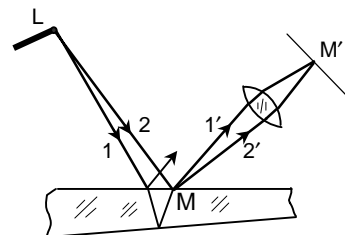


4.7.2. VIENODO STORIO INTERFERENCINĖS JUOSTELĖS

Jei plonos plokštelės paviršiai yra tarpusavyje nelygiagretūs, tai apšvietus jas tisiu spindulių susidaro pastovaus optinio storio interferencinės juostelės. Jas pamatyti galima tada, kai plokštelės paviršiaus vaizdas suprojektuotas į ekraną (4.7.2.1 pav.). Kiekviena plokštelės dalis ekrane atvaizduojama plačiu pluošteliu, kurį susirenka lęšis. Tačiau atskiri šio pluošteliu elementai sudaryti spinduliais, sklindančiais iš skirtingų spindulio vietų, ir atsispindi tame pačiame plokštelės paviršiaus taške. Spindulys 1 po lūžio ir atspindžio tampa 1' pereidamas tašką M. Kadangi iš spindulio spinduliai skinda įvairiomis kryptimis, tarp jų bus toks spindulys 2, kuris pataikys į tašką M ir atsispindėjęs 2' su spinduliu 1' sudarys kažkokį kampą. Abu spinduliai perėję lęšį susirenka taške M', kuris yra taško M atvaizdas. Kadangi abu spinduliai sklinda iš to paties spindulio taško, jie yra koherentiniai ir interferuoja. Priklausomai nuo eigos skirtumo tarp jų, taške M susidaro maksimumas arba minimumas.



4.7.2.1 pav. Interferencinių juostelių lokalizacija

Kai spindulys yra toli nuo plokštelės, spinduliai į jos paviršių krinta beveik lygiagrečiai (vienodais kampais). Tada eigos skirtumą pagrindinai lemia plokštelės storis h . Ekstremumo sąlygą tenkina visa aibė taškų ant plokštelės paviršiaus tose vietose, kur plokštelės storis vienodas. Tokios interferencinės juostelės vadinamos *vienodo storio interferencinėmis juostelėmis*.

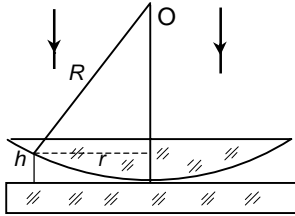
Taigi norint ekrane matyti ryškių interferencinį vaizdą, lęšį reikia sufokusuoti į plokštelės paviršių. Jei šviesa monochromatinė, plokštelės paviršių dengia šviesios ir tamsios juostelės, o jei baltoji – spalvotos. Sakoma, kad vienodo storio interferencinės juostelės lokalizuotos plokštelės paviršiuje ir jos išryškėja stebint plokštelės paviršių.

Jeigu plokštelė pleišto pavidalo – interferencinės juostelės lygiagretės su pleišto briauna. Pavyzdys – muilo plėvelės.

Niutono žiedai irgi yra vienodo storio juostelių pavyzdys, kurie susidaro oro tarpe tarp plokščiojo ir sferinio plokštelių paviršių. Niutono žiedai

matomi tada, kai iškilasis mažo kreivumo lęšio paviršius liečiasi su plokščiuoju plokštelės paviršiumi taip, kad oro tarpelio storis tarp jų didėja į kraštus.

Tarkim, kad į lęšį statmenai krinta monochromatinių spindulių pluoštelis (4.7.2.2 pav.). Dėl šviesos bangų atspindžio nuo viršutinės ir apatinės



4.7.2.2 pav. Optinė Niutono žiedų susidarymo schema

oro tarpelio sandūros su stiklu, atsiranda interferencija. Jei stebima atsispindėjusioje šviesoje, tai susilietimo taške bus tamsi dėmė, o aplinkui – bendracentriųjų šviesių ir tamsių žiedų sistema, kurių plotis mažėja. Tamsi dėmė centre susidaro todėl, kad nors geometrinis spindulių eigos skirtumas lygus nuliui, tačiau pusė bangos ilgio prarandama atsispindint nuo plokščiojo stiklo paviršiaus.

Išreikšime sąryšį tarp Niutono žiedo spindulio r_m , jį atitinkančio oro sluoksnio storio h_m ir lęšio kreivumo spindulio R .

$$r^2 = R^2 - (R - h)^2 = (2R - h)h.$$

Kadangi $h \ll R$, tai

$$h_m = \frac{r_m^2}{2R}.$$

Kai $\cos r = 1$ (krinta statmenai) ir $n \approx 1$ (oro tarpelis), tai m -tojo tamsaus žiedo susidarymo sąlyga išreiškiama taip:

$$\Delta_m = 2h_m + \frac{\lambda}{2} = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda.$$

Iš čia

$$h_m = m\lambda/2.$$

Tada

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}.$$

Iš šios išraiškos išplaukia, kad jei $m = 0$, tai $r_0 = 0$, t. y. centre tamsi dėmė. Kuo didesnė interferencijos eilė, tuo mažesnis skirtumas tarp gretimųjų žiedų spindulių, t. y. tuo tankiau jie išsidėsto. Išmatavus r_m ir žinant m ir R , galima nustatyti bangos ilgį λ .

Pereinančioje šviesoje susidaro interferencinis vaizdas, papildantis vaizdą atspindėjusioje šviesoje, t. y. šviesos juostelės vienu atveju keičiamos tamsiomis kitu atveju.

Jei krintančioji šviesa nemonochromatinė, tai skirtingiems λ atitinka skirtingi r_m ir matysime spalvotą žiedų sistemą.

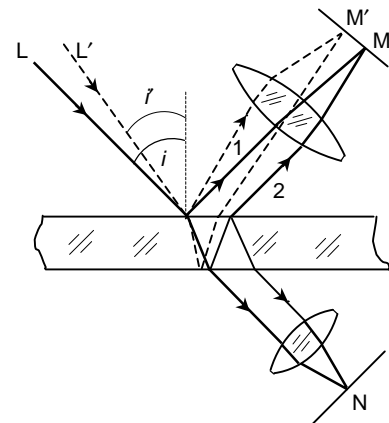
4.7.3. VIENODO POLINKIO INTERFERENCINĖS JUOSTELĖS

Iš formulės $\Delta = 2 n h \cos r$ išplaukia, kad plokščioje gretasienėje plokštelėje ($h = \text{const}$) spindulių eigos skirtumas priklauso tik nuo spindulių kritimo kampo. Jei tokia plokštelė apšviečiama, pvz., susiglaudžiančiu monochromatiniu šviesos pluošteliu, tai kiekvienam kampui r atitinka savas eigos skirtumas. Visų spindulių, kurių kampas r tas pats, t. y. vienodo polinkio spinduliams, eigos skirtumas vienodas. Interferencinės juostelės susidaro vienodai palinkusiems spinduliams, ir todėl jos vadinamos *vienodo polinkio interferencinėmis juostelėmis*.

