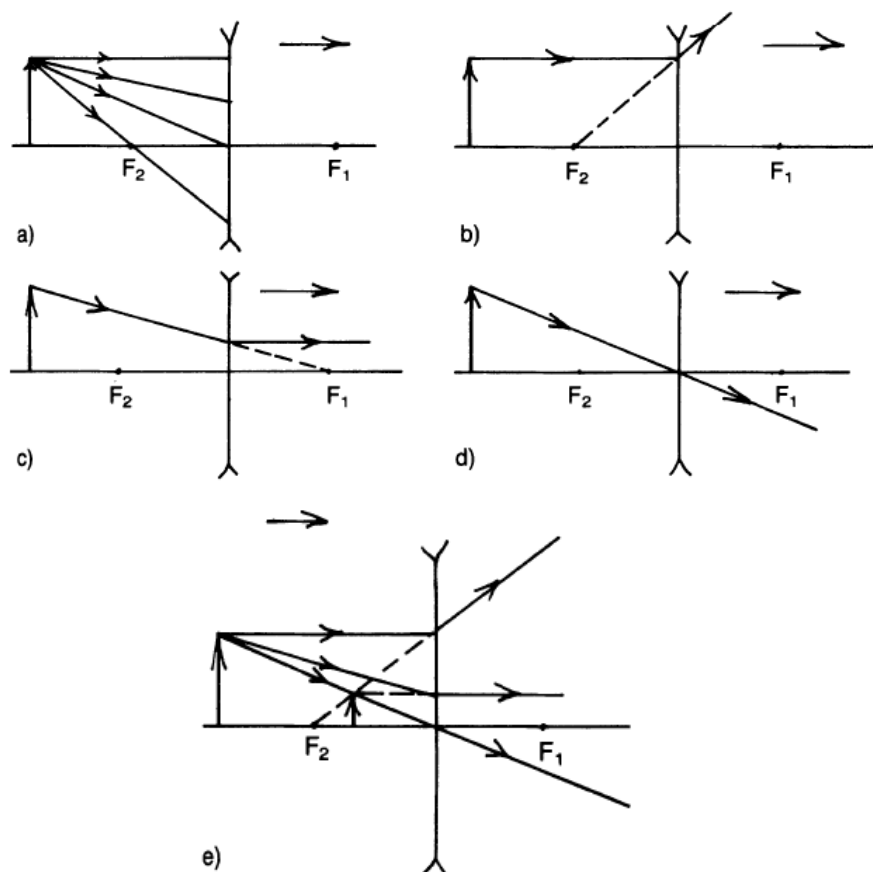


Figura 8.23 a) raze incidente care diverg pe lentila divergentă, b) raza incidentă predictibilă care se propagă paralel axei, c) raza incidentă predictibilă care se propagă prin punctul focal primar, d) propagarea razei nodale, e) formarea imaginii cu ajutorul a trei raze

În Figura 8.24 este reprezentat cazul luminii convergente care cade incident pe lentila subțire divergentă. Aici obiectul este virtual și situat între lentilă și focarul principal, iar locația acestuia se determină prin extinderea razelor convergente incidente (Figura 8.24 a).

Dintre toate razele incidente din Figura 8.24 a, trei sunt predictibile, iar razele asociate cu punctul focal sunt arătate în Figura 8.24 b și c. Figura 8.24 d reprezintă propagarea razei nodale.

Punctul de formare a imaginii prin lentilă cu ajutorul celor trei raze predictibile este dat de Figura 8.24 e). Razele de ieșire converg pentru a forma o imagine reală care este dreaptă și mai mare în raport cu obiectul virtual. În acest caz că lumina care se refractă prin lentilă nu este la fel de convergentă ca lumina incidentă.

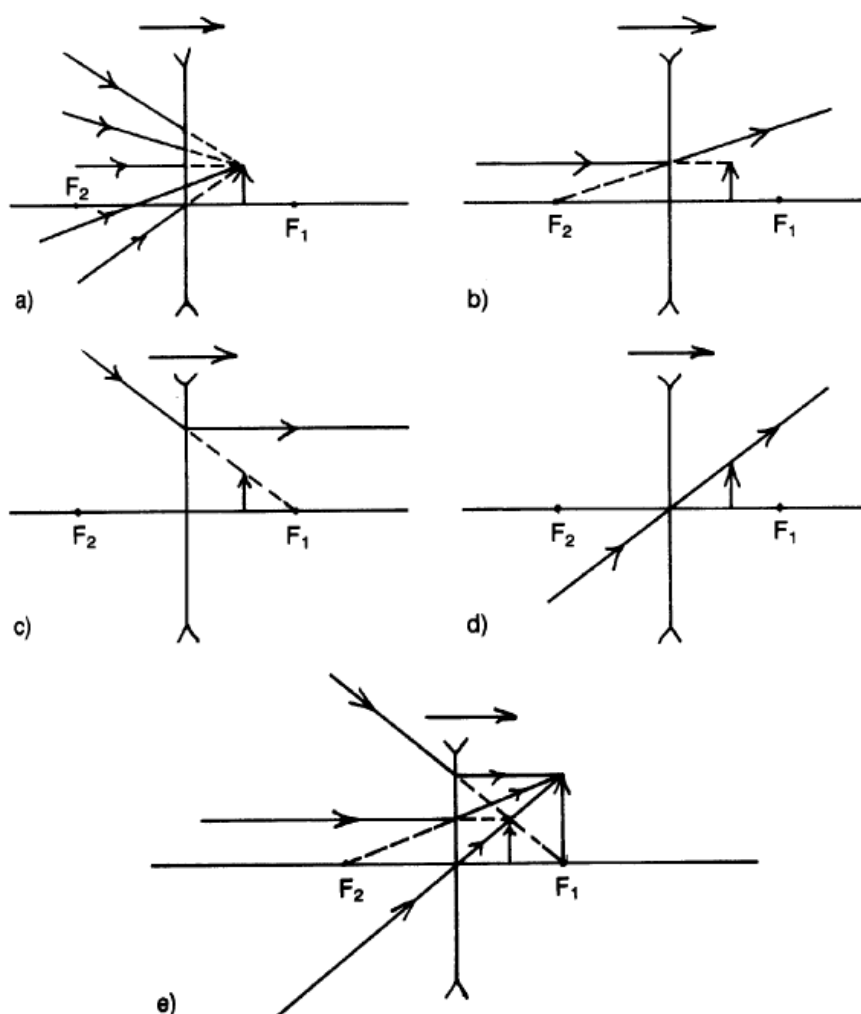


Figura 8.24 a) raze incidente care converg pe lentila divergentă, iar poziția obiectului este între lentilă și focarul principal b) raza incidentă predictibilă care se propagă paralel axei, c) raza incidentă predictibilă care se propagă prin punctul focal primar, d) propagarea razei nodale, e) formarea imaginii cu ajutorul a trei raze

Un alt caz de de convergență a luminii incidente pe lentila divergentă când obiectul virtual este localizat după focarul principal este reprezentat în Figura 8.25 a. În Figura 8.25 b și c sunt reprezentate propagarea razelor asociate focarelor lentilei, iar Figura 8.25 d corespunde mișcării razei nodale.

Formarea imaginii cu ajutorul trasării celor trei raze predictibile este aratăată în Figura 8.25 f. Razele propagate prin lentilă sunt divergente, iar imaginea este virtuală. Poziția imaginii virtuale este determinată prin extinderea razelor propagate prin lentilă în direcție opusă. În acest caz, imaginea virtuală este inversată și are aceeași dimensiune ca și obiectul virtual. Rețineți că imaginea virtuală este asociată doar cu lumina care se refractă prin lentilă, iar obiectul virtual este asociat doar cu lumina incidentă care cade pe lentilă.

