

## 4. ŠVIESOS INTERFERENCIJA

### 4.1. KOHERENTINIAI VIRPESIAI IR BANGOS

Sudėkime du harmoninius vienodo dažnio  $\omega$  virpesius, vykstančius ta pačia linkme:

$$S_1 = a_1 \sin(\omega t + \delta_1), \quad (4.1.1)$$

$$S_2 = a_2 \sin(\omega t + \delta_2); \quad (4.1.2)$$

čia  $S$  – trikdys laiko momentu  $t$ ,  $a_i$  – virpesių amplitudė,  $\delta_i$  – pradinė fazė ( $i = 1; 2$ ).

Atstojamasis virpesys yra atskirų virpesių suma:

$$S = S_1 + S_2. \quad (4.1.3)$$

Išskleidę (4.1.1) ir (4.1.2) lygtis ir įrašę į (4.1.3) gauname:

$$\begin{aligned} S &= a_1(\sin\omega t \cos\delta_1 + \cos\omega t \sin\delta_1) + a_2(\sin\omega t \cos\delta_2 + \cos\omega t \sin\delta_2) = \\ &= (a_1 \cos\delta_1 + a_2 \cos\delta_2) \sin\omega t + (a_1 \sin\delta_1 + a_2 \sin\delta_2) \cos\omega t. \end{aligned}$$

Skliaustuose esantys nariai nuo laiko nepriklauso. Pažymėkime:

$$A \cos\delta = a_1 \cos\delta_1 + a_2 \cos\delta_2,$$

$$A \sin\delta = a_1 \sin\delta_1 + a_2 \sin\delta_2.$$

Šias išraiškas pakėlę kvadratu ir sudėję gausime atstojamojo harmoninio virpesio amplitudės kvadratą, kuris nusako jo intensyvumą:

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\delta_2 - \delta_1).$$

Iš čia išplaukia, kad atstojamojo virpesio energija nelygi atskirų virpesių energijų sumai. Sumavimo rezultatas priklauso ne tik nuo atskirų virpesių intensyvumo, bet ir nuo jų pradinių fazių skirtumo  $\delta = \delta_2 - \delta_1$ .

Žinoma, kad grynai harmoninių virpesių, t. y. nekintamos amplitudės virpesių, vykstančių be galo ilgai, nėra. Bet koks realus virpesys trunka tam tikrą laiką, po to gali išnykti, vėl atsirasti, bet jau kitokios fazės, vėl išnykti ir t. t. Tada atstojamasis intensyvumas kinta laiko atžvilgiu ir šis kitimas vyksta sparčiai. Kadangi jutikliai negali taip sparčiai reaguoti į intensyvumo kitimą, registruojama tam tikra vidutinė intensyvumo vertė.

Apskaičiuosime vidutinį atstojamojo virpesio intensyvumą per tam tikrą trukmę  $\tau$ :

$$\begin{aligned} \langle A^2 \rangle &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau A^2 d\tau = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau (a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos\delta) d\tau = \\ &= a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \cos\delta d\tau. \end{aligned}$$

Jei fazių skirtumas  $\delta$  per stebėjimo trukmę  $\tau$  nekinta, tai

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos \delta \, d\tau = \cos \delta.$$

Tada  $\langle A^2 \rangle = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos \delta$ , t. y.  $\langle I \rangle \neq I_1 + I_2$ .

Jei virpesiai atsitiktinai nutrūksta, arba jų fazės per vidurkinimo trukmę kinta netvarkingai, tai

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos \delta \, d\tau \rightarrow 0 \quad \text{ir} \quad \langle A^2 \rangle = a_1^2 + a_2^2, \quad \text{t. y.} \quad \langle I \rangle = I_1 + I_2.$$

Sudedant du vienodo dažnio virpesius galimi du atvejai:

1. Per stebėjimo trukmę dviejų virpesių pradinių fazių skirtumas yra pastovus ( $\delta = \text{const}$ ). Tokie virpesiai vadinami *koherentiniais*. Dviejų koherentinių virpesių atstojamojo virpesio intensyvumas nėra lygus pradinių virpesių intensyvumų sumai. Šis reiškinys vadinamas virpesių *interferencija*.

2. Per trukmę  $\tau$  pradinių fazių skirtumas kinta netvarkingai. Tokie virpesiai nekoherentiniai ir atstojamasis intensyvumas lygus dedamųjų virpesių intensyvumų sumai. Interferencinis vaizdas nematomas.

Sudedant daug virpesių atstojamojo virpesio amplitudės kvadratas

$$A^2 = \sum_{i=1}^n a_i^2 + 2 \sum_{i=1}^n \sum_{k=i}^n a_i a_k \cos \delta. \quad (4.1.3)$$

Koherentinių virpesių fazių skirtumas nagrinėjamame taške įgyja tam tikrą pastovią vertę ir atstojamasis intensyvumas gali būti didesnis arba mažesnis už atskirų intensyvumų sumą  $\sum_{i=1}^n a_i^2$  (čia  $n$  – natūralusis skaičius). Kai amplitudės vienodos ( $a_i = a$ ), tai taškuose, kuriuose virpesių fazės vienodos, intensyvumas

$$A^2 = \left( \sum_{i=1}^n a_i \right)^2 = (na)^2 = n^2 a^2,$$

t. y. jis gerokai padidėja ( $n^2$  kartų). Kituose taškuose intensyvumas susilpnėja. Dėl interferencijos virpesių intensyvumas (energijos tankis) erdvėje persiskirsto.