Visi spinduliai, krintantys kampu $i = \text{const}$ (pvz., L ir su juo lygiagretūs), susirenka ekrane taške M (4.7.3.1 pav.). Kadangi spinduliai 1 ir 2, atspindėję nuo viršutinės ir apatinės plokštelės paviršių, yra tarpusavyje lygiagretūs, tai taškas M yra lęšio židinio plokštumoje. Todėl vienodo polinkio interferencinės juostelės lokalizuotos begalybėje.

Paprastai bandymuose naudojami tūs spinduliai, todėl i kampu krinta daug spindulių. Susidaro ištisas tokių spindulių kūgis, ir ekrane sukuriama ne vienas taškas M, bet ištisa taškų aibė, kuriems $i = \text{const}$, t. y. gaunama vienodo polinkio interferencinė juostelė. Kito polinkio spinduliai (pvz., L') sudaro kitą juostelę. Interferencijos apertūra artima nuliui, todėl spindulio matmenys gali būti pakankamai dideli.

Iš įvairių spindulio taškų sklindantys spinduliai yra nekoherentiniai. Išeinančiųjų iš kiekvieno taško spindulių pluošteliu po daugkartinio atspindžio plokštelėje sukuria ekrane savas interferencines juosteles. Tačiau jų



4.7.3.1 pav. Vienodo polinkio interferencinių juostelių susidarymas

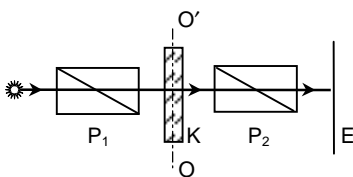
vieta nepriklauso nuo taško vietos spinduolyje, o priklauso tik nuo spindulių polinkio. Persidengdami vienas ant kito interferenciniai vaizdai stiprėja.

Jei šviesa pereina plokščią gretasienę plokštelę, vienodo polinkio interferencinės juostelės sukurtos tisiu spinduoliu taip pat lokalizuotos begalybėje. Tačiau interferencinis vaizdas pereinančioje šviesoje yra papildantis vaizdą atspindėjusioje šviesoje, t. y. šviesos juostelės viename vaizde ir tamsios kitame yra tokiu pat atstumu nuo statmens į plokštelę. Kai plokštelės paviršių atspindžio geba maža, tada dviejų interferuojančiųjų spindulių, pereinančiųjų kiuram plokštelę, intensyvumai gerokai skiriasi, ir todėl maksimumų bei minimumų intensyvumų skirtumas mažas, o juostelių matumas menkas.

4.8. POLIARIZUOTŲJŲ BANGŲ INTERFERENCIJA

Šviesos interferencijos reiškiniuose apart koherentiškumo labai svarbi yra interferuojančiųjų bangų poliarizacija. Anksčiau ypatingo dėmesio į tai nekreipėme ir manėme, kad interferuojančios bangos tiesiai poliarizuotos vienoje plokštumoje. Bendruoju atveju koherentinėse bangose ši sąlyga tenkinama. Kiekviename elementariajame akte spinduliuojama poliarizuotoji šviesa. Kadangi interferuoja bangos, susikūrusios vienuose ir tuose pačiuose elementariuosiuose aktuose, tai jos kiekvienu momentu yra ne tik koherentinės, bet ir vienodai poliarizuotos. Tai, kad kitu momentu jos poliarizuotos kitoje plokštumoje, neturi reikšmės. Natūralu, kad interferencinis vaizdas išlieka ir tada, kai abi koherentinės natūraliosios bangos yra poliarizuojamos vienoje plokštumoje kokiais nors poliarizatoriais.

Jei dvi koherentinės bangos tiesiai poliarizuotos tarpusavyje statmenose plokštumose, tai jos susitikę nesukuria interferencinio vaizdo. Tą matome, kai pasireiškia dvejetainis spindulių lūžis kristaluose. Susidariusios kristaluose bangos, žinoma, yra koherentinės, tačiau jos poliarizuotos tarpusavyje statmenose plokštumose.



4.8.1 pav. Poliarizuotųjų bangų interferencija

Nustatyti dėsniumai šioje srityje XIX a. pradžioje padėjo vienareikšmiškai nustatyti šviesos bangų skersinį pobūdį, ir kad joje nėra išilginės dedamosios.

Pakartosime anksčiau nagrinėtą bandymą (4.8.1 pav.), kuriame naudojant vienašę kristalo plokštelę sukuriama apskritai arba elipsiškai poliarizuota šviesa.

Tarkim, kad poliarizatorius P_1

orientuotas 45^0 kampu į plokštelės K optinę ašį. Tada paprastosios ir nepaprastosios bangų amplitudės plokštelėje vienodos. Fazių skirtumas tarp jų priklauso nuo plokštelės medžiagos lūžio rodiklio ir jų storio. Priklausomai nuo fazių skirtumo vertės, plokštelės išėjime susidaro elipsiškai arba apskritai poliarizuota banga.

Analizatorius P_2 sutapdina paprastosios ir nepaprastosios bangos poliarizacijos plokštumas, koherentinės ir vienodai poliarizuotos bangos sumuojasi ir ekrane E matomas interferencinis vaizdas.

Pašalinus poliarizatorių P_1 , ekrane interferencinio vaizdo nėra. Šis faktas pirmuoju pažiūriu atrodo keistas: bangos lyg ir koherentinės, nes sklinda iš to paties spinduolio ir plokštelėje skyla į dvi, bet interferencijos nėra. Reikalas tame, kad bet kokios tarpusavyje statmenai poliarizuotos dėdamosios, kurių visuma suprantama kaip natūralioji šviesa, tarpusavyje nėra visiškai koherentinės.

Frenelis eksperimentinius rezultatus suformulavo dėsnų pavidalu:

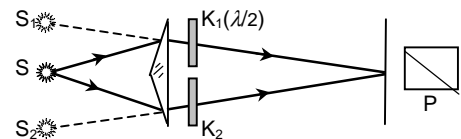
1. Dvi poliarizuotos vienoje plokštumoje bangos sudaro interferencinį vaizdą kaip ir natūralioji šviesa.