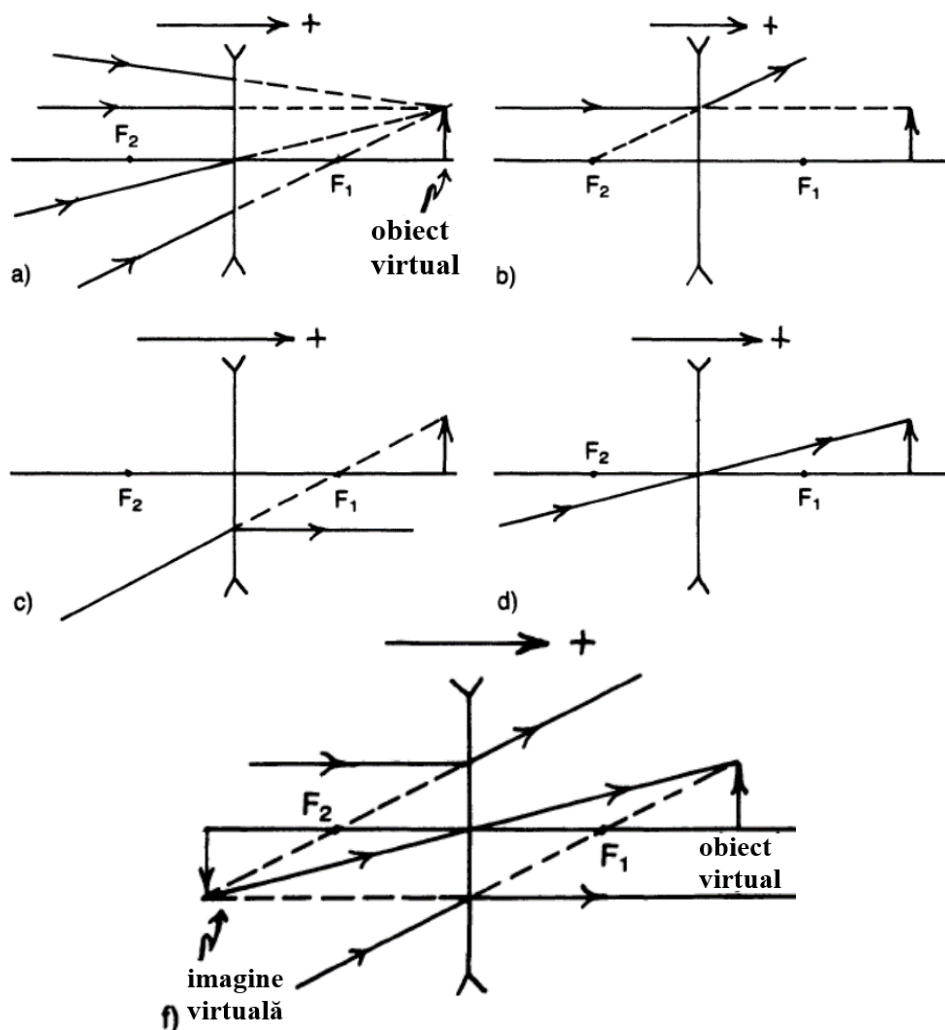


Figura 8.25 a) raze incidente care converg pe lentila divergentă când poziția obiectului este departe de focarul principal b) raza incidentă predictibilă care se propagă paralel axei, c) raza incidentă predictibilă care se propagă prin punctul focal primar, d) propagarea razei nodale, e) formarea imaginii cu ajutorul a trei raze

8.7 Ecuația vergenței pentru lentila subțire

Lentila subțire precum și alte tipuri de lentile modifică vergența frontului de undă incident care se propagă. În Fig. 8.26 un front de undă divergent cade pe suprafața unei lentile subțire, iar după traversarea prin lentilă acesta devine convergent. Gradul de divergență or de convergență al frontului de undă la suprafața lentilei cantitativ este specificat de către vergența acestuia. Influența lentilei subțiri asupra frontului de undă poate fi descrisă cu ajutorul ecuației vergenței:

$$L' = P + L, \quad (8.1)$$

unde L reprezintă vergența frontului de undă incident care cade pe lentilă, iar L' este vergența frontului de undă propagat prin lentilă. Mărimea P se numește *puterea dioptrică* a lentilei subțiri.

Puterea dioptrică reprezintă o caracteristică a lentilelor și este o măsură a puterii de convergență or divergență a lentilei. Unitatea de măsură a vergenței frontului de undă incident

și a celui propagat prin lentilă este dioptia. Puterea dioptrică a lentilei convergente este *pozitivă*, iar pentru lentila divergentă puterea dioptrică este *negativă*.

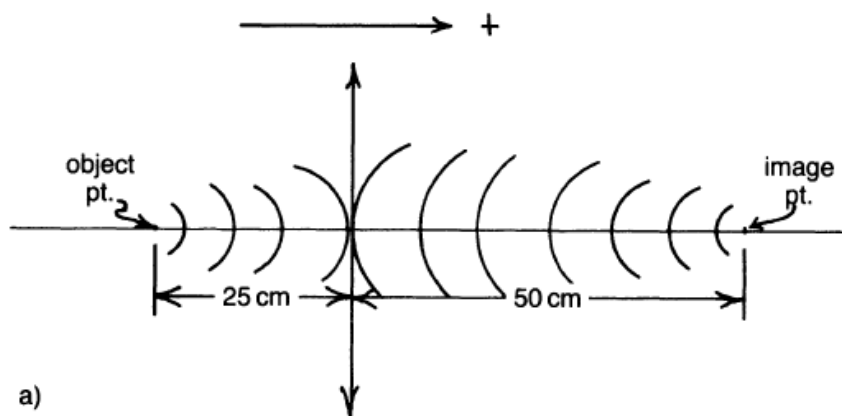


Figura 8.26 a) Convergența frontului de undă în lentila subțire

Pentru un front de undă incident al cărui vergență este -4.0 D , care se propagă prin lentila subțire, iar vergența frontului de undă propagat este de $+2.0\text{ D}$, puterea dioptrică a lentilei se calculează din ecuația vergenței

$$P = L' - L = +2.0\text{ D} - (-4.0\text{ D}) = +6.0\text{ D}.$$

În cazul unui frontul de unde plane, care cade pe lentila cu puterea dioptrică de $+6.0\text{ D}$, vergența frontului incident este zero ($L = 0$), iar vergența undei propagate prin lentilă va coincide cu puterea dioptrică a lentilei subțiri:

$$P = L' = +6.0\text{ D}.$$

După cum se poate observa vergența luminii transmise prin lentilă depinde atât de puterea dioptrică a lentilei cât și vergența frontului de undă incident. Vergența undei transmise este egală cu puterea dioptrică a lentilei doar în cazul când unda incidentă este plană.

8.8 Convergența frontului de undă în lentila subțire

Pentru lentila subțire plasată în aer, obiectul poate fi considerat real or virtual, în dependență de convergența or divergența luminii incidente care cade pe lentilă. Se presupune că poziția obiectului punctiform se află în centrul de curbură a frontului de undă incident care se propagă spre lentilă. Imaginea formată printr-o lentilă de asemenea poate fi reală or virtuală și la fel depinde de convergența or divergența frontului de undă. Poziția imaginii punctiforme formate la propagarea frontului de undă prin lentilă este considerată centrul de curbură a frontului.

Convențional distanța obiectului și a imaginii în spațiu se măsoară în raport cu lentila (de la lentilă spre obiect, or de la lentilă spre imagine) de-a lungul axei optice a lentilei. Distanțele pozitive sunt cele măsurate în direcția propagării luminii, iar cele negative – contrar propagării luminii.

În Figura 8.26 a) distanța de la obiect la lentilă (l) este negativă deoarece obiectul se află în partea stângă a lentilei, iar lumina se propagă de la stânga la dreapta. Distanța imaginii de lentilă, care o notăm prin l' este pozitivă pentru că se măsoară în direcția propagării luminii. În

acel caz distanța obiectului de lentilă este $l = -25 \text{ cm}$, iar imaginea se află la distanța de $l' = 50 \text{ cm}$ de lentilă.

Distanța obiectului l reprezintă raza de curbură a frontului de undă incident care cade pe lentilă. Vergența obiectului L care de fapt reprezintă vergența frontului de undă incident se calculează ca inversul distanței obiectului de lentilă:

$$L = \frac{1}{l}. \quad (8.2)$$

Distanța imaginii l' reprezintă raza de curbură a frontului de undă propagat prin lentilă. Vergența imaginii care descrie vergența frontului de undă transmis prin lentilă este egală cu inversul distanței l' :

$$L' = \frac{1}{l'}. \quad (8.3)$$

Când se lucrează cu unități centimetrice, la calculul vergenței este comod de utilizat factorul de conversie, care a fost definit în paragrafele anterioare. Pentru frontul de undă din Fig. 5.1 vergența obiectului va fi:

$$L = \frac{100 \text{ cm/m}}{-25 \text{ cm}} = -4.0 \text{ D},$$

iar a imaginii

$$L' = \frac{100 \text{ cm/m}}{50 \text{ cm}} = +2.0 \text{ D}.$$

Aceste valori ale vergențelor corespund lentilei convergente cu puterea dioptrică $+6.0 \text{ D}$.

În continuare discutăm propagarea frontului de undă prin lentila divergentă reprezentă în Fig. 8.27. Frontul de undă incident este convergent, iar poziția centrului de curbură a frontului este la 20.0 cm dreapta de lentilă. Lumina propagată prin lentilă este divergentă, iar centrul de curbură a luminii propagate prin lentilă este situat la 10.0 cm stânga de lentilă. În acest caz obiectul este virtual, iar imaginea formată prin lentilă de asemenea este virtuală.