Nekoherentiniai virpesiai vyksta nepriklausomai vienas nuo kito, jų fazės įgyja atsitiktines vertes nuo 0 iki  $2\pi$ , o  $\cos \delta$  vertė nuo  $-1$  iki  $+1$  vienodai tikima. Tada antrasis (4.1.3) išraiškos narys lygus nuliui ir vidutinis atstojamasis intensyvumas lygus atskirų virpesių intensyvumų sumai:

$$\langle I \rangle = \sum_{i=1}^n a_i^2 = \sum_{i=1}^n I_i .$$

Du harmoniniai virpesiai visada koherentiniai. Sklindantys harmoniniai virpesiai yra monochromatinės bangos, gebančios interferuoti. To paties ilgio bangų interferencijos sąlyga yra jų koherentiškumas, t. y. pradinių fazių skirtumo pastovumas per stebėjimo trukmę.

Koherentinių bangų gebėjimas interferuoti rodo, kad bet kuriame taške, kurį pasiekia šios bangos, vyksta koherentiniai virpesiai. Bangos interferuoja, jei jų poliarizacija tokia, kad virpesių kryptys tarpusavyje sutampa. Interferencijos rezultatą lemia interferuojančių bangų fazių skirtumas stebimajame taške. Šis fazių skirtumas priklauso nuo bangų pradinio fazių skirtumo, taip pat nuo bangų nueitų kelių iki stebimojo taško skirtumo.

Koherentinių bangų  $\delta = \text{const}$ , todėl intensyvumas taške M priklauso nuo vadinamojo *bangų eigos skirtumo*  $d_2 - d_1 = \Delta$ . Susitikimo taške bangų sukelti virpesiai dėl eigos skirtumo turi fazių skirtumą net tada, kai pradinės abiejų bangų fazės vienodos. Dėl eigos skirtumo susidaręs fazių skirtumas

$$\varphi = 2\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda} = k\Delta .$$

Jei pradinės fazės vienodos ( $\delta = 0$ ) ir  $\Delta = m\lambda$ , virpesių fazės taške M sutampa ir intensyvumas didžiausias:  $I_{\max} \sim 4a^2$ . Kai  $\Delta = (m + 1/2)\lambda$ , virpesiai yra priešingų fazių ir atstojamasis intensyvumas  $I_{\min} = 0$ . Sveikasis skaičius  $m$  vadinamas *interferencijos eile* ( $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ ).

Energijos tvermės dėsnis nepažeidžiamas:

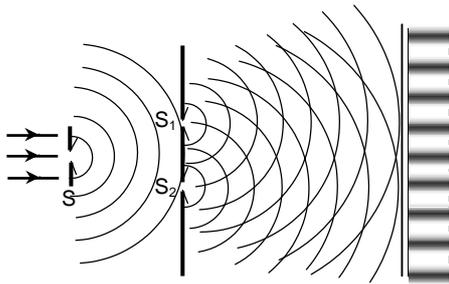
$$I_{\text{vid}} = \frac{1}{2}(I_{\max} + I_{\min}) = \frac{1}{2}(4I_0 + 0) = 2I_0 = I_1 + I_2 .$$

Kiekvieną nekoherentinių bangų  $\delta$  atitinka savas interferencinis vaizdas, kintantis laiko atžvilgiu. Jei tas kitimas pakankamai spartus, mes nepajėgsime pamatyti tų trumpalaikių interferencinių vaizdų ir fiksuosime kažkokią vidutinę būseną, atitinkančią tolygų intensyvumo pasiskirstymą.

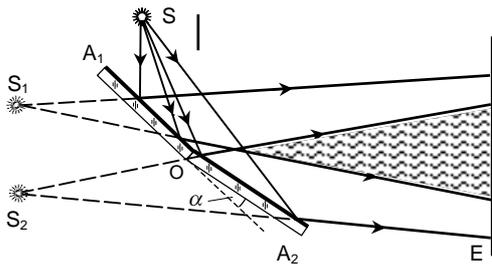
## 4.2. INTERFERENCIJOS STEBĖJIMO METODAI

Jei du nepriklausomi spinduliai arba dvi skirtingos to paties švytinčio kūno dalys skleidžia šviesos bangas į tą pačią erdvės dalį, o interferencinio vaizdo nematyti, tai reiškia, kad spinduliai skleidžia nekoherentes bangas, kad spinduliuotės nemonochromatinės, nes dvi griežtai monochromatinės bangos visada koherentinės.

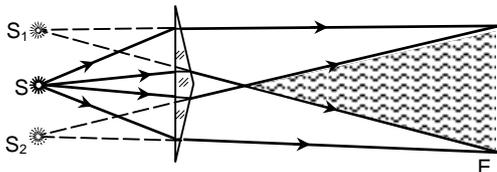
Dvi koherentinės bangos optikoje sukuriamos naudojant įvairias sistemas, kurių veikimas grindžiamas atspindžio ir lūžio dėsniais. Vietoj vieno realaus spindulio galima gauti du tikroosius, tikrąjį ir menamąjį arba du menamuosius koherentinius spindulius, kurių bangos susitikusios interferuoja. Šiose sistemose taikomas bangos fronto arba amplitudės dalijimo metodas.