2. Dvi poliarizuotos tarpusavyje statmenose plokštumose bangos nesudaro interferencinio vaizdo.

3. Dvi bangos, poliarizuotos tarpusavyje statmenose plokštumose, sukurtos iš natūraliosios šviesos ir sutapdinus jų poliarizacijos plokštumas, nesudaro interferencinio vaizdo.

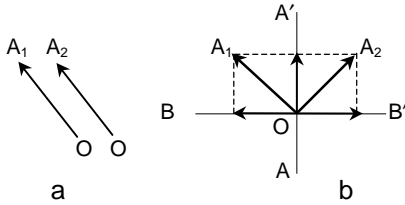
4. Dvi bangos, poliarizuotos tarpusavyje statmenose plokštumose, sukurtos iš tiesiai poliarizuotos šviesos ir sutapdinus jų poliarizacijos plokštumas, sudaro interferencinį vaizdą.

Įdomiausias yra trečiasis dėsnis, kuris savotiškai atskleidžia vidinę poliarizacinę šviesos pluoštelių struktūrą. Panagrinėsime bandymą, kurio schema pavaizduota 4.8.2 pav. Suskaidysime natūraliosios šviesos pluoštelį į du koherentinius, pvz., Frenelio biprizme. Susitikę tie du pluošteliai sukuria interferencinį vaizdą, pvz., su maksimumu centre. Tarkim, kad viename natūraliosios šviesos pluoštelių kelyje yra $\lambda/2$ kristalo plokštelė K_1 . Susidariusiam eigos skirtumui kompensuoti antrojo pluoštelių kelyje pastatysime stiklo plokštelę K_2 . Tokiomis sąlygomis du interferuojantys pluošteliai, likdami koherentiniais, susitikę nesukuria interferencinio vaizdo – ekranas apšviestas tolygiai.



4.8.2 pav. Poliarizuotųjų bangų interferencijos tyrimo schema

Norint tai suprasti, vėl gi manysime, kad pirminis natūraliosios šviesos pluoštelis yra tiesiai poliarizuotų įvairiomis kryptimis bangų visuma. Tame pluoštelyje, kuris pereina $\lambda/2$ plokštelę, pasukama poliarizacijos plokštuma. Kai nebuvo plokštelės, momentinės vektoriaus E kryptys abiejose pluošteliuose buvo vienodos (4.8.3 a pav.). Kai atsirado plokštelė $\lambda/2$,



4.8.3 pav. Bangų vektorių padėtys

kuri suskaidė viršutinį pluoštelį, E dedamosios jau nesutampa (4.8.3 b pav.) ir interferencijos nematome.

Išskaidykime kiekvieną momentinį vektorių E į dvi dedamąsias išilgai AA' ir BB' . Kiekvienos poros dedamosios yra koherentinės ir vienodos linkmės, todėl tarpusavyje interferuoja.

Kai įdedama $\lambda/2$ plokštelė, dedamosios AA' kryptimi išlaiko ankstyvesnį fazių skirtumą, o BB' kryptimi – pastumtos papildomai dydžiu π (projekcijos yra į priešingas puses). Todėl pirmosios dedamosios sukuria interferencinį vaizdą su maksimumu ekrano centre, o antrosios – su minimumu centre, t. y. interferencinis vaizdas pastumtas per $1/2$ juostelės. Kadangi vienu ir kitu dedamųjų intensyvumai vidutiniškai vienodi (natūraliojoje šviesoje nėra dominuojančiosios virpesių krypties), šie abu interferenciniai vaizdai dengiasi ir interferencija nematoma.

Ši „paslėptą“ interferencinį vaizdą galima pamatyti, jei į ekraną žiūrėsime pro poliarizacinę prizmę – analizatorių P , orientuotą lygiagrečiai su AA' arba BB' . Pirmuoju atveju jis užslopina dedamąsias BB' linkme ir matysime interferencinį vaizdą su maksimumu centre. Antruoju atveju sulauko virpesius AA' linkme ir matysime antrąjį interferencinį vaizdą su minimumu centre.

4.8.1. CHROMATINĖ POLIARIZACIJA

Sumuojant dvi tarpusavyje statmenai poliarizuotas koherentes šviesos bangas, bendruoju atveju susikuria elipsiškai poliarizuota banga. Tačiau jei elektrinio vektoriaus virpesių plokštumos kuriuo nors būdu sutapdinamos vienoje plokštumoje, tai galima pamatyti interferenciją. Reiškiny, vykstantis sumuojantis vienodos poliarizacijos koherentinėms šviesos bangoms, vadinamas *poliarizuotųjų bangų interferencija*, o dėl to atsiradęs anizotropinės medžiagos nuspalvinimas – *chromatinė poliarizacija*.

Chromatinę poliarizaciją galima stebėti optine sistema (4.8.1 pav.) sudaryta iš dviejų poliarizacinių prizmių P_1 ir P_2 , tarp kurių yra dvejetainė

skaidri plokštelė K, išpjauta lygiagrečiai su optine ašimi OO' . Tokia sistema vadinama *poliarizaciniu-interferenciniu šviesos filtru*.

Panagrinėsime tiesiai poliarizuotą šviesos pluoštelį, išėjusį iš poliarizatoriaus P_1 ir krintantį statmenai į plokščią kristalo plokštelę K. Kiekviena monochromatinė λ ilgio banga, įėjusi į plokštelę, skaidosi į dvi bangas, sklindančias ta pačia kryptimi skirtingais greičiais. Jos yra poliarizuotos ir elektriniai vektoriai E_o bei E_e virpa tarpusavyje statmenomis kryptimis x ir y (4.8.1.1 pav.). Iš d storio plokštelės išėjusių bangų fazių skirtumas

$$\varphi = 2\pi d \frac{(n_o - n_e)}{\lambda} ;$$

čia n_o ir n_e yra kristalo plokštelės lūžio rodikliai paprastajai ir nepaprastajai bangoms.

Kadangi šiose bangose elektriniai vektoriai E_o ir E_e virpa tarpusavyje statmenomis kryptimis, tai jos negali interferuoti. Čia susidaro elipsiškai poliarizuota banga.

Analizatorius P_2 praleidžia tik tas kiekvienos bangos dedamąsias, kurios yra poliarizuotos vienoje plokštumoje, sutampančioje su analizatoriaus poliarizacijos plokštuma OA. Jų amplitudės

$$E_1 = E \cos \alpha \cos \beta ; \quad E_2 = E \sin \alpha \sin \beta . \quad (4.8.1.1)$$

Šios dvi monochromatinės bangos, susidariusios iš vienos tiesiai poliarizuotos bangos dėl dvejo spindulių lūžio, yra koherentinės ir išėjusios iš analizatoriaus gali interferuoti, nes jų elektriniai vektoriai E_1 ir E_2 virpa toje pačioje plokštumoje. Atstojamosios bangos intensyvumas

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi ;$$

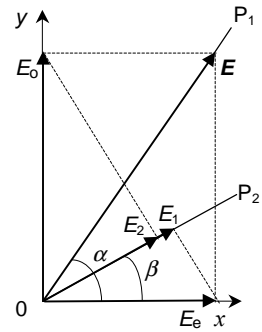
čia φ yra interferuojančių bangų fazių skirtumas.