Vergența obiectului și a imaginii vor fi egale cu:

$$L = \frac{100 \text{ cm/m}}{+20 \text{ cm}} = +5.0 \text{ D}, \quad L' = \frac{100 \text{ cm/m}}{-10 \text{ cm}} = -10.0 \text{ D}.$$

Cunoscând vergența obiectului și cea a imaginii, putem determina puterea dioptrică a lentilei:

$$P = L' - L = -10.0 \text{ D} - (+5.0 \text{ D}) = -15.0 \text{ D}.$$

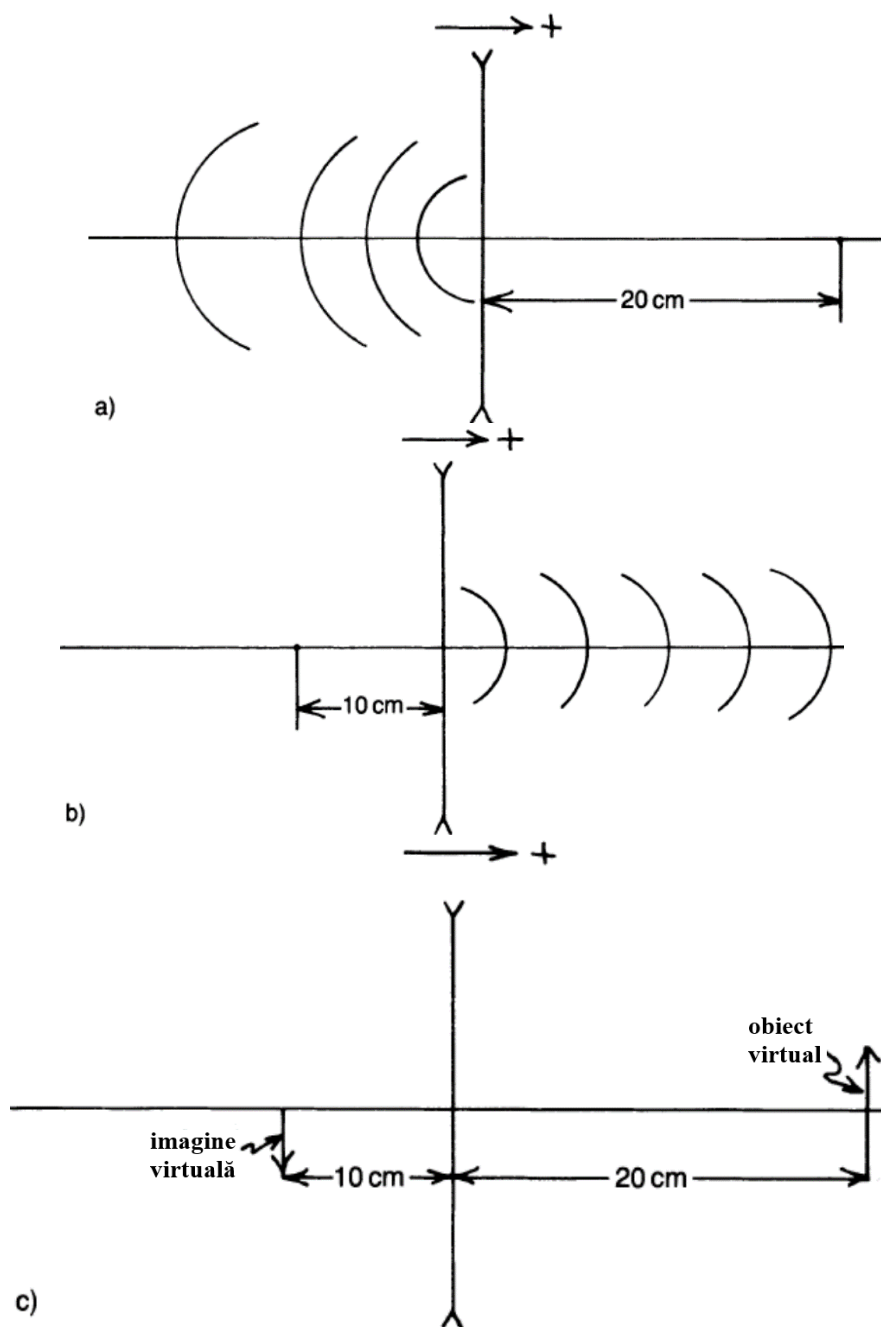


Figura 8.27 a) Convergența frontului de undă incident în lentila subțire divergentă, b) frontul de undă divergent propagat prin lentilă c) reprezentarea obiectului virtual și formarea imaginii virtuale

8.9 Distanțele focale și puterea dioptrică

Distanța focală secundară f_2 reprezintă distanța, măsurată de-a lungul axei optice, de la lentilă la punctul focal secundar F_2 . În cazul unei plane incidente la lentilă, imaginea punctiformă se formează în focarul secundar al lentilei, adică $l' = f_2$. Aceasta ar însemna că vergența obiectului este zero, iar vergența imaginii coincide cu puterea dioptrică a lentilei:

$$P = L' = \frac{1}{l'}$$

or

$$P = \frac{1}{f_2}. \quad (8.4)$$

Relația (8.4) ne arată că puterea dioptrică a lentilei depinde invers proporțional de distanța focală secundară a lentilei.

Distanța focală principală f_1 reprezintă distanța directă de-a lungul axei optice care este măsurată de la lentilă la punctul focal principal F_1 . Când obiectul este situat în focarul principal, imaginea se formează la infinit de lentilă ceea ce înseamnă că vergența imaginii este nulă, $L' = 0$. Distanța focală principală va fi egală cu distanța de la lentilă la focarul principal, care coincide cu poziția obiectului, $l = f_1$. Din ecuația vergenței rezultă că

$$P = -L,$$

or

$$P = -\frac{1}{f_1}. \quad (8.5)$$

Relația (8.5) arată conexiunea dintre puterea dioptrică a lentilei și distanța focală secundară.

Expresiile (8.4) și (8.5) confirmă faptul că punctele focale ale lentilei subțiri sunt echidistante:

$$f_2 = -f_1. \quad (8.6)$$

În cazul unei lentile cu puterea dioptrică de $+4 D$, distanțele focale vor fi echidistante și simetrice în raport cu lentila (Fig. 8.28):

$$f_2 = \frac{1}{P} = \frac{100 \text{ cm/m}}{+5.00 D} = +20.00 \text{ cm},$$

$$f_1 = -\frac{1}{P} = -\frac{100 \text{ cm/m}}{+5.00 D} = -20.00 \text{ cm}.$$

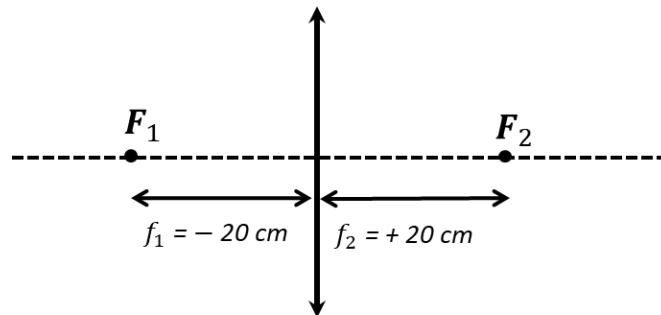


Figura 8.28 Distanțele focale ale lentilei subțiri cu puterea dioptrică $+4.00 D$

În cazul lentilelor subțiri divergente, focarele la fel sunt echidistante și se respectă relația (8.6).

8.10 Mărirea laterală a lentilei subțiri

Imaginea unui obiect linear privit printr-o lentilă subțire este de obicei mai mare sau mai mică decât obiectul real. Raportul dintre înălțimea imaginii către înălțimea obiectului reprezintă *mărirea laterală* a lentilei și se notează cu litera m :

$$m = \frac{h'}{h}.$$

La măsurarea înălțimii obiectului or a imaginii se ține cont de regula semnelor. Distanțele măsurate în planul de sus al axei optice sunt pozitive, iar cele măsurate mai jos de axă sunt negative.

Mărire laterală pozitivă înseamnă că imaginea este dreaptă în raport cu obiectul (se află în același plan). Dacă imaginea formată prin lentilă este rasturnată (obiectul și imaginea se află în diferite plane), mărirea m este negativă.

Mărirea laterală $m > 1$ ne indică că imaginea este mai mare decât obiectul, iar $m < 1$ indică că imaginea este mai mică decât obiectul real.

Să presupunem un obiect plasat în fața unei lentile convergente, iar raza nodală ne indică imaginea formată prin lentilă (Fig. 8.29). Atât obiectul cât și imaginea sunt reale. Unghiurile w este unghiul dintre raza incidentă și axa optică a lentilei, iar w' - unghiul dintre raza refractată și axă.