4.2.1 pav. Jungo metodas



4.2.2 pav. Koherentinių bangų sukūrimas Frenelio veidrodžiais



4.2.3 pav. Koherentinių bangų sukūrimas biprizme

**Jungo metodas.** T.Jungas (*Young*) pirmasis stebėjo šviesos interferencijos reiškinį ir pirmasis teisingai jį paaiškino. Jis atliko tokį bandymą. Apšviestas plyšys  $S$  (4.2.1 pav.) skleidžia šviesos bangą, krintančią į du siaurus plyšius  $S_1$  ir  $S_2$ , kurie apšviesti ta pačia banga tampa koherentinių bangų šaltiniais. Šviesa, perėjusi pro mažas angas  $S_1$  ir  $S_2$ , difraguoja, abi koherentinės bangos dengia viena kitą ir interferuoja.

**Frenelio veidrodžiai.** Dviem koherentinėms bangoms sukurti O.Frenelis (*A.Fresnel*) pasiūlė naudoti du plokščiuosius veidrodžius  $A_1$  ir  $A_2$  (4.2.2 pav.), tarp kurių nedidelis kampas  $\alpha$ . Sudaromi du realaus šviesos šaltinio  $S$  atvaizdai  $S_1$  ir  $S_2$ . Bangos, sklindančios iš spinduolio  $S$ , atspindi nuo veidrodžių  $A_1$  ir  $A_2$  ir susidaro dvi koherentinių bangų sistemos, tarytum sklindančios iš spinduolių  $S_1$  ir  $S_2$ . Spinduolis  $S$  yra siauras plyšys, lygiagretus su veidrodžių briauna  $O$ . Šiuo atveju interferencijos maksimumai yra tarpusavyje lygiagrečios juostelės.

**Biprizmė.** Šviesa iš spinduolio  $S$  (4.2.3 pav.) pereina dvi mažo laužiamojo kampo prizmes, sudėtas pagrindais. Šviesos šaltinis yra ryškiai apšviestas siauras plyšys, lygiagretus su prizmės briauna. Prizmė nukreipia spindulius ir sukuria du menamuosius spinduolius  $S_1$  ir  $S_2$ , kurių skleidžiamos koherentinės bangos viena kitą

dengia ir sukuria interferencinį vaizdą, sudarytą iš šviesių ir tamsių juostelių, lygiagrečių su bukojo kampo briauna.

### 4.3. NEMONOCROMATINĖS ŠVIESOS INTERFERENCIJA

Anksčiau nagrinėti spinduoliai skleidė monochromatines bangas. Spinduliuotės monochromatiškumo laipsnis lemia interferencinio vaizdo kontrastą. Jei spinduliuotė nemonochromatinė (polichromatinė), tai tamsiuose kurio nors bangos ilgio interferencinio vaizdo ruožuose išsidėsto kitų bangos ilgių interferenciniai maksimumai (4.3.1 pav.), nes pagal maksimumo sąlygą  $h = m(D/2l)\lambda$ , bet kuriame ekrano taške yra tos ar kitos eilės maksimumas vienam bangos ilgiui. Todėl aukštesniųjų eilių interferencinės juostelės yra spalvotos. Tačiau interferencinio vaizdo

centre (kai  $m = 0$ ) yra balta juosta, nes maksimumo sąlyga  $\Delta = \pm m\lambda$  tenkinama visiems bangos ilgiams. Jei spinduliuotės visų ilgių bangos būtų vienodo intensyvumo ir jutiklio jautris vienodas visų ilgių bangoms, tai interferencinio vaizdo aptikti nepavyktų. Norint aptikti interferencijos reiškinį reikia apriboti bangos ilgių įvairumą  $\lambda$  ir  $\lambda + \Delta\lambda$  spektro ruože. Nusakysime šį ruožą.

Tamsios juostos tarp interferencinio vaizdo juostelių visiškai išnyksta tose vietose, kur  $\lambda + \Delta\lambda$  bangos ilgio  $m$  eilės maksimumas sutampa su  $m + 1$  eilės maksimumu bangos ilgiui  $\lambda$ . Todėl interferencinio vaizdo kontrasto višiško išnykimo dėl nemonochromatiškumo sąlyga yra tokia:

$$m(\lambda + \Delta\lambda) = (m + 1)\lambda, \quad \Delta\lambda = \lambda/m. \quad (4.3.1)$$

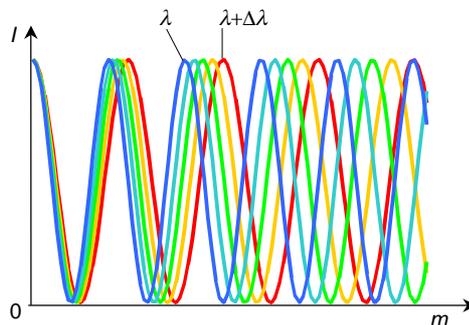
Visas tarpas tarp gretimų maksimumų užpildytas į tą ruožą įeinančių bangos ilgių maksimumais.

Iš (4.3.1) išraiškos išplaukia, kad kuo didesnė interferencijos eilė, tuo siauresnis spektro ruožas, kai dar galima matyti interferencinį vaizdą. Ir atvirkščiai, kuo labiau šviesa skiriasi nuo monochromatinės, tuo mažesnės eilės interferencinis vaizdas bus matomas. Aukštesnių eilių interferencinių juostelių kontrastas blogesnis. Monochromatiškumui padidinti naudojami filtrai arba spektriniai prietaisai.