Įrašius amplitudžių išraišką (4.8.1.1) ir pakeitus $\cos \varphi = 1 - 2\sin^2(\varphi/2)$, filtrą perėjusios šviesos intensyvumą galima išreikšti taip:

$$I = E^2 \left[\cos^2(\alpha - \beta) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right]. \quad (4.8.1.2)$$

Antrasis (4.8.1.2) formulės narys nusako kristalo plokštelės poveikį.

Panagrinėsime du atvejus.



4.8.1.1 pav. Elektrinio vektoriaus dedamosios

1. **Analizatorius statmenas poliarizatoriui.** Šiuo atveju $\alpha - \beta = \pi/2$ ir (4.8.1.2) išraiška įgyja tokį pavidalą:

$$I = E^2 \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\varphi}{2} = E^2 \sin^2 2\alpha \sin^2 \pi d \frac{n_o - n_e}{\lambda}.$$

Matyti, kad atstojamosios bangos intensyvumas gali būti lygus nuliui dviem atvejais: arba kai $\alpha = 0, \pi/2, \pi, \dots$, arba kai $\pi d(n_o - n_e)/\lambda = m\pi$; čia m yra sveikasis skaičius ($m = 0, 1, 2, 3, \dots$).

Iš pirmosios sąlygos išplaukia, kad šviesos vektoriaus E virpesiai nikoliuose P_1 ir P_2 sutampa su šviesos vektoriaus virpesių kryptimis plokštelėje K , t. y. plokštelėje šviesos banga nesusiskaido į dvi dedamąsias.

Iš antrosios sąlygos $d(n_o - n_e) = m\lambda$ išplaukia, kad plokštelė gali atrodyti tamsi tik tada, kai šviesa yra monochromatinė. Jei apšviečiama baltąja šviesa, naikinamos tik tos bangos, kurioms eigos skirtumas yra lygus sveikajam bangos ilgių skaičiui, nes joje visuomet atsiras tokių bangų, kurios tenkins antrąją sąlygą. Vadinasi, plokštelė visuomet atrodo spalvota. Spalva priklauso nuo plokštelės storio ir lūžio rodiklių skirtumo ($n_o - n_e$), kuris vadinamas *dvejopo spindulių lūžimo geba*.

Didžiausias atstojamosios bangos intensyvumas būna tada, kai $\alpha = \pi/4$, t. y. kai plokštelės pagrindinės kryptys kampas tarp analizatoriaus ir poliarizatoriaus pagrindinių krypčių dalija pusiau. Kita didžiausio intensyvumo sąlyga yra tokia:

$$d(n_o - n_e) = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

2. **Analizatorius lygiagretus su poliarizatoriumi.** Šiuo atveju $\alpha = \beta$ ir (4.8.1.2) išraiška įgyja tokį pavidalą:

$$I = E^2 \left(1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \pi d \frac{n_o - n_e}{\lambda} \right).$$

Perėjusios šviesos intensyvumas didžiausias tada, kai $\alpha = 0, \pi/2, \pi, \dots$ (t. y. kai analizatoriaus praleidžiamų elektrinio vektoriaus virpesių kryptis sutampa su viena iš virpesių krypčių plokštelėje) arba kai $d(n_o - n_e) = m\lambda$. Šios interferencijos maksimumų (ir minimumų) sąlygos yra priešingos sąlygoms, kai nikoliai statmeni.

Jei naudojama baltoji šviesa, dėl interferencijos atsiradusi spalva kai nikoliai lygiagretūs yra papildomoji spalva kai nikoliai statmeni.

Jei tarp nikolių esanti gretasienė plokštelė sukama apie sistemos optinę ašį, tai sutapus plokštelės optinei ašiai su kurio nors nikolio poliarizacijos plokštuma interferencija išnyksta, nes iš sistemos išeina tik viena banga. Taip galima nustatyti kristalo plokštelės pagrindines kryptis. Jei plokštelė yra nevienodo storio, tai sklindant monochromatinei šviesai vietoj tolygaus nuspalvinimo bus matomos šviesios ir tamsios interferencinės juostelės, jei sklinda baltoji šviesa – spalvotos juostelės ir dėmelės. Tai vienodo storio interferencinės juostelės.

Lauko šviesėjimas arba interferencinio vaizdo atsiradimas, įdėjus anizotropinę medžiagą tarp sukryžiuotų poliarizatorių, yra patikimas dvejojo šviesos lūžio nustatymo būdas.

Skirtingų šviesos bangos ilgių interferencinės juostelės matomos daug ryškiau, jei perėjusi poliarizacinį-interferencinį filtrą šviesa stebima naudojantis spektriniu prietaisu. Tada ištisinio spektro fone atitinkamose spektro srityse atsiranda interferencinės juostelės, lygiagrečios su įeinamuoju prietaiso plyšiu. Išmatavus šių juostelių bangos ilgį galima nustatyti tiriamosios anizotropinės medžiagos dvejojo spindulių lūžimo gebą. Ji išreiškiama iš interferencinių juostelių maksimumo (arba minimumo) susidarymo sąlygos keliems bangos ilgiams:

$$d(n_o - n_e) = m_i \lambda_i; \quad d(n_o - n_e) = m_j \lambda_j.$$

Iš čia dvejojo spindulių lūžio geba

$$(n_o - n_e) = \frac{m_i - m_j}{d} \frac{\lambda_i \lambda_j}{\lambda_j - \lambda_i}.$$

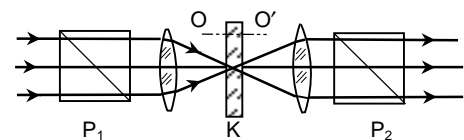
Panagrinėsime bendresnį chromatinės poliarizacijos atvejį, kuri pasireiškia ne lygiagrečiuose, bet susiglaudžiančiuose spinduliuose (4.8.1.2 pav.).

