XI SKYRIUS

GEOMETRINĖS OPTIKOS PAGRINDAI

Geometrinė optika yra optikos skyrius, kuriame nagrinėjami šviesos sklidimo dėsniai skaidriose terpėse ir atvaizdų gavimo sąlygos, remiantis fizikinių reiškinių, vykstančių optinėse sistemose kai bangos ilgis yra nykstamai mažas, matematiniu modeliu. Geometrinės optikos teiginiai yra pirmojo artinio, atitinkantys matomus reiškinius, jei bangų optikos reiškiniai – interferencija, difrakcija bei poliarizacija – yra neesminiai.

11.1. PAGRINDINIAI GEOMETRINĖS OPTIKOS DĖSNIAI

Geometrinės optikos išvados gaunamos dedukcijos metodu remiantis keliais nesudėtingais dėsniais, nustatytais bandymuose.

1. *Tiesaus šviesos sklidimo dėsnis*: vienalytėje terpėje šviesa sklinda tiesiai. Linija, palei kurią pernešama šviesos energija, vadinama *spinduliu*. Vienalytėje terpėje šviesos spinduliai yra tiesės.

2. *Lūžio dėsnis*, kuris nusako spindulio krypties pokytį pereinant iš vienos terpės į kitą: kritęs ir lūžęs spinduliai yra vienoje plokštumoje su statmeniu į laužiantįjį paviršių kritimo taške, o šių spindulių kryptis nusakoma sąryšiu:

$$n \sin\alpha = n' \sin\alpha';$$

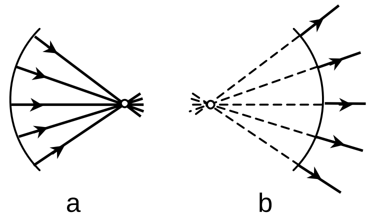
čia n ir n' – pirmosios ir antrosios terpės lūžio rodiklis, α – kritimo kampas (kampas tarp krintančiojo į paviršių spindulio ir statmens į paviršių kritimo taške), α' – lūžio kampas (kampas tarp lūžusiojo spindulio ir statmens į paviršių kritimo taške). Lūžio dėsnį atrado XVII a. Snelijus (*Snellius*) ir Dekartas (*Descartes*).

3. *Atspindžio dėsnis*, kuris nusako spindulio krypties pokytį kai sutinkamas atspindintis (veidrodinis) paviršius: kritęs ir atsispindėjęs spindulys yra vienoje plokštumoje su statmeniu į atspindintį paviršių kritimo taške, ir šis statmuo dalija kampą tarp spindulių į dvi lygias dalis. Formaliai šis dėsnis yra atskiras lūžio dėsnio atvejis kai $n' = -n$.

4. *Spindulių nepriklausomo sklidimo dėsnis*: atskiri spinduliai susitikę neveikia vienas kito ir sklinda toliau nepriklausomai. Jei kuriame nors taške susitinka du spindulių pluoštai, sukurta jais apšvieta yra adityvi.

11.2. PAGRINDINIAI TEIGINIAI IR SĄVOKOS

Geometrinėje optikoje vartojami saviti terminai ir sąvokos. *Šviesos spindulio* samprata jau pateikta § 11.1. *Švytintysis taškas* geometrinėje optikoje suprantamas kaip spinduolis be matmenų. Jei spinduliai išeina iš vieno taško, kuris yra prasiskleidžiančiųjų spindulių pluoštelio viršūnėje, toks pluoštelis vadinamas *bendracentriu* (11.2.1 pav.). Jei šis pluoštelis atsispindėjęs arba lūžęs tampa spindulių pluošteliu, sueinančiu į vieną tašką, toks pluoštelis taip pat yra bendracentris, ir jo centras yra švytinčiojo taško atvaizdas. Bet koks tįsus daiktas sudarytas iš atskirų švytinčiųjų taškų visumos, todėl idealus atvaizdas taip pat bus sudarytas iš visumos taškų, kuriuose susirenka bendracentriai spindulių pluošteliai.