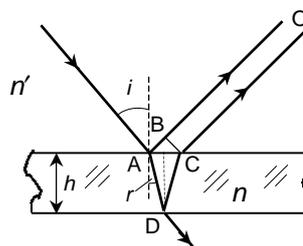
#### 4.4. PLONŪJŲ PLĖVELIŲ SPALVOS

Interferencija plonosiose plėvelėse (plokštelėse) apšvietus jas tįsaus spindulio skleidžiama šviesa lemia plonųjų plėvelių spalvas. Interferencinis vaizdas dažnai matomas muilo burbuluose, vandens paviršiuje esančiose naftos plėvelėse, kai jos apšviečiamos ryškia Saulės šviesa. Paaiškinus šį reiškinį galima suprasti gerokai sudėtingesnius procesus, vykstančius interferometruose, interferenciniuose filtruose ir kituose optiniuose prietaisuose.

Tarkime, kad į plokščią gretasienę  $h$  storio ir  $n$  lūžio rodiklio plokštelę krinta monochromatinė  $\lambda$  bangos ilgio šviesa iš terpės, kurios lūžio rodiklis  $n'$  (4.4.1 pav.). Šviesa iš dalies atsispindi, iš dalies lūžta ir vėl atsispindi nuo antrojo paviršiaus (*amplitudės dalijimo metodas* koherentinėms bangoms gauti). Dėl to susidaro dvi koherentinės bangos, tarp kurių yra tam tikras fazių skirtumas. Priklausomai nuo šių bangų fazių skirtumo CO linkme su-



4.3.1 pav. Interferencinis vaizdas nemonochromatinėje šviesoje



4.4.1 pav. Interferencijos susidarymas atsispindint nuo plonos plėvelės

sidaro vienoks ar kitoks interferencinis vaizdas. Apskaičiuosime spindulių eigos skirtumą.

$$\Delta = (ADC)n - (AB)n' = 2ADn - ABn'$$

Iš trikampių ADB ir ABC galima išreikšti taip:

$$AD = h/\cos r; \quad AB = AC \sin i = 2h \tan r \sin i; \quad n' \sin i = n \sin r.$$

Tada

$$\Delta = \frac{2nh}{\cos r} - 2n'h \tan r \sin i = \frac{2nh}{\cos r} (1 - \sin^2 r).$$

$$\Delta = 2nh \cos r. \tag{4.4.1}$$

Šviesai atsispindint bangos fazė gali pakisti dydžiu  $\pi$  (prarandamas pusbangis). Kai šviesa krinta iš optiškai retesnės terpės, viršutinėje sandūros pusėje atsispindėjusios bangos fazę keičia elektrinis vektorius, o apatinėje – lūžusios bangos magnetinis vektorius. Kai tarp stiklo plokštelių yra plonas oro sluoksnis, vyksta atvirkščias reiškinys, t. y. bet kuriuo atveju vienas vektorius įgyja papildomą fazių skirtumą  $\pi$ . Todėl bendruoju atveju reikia rašyti taip:

$$\Delta = 2nh \cos r + \frac{\lambda}{2},$$

interferencinis vaizdas pastumtas per  $\lambda/2$ . Tai reikalo iš esmės nekeičia, todėl toliau naudosimės (4.4.1) formule, jei tik nereikės tiksliai nustatyti interferencijos maksimumo arba minimumo vietas.

Taigi, interferencinis vaizdas šviesai atsispindint nuo plonos plėvelės susidaro, kai spindulių eigos skirtumas

$$2nh \cos r = m \frac{\lambda}{2};$$

čia  $m$  – sveikasis skaičius. Kai  $m$  lyginis, susidaro maksimumas, kai nelyginis – minimumas.

Apšvietus plėvelę baltąja šviesa, atsispindėjusioji šviesa priklausomai nuo  $n$ ,  $h$  ir  $r$  įgyja vienokią ar kitokią spalvą. Kadangi kampas tarp krintančių spindulių labai mažas, t. y. interferencijos apertūra maža, todėl interferencija plonosiose plėvelėse matoma naudojant ir ištįsusį spinduolį.

#### 4.5. VIENODO STORIO IR VIENODO POLINKIO INTERFERENCINĖS JUOSTELĖS

Jei plonos plokštelės paviršiai nelygiagretūs, tai ją apšvietus ištįsusio spinduolio sklaidžiama šviesa susidaro vienodo optinio storio interferencinės juostelės. Koherentinės bangos gaunamos amplitudės dalijimo metodu. Interferencines juosteles galima pamatyti plokštelės paviršių suprojektavus į ekraną (4.5.1 pav.). Spindulys 1 po lūžio ir atspindžio taške M tampa 1'. Kadangi spinduolio spinduliai sklinda įvairiomis kryptimis, tarp jų yra ir tas spindulys 2, kuris

pataiko į tašką  $M$  ir atsispindėjęs ( $2'$ ) su spinduliu  $1'$  sudaro tam tikrą kampą. Abu spinduliai, perėję pro lęšį, susirenka taške  $M'$ , kuris yra taško  $M$  atvaizdas. Abu spinduliai koherentiniai ir interferuoja, nes jie sklinda iš to paties spindulio taško. Priklausomai nuo eigos skirtumo tarp jų taške  $M$  susidaro interferencijos maksimumas arba minimumas.

Kai spinduolis nuo plokštelės toli, spinduliai į jos paviršių krinta beveik lygiagrečiai (vienodu kampu), tada eigos skirtumą daugiausia lemia plokštelės storis  $h$ . Ekstremumo sąlygą tenkina aibė plokštelės paviršiaus taškų, esančių tose vietose, kuriose plokštelės storis vienodas. Tokios interferencinės juostelės vadinamos *vienodo storio interferencinėmis juostelėmis*.