Kai krintantysis r kampų į plokštelę K spindulys pereina storį

$$d' = \frac{d}{\cos r},$$

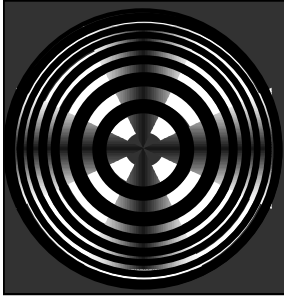
sklindantieji plokštelėje paprastasis ir nepaprastasis spinduliai įgyja fazių skirtumą

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{d}{\cos r} (n_o - n_e).$$



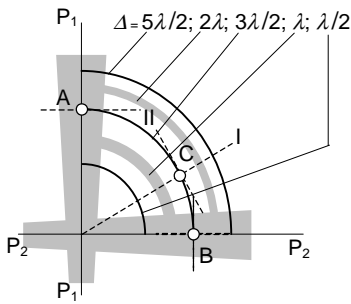
4.8.1.2 pav. Interferencija susiglaudžiančiuose spinduliuose

Kai vienašio kristalo plokštelės optinė ašis lygiagreti su spindulių kūgio ašimi, vienodo fazių skirtumo geometrinė vieta yra bendracentriniai apskritimai, kurių centras optinėje ašyje. Interferencinis vaizdas sudarytas iš tamsių ir šviesių (arba spalvotų) bendracentrinų žiedų. Būdingas tokio interferencinio vaizdo požymis yra tamsus arba šviesus kryžius (4.8.1.3 pav.), kertantis šiuos žiedus dviem tarpusavyje statmenomis kryptimis, nusakomas poliarizatoriaus vyriausiąja ir jai statmenąja plokštuma. Toks interferencinis vaizdas vadinamas interferencine arba *konoskopine* figūra.



4.8.1.3 pav. Konoskopinė figūra

Geometrinė vieta taškų ant kristalo paviršiaus, kuriems $\varphi = \text{const}$, vadinama izochromatine kreive (pastoviosios spalvos kreive). Erdvėje susidaro izochromatinis paviršius, kuris vienašiam kristalui artimas sukimosi hiperboloidui, kurio ašis sutampa su optine kristalo ašimi.



4.8.1 pav. Konoskopinės figūros aiškinimas

4.8.1.4 pav. pažymėti kristalo pagrindiniai pjūviai I ir II yra tokie: (vaizdas išilgai kūgio ašies) – plokštuma I eina per optinę kristalo ašį ir spindulį, o II – statmena I–jai. Bet kokiame taške C tai bus plokštumos, einančios išilgai žiedo spindulio ir jam statmenąja kryptimi. Spinduliams, einantiems per taškus A arba B, viena iš tų pagrindinių plokštumų sutampa su poliarizatoriaus plokštuma.

Todėl šiose padėtyse dvejojpo spindulių

lūžio nėra, ir šviesa išeina tiesiai poliarizuota tokios pat krypties, kaip ir įeinančioji; vektorius \mathbf{E} sutampa su P_1P_1 linkme. Jei nikolių P_2 ir P_1 plokštumos yra lygiagrečios, šviesa pereina kiaurai ir matysime šviesų kryžių, o jei statmenos – šviesa nepereis ir bus tamsus kryžius. Kitiems azimutams dvejojpo lūžį ir vaizdą lemia susidaręs kristale eigos skirtumas.

Jei spindulių kūgio ašis nesutampa su plokštelės optine ašimi, tai vienodo fazių skirtumo geometrinės vietos bus ne apskritimai, o sudėtingesnės kreivės. Šie interferenciniai vaizdai naudojami kristalografijoje, kai reikia greitai įvertinti kristalo ašies orientaciją.

Dar sudėtingesnės interferencijos figūros susidaro dviašiuose kristaluose. Galima nustatyti ir kristalo optinių ašių skaičių. Tiriant poliarizaciniu mikroskopu, galima nustatyti kampą tarp dviašio kristalo optinių ašių.

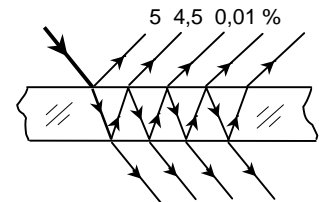
4.9. DAUGELIO ŠVIOSOS PLUOŠTELIŲ INTERFERENCIJA

Anksčiau buvo nagrinėjami du interferuojantieji pluošteliai, kai susitikdavo dvi šviesos bangos. Tada perėjimas nuo maksimumo prie minimumo yra tolygus, švelnus, nusakomas išraiška:

$$I = 2a^2(1 + \cos \varphi).$$

Kai $\varphi = 2\pi m$ (čia $m = 0, 1, 2, 3, \dots$), intensyvumas didžiausias ($I_{\max} = 4a^2$), o kai $\varphi = (2m + 1)\pi$, – mažiausias ($I_{\min} = 0$). Kitoms φ vertėms intensyvumas tarpinis tarp $4a^2$ ir 0. Šiuo atveju juostelės neryškios ir sunku tiksliai nustatyti maksimumo padėtį.

Norint gauti siauresnes interferencines juosteles, atskirtas ryškiais tamsiais tarpeliais, reikia sukurti daugelio pluoštelių interferenciją. Tam panaudosime plokščią gretasienę plokštelę, į kurią krinta plokščioji monochromatinė banga. Anksčiau nekreipėme dėmesio į pluoštelių, atsispindėjusių daugiau kaip du kartus. Tai pateisinama tada, kai paviršių atspindžio geba maža. Pvz., paprastojo stiklo atveju pirmojo pluošteliu intensyvumas sudaro apie 5 % krintančiojo, antrojo pluošteliu apie 4,5 %, o trečiojo jau tik 0,01 % (4.9.1 pav.). Savaimė suprantama, kad daug kartų atsispindėjusiojo šviesos pluošteliu intensyvumas visuomet silpnėja po kiekvieno atspindžio. Ši sumažėjimą lemia atspindžio faktoriaus vertė ir medžiagos sugertis.

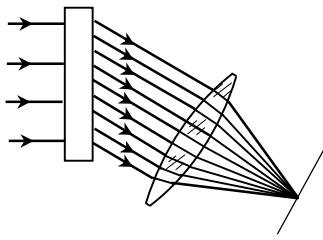


4.9.1 pav. Šviesos pluošteliu atsispindys ir lūžis stiklo plokštelėje

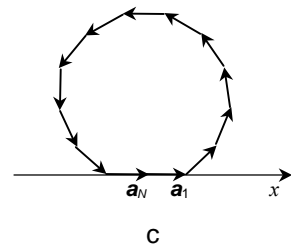
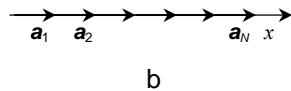
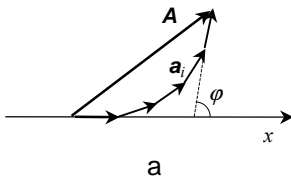
Daugelio spindulių pluoštelių interferencijoje naudojamos plokštelės su dideliu atspindžio faktoriu. Tai pasiekama papildomai užgarinus ploną didelio atspindžio sluoksnį arba naudojant didelį kritimo kampą.