11.2.1 pav. Bendracentriai spindulių pluošteliai (a – susiglaudžiantis, b – prasiskleidžiantis)

Visa erdvė, kurioje sklinda spindulių pluošteliai, skirstoma į dvi dalis. Erdvės dalis, kurioje yra daiktai arba objektai ir krintančiųjų į optinę sistemą spindulių pluošteliai, vadinama *daiktų erdve*; erdvės dalis, kurioje yra atvaizdai ir išėjusiųjų iš optinės sistemos (atsispindėję ir lūžę) spindulių pluošteliai, vadinama *atvaizdų erdve*. Jei spindulių pluoštelis perėjęs optinę sistemą išlieka bendracentriu, kai kiekvienas daikto (spinduolio) taškas vaizduojamas tik vienu atvaizdo tašku, tokie atvaizdai vadinami *taškiniais* arba *stigmatiniais.*

Geometrinėje optikoje galioja šviesos spindulių *apgražos principas*, pagal kurį šviesa tiesiogine ir atbuline kryptimi sklinda ta pačia trajektorija. Todėl atvaizdą galima nagrinėti kaip spinduolį, o spinduolį – kaip atvaizdą. Kai atvaizdas stigmatinis, pluoštelių centrai vadinami *jungtiniais taškais* tos optinės sistemos, kurioje prasiskleidžiantis bendracentris spindulių pluoštelis tampa susiglaudžiančiu bendracentriu pluošteliu. Atitinkamai nagrinėjamieji spinduliai ir pluošteliai vadinami *jungtiniais*.

FERMA PRINCIPAS

Pagrindinis geometrinės optikos principas – *Ferma* (Fermat) *principas* – teigia, kad *šviesa sklinda keliu, kurio optinis ilgis yra ekstremalus.* Optinis ilgis L lygus terpės lūžio rodiklio n sandaugai iš spindulio geometrinio kelio ilgio l toje terpėje: $L = nl$. Jei terpė nevienalytė, geometrinį spindulio kelią reikia suskaidyti į atkarpas dl, kuriose lūžio rodiklis yra maždaug pastovus.

Tada optinio kelio ilgio elementas $\mathrm{d}L = n\,\mathrm{d}l$ ir visas optinio kelio ilgis tarp taškų A ir B lygus:

$$L = \int_{A}^{B} n\,\mathrm{d}l\,.$$

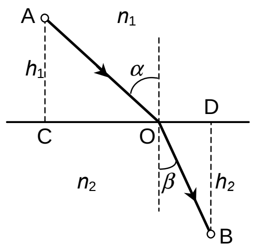
Optinio kelio ilgio ekstremumo sąlyga išreiškiama taip, kad pirmoji integralo variacija lygi nuliui:

$$\delta \int_{A}^{B} n\,\mathrm{d}l = 0\,.$$

Ferma principą galima nusakyti ir taip: *tikrasis šviesos sklidimo kelias iš vieno taško į kitą yra tas, kurį šviesa nueina per mažiausią laiką*, t. y. laiko variacija lygi nuliui: $\delta t = 0$.

Iš Ferma principo vienalytėje terpėje gaunamas tiesaus šviesos sklidimo dėsnis sutinkamai su geometrine aksioma, kad tiesė yra trumpiausias atstumas tarp dviejų taškų. Pereinant šviesai per skirtingų terpių sandūrą, iš Ferma principo išplaukia atspindžio ir lūžio dėsniai.