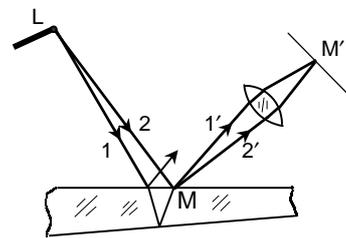
Taigi, norint ekrane matyti ryškų interferencinį vaizdą, lęšį reikia sufokusuoti į plokštelės paviršių. Jei šviesa monochromatinė, plokštelės paviršių dengia šviesios ir tamsios juostelės, jei baltoji – spalvotos. Sakoma, kad vienodo storio interferencinės juostelės lokalizuotos plokštelės paviršiuje,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

Jei plokštelė pleišto pavidalo – interferencinės juostelės lygiagrečios su pleišto briauna. Pavyzdys – interferencinės juostelės muilo plėvelėse.

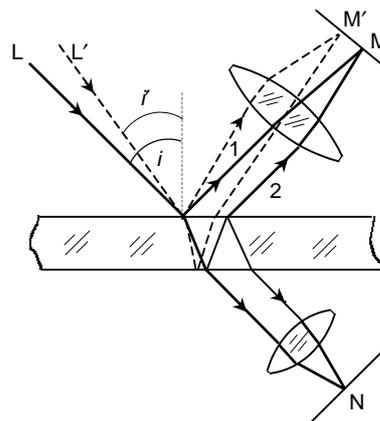
Iš formulės  $\Delta = 2nh\cos r$  išplaukia, kad plokščioje gretasienėje plokštelėje ( $h = \text{const}$ ) susidaręs spindulių eigos skirtumas priklauso tik nuo spindulių kritimo kampo. Jei tokia plokštelė apšviečiama, pvz., glaustiniu monochromatiniu šviesos pluoštu, tai kiekvieną kampą  $r$  atitinka tam tikras eigos skirtumas. Visų spindulių, kurių kritimo kampas tas pats, t. y. vienodo polinkio spindulių, eigos skirtumas vienodas. Interferencines juosteles susidaro vienodai palinkę spinduliai, todėl jos vadinamos *vienodo polinkio interferencinėmis juostelėmis*.

Visi spinduliai, krintantys kampu  $i = \text{const}$  (pvz.,  $L$  ir su juo lygiagretūs), susirenka ekrano taške  $M$  (4.5.2 pav.). Kadangi spinduliai 1 ir 2, atsispindėję nuo viršutinio ir apatinio plokštelės paviršiaus, yra tarpusavyje lygiagretūs, tai taškas  $M$  yra lęšio židinio plokštumoje, todėl vienodo polinkio interferencinės juostelės lokalizuotos begalybėje.

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



4.5.1 pav. Interferencinių juostelių lokalizacija



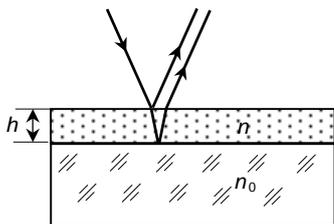
4.5.2 pav. Vienodo polinkio interferencinių juostelių susidarymas

## 4.6. DIELEKTRINIAI VEIDRODŽIAI. OPTIKOS SKAIDRINIMAS

Jei vietoj vienu metalo sluoksniu padengtų veidrodžių naudojami veidrodžiai su daugiasluoksne dielektrine danga, šviesa nuo tokio veidrodžio atsispindi daug geriau (didelis atspindžio faktorius, kartu didelis interferencinių juostelių ryškis) ir šviesa nesugeriama. Daugiasluoksnių dielektrinių veidrodžių didžiausias praleidimas gerokai didesnis už metalizuotų veidrodžių.

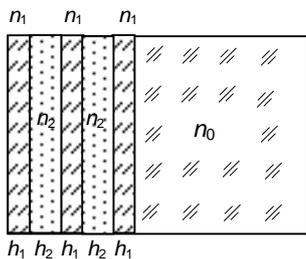
Panagrinėsime dielektrinių veidrodžių sukūrimo idėją.

Tarkime, kad stiklo, kurio lūžio rodiklis  $n_0$ , paviršius padengtas skaidriu dielektriku su lūžio rodikliu  $n > n_0$  (4.6.1 pav.). Dielektriko sluoksnio storis  $h$  parinktas taip, kad jo optinis sluoksnis  $hn$  būtų lygus  $\lambda_0/4$ . Paviršiaus atspindžio geba padidėja, nes nuo dielektriko paviršių atsispindėję koherentiniai šviesos pluošteliai interferuoja ir vienas kitą stiprina. Nuo pirmojo ir antrojo sluoksnio paviršiaus atsispindėjusios bangos yra vienodų fazių, nes antrosios bangos atsilikimą faze dydžiu  $\pi$  jai sklindant plėvelėje į vieną pusę ir atgal kompensuoja pirmosios bangos fazės pokytis dydžiu  $\pi$  jai atsispindint nuo optiškai tankesnės terpės. Eigos skirtumas