Daugelio pluoštelių interferencinio vaizdo ypatumams nusakyti galima naudoti grafinį amplitudžių sudėties metodą.

Tarkim, kad kuriuo nors būdu susidaro N koherentinių vienodos amplitudės a šviesos pluoštelių (4.9.2 pav.). Kiekvienas kitas pluoštelis nuo gretimojo skiriasi faze φ . Pluošteliai surenkami lęšiu židinio plokštumoje ir interferuoja. Priklausomai nuo fazių skirtumo, susidaro tam tikro didumo



4.9.2 pav. Daugelio pluoštelių interferencija



4.9.3 pav. Grafinė amplitudžių vektorių sudėtis

atstojamoji amplitudė A , kuri grafiškai vaizduojama vektoriumi A , uždarančiu amplitudžių vektorių a laužtę (4.9.3 a pav.).

Atstojamasis vektorius A bus didžiausias, kai a išsidėsto viena linkme (4.9.3 b pav.), t. y. kai

$$\varphi = \pm 2\pi m; \tag{4.9.1}$$

čia $m = 0, 1, 2, \dots$

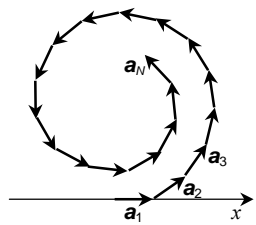
Tada vektoriaus ilgis lygus Na , o intensyvumas lėšio židinio plokštumoje $I_{\max} \sim N^2 a^2$. Šie maksimumai vadinami pagrindiniais maksimumais.

Vektorius A bus lygus nuliui kiekvieną kartą, kai laužtė užsidaro, t. y. kai paskutinis iš vektorių a išsidėsto ta pačia kryptimi, kaip ir pirmasis (4.9.3 c pav.). Kadangi paskutinis a su x ašimi sudaro kampą $N\varphi$, tai esant $N\varphi = \pm 2\pi m$ (čia $m = 1, 2, 3, \dots$) jis bus nukreiptas išilgai x ašies, t. y. minimumo sąlyga tokia:

$$\varphi = \pm 2m \frac{\pi}{N}. \tag{4.9.2}$$

Kai $m = N, 2N, 3N, \dots$, minimumai nesusikuria, nes (4.9.2) sąlyga tampa maksimumo (4.9.1) sąlyga. Iš to išplaukia, kad minimumai išsidėsto $(N - 1)$ kartų dažniau nei maksimumai. Aišku, kad tarp dviejų gretimųjų minimumų susidaro dar po vieną maksimumą, kai vektoriais a sudaryta laužtė neužsidaro, t. y. paskutinis vektorius a neprisiglaudžia prie pirmojo (4.9.4 pav.).

Iš to išplaukia, kad interferuojant N vienodos amplitudės pluošteliams, susidaro daug vienodo intensyvumo pagrindinių maksimumų ($I_{\max} \sim N^2 a^2$). Tarp jų išsidėsto $(N - 1)$ minimumai ir $(N - 2)$ antriniai maksimumai. Didėjant interferuojančiųjų pluoštelių skaičiui N , pagrindiniai maksimumai tampa ryškesni (4.9.5 pav.), tarp jų išsidėsto vis daugiau ir daugiau



4.9.4 pav. Amplitudžių vektorių sudėtis

silpnų antrinių maksimumų. Esant dideliame N , antriniai maksimumai praktiškai susilieja ir sudaro silpną foną tarp siaurų ryškių šviesių juostelių.

Daugelio pluoštelių interferenciją galima nagrinėti ir analitiškai naudojant kompleksinius dydžius.

Definuosime energinius atspindžio R ir praleidimo T faktorius:

$$R = \frac{\text{Atspind. bangos vidutinis energijos srautas}}{\text{Krint. bangos vidutinis energijos srautas}} = \left(\frac{a_1}{a_0} \right)^2;$$

$$T = \frac{\text{Perej. bangos vidutinis energijos srautas}}{\text{Krint. bangos vidutinis energijos srautas}} = \left(\frac{a_2}{a_0} \right)^2;$$

čia a_0 – krintančios, a_1 – atsispindėjusios ir a_2 – perėjusios bangų amplitudės. Jei sugerties nėra, $R + T = 1$.

Dažnai atspindžio ir praleidimo faktoriai suprantami tik kaip atsispindėjusios ir perėjusios bangų amplitudžių pokyčiai. Įvedus jiems atitinkamus žymenis, būtų: $R = r^2$ ir $T = t^2$.

Tarkim, kad į dviejų terpių sandūrą krinta tokio pavidalo banga:

$$s_0 = a_0 \exp i(\omega \tau - k x) = a_0 \exp i\psi.$$

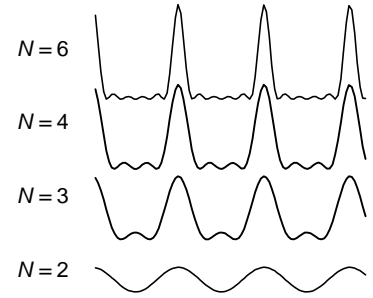
Kiekvieno perėjimo metu bangos amplitudė sumažėja t kartų, o po kiekvieno atspindžio – r kartų. Iš plokštelės išėjusių bangų amplitudės yra $a_0 t^2$, $a_0 t^2 r^2$, $a_0 t^2 r^4$ ir t. t. Manoma, kad abu paviršiai atspindi vienodai. Perėjusi plokštelę banga yra atskirų bangų, susidariusių dėl daugkartinio atspindžio, suma. Jos pavidalas:

$$s = t^2 a_0 \exp i\psi + t^2 r^2 a_0 \exp i(\psi - \varphi) + t^2 r^4 a_0 \exp i(\psi - 2\varphi) + \dots;$$

čia φ yra fazių skirtumas tarp dviejų gretimų interferuojančių pluoštelių.

$$\varphi = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} 2n h \cos \beta;$$

čia Δ – eigos skirtumas, n – sluoksnio lūžio rodiklis, h – sluoksnio storis, β – spindulių lūžio kampas.