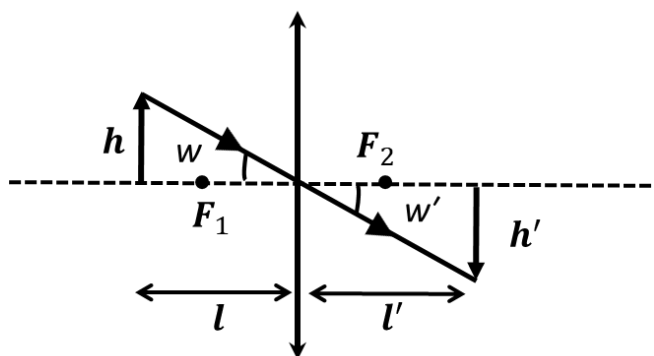


Figura 8.29 Formarea imaginii în lentila subțire cu ajutorul razei nodale

Matematic aceste unghiuri sunt definite după cum urmează:

$$\tan w' = \frac{h'}{l'}, \quad \tan w = \frac{h}{l}.$$

Pentru unghiuri mici $w = w'$, obținem:

$$\frac{h'}{l'} = \frac{h}{l},$$

or

$$m = \frac{h'}{h} = \frac{l'}{l}. \quad (8.7)$$

Așa dar mărirea laterală mai poate fi calculată prin raportul dintre distanța de la imagine la lentilă către distanța de la obiect la lentilă. Aceasta mărime se mai numește și *mărirea lineară a lentilei*.

Deoarece vergența obiectului și imaginii se calculează cu ajutorul distanțelor l și l' , putem exprima mărirea laterală a lentilei subțiri prin vergență după cum urmează:

$$m = \frac{L}{L'}. \quad (8.8)$$

Să considerăm un caz mai special când imaginea formată prin lentilă este de aceeași înălțime ca și obiectul dar inversată. Aceasta ar însemna că mărirea laterală este $m = -1$. În continuare vom determina distanța obiectului de lentilă, iar conform ecuație (8.8)

$$m = \frac{L}{L'} = -1, \text{ or } L' = -L.$$

Dacă vom considera ecuația vergenței $L' = P + L$, obținem că

$$P = -2L.$$

Ținând cont de faptul că $L = 1/l$, iar $P = 1/f_1$ se obține următoarele:

$$-\frac{2}{l} = -\frac{1}{f_1},$$

or

$$l = 2f_1.$$

Așadar când obiectul se află la două distanțe focale principale în raport cu lentila subțire, mărirea laterală este -1. După cum se poate de observat, în acest caz imaginea formată se va afla de asemenea la două distanțe focale secundare:

$$l' = 2f_2.$$

Punctele axiale $2f_1$ și $2f_2$ se numesc puncte conjugate și sunt notate prin $2F_1$ și $2F_2$. Aceste puncte conjugate sunt *puncte simetrice* ale lentilei, iar planele care include aceste puncte se numesc *plane simetrice*. Planele simetrice sunt planele perpendiculare la axa optică a lentilei.

O lentilă poate conține o infinitate de puncte conjugate (puncte focale).

8.11 Sistem din două lentile subțiri

Prezintă interes studierea propagării luminii prin sistemul dublu de lentile. Presupunem că avem o lentilă cu puterea dioptrică P_1 , care este situată în fața altei lentile de putere P_2 la distanța d (Fig. 8.30). Lumina care se propagă prin prima lentilă va cădea incident pe lentila doua, iar imaginea formată prin prima lentilă va servi drept obiect pentru a doua lentilă. Poziția imaginii finale formată prin ambele lentile poate fi determinată succesiv aplicând ecuația vergenței pentru fiecare lentilă în parte.

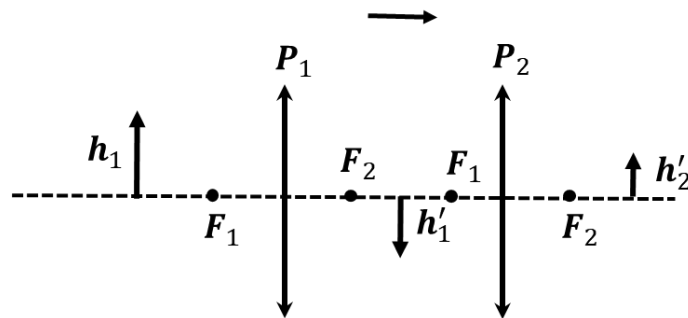


Figura 8.30 Sistem din două lentile subțiri plasate la distanța d

Drept urmare putem obține expresia pentru mărirea laterală în cazul unui sistem din două lentile subțiri. Să notăm prin h_1 și h'_1 înălțimea obiectului și a imaginii la prima lentilă, iar prin h_2 și h'_2 înălțimea obiectului și a imaginii la cea de a doua lentilă. Mărirea laterală totală va fi de definită prin mărirea laterală produsă de prima lentilă m_1 și mărirea laterală produsă de lentila doi m_2 :

$$m = m_1 m_2$$

unde

$$m_1 = \frac{h'_1}{h_1}, \quad m_2 = \frac{h'_2}{h_2}.$$

Ținând cont de faptul că imaginea h'_1 servește obiect pentru lentila doua $h'_1 = h_2$, obținem următoarea relație pentru mărirea laterală totală.

$$m = \frac{h'_2}{h_1}.$$

Pentru un sistem din i lentile subțiri, mărirea laterală totală a sistemului poate fi calculată ca produsul fiecărui sistem în parte:

$$m = m_1 m_2 \dots m_{i-1} m_i.$$

8.12 Probleme rezolvate

Problema 1: Un obiect real este poziționat în fața unei lentile subțiri cu puterea dioptrică de $+4.0\text{ D}$, la distanța de 80 cm . Să se calculeze la ce distanță de lentilă se formează imaginea. Cum este imaginea formată prin lentilă în raport cu obiectul?

SOLUȚIE

Cunoscând puterea dioptrică a lentilei putem determina distanțele focale:

$$f_1 = -\frac{1}{P} = -\frac{100\text{cm/m}}{+4.00\text{ D}} = -25.00\text{cm}$$

$$f_2 = \frac{1}{P} = \frac{100\text{cm/m}}{+4.00\text{ D}} = +25.00\text{cm}.$$

Vergența obiectului poziționat la 80 cm de lentilă va fi calculată astfel:

$$L = \frac{1}{l} = -\frac{100\text{cm/m}}{80\text{ cm}} = -1.25\text{ D}.$$

Vergența imaginii poate fi calculată din ecuația vergenței după cum urmează

$$L' = P + L = +4.00\text{ D} + (-1.25\text{ D}) = +2.75\text{ D}.$$

Utilizând expresia pentru vergența imaginii, determinăm distanța la care se formează imaginea de lentilă

$$l' = \frac{1}{L'} = \frac{100 \text{ cm/m}}{+2.75 \text{ D}} = 36.4 \text{ cm}.$$

Mărirea laterală va fi egală cu

$$m = \frac{L}{L'} = \frac{-1.25 \text{ D}}{+2.75 \text{ D}} = 0.45.$$

Mărirea laterală de -0.45 ne indică că imaginea este inversată și de 0.45 ori mai mare decât obiectul.

Răspuns: Imaginea se formează la distanța de 36.4 cm de lentilă, este răsturnată și de 0.45 ori mai mare decât obiectul.

Problema 2: Un obiect real este poziționat la distanța de 10 cm în fața unei lentile subțiri cu puterea dioptrică de $+8.00 \text{ D}$. Să se calculeze la ce distanță de lentilă se formează imaginea. Cum este imaginea formată prin lentilă în raport cu obiectul?

SOLUȚIE

Distanțele focale ale lentilei vor fi egale cu:

$$f_1 = -\frac{1}{P} = -\frac{100 \text{ cm/m}}{+8.00 \text{ D}} = -12.5 \text{ cm},$$

$$f_2 = \frac{1}{P} = \frac{100 \text{ cm/m}}{+8.00 \text{ D}} = +12.5 \text{ cm}.$$

Vergența obiectului poziționat la 20 cm de lentilă va fi calculată astfel:

$$L = \frac{1}{l} = -\frac{100 \text{ cm/m}}{10 \text{ cm}} = -10.00 \text{ D}.$$

Vergența imaginii poate fi calculată din ecuația vergenței după cum urmează

$$L' = P + L = +8.00 \text{ D} + (-10.00 \text{ D}) = -2.00 \text{ D}.$$

Utilizând expresia pentru vergența imaginii, determinăm distanța la care se formează imaginea de lentilă

$$l' = \frac{1}{L'} = \frac{100 \text{ cm/m}}{-2.00 \text{ D}} = -50.0 \text{ cm}.$$

Mărirea laterală va fi egală cu

$$m = \frac{L}{L'} = \frac{-10.00 \text{ D}}{-2.00 \text{ D}} = 5.0.$$

Mărirea laterală de 5.0 ne indică că imaginea este dreaptă și de 5 ori mai mare decât obiectul.

Răspuns: Imaginea se formează la distanța de 50 cm stânga de lentilă, este dreaptă și de 5 ori mai mare decât obiectul.

Problema 3: Un obiect virtual este poziționat la distanța de 50 cm de lentila subțire cu puterea dioptrică de $+7.00\text{ D}$. Să se calculeze la ce distanță de lentilă se formează imaginea. Cum este imaginea formată prin lentilă, reală, virtuală, mai mare or mai mică decât obiectul?