4.6.1 pav. Atspindys  
nuo dielektriko

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



4.10.2 pav. Daugiasluoksnių  
dielektrinės dangos

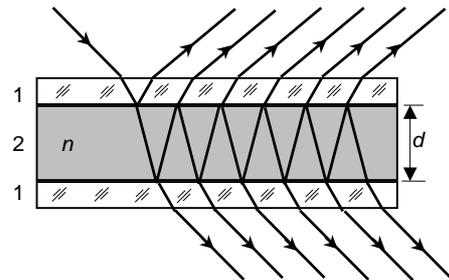
tenkina interferencijos maksimumo sąlygą. Veidrodžio, padengto, pvz.,  $\text{TiO}_2$  ( $n = 2,45$ ), atspindžio faktorius  $R \approx 0,3$ . Ši atspindžio faktoriaus  $R$  pokytį galima gerokai padidinti naudojant dielektrikų sluoksnius su pakaitomis besikeičiančiais dideliu ( $n_1$ ) ir mažu ( $n_2$ ) lūžio rodikliu (4.6.2 pav.). Jei šių sluoksnių optiniai storiai vienodi ir lygūs  $\lambda_0/4$ , sandūroje atsispindėjusios bangos yra vienodų fazių ir interferuodamos viena kitą stiprina. Tokių daugiasluoksnių dielektrinių dangų atspindžio geba didelė, tačiau tik tam tikrame bangos ilgių ruože arti  $\lambda_0$ . Pvz., lazerių rezonatoriuose naudojama (11 ÷ 13) sluoksnių ir  $R \approx 0,99$ .

Dielektrinėmis dangomis galima ir mažinti atsispindėjusios šviesos srautą. Toks metodas vadinamas *optikos skaidrinimu*. Taikomas sudėtingose daug paviršių turinčiose optinėse sistemose. Dielektriko lūžio rodiklis turi būti mažesnis už padėklo lūžio rodiklį ( $n < n_0$ ) ir optinis sluoksnio storis  $nh = \lambda_0/4$ . Tada atsispindėjusios bangos yra priešingos fazės ir viena kitą naikina. Kai  $n = \sqrt{n_0}$ , visa statmenai į paviršių krintanti šviesa pereina terpių sandūrą.

## 4.7. INTERFERENCINIAI ŠVIESOS FILTRAI

Įvairiems eksperimentams dažnai reikia išskirti siaurą spektro ruožą. Tam naudojami šviesos filtrai – įtaisai, praleidžiantys tik tam tikro bangos ilgio arba tam tikro spektro ruožo šviesos bangas. Įprastiniais spalvotais stiklais arba spalvotomis želatinos plėvelėmis (sugerties filtrais) galima išskirti apie 50 nm ruožą. Siauresnį ruoželį (apie 2,5 nm) galima išskirti interferenciniais šviesos filtrais. Interferencinių šviesos filtrų veikimas grindžiamas šviesos interferencijos reiškiniu plokštelėse arba plonose plėvelėse.

Paprasčiausias interferencinis šviesos filtras yra sudarytas iš dviejų iš dalies skaidrių veidrodžių 1 (4.7.1 pav.), tarp kurių yra plonas dielektriko sluoksnis 2. Filtrą pereinanti spinduliuotė daug kartų atsispindi nuo veidrodžių ir kiekvieno atspindžio metu dalis jos patenka į išorę. Sistemos išorėje susidaro begalinė mažėjančios amplitudės spindulių pluoštelių seka. Eigų skirtumas tarp gretimų pluoštelių pastovus ir jie efektyviai interferuoja.

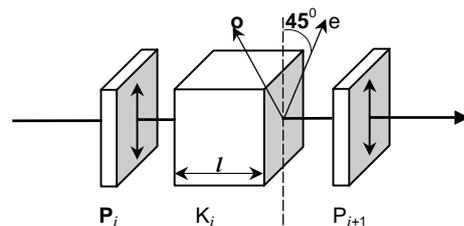


4.7.1 pav. Spindulių eiga interferenciniame šviesos filtre

Atstumas tarp veidrodžių turi tenkinti interferencijos maksimumų susidarymo sąlygą bangai, kurią geriausiai praleidžia filtras. Reikia naudoti atspindinčius sluoksnius su maža sugertimi. Foną tarp maksimumų bei praleidimo juostos pusplotį galima sumažinti naudojant didelės atspindžio gebos veidrodžius, nes tada susikuria didelis interferuojančių pluoštelių skaičius. Šios sąlygos tenkinamos naudojant daugiasluoksnius pusiau skaidrius dielektrinius veidrodžius. Tokio tipo filtrų praleidimo sritis daug mažesnė, o didžiausias praleidimas didesnis už filtrų su pusiau skaidriais sidabruotais veidrodžiais.

Reikia pabrėžti, kad interferencinių filtrų parametrai priklauso nuo šviesos srauto krypties. Paprastai pateiktieji filtrų parametrai atitinka lygiagrečių spindulių pluoštelių statmeną kryptį. Pasukant filtrą galima keisti praleidimo juostos vietą spektre (tam tikrame bangos ilgio ruože).

Poliarizacinis-interferencinis šviesos filtras – tai optinis įtaisas, kuriuo filtruojamas šviesos energijos srautas. Jo veikimas grindžiamas daugiaspinduline poliarizuotųjų bangų interferencija. Pirminis šviesos pluoštelis suskaidomas į daug koherentinių pluoštelių optiniu plokštynu, kurį sudaro poliarizatoriai  $P_i$  ir dvejopai laužiančios plokštelės  $K_i$ , išpjautos lygiagrečiai su optine ašimi. Poliarizatorių pagrindinės kryptys tarpusavyje lygiagrečios, o kristalo plokštelių optinės ašys su jomis sudaro  $45^\circ$  kampą (4.7.2 pav.).