Įrodysime, kad lūžtant šviesai plokščioje dviejų vienalyčių terpių sandūroje optinis spindulio kelias trumpiausias. Tarkim, kad spindulys AOB (11.3.1 pav.) lūžta taške O, kurio vietą tiesėje $CD = p$ nusako atkarpa $CO = x$. Taškų A ir B porai tiesės p ilgis pastovus. Spindulio AOB optinio kelio ilgis lygus



11.3.1 pav. Spindulio lūžis

$$l = n_1 AO + n_2 OB;$$

čia n – terpių lūžio rodiklis. Išreiškus AO ir OB gaunama:

$$l = n_1\sqrt{h_1^2 + x^2} + n_2\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}\,.$$

Panaudojus optinio kelio ilgio ekstremumo sąlygą $\mathrm{d}l/\mathrm{d}x = 0$ gaunama:

$$\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}x} = n_1\frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} - n_2\frac{p-x}{\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}} = 0\,. \qquad (11.3.1)$$

Bet

$$\frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} = \sin\alpha; \qquad \frac{p-x}{\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}} = \sin\beta\,.$$

Įrašius į (11.3.1) gaunama:

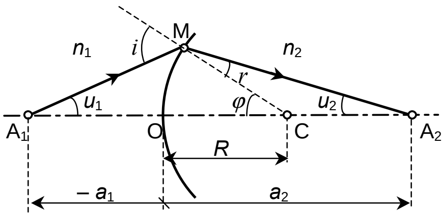
$n_1 \sin\alpha = n_2 \sin\beta,$

t. y. ekstremumo sąlygą tenkinantis kelio ilgis tenkina ir lūžio dėsnį. Pagal antrosios išvestinės ženklą gaunama, kad šis kelias yra trumpiausias.

Panašiai galima nagrinėti ir šviesos atspindžio užduotis.

11.4. SPINDULIŲ LŪŽIS SFERINIAME PAVIRŠIUJE

Tarkim, kad dvi vienalytės skaidrios terpės, kurių lūžio rodiklis n_1 ir n_2, atskirtos sferiniu R kreivumo spindulio paviršiumi (11.4.1 pav.). Tiesė, jungianti tašką A_1 su sferinio paviršiaus centru C, vadinama *optine ašimi*. Spindulio kryptį nusako kampas u_1. Ieškosime matematinės išraiškos, kuri nusakytų taško A_2 vietą, t. y. taško A_1 atvaizdą. Nagrinėsime tik tuos spindulius, kurie su optine ašimi sudaro menką kampą. Tada $A_1M \approx A_1O$ ir $A_2M \approx A_2O$. Tokie spinduliai vadinami *paraksialiaisiais*.



11.4.1 pav. Paraksialiųjų spindulių lūžis sferiniame paviršiuje

Naudojama ženklų taisyklė: atkarpų ilgiai, matuojami nuo laužiamojo paviršiaus viršūnės O, teigiami, jei jie nukreipti į šviesos sklidimo pusę, ir neigiami, jei nukreipti į priešingą pusę; kampai teigiami, jei atidedami pagal laikrodžio rodyklę.

Tarkim, kad spindulys A_1M krinta į sferinį paviršių kampu i. Jungtinis jam spindulys MA_2 (lūžio kampas r) kerta optinę ašį taške A_2 kampu u_2. Sferos kreivumo spindulys $CM = R$. Iš trikampių MA_1C ir CMA_2 gaunama:

$$\frac{A_1C}{A_1M} = \frac{-a_1 + R}{-a_1} = \frac{\sin i}{\sin\varphi}; \qquad \frac{MA_2}{CA_2} = \frac{a_2}{a_2 - R} = \frac{\sin\varphi}{\sin r}$$

arba

$$\frac{-a_1 + R}{-a_1} = \frac{a_2}{a_2 - R} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Iš čia

$$n_1\left(\frac{1}{a_1} - \frac{1}{R}\right) = n_2\left(\frac{1}{a_2} - \frac{1}{R}\right). \tag{11.4.1}$$