SOLUȚIE

Obiectul virtual înseamnă că lumina cade incident pe lentilă după care se propagă prin lentilă și ulterior cade pe obiect. Obiectul se află în spatele lentilei subțiri. Poziția focarelor de-a lungul axei optice poate fi calculată identic cazurilor de mai sus:

$$f_1 = -\frac{1}{P} = -\frac{100\text{cm/m}}{+7.00\text{ D}} = -14.3\text{ cm}$$

$$f_2 = \frac{1}{P} = \frac{100\text{cm/m}}{+7.00\text{ D}} = +14.3\text{ cm}.$$

Deoarece obiectul se află în partea dreaptă a lentilei $l = +50\text{ cm}$, iar vergența acestuia la fel va fi pozitivă:

$$L = \frac{1}{l} = \frac{100\text{cm/m}}{50\text{ cm}} = +2.00\text{ D}.$$

Vergența imaginii poate fi calculată din ecuația vergenței după cum urmează

$$L' = P + L = +7.00\text{ D} + 2.00\text{ D} = +9.00\text{ D}.$$

Vergența pozitivă a luminii semnifică că lumina propagată prin lentilă este convergență, iar imaginea se formează la distanța de 11.1 cm

$$l' = \frac{1}{L'} = \frac{100\text{cm/m}}{+9.00\text{ D}} = +11.1\text{ cm}.$$

Mărirea laterală va fi egală cu

$$m = \frac{L}{L'} = \frac{+2.00\text{ D}}{+9.00\text{ D}} = +0.22.$$

Răspuns: Imaginea se formează la distanța de 11.1 cm este reală, dreaptă și de 0.22 ori mai mare decât obiectul.

Problema 4: Un obiect virtual se află la distanța de 8 cm de lentila subțire cu puterea dioptrică de -4.00 D . Să se calculeze la ce distanță de lentilă se formează imaginea. Cum este imaginea formată prin lentilă în raport cu obiectul?

SOLUȚIE

Obiectul virtual se află în spatele lentilei subțiri. Poziția focarelor de-a lungul axei optice poate fi calculată identic cazurilor de mai sus:

$$f_1 = -\frac{1}{P} = -\frac{100\text{cm/m}}{-4.00\text{ D}} = +25.0\text{ cm},$$

$$f_2 = \frac{1}{P} = \frac{100\text{cm}/m}{-4.00\text{ D}} = -25.0\text{ cm}.$$

Semnul distanței obiectului de lentilă este pozitiv, $l = +8\text{ cm}$, iar vergența acestui la fel va fi pozitivă:

$$L = \frac{1}{l} = \frac{100\text{cm}/m}{+8.0\text{ cm}} = +12.50\text{ D}.$$

Cunoscând vergența obiectului calculăm vergența imaginii

$$L' = P + L = -4.00\text{ D} + 12.50\text{ D} = +8.50\text{ D}.$$

Vergența pozitivă a luminii semnifică că lumina propagată prin lentilă este convergenă, iar distanța la care se formează imaginea și mărirea laterală pot fi calculate

$$l' = \frac{1}{L'} = \frac{100\text{cm}/m}{+8.50\text{ D}} = +11.8\text{ cm}.$$

$$m = \frac{L}{L'} = \frac{+12.50\text{ D}}{+8.50\text{ D}} = +1.47.$$

Răspuns: Imaginea se formează la distanța de 11.8 cm este reală, dreaptă și de 1.47 ori mai mare decât obiectul.

Problema 5: Presupunem cazul unui obiect virtual situat la distanța de 20 cm de lentila subțire cu puterea dioptrică de -8.00 D . Cum este imaginea formată prin lentilă în raport cu obiectul? La ce distanță de lentilă se formează imaginea?

SOLUȚIE

Distanțele focale ale lentilei de -8.00 D vor fi:

$$f_1 = -\frac{1}{P} = -\frac{100\text{cm}/m}{-8.00\text{ D}} = +12.5\text{ cm},$$

$$f_2 = \frac{1}{P} = \frac{100\text{cm}/m}{-8.00\text{ D}} = -12.5\text{ cm}.$$

Semnul distanței obiectului de lentilă este pozitiv, $l = +20\text{ cm}$, iar vergența acestui la fel va fi pozitivă:

$$L = \frac{1}{l} = \frac{100\text{cm}/m}{+20.0\text{ cm}} = +5.00\text{ D}.$$

Cunoscând vergența obiectului calculăm vergența imaginii

$$L' = P + L = -8.00\text{ D} + 5.00\text{ D} = -3.00\text{ D}.$$

Vergența pozitivă a luminii semnifică că lumina propagată prin lentilă este convergență, iar distanța la care se formează imaginea și mărirea laterală pot fi calculate

$$l' = \frac{1}{L'} = \frac{100 \text{ cm/m}}{-3.00 \text{ D}} = -33.3 \text{ cm}.$$

$$m = \frac{L}{L'} = \frac{+5.00 \text{ D}}{-3.00 \text{ D}} = -1.67.$$

Răspuns: Imaginea se formează la distanța de -33.3 cm este virtuală, inversată și de 1.67 ori mai mare decât obiectul.

Problema 6: Să se determine punctele simetrice pentru lentila cu puterea dioptrică de -20.00 D .

SOLUȚIE

Distanțele focale ale lentilei vor fi:

$$f_1 = -\frac{1}{P} = -\frac{100 \text{ cm/m}}{-20.00 \text{ D}} = +5.0 \text{ cm}$$

$$f_2 = \frac{1}{P} = \frac{100 \text{ cm/m}}{-20.00 \text{ D}} = -5.0 \text{ cm}.$$

Poziția obiectului și a imaginii de lentilă se calculează ținând cont de distanța focală

$$l = 2 f_1 = 2(+5.0 \text{ cm}) = +10.0 \text{ cm},$$

iar

$$l' = 2 f_2 = 2(-5.0 \text{ cm}) = -10.0 \text{ cm}.$$

În acest caz atât obiectul cât și imaginea sunt virtuale, iar m va fi egal cu

$$m = \frac{l'}{l} = \frac{-10.00 \text{ D}}{+10.00 \text{ D}} = -1.00.$$

Răspuns: Punctele simetrice ale lentilei cu puterea de -20.00 D sunt situate la 5.00 cm de lentilă, iar imaginea formată este virtuală, inversată și de aceeași mărime cu obiectul.

Problema 7: O lentilă de $+7.5 \text{ D}$ este situată în fața unei lentile de -4.00 D la distanța de 10 cm . Un obiect real este situat în fața lentilei pozitive la distanța de 30 cm . Să se determine poziția imaginii finale și mărirea laterală totală.

SOLUȚIE

Mai întâi calculăm vergența obiectului și a imaginii la *prima lentilă*:

$$L_1 = \frac{1}{l_1} = \frac{100 \text{ cm/m}}{-30.0 \text{ cm}} = -3.33 \text{ D},$$

$$L'_1 = P_1 + L_1 = +7.50 \text{ D} - 3.33 \text{ D} = +4.17 \text{ D}.$$

Distanța la care se formează imaginea și mărirea laterală vor fi egale cu:

$$l'_1 = \frac{1}{L'_1} = \frac{100\text{cm/m}}{+4.17\text{ D}} = +24.0\text{ cm}.$$

$$m_1 = \frac{L_1}{L'_1} = \frac{-3.33\text{ D}}{+4.17\text{ D}} = -0.8.$$

Frontul de undă convergent care se propagă prin prima lentilă are vergența de $+4.17\text{ D}$. Așa dar lumina incidentă la lentila a doua este convergentă, iar obiectul este virtual. Imaginea formată la lentila 1 se află la 14 cm după lentila 2.

Pentru *lentila a doua*

$$l_2 = 24.00\text{ cm} - 10.00\text{ cm} = +14.00\text{ cm},$$

iar

$$L_2 = \frac{1}{l_2} = \frac{100\text{cm/m}}{+14.00\text{ cm}} = +7.14\text{ D}.$$

Frontul de undă convergent care cade incident pe a doua lentilă are vergența de $+7.14\text{ D}$, iar vergența imaginii la această lentilă va fi

$$L'_2 = P_2 + L_2 = -4.00\text{ D} + 7.14\text{ D} = +3.14\text{ D}.$$

Imaginea la cea de a doua lentilă se formează la distanța de

$$l'_2 = \frac{1}{L'_2} = \frac{100\text{cm/m}}{+3.14\text{ D}} = +31.8\text{ cm},$$

iar

$$m_2 = \frac{L_2}{L'_2} = \frac{+7.14\text{ D}}{+3.14\text{ D}} = +2.27.$$

Mărirea laterală totală

$$m = m_1 m_2 = (-0.8)(+2.27) = -1.82$$

Răspuns: Imaginea formată prin cele două lentile este reală, inversată și de 1.82 ori mai mare decât obiectul.

Problema 8: O lentilă de $+12.00\text{ D}$ este situată în fața unei lentile de $+8.00\text{ D}$ la distanța de 5.0 cm . Un obiect este situat în fața primei lentile la distanța de 5.0 cm . Să se determine poziția imaginii finale și mărirea laterală totală.