4.9.5 pav. Intensyvumo skirstinys daugelio spindulių interferencijoje

Suminës bangos amplitudė

$$A = a_0 \{ t^2 + t^2 r^2 \exp(-i\varphi) + t^2 r^4 \exp(-2i\varphi) + \dots + t^2 r^{2(N-1)} \exp[-(N-1)i\varphi] \} = \\ = a_0 t^2 \frac{1 - r^{2N} \exp(-Ni\varphi)}{1 - r^2 \exp(-i\varphi)};$$

čia N – interferuojančių pluoštelių skaičius.

Kadangi $r < 1$, ir kai N didelis $r^{2N} \rightarrow 0$, tai

$$A = \frac{a_0 t^2}{1 - r^2 \exp(-i\varphi)}.$$

Kompleksiškai jungtinė amplitudė

$$A^* = \frac{a_0 t^2}{1 - r^2 \exp(i\varphi)}.$$

Sandauga AA^* yra perėjusios plokštelę atstojamosios bangos amplitudės kvadratas ir nusako šios bangos intensyvumą I_2 .

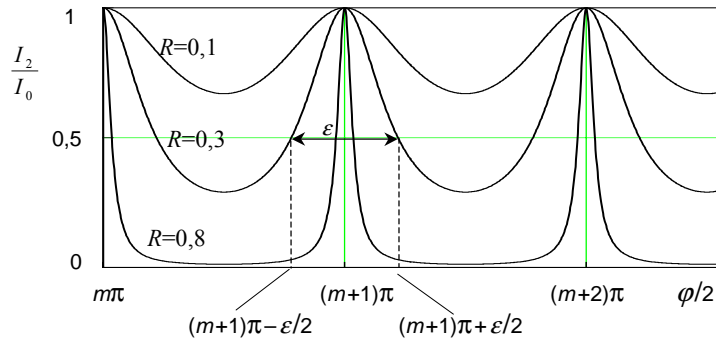
Pasitelkus energinius atspindžio R ir praleidimo T faktorius, gaunama tokia išraiška:

$$I_2 \sim AA^* = \frac{a_0^2 T^2}{1 - R^2 - 2R \cos\varphi} = \frac{a_0^2 T^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\varphi}{2}}.$$

Ši išraiška (Erio (*Airy*) formulė) nusako perėjusios plokštelę šviesos intensyvumo pokytį:

$$\frac{I_2}{I_0} = \frac{a_2^2}{a_0^2} = \frac{T^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\varphi}{2}}. \quad (4.9.3)$$

Šis santykis didžiausias, kai $\sin(\varphi/2) = 0$. Interferencijos maksimumas susidaro tada, kai fazių skirtumas tarp gretimų interferuojančių pluoštelių $\varphi = 2\pi m$. Vertės $\varphi/2 = \pi m$ nusako maksimalias santykio I_2 / I_0 vertes. Minimalios vertės bus tada, kai $\sin(\varphi/2) = 1$ ir interferencijos minimumas – kai $\varphi = \pi(2m + 1)$. (4.9.3) išraiškos grafikai įvairiems atspindžio faktoriams R pavaizduoti 4.9.6 pav.



4.9.6 pav. Perėjusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo fazių skirtumo tarp interferuojančiųjų pluoštelių skirtingiems atspindžio faktoriams

Matyti, kad perėjusios šviesos intensyvumo grafikas susideda iš maksimumų, kurių forma labai priklauso nuo atspindžio faktoriaus R vertės. Kuo didesnis atspindžio faktorius, tuo ryškesni ir siauresni maksimumai, o tarp jų platūs minimumai.

Interferencinės juostelės kontūro forma nusakoma specialiu dydžiu, kuris vadinamas *ryškiu* F – tai atstumo tarp dviejų gretimų interferencijos maksimumų ir juostelės pusplotio dalmuo. Juostelės pusplotis ε yra atstumas tarp taškų, esančių į abi maksimumo puses toje vietoje, kur intensyvumas lygus pusei maksimalaus, t. y. $I_2/I_0 = 0,5$.

Norint išreikšti ryškį F , (4.9.3) išraiškoje T keičiamas į $1 - R$. Tada

$$\frac{I_2}{I_0} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\varphi}{2}}$$

m eilės interferencijos juostelės taškai, kuriuose intensyvumas lygus pusei maksimalaus, yra ties $\frac{\varphi}{2} = m\pi \pm \frac{\varepsilon}{2}$. Tada iš (4.9.3) gaunama tokia lygybė:

$$\frac{2\sqrt{R}}{1-R} \frac{\varepsilon}{2} = 1.$$

Juostelės pusplotis

$$\varepsilon = \frac{1-R}{\sqrt{R}}.$$

Kadangi atstumas tarp gretimų juostelių atitinka $\varphi/2$ pokytį dydžiu π , tai ryškis

$$F = \frac{2\pi}{2\varepsilon} = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R};$$

čia λ yra filtro geriausiai praleidžiamos bangos ilgis, $\delta\lambda$ – praleidimo juostos pusplotis.

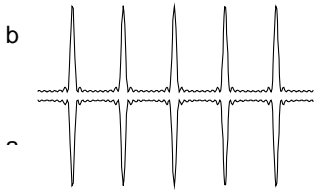
Matyti, kad didėjant atspindžio faktoriui interferencijos juostelių ryškis didėja. Pvz., jei $R = 0,9$, tai $F \approx 60$, t. y. atstumas tarp gretimų maksimumų 60 kartų didesnis už interferencinės juostelės pusplotį.

Iš (4.9.3) išraiškos išplaukia, kad kai $\varphi/2 = m\pi$, santykis $I_2/I_0 = 1$, t. y. banga neatsispindi, tik pereina. Atsispindėjusios bangos suminė amplitudė lygi nuliui.

Atsispindėjusios ir krintančiosios bangų intensyvumų dalmuo

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{4R \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\varphi}{2}}.$$

Iš šios išraiškos išplaukia, kad kai $\sin(\varphi/2) = 0$, tai $I_1/I_0 = 0$, o tuo tarpu šiomis sąlygomis $I_2/I_0 = 1$.



4.9.7 pav. Interferenciniai vaizdai atsispindėjusioje (a) ir perėjusioje (b) šviesoje

Taigi yra tokių krypčių, nusakomų sąryšiu $\cos\alpha = \frac{m\lambda}{2nd}$, kuriomis sklinda tik perėjusioji banga.

Interferencinis vaizdas atsispindėjusioje šviesoje papildoma vaizdą perėjusioje šviesoje (4.9.7 pav.). Perėjusioje šviesoje siauri maksimumai yra atskirti plačiais minimumais, o atsispindėjusioje

šviesoje platūs maksimumai atskirti siaurais minimumais.