Taigi sandauga $n(1/a - 1/R)$ lūžtant lieka pastovi. (11.4.1) išraiška vadinama *nuliniu Abės invariantu*. (11.4.1) formulę galima užrašyti tokiu pavidalu:

$$\frac{n_2}{a_2} - \frac{n_1}{a_1} = \frac{n_2 - n_1}{R} \tag{11.4.2}$$

ir vadinama *nulinio spindulio lygtimi*, iš kurios galima rasti atstumą a_2 iki atvaizdo A_2 žinant atstumą a_1 iki objekto A_1 nepriklausomai nuo u vertės, t. y. kai skėsties kampai u maži (paraksialieji spinduliai), visi spinduliai išėję iš taškinio objekto A_1 po lūžio kertasi viename taške A_2. Paraksialiesiems spinduliams bendracentris pluoštelis po lūžio sferiniame paviršiuje išlieka bendracentriu ir taške A_2, kuris yra stigmatinis taškinio objekto A_1 atvaizdas.

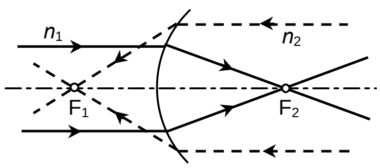
Jei $a_1 = \infty$ (krinta lygiagretus su optine ašimi spindulių pluoštelis), iš (11.4.2) lygties gaunama:

$$a_2 = \frac{n_2 R}{n_2 - n_1} = f_2, \tag{11.4.3}$$

o kai $a_2 = \infty$:

$$a_1 = -\frac{n_1 R}{n_2 - n_1} = f_1. \tag{11.4.4}$$

Dydžiai f_1 ir f_2 yra pastovios atkarpos, nusakančios laužiamąjį paviršių ir vadinami *priekiniu* (f_1) ir *galiniu* (f_2) *židinio nuotoliu*. Taškai, kuriuose kertasi po lūžio spinduliai, kritę į sferinį paviršių lygiagrečiu su optine ašimi pluošteliu, vadinami *priekiniu* (F_1) ir *galiniu* (F_2) *židiniu* (11.4.2 pav.).



11.4.2 pav. Sferinio paviršiaus židiniai

Iš (11.4.3) ir (11.4.4) formulių išplaukia sąryšis tarp židinio nuotolių:

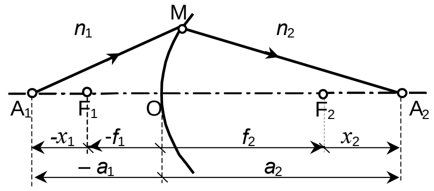
$$\frac{f_2}{f_1} = -\frac{n_2}{n_1}.$$

Iš šios išraiškos išplaukia, kad židinio nuotoliai proporcingi terpių lūžio rodikliams. Minuso ženklas reiškia, kad židinio nuotolių ženklai skirtingi, t. y. jie yra skirtingose laužiančiojo paviršiaus pusėse.

Naudojant (11.4.3) ir (11.4.4) formules iš (11.4.2) lygties gaunama:

$$\frac{f_1}{a_1}+\frac{f_2}{a_2}=1. \qquad (11.4.5)$$

Pažymėjus taškų A_1 ir A_2 atstumus iki židinių F_1 ir F_2 atitinkamai x_1 ir x_2 (11.4.3 pav.), galima užrašyti: $-a_1=-f_1-x_1$ ir $a_2=f_2+x_2$. Įrašius šias vertes į (11.4.5) gaunama:



11.4.3 pav. Objekto ir jo atvaizdo taškų vieta

$$\frac{f_1}{f_1+x_1}+\frac{f_2}{f_2+x_2}=1.$$

Iš čia išplaukia sąryšis:

$$x_1x_2=f_1f_2, \qquad (11.4.6)$$

vadinamas *Niutono formule*.

(11.4.2), (11.4.5) ir (11.4.6) formulės yra viena kitai ekvivalenčios ir kiekvieną iš jų galima naudoti norint rasti taškinio objekto atvaizdą.