SOLUȚIE

La prima lentilă:

$$L_1 = \frac{1}{l_1} = \frac{100\text{cm/m}}{-5.0\text{ cm}} = -20.00\text{ D},$$

$$L'_1 = P_1 + L_1 = +12.00\text{ D} - 20.00\text{ D} = -8.00\text{ D}.$$

$$l'_1 = \frac{1}{L'_1} = \frac{100\text{cm/m}}{-8.00\text{ D}} = -12.5\text{ cm},$$

$$m_1 = \frac{L_1}{L'_1} = \frac{-20.00\text{ D}}{-8.00\text{ D}} = +2.5.$$

Lumina incidentă la a doua lentilă este divergentă, iar obiectul se află la distanța de:

$$l_2 = -12.5\text{ cm} - 5.00\text{ cm} = -17.50\text{cm},$$

pentru care

$$L_2 = \frac{1}{l_2} = \frac{100\text{cm/m}}{-17.50\text{ cm}} = -5.71\text{ D}.$$

Vergența imaginii va fi

$$L'_2 = P_2 + L_2 = +8.00\text{ D} - 5.71\text{ D} = +2.29\text{ D}.$$

Imaginea la cea de a doua lentilă se formează la

$$l'_2 = \frac{1}{L'_2} = \frac{100\text{cm/m}}{+2.29\text{ D}} = +43.7\text{ cm},$$

iar

$$m_2 = \frac{L_2}{L'_2} = \frac{-5.71\text{ D}}{+2.29\text{ D}} = -2.49.$$

Mărirea laterală totală

$$m = m_1 m_2 = (+2.50)(-2.49) = -6.22.$$

Răspuns: Imaginea formată prin cele două lentile este reală, inversată și de 6.22 ori mai mare decât obiectul.

8.13 Probleme spre rezolvare

1. Un obiect este pozițional între primul (F_1) și al doilea ($2F_1$) punct focal principal al lentilei convergente. Să se reprezinte mersul razelor prin lentilă și formarea imaginii. Caracteriza-ți imaginea formată prin această lentilă.
2. Să se construiască imaginea unui obiect situat între lentila divergentă și focarul principal. Cum este imaginea formată, reală or virtuală, mai mare or mai mică decât obiectul, dreaptă or inversată?
3. Să se reprezinte schematic mersul razelor și formarea imaginii în cazul lentilei divergentă când obiectul se află între primul (F_1) și al doilea ($2F_1$) punct focal principal. Caracteriza-ți imaginea formată prin această lentilă.
4. Să se determine puterea dioptrică a unei lentile a cărei distanță focală este de -28 cm.
5. Calculați puterea dioptrică a unei lentile subțiri la care puterea dioptrică a primei suprafețe este de -5.00 D, iar celei de a doua suprafețe -3.00 D.
6. Să se calculeze puterea dioptrică a unei lentile subțiri la care puterea dioptrică a primei suprafețe este de +9.00 D, iar celei de a doua suprafețe -6.00 D.

7. Un obiect cu înălțimea de 45 cm este situat în fața unei lentile cu puterea dioptrică de +7.00 D la distanța de +25.5 cm. Să se determine de câte ori imaginea creată prin lentilă este mai mare ori mai mică decât obiectul.
8. Să se calculeze distanța la care este pozițional obiectul de lentila cu puterea dioptrică +5.5 D, pentru care mărirea laterală este -1.00.
9. Un obiect este pozițional la distanța l de o lentilă de puterea -9 D. Să se determine distanța obiectului de lentilă dacă mărirea laterală produsă de lentilă este egală cu +1.2.
10. O lentilă cu puterea dioptrică de +6.00 D formează o imagine reală la distanța de 42 cm. Să se determine distanța obiectului de lentilă și mărirea laterală a acesteia.
11. O lentilă cu puterea dioptrică de -8.5 D formează o imagine virtuală a obiectului la distanța de 12 cm. Cum este obiectul privit prin lentilă: real or virtual? La ce distanță de lentilă este poziționat obiectul?
12. Un obiect este privit printr-o lentilă cu puterea dioptrică de 8.00 D. Imaginea reală formată prin lentilă este inversată și de 4 ori mai mare decât obiectul. Să se calculeze la ce distanță de lentilă este plasat obiectul. La ce distanță de lentilă se va forma imaginea?
13. Un obiect real este situat la distanța de 20 cm de o lentilă subțire. Imaginea formată prin lentilă este în același plan cu obiectul și de 3 ori mai mare. Să se determine puterea dioptrică a lentilei. La ce distanță de lentilă se formează imaginea?
14. Un obiect real este situat în fața unei lentile cu puterea dioptrică de +5.00 D la distanța de 25 cm. Lentila este situată în fața altei lentile de -8.00 D, distanța dintre lentile fiind 18 cm. Să se calculeze vergența luminii la lentila pozitivă. Care este mărirea laterală totală a acestui sistem de lentile?
15. O lentilă cu puterea dioptrică necunoscută este plasată la distanța de 10 cm stînga de lentila cu puterea +7.00 D. Un obiect real este situat în fața primei lentile la distanța de 30 cm. Imaginea obiectului formată prin cea de a doua lentilă se găsește la 24 cm de aceasta. Care este puterea dioptrică a lentilei necunoscute?

9. REFRAȚIA PE SUPRAFEȚE PLANE

9.1 Suprafața plană

9.2 Convergența și divergența fronturilor de undă pe suprafața plană

9.3 Formarea imaginii obiectului la reflexie

9.1 Suprafața plană

Să considerăm o serie de interfețe de refracție sferice unice, la care fiecare interfață succesivă este mai plată decât cea anterioară. Cazul limită al acestei serii este o interfață plată sau plană. Pe măsură ce interfețele sferice devin mai plate, curbura lor scade și puterea lor dioptrică se apropie de zero. O interfață plană are curbura și putere dioptrică nulă.

Reamintim expresia pentru puterea dioptrică a interfețelor de refracție sferice:

$$P = (n_2 - n_1)R \quad (9.1)$$

unde R este curbura suprafeței, n_1 - indicele de refracție al mediului din care lumina provine, n_2 - indicele de refracție a mediului în care lumina se refractă. Această relație ne vorbește despre faptul că puterea dioptrică crește odată cu creșterea razei de curbură și invers, iar în acest capitol se discută cazul suprafeței plane. De asemenea, cu cât mai mare este diferența dintre indicii de refracție al mediilor, cu atât mai mare este valoarea puterii dioptrice a suprafeței.

Să considerăm o undă plană care se propagă într-un mediu cu indicele de refracție n_1 și cade incidentă pe o interfață plană de refracție cu indicele de refracție n_2 . Când undele plane sunt incidente la suprafața de separare dintre medii, toate părțile frontului de undă ajung la interfață în același timp și toate părțile frontului de undă își schimbă viteza în același timp. Fronturile de undă care părăsesc interfața sunt încă unde plane și sunt normale la interfață (Figura 9.1 a).

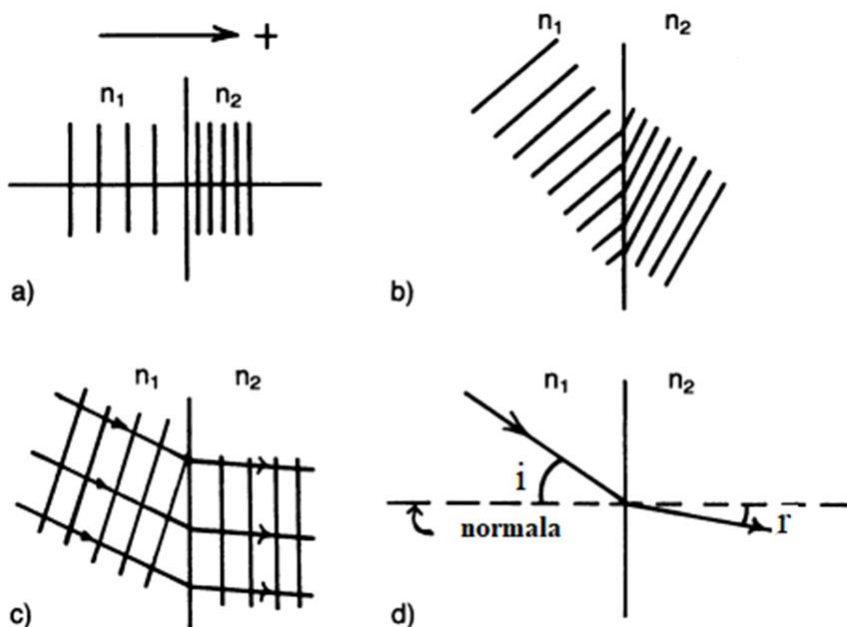


Figura 9.1. Unda plană incidentă la suprafață plană, a) unda incidentă perpendicular suprafeței plane b) unda incidentă sub un unghi față de normală, c) reprezentarea prin fronturi de undă și raze d) incidența unei raze pe o suprafață plană cu indicele de refracție mai mic

Când undele plane sunt incidente pe o interfață plană sub un unghi față de normală, ele nu sunt nici convergente, nici divergente, astfel încât undele care părăsesc interfața sunt încă unde plane, așa cum este de așteptat pentru o interfață de putere dioptrică nulă. Totuși, direcția de deplasare a undelor plane este deviată (Figura 9.1b). Direcția de deplasare a undelor plane care părăsesc interfața este legată de direcția de deplasare a undelor plane incidente prin legea lui Snell (Figurile 9.1c și 9.1d).