4.7.2 pav. Poliarizacinio-interferencinio šviesos filtro i elemento schema

Polarizacinių-interferencinių šviesos filtrų praleidimo juostos labai siauros, sudaro šimtąsias nanometro dalis; praleidimas nuo 2 % iki 40 % (priklauso nuo praleidimo juostos pločio ir filtro sandaros).

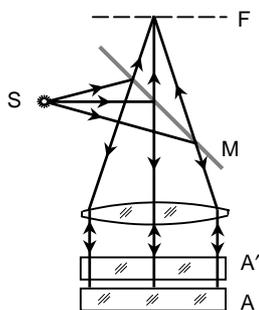
#### 4.8. INTERFERENCIJOS TAIKYMAS

Šviesos interferencijos reiškinys plačiai naudojamas įvairiose mokslo ir technikos srityse. Interferenciniai matavimo metodai labai tikslūs, matuoti galima palyginti paprastais būdais. Interferometrais pradžioje išmatuojamas interferencinių juostelių poslinkis, po to nustatomas fazių skirtumas tarp interferuojančių pluoštelių ir apskaičiuojamas šviesos pluoštelių optinių kelių eigos skirtumas, susidaręs dėl terpės parametru pokyčio.

Interferenciniais metodais nustatoma optinių detalių (veidrodžių, lęšių, prizmių) paviršių kokybė, palyginami mechaniniai kalibrai, įvertinami nedideli mechaniniai poslinkiai ir kt. Interferencinė metrologija kuria tikslus bangos ilgio nustatymo, šviesos bangos ilgio palyginimo su etaloniniu metru metodus. Interferencinės refraktometrijos metodais matuojami labai maži dujų, skysčių lūžio rodiklio pokyčiai pakitus temperatūrai, slėgiui, drėgmei ir kt. Spektroskopijoje interferencija naudojama atskirų spektro linijų sandarai tirti, mažam bangos ilgių skirtumui nustatyti.

**Optinių paviršių kokybės tyrimas.** Optinių prietaisų detalių paviršiai turi būti tikslūs ir kokybiški. Plokštieji veidrodžiai arba sferiniai paviršiai neturi skirtis nuo atitinkamų idealiųjų geometrinių paviršių daugiau nei nedidele bangos ilgio dalimi (interferencinės juostelės pločio dalimi). Tokios aukštos kokybės optiniai paviršiai kontroliuojami interferenciniais metodais.

Tam naudojamas specialus optinis kalibras (etaloninis stiklas), pagamintas iš gretasienės plokštelės, kurios vienas paviršius skiriasi nuo plokščiojo ne daugiau kaip 0,1 bangos ilgio. Tikrinamasis paviršius prispaudžiamas prie kalibro taip, kad tarp jų susidarytų plonas oro tarpelis. Sklindant šviesai šiuo oro tarpeliu susikuria vienodo storio interferencinės juostelės, kurios stebimos įrenginiu, pavaizduotu 4.8.1 pav.



4.8.1 pav. Optinių paviršių kokybės tikrinimo įrenginio optinė schema

Spindulio S šviesa, atsispindėjusi nuo puskaidrio veidrodžio M ir perėjusi lęšį, lygiagrečiu pluošteliu krinta į tiriamąją plokštelę A', uždėtą ant optinio kalibro A. Spinduliai, atsispindėję nuo kalibro ir tiriamosios plokštelės paviršiaus, pereina puskaidrį veidrodį M ir lęšio židinio plokštumoje F sukuria interferencinį vaizdą, sudarytą iš vienodo storio interferencinių juostelių. Paprasčiausias šių juostelių pobūdis yra tada, kai oro tarpelis tarp paviršių A' ir A yra mažo kampo pleišto pavidalo. Tą galima padaryti lengvai paspaudus vieną plokštelės A' kraštą. Jei plokštelių paviršiai idealiai plokšti, tarp jų susidaro taisyklingas pleištas ir interferencinės juostelės yra tiesės, lygiagrečios su pleišto briauna (4.8.2 a pav.).

Visokie nuokrypiai nuo plokštumos sukuria sudėtingą interferencinį vaizdą, rodantį, kad paviršius nėra tiksliai apdorotas (4.8.2 b, c pav.).

Interferencinės juostelės būna ryškios, kai naudojamas monochromatinės šviesos šaltinis, pvz., gyvsidabrio lempa, kurios spektre yra nedaug linijų, tarp kurių nemažas atstumas. Atskiros linijos išskiriamos šviesos filtrais. Tokiu metodu galima nustatyti paviršiaus nuokrypį nuo plokštumos, kuris prilygsta apie  $1/20$  bangos ilgio.