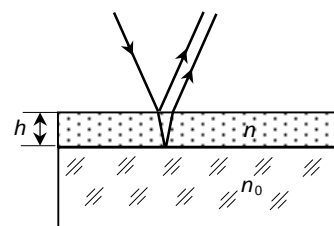
Plokštelių atspindžio gebą galima padidinti naudojant daugiasluoksnes dielektrines plėveles, kurių sugertis yra menka. Jei paviršius padengiamas metalu (sidabru, aliuminiu), tai padidėjus paviršiaus atspindžio gebai padidėja ir sugertis. Tai reikia įskaityti: $R + T + A = 1$. Šiuo atveju perėjusios veidrodžius šviesos intensyvumas priklauso ir nuo sugerties faktoriaus A . Pvz., jei dengiama sidabru, tai $R = 0,9$; $T = 0,03$; ir $A = 0,07$. Toks interferometras iš dviejų veidrodžių praleidžia 10 % mažiau nei ekvivalentus jam be sugeriančiųjų sluoksnių.

4.10. DAUGIASLUOKSNIAI DIELEKTRINIAI VEIDRODŽIAI. OPTIKOS SKAIDRINIMAS

Jei vietoj metalais padengtų veidrodžių naudojamos daugiasluoksnės dielektrinės dangos, gaunamas didelis atspindžio faktorius (kartu ir didelis juostų ryškis) ir tuo pat metu šviesa nesugeriama. Pralaidimas maksimume susidaro gerokai didesnis už metalizuotus veidrodžius.

Panagrinėsime dielektrinių veidrodžių sukūrimo idėją.

Tarkim, kad stiklo, kurio lūžio rodiklis n_0 , paviršius padengtas skaidriu dielektriku, kurio lūžio rodiklis $n > n_0$ (4.10.1 pav.). Dielektriko sluoksnio storis h parinktas taip, kad jo optinis sluoksnis hn būtų lygus $\lambda_0/4$. Tada paviršiaus atspindžio geba padidėja, nes atsispindėję nuo dielektriko paviršių koherentiniai šviesos pluošteliai interferuoja ir vienas kitą stiprina. Iš tikrųjų, atsispindėjusios nuo pirmojo ir antrojo sluoksnio paviršiaus bangos yra vienodų fazių, nes antrosios bangos atsilikimas faze dydžiu π dėl jos sklidimo plėvelėje ten ir atgal kompensuojamas pirmosios bangos fazės pokyčiu dydžiu π jai atsispindint nuo optiškai tankesnės terpės. Eigos skirtumas

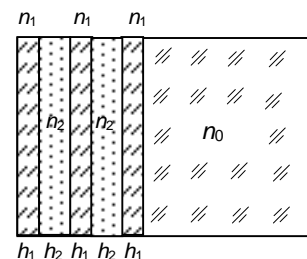


4.10.1 pav. Atspindys
nuo dielektriko

$$\Delta = 2nh \cos \beta + \lambda_0/2 \approx 2\lambda_0/4 + \lambda_0/2 = \lambda_0$$

tenkina interferencijos maksimumo sąlygą. Padengus, pvz., TiO_2 ($n=2,45$), atspindžio faktorius $R \approx 0,3$.

Šį nelabai ženklų atspindžio faktoriaus R padidėjimą galima gerokai sustiprinti, jei naudojami paeiliui besikartojantys dielektrikų sluoksniai su dideliu (n_1) ir mažu (n_2) lūžio rodikliu (4.10.2 pav.). Jei šių sluoksnių optiniai storiai vienodi ir lygūs $\lambda_0/4$, atsispindėjusios sandūroje bangos yra vienodų fazių ir interferencijoje stiprina viena kitą. Tokių daugiasluoksnių dielektrinių dangų atspindžio geba didelė, tačiau tik tam tikrame bangos ilgių ruože arti λ_0 . Pvz., lazerių rezonatoriuose naudojama (11 ÷ 13) sluoksnių ir $R \approx 0,99$.



4.10.2 pav. Daugiasluoksnės
dielektrinės dangos

Dielektrinėmis dangomis galima išspręsti ir atvirkščią užduotį – sumažinti atsispindėjusios šviesos srautą. Toks metodas vadinamas *optikos*

skaidrinimu. Tai svarbu sudėtingose daug paviršių turinčiose optinėse sistemose. Šiuo atveju dielektriko lūžio rodiklis turi būti mažesnis už padėklo lūžio rodiklį ($n < n_0$) ir optinis sluoksnio storis $nh = \lambda_0/4$. Tada atsispindėjusios bangos bus priešingų fazių ir viena kitą naikins. Kai $n = \sqrt{n_0}$, visa statmenai krintančioji šviesa pereis sandūrą.

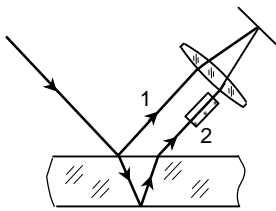
4.11. INTERFERENCINIAI PRIETAISAI

Interferenciniai prietaisai (interferometrai) – tai optiniai įrenginiai, kuriuose šviesos interferencijos reiškinys naudojamas tiksliais matavimams tokių dydžių kaip, pvz., skaidrių terpių lūžio rodiklio, spektrinių linijų bangos ilgio ir t. t. Optinė interferometro schema turi tenkinti tam tikrus papildomus reikalavimus. Norint padidinti matavimo tikslumą, tenka gerokai padidinti eigos skirtumą, t. y. dirbama aukštose interferencijos eilėse. Tokiais atvejais reikalingas didelis spinduliuotės monochromatiškumas ir kruopštus optinės sistemos derinimas.

Interferenciniai prietaisai skirstomi į *dvispindulinius* ir *daugiaspindulinius*. Interferometrų yra daug, tačiau daugelis iš jų skiriasi tik menkais konstrukcijų ypatumais.

4.11.1. DVISPINDULINIAI INTERFEROMETRAI

Paprasčiausias dvispindulinis interferometras yra gretasienė skaidri plokštelė, nuo kurios priekinio ir galinio paviršiaus atsispindi bangos ir jos susitikę interferuoja (4.11.1.1 pav.). Jei plokštelė pakankamai stora, interfe-



4.11.1.1 pav. Paprasčiausias dvispindulinis interferometras

ruojančios bangos 1 ir 2 pakankamai nutolusios, ir vienos iš jų kelyje galima padėti tiriamąjį bandinį, kuris sudarys papildomą eigos skirtumą, kurį galima išmatuoti. Tiesa, didėjant plokštelės storiui, reikia naudoti didesnio monochromatiškumo šviesą. Tačiau vietoje vienos storos plokštelės galima naudoti oro tarpą tarp dviejų plokštelių.

Panagrinėsime keletą dvispindulinių interferometrų modelių.