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r . \quad (9.2)$$

În aproximația paraxială, sau a unghiurilor mici legea lui Snell poate fi scrisă astfel:

$$n_1 i = n_2 r . \quad (9.3)$$

Când n_2 este mai mare decât n_1 , razele se apropie de normală (Figura 9.1 d). De exemplu, raza se apropie de normală atunci când lumina incidentă ce se propagă în aer cade pe o interfață plană de sticlă or apă. Când n_1 este mai mare decât n_2 , razele se îndepărtează de la normală (Figura 9.2). De exemplu, raza se îndepărtează de la normală atunci când lumina ce se propagă prin sticlă nimereste incidentă pe o interfață plană în aer.

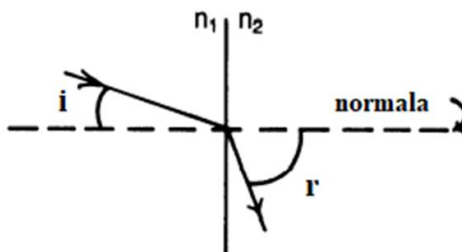


Figura 9.2. Raze incidentă pe o suprafață plană cu indicele de refracție mai mare

9.2 Convergența și divergența fronturilor de undă pe suprafața plană

În cazul în care fronturile de undă divergente sau convergente sunt incidente pe o interfață plană, o parte a frontului de undă ajunge mai întâi la interfață, iar această parte își schimbă viteza înaintea părților rămase. Rezultatul este că fronturile de undă divergente sau convergente își schimbă curbura pe măsură ce traversează interfețe plane. Figura 9.3 a reprezintă fronturile de undă pentru un caz în care n_1 este mai mare ca n_2 . Figura 9.3 b reprezintă razele asociate cu fronturile de undă. Deoarece n_1 este mai mare decât n_2 , fiecare rază se îndepărtează de la normală. Obiectul punctiform A este real, iar imaginea punctiformă B este virtuală și mai aproape de interfață decât obiectul.

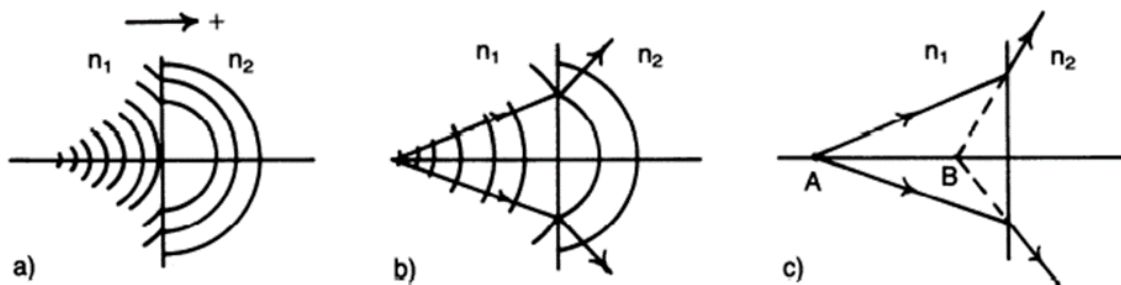


Figura 9.3. a) Divergența fronturilor de undă pe o suprafață plană, b) fronturi de undă și raze, d) reprezentarea doar prin raze

Locația imaginii poate fi determinată din ecuația vergenței

$$L' = P + L \quad (9.4)$$

Unde $L = n_1/l$ este vergența frontului de undă incident pe interfață (l - distanța de la obiect la interfață), $L' = n_2/l'$ este vergența frontului de undă care se propagă prin interfață (l' - distanța de la imagine la interfață) și P -puterea dioptrică a suprafeței.

Deoarece considerăm o suprafață plană, P este zero, rezultă că $L' = L$, iar relația (9.4) se transformă în

$$\frac{n_1}{l} = \frac{n_2}{l'} \quad \text{sau} \quad \frac{l'}{n_2} = \frac{l}{n_1} \quad (9.5)$$

Ecuația 9.5 descrie legătura dintre distanța de la obiect la interfața plană și distanța de la imagine la interfața considerată.

EXEMPLUL 1. Un pește mic înotă în apă ($n_2 = 1.33$) la 100 cm sub suprafața plană. Pentru un observator în aer ($n_2 = 1$), care va fi adâncimea aparentă a peștelui?

Observatorul în aer, care privește peștele sub apă, vede o imagine virtuală a peștelui. În Figura 9.4, punctul A reprezintă poziția peștelui, iar B reprezintă poziția imaginii virtuale. Adâncimea aparentă a peștelui este doar locația imaginii virtuale. Faptul că razele se îndepărtează de la normală indică faptul că imaginea virtuală a peștelui este mai aproape de 100 cm . În acest caz

$$\frac{l'}{1} = \frac{-100 \text{ cm}}{1,33}$$

De unde rezultă că adâncimea aparentă a peștelui este la $75,2 \text{ cm}$ sub suprafața apei.

EXEMPLUL 2. O muscă zboară la 50 cm deasupra unui iaz. Un păstrăv flămând care înotă în apa observă deplasarea acesteia (Fig. 9.4). Care este înălțimea aparentă a insectei percepută de pește?

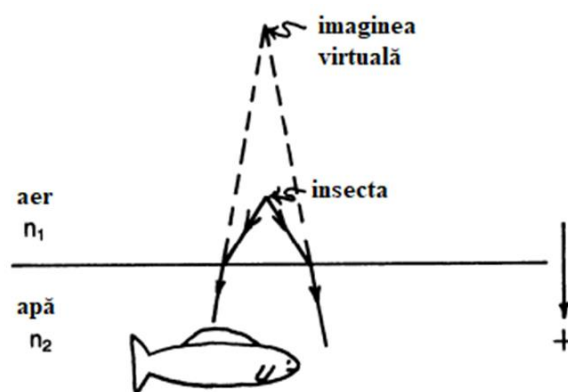


Figura 9.4 Imaginea virtuală a insectei servește drept obiect pentru ochiul păstrăvului.

Inițial lumina incidentă se propagă de la insectă prin aer ($n_1=1$), apoi intră în apă ($n_2 = 1,33$). În acest caz, n_2 este mai mare decât n_1 , iar razele deviază spre normală. Păstrăvul percepe o imagine virtuală a insectei, situată mai departe decât poziția insectei de la suprafață.

$$\frac{l'}{1,33} = \frac{-50 \text{ cm}}{1}$$

De unde rezultă că adâncimea aparentă a insectei este de 66,5 cm deasupra apei.

Aceeași tehnică de calcul poate fi aplicată atât pentru sistemele convergente, cât și pentru cele divergente.

EXEMPLUL 3. Lumina convergentă din aer este incidentă la interfața aer-apă ($n_2=1,33$). Unde este localizată imaginea obiectului, când vergența frontului de undă incident este egală cu +4,00 D?

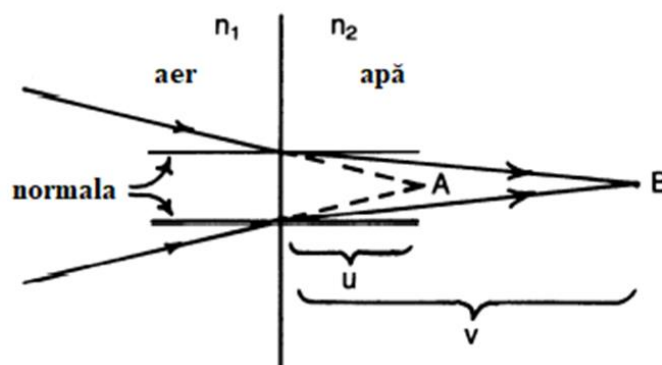


Figura 9.5 Incidența luminii convergente pe o suprafață plană

Înainte de a calcula, ar trebui să schițăm propagarea razelor prin suprafața plană. Lumina incidentă este convergentă, astfel încât obiectul este considerat virtual (punctul A al Figurei 9.5). Deoarece razele incidente se propagă inițial prin mediul cu indicele de refracție mai mic, acestea se abat spre normală. Rezultatul este că imaginea, formată în punctul B, este reală și mai îndepărtată de suprafață plană decât obiectul. Pentru această situație $n_1 = 1, n_2 = 1,33, P = 0$, iar vergența imaginii se va calcula astfel:

$$L' = L = +4.00 \text{ D},$$

$$l' = \frac{n_2}{L'} = \frac{1,33}{+4 \text{ D}} = +33,25 \text{ cm}.$$

Așa dar imaginea formată este reală și mai îndepărtată de interfață decât obiectul virtual. Imaginea ar fi vizibilă pe un ecran plasat în apă la 33,25 cm față de interfață.