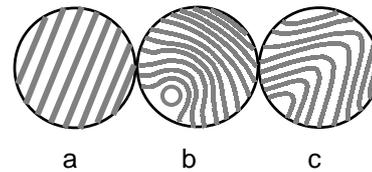
Lęšių ir objektyvų sferinius paviršius galima tirti interferometru (4.8.3 pav.), kuris yra Maikelsono interferometro atmaina: skiriasi nuo jo taškiniu spinduoliu, kuris su lęšiu  $O_2$  sukuria plokščiąją bangą. Viename interferometro petyje yra tiriamasis lęšis arba objektyvas  $O_1$  ir išgaubtas veidrodžius  $M_3$ . Lygiagretus šviesos pluoštelis, perėjęs objektyvą  $O_1$  ir atsispindėjęs nuo iškilio veidrodžio  $M_3$ , vėl pereina  $O_1$  ir tampa lygiagretus (objektyvo  $O_1$  židinyje sutampa su veidrodžio  $M_3$  kreivumo centru). Jei objektyvas  $O_1$  nesukelia iškraipymų (aberracijų), abiejų interferometro pečių šviesos pluošteliai susitikę sukuria tolygiai apšviestą lauką. Jei pasireiškia aberacija, tose vietose, kuriose objektyvas sukuria papildomą eigos skirtumą, matomi tamsūs žiedai. Šiuo metodu galima aptikti ne tik nuokrypį nuo sferinio paviršiaus, bet ir nustatyti ar stikle yra nevienalytiškumų.

**Galinių matų tikrinimas.** Šiuolaikinėje gamyboje labai svarbūs ilgio matavimai. Ilgio etalonai – tai plieno plokštelės arba cilindrai, kurių galai nupoliruoti taip, kad būtų tiksliai plokšti ir tarpusavyje lygiagretūs. Atstumas tarp tokio kalibro galų turi būti žinomas dideliu tikslumu (iki dešimtųjų mikrometro dalių).

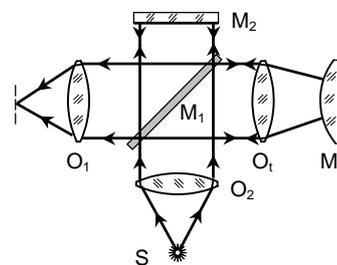
Naudojimo metu kalibrai dėvėsi, todėl reikia turėti labai tikslius etalonus, kurie naudojami tik darbiniam kalibrui tikrinti. Pradžioje tikrinamos galinių matų plokštumos. Kai galai plokšti, vienas darbinio mato T galas (4.8.4 pav.) ir vienas etalono G galas pritrinamas prie optiškai plokščios plieno plytos. Ant jų viršutinių galų uždedamas optinis kalibras. Ši plokštelė liečia tik vieną kiekvieno kalibro briauną ir tarp jos ir etalono G paviršių susidaro  $\alpha$  kampo oro pleištai. Optiniu įtaisu stebimos interferencinės juostelės. Pagal atstumus tarp jų galima apskaičiuoti ilgių skirtumą tarp darbinio galinio mato ir etalono. Šiuo metodu galima nustatyti galinių matų aukščių skirtumą iki  $0,002$  cm.

**Mažų mechaninių poslinkių matavimas.** Interferencijos reiškinį galima taikyti kaip jautrų metodą, kuriuo galima nustatyti labai mažus kokio nors kietojo kūno storio pokyčius.

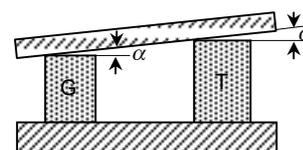
Tarkime, kad dvi plokštumos AB ir CD sudaro mažo kampo  $\alpha$  pleištą (4.8.5 pav.). Lygiagrečių spindulių pluošteliai krintant į pleištą matomos vienodo storio interferencinės juoste-



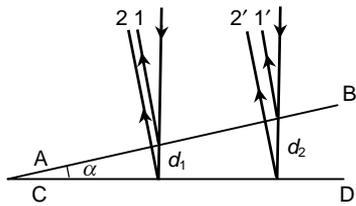
4.8.2 pav. Vienodo storio interferencinės juostelės a – plokštieji paviršiai, tarp kurių nedidelis kampas; b – nedidelis iškilimas arba įdubimas plokštumos krašte; c – iškilimas arba įdubimas išilgai plokštelės



4.8.3 pav. Lęšių paviršių tyrimo interferometru schema



4.8.4 pav. Galinių matų tikrinimo schema



4.8.5 pav. Interferencinių juostelių susikūrimas pleište

lės, lygiagrečios su pleišto briauna. Kadangi kampas  $\alpha$  mažas, geometrinis spindulių eigos skirtumas lygus  $2d$ ; čia  $d$  pleišto storis spindulių atspindžio vietoje. Jei pleištas yra ore ir pleišto medžiagos lūžio rodiklis  $n$  didesnis už oro, tai 1 spindulys, atsispindėjęs nuo paviršiaus AB, keičia fazę dydžiu  $\pi$ , 1 ir 2 spindulių, sukuriančių šviesią interferencinę juostelę, optinis eigos skirtumas

$$\Delta_1 = 2d_1n - \lambda/2 = m\lambda.$$

Jei paviršiai tolsta vienas nuo kito, bet kampas  $\alpha$  tarp jų nekinta, konkrečioje vietoje pleišto storis  $d_1$  didėja ir  $\Delta_1$  jau nelygus  $m\lambda$ . Kai storis įgyja tokią vertę  $d_2$ , kad eigos skirtumas tampa lygus  $(m + 1)\lambda/2$ , nagrinėjamame taške vėl susikuria šviesi juostelė. Tenkinama tokia lygybė:

$$\Delta_2 = 2d_2n - \lambda/2 = (m + 1)\lambda.$$

Taigi, interferenciniam vaizdui pasislinkus per vieną juostelę, pleišto storis konkrečioje vietoje pakinta tokiu dydžiu:

$$d_2 - d_1 = \lambda/2n.$$

Remiantis šiais dėsniniais galima išmatuoti  $10^{-5}$  cm eilės storio pokyčius.