9.3 Formarea imaginii obiectului la reflexie

Când privim o suprafață plană obișnuită, cum ar fi o oglindă plană, care reflectă lumina, s-ar părea că vedem în spatele ei imagini ale obiectelor care se află în fața oglinzii. O parte din lumina care provine de la fiecare obiect punctiform este reflectată de la suprafața oglinzii și intră în ochi ca și cum ar veni dintr-un punct din spatele oglinzii. Aceste puncte inexistente din spatele suprafeței reflectorizante formează imagini care sunt numite *imagini virtuale*. Aceste imagini le putem vedea, dar nu putem ajunge la ele.

Uneori, reflexia (sau refracția) la o suprafață curbată face ca lumina să convergă din nou către un punct și se formează imagini care există de fapt într-un punct spre careare loc convergența luminii. Aceste imagini, pot fi proiectate pe un ecran, și se numesc *imagini reale*.

Exemplu de așa imagine ne poate servi imaginea formată pe o peliculă de film al obiectivului camerei de fotografiat or imaginea formată pe un ecran de către proiectorul de diapozitive.

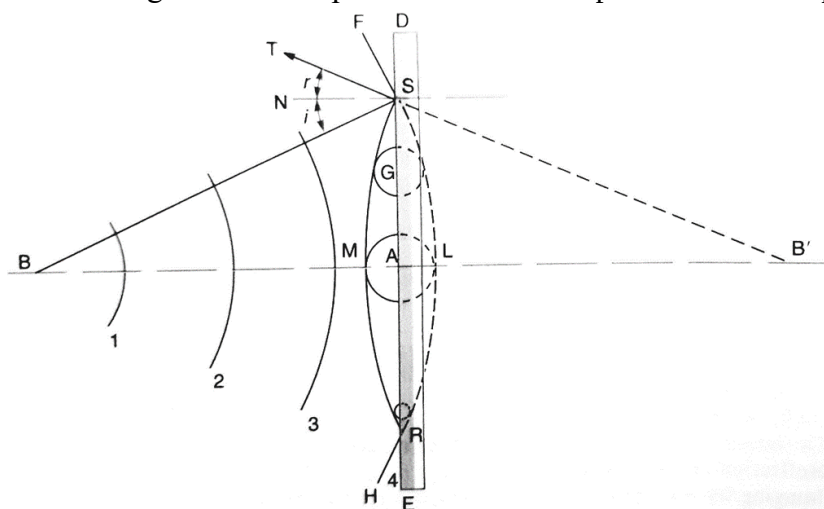


Figura 9.6 Formarea imaginii pe oglinda plană prin reflexia luminii.

Poziția oricărei imagini formate pe o suprafață plană care reflectă poate fi găsită utilizând legea reflexiei sau folosind principiul lui Huygens. În Figura 9.6 este reprezentată poziția obiectului B ce se află în fața unei oglinzi plane DE, folosind mai întâi metoda lui Huygens. Fronturile de undă sferice se deplasează din B și în lipsa oglinzii, FLH ar servi frontul de undă la un moment dat. Cu toate acestea, pe măsură ce frontul de undă incident se apropie de oglindă, fiecare punct de pe oglindă devine o serie de unde care se deplasează înapoi cu aceeași viteză cu care lumina incidentă se deplasează. Astfel, partea frontului de undă care se întâlnește cu oglinda în punctul A formează unde, care se deplasează spre punctul M în același timp în care lumina incidentă s-ar propaga către L. Deoarece viteza este aceeași, AM reprezintă aceeași distanță ca și AL.

Același lucru se întâmplă și pentru punctul G și orice punct de pe suprafața oglinzii dintre R și S. Deoarece RS este o linie dreaptă și fiecare punct de pe SMR este la aceeași distanță de la oglindă precum ar fi fost pe SLR, curbura SMR este la fel ca SLR, cu excepția faptului că SLR este centrat în B, iar SMR este centrat în B', iar $AB' = BA$.

Același rezultat se poate de obținut folosind legea reflexiei. În Figura 9.6 raza BS este incidentă pe oglindă în punctul S și este reflectată pentru a forma raza ST care pare să provină din B'. NS reprezintă normala la suprafața oglinzii în S și astfel unghiul TSN este egal cu unghiul NSB ($i = i'$) în acord cu legea reflexiei. Dacă punctul A este ales astfel încât normala din A să treacă prin B, atunci raza BA este reflectată înapoi de-a lungul AB și pare să provină din B'. Atât unghiul de incidență cât și unghiul de reflexie sunt nule. Pentru o suprafață plană, normala dusă în punctul S este paralelă cu normala în A. Astfel, unghiul SBA este egal cu i și unghiul AB'S este egal cu i' . Deoarece aceste unghiuri sunt egale și distanța AS este comună celor două triunghiuri, ABS și AB'S, aceste triunghiuri au aceeași dimensiune și deci $AB' = BA$.

Imaginea formată pe o oglindă plană se află la fel de departe în spatele oglinzii pe cât este obiectul în față și linia care unește obiectul și imaginea este perpendiculară pe suprafața oglinzii.

De aici rezultă că forma și dimensiunea imaginii vor fi o copie exactă a obiectului. Punctul cel mai apropiat de oglindă va forma punctul celei mai apropiate imagini a oglinzii. Partea de sus și de jos a obiectului va corespunde cu partea de sus și de jos a imaginii. În așa caz imaginea formată este dreaptă. Deseori este dificil să menționăm dacă imaginea este inversată, adică inversată stânga ori dreapta. Aceasta depinde de poziția observatorului în raport obiectul și

imaginea. În Figura 9.7, un observator poziționat în punctul O, privește imaginea pe care o percepe în partea stângă a punctului B', dar în același timp percepe obiectul în punctul B dreapta. Prin urmare, el descrie imaginea ca fiind **inversată**.

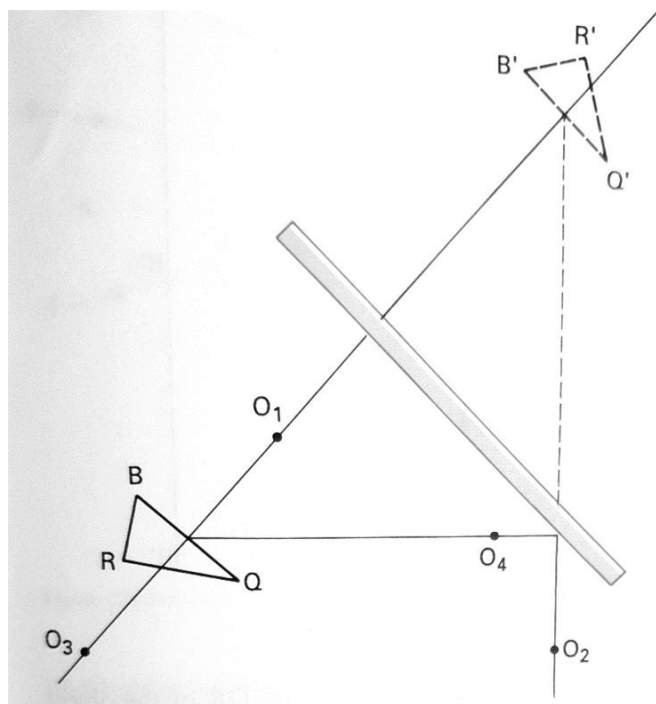


Figura 9.7 Reversia imaginilor văzute într-o oglindă plană.

Dacă observatorul se poziționează în spatele obiectului în punctul O, el poate vedea B' și Q pe aceleași părți ca B și Q. În cazul în care R reprezintă partea din spate a obiectului, el vede partea din față a acestuia în imagine. Oglinzile sunt adesea folosite ca instrumente de vizualizare pentru a schimba direcția luminii cu 90° . Un observator care vede imaginea din O₂ o vede inversată în comparație cu vederea sa directă a obiectului din O₄.

Bibliografie

1. Michael Keating, *Geometric, Physical, and Visual Optics*, Second Edition, Butterworth-Heinemann, 2002
2. Clifford W. Brooks & Irvine M Borish. *System for Ophthalmic Dispensing*, Third edition, 2007.
3. Jalie, M. *Ophthalmic Lenses and Dispensing*, Butterworth-Heinemann Ltd, 2007
4. Brooks C., *Understanding lens surfacing*, Butterworth-Heinemann, 1992
5. Jalie, M, *Ophthalmic lenses and dispensing*, Optician, Oxford, 1999
6. Wakefield, K. G., *Bennett's Ophthalmic Prescription Work*, Butterworth-Heinemann, 3rd Ed., 1994