Sferiniam paviršiui gautuosius rezultatus galima taikyti ir sferiniam veidrodžiui, užrašius $n_2=-n_1$. Tada iš (11.4.2) formulės gaunama sferinio veidrodžio formulė:

$$\frac{1}{a_1}+\frac{1}{a_2}=\frac{2}{R}.$$

Židinio nuotolis tokio veidrodžio randamas iš (11.4.3) formulės, iš kurios išplaukia, kad $f=R/2$. Tada

$$\frac{1}{a_1}+\frac{1}{a_2}=\frac{1}{f}.$$

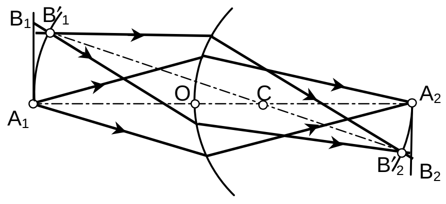
Iškiliojo veidrodžio R ženklas priešingas įgaubtajam. Įgaubtojo veidrodžio židinys yra tikrasis, o iškiliojo – tariamasis. Plokščiojo veidrodžio $R=\infty$ ir tada $a_2=-a_1$, t. y. taško atvaizdas plokščiajame veidrodyje tariamasis ir simetriškai išsidėstęs.

11.5. DIDINIMAS

Anksčiau buvo nustatyta, kad taškinis atvaizdas gaunamas tada, kai jis kuriamas paraksialiaisiais spinduliais. Dabar parodysime kokiu būdu daiktų atvaizdai gaunami tiesės atkarpos pavidalo.

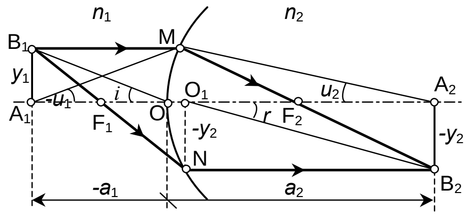
11.5.1 pav. A_1 yra taškinis objektas, o A_2 – jo atvaizdas. Pasukus optinę ašį A_1A_2 apie paviršiaus kreivumo centrą C nedideliu kampu φ, taškas A_1

užims vietą B_1', o jo atvaizdas – B_2'. Visi lanko A_1B_1 taškai atvaizduojami taškais lanke A_2B_2'. Jei lankai A_1B_1' ir A_2B_2' maži, juos galima pakeisti optinei ašiai statmenų liečiamųjų A_1B_1 ir A_2B_2 atkarpomis.



11.5.1 pav. Mažų atkarpų atvaizdas lūžtant sferiniame paviršiuje

Kiekvienas atvaizdo taškas yra visų spindulių, išeinančių iš objekto jungtinio taško, sankirtos vieta. Norint rasti šią vietą, pakanka rasti bet kokių dviejų spindulių sankirtos vietą. Norint, pavyzdžiui, rasti objekto atkarpos A_1B_1 (11.5.2 pav.), statmenos optinei ašiai, taško B_1 atvaizdą, reikia naudoti du spindulius, kurių kryptis po lūžio sferiniame paviršiuje yra žinoma:



11.5.2 pav. Spindulių eiga per sferinį paviršių

1. Lygiagretus su optine ašimi spindulys B_1M lūžęs eina per židinį F_2.

2. Per židinį F_1 einantis spindulys lūžęs sklinda lygiagrečiai su optine ašimi.

Šių dviejų spindulių sankirtos taškas B_2 yra taško B_1 atvaizdas, o atkarpa A_2B_2 – atkarpos A_1B_1 atvaizdas.

Atvaizdo atkarpos, statmenos optinei ašiai, ilgio y_2 ir daikto atkarpos ilgio y_1 dalmuo vadinamas *ilginiu* (arba *skersiniu*) *didinimu*:

$$\beta = \frac{A_2B_2}{A_1B_1} = \left|\frac{y_2}{y_1}\right|.$$

Optinei ašiai statmenos atkarpos teigiamos, jei jos yra virš ašies, ir neigiamos, jei jos yra po ašimi. Tada didinimas teigiamas, jei atvaizdas tiesioginis (neapverstas) ir neigiamas, jei atvaizdas apverstas.

Iš trikampių A_1B_1O ir A_2B_2O (11.5.2 pav.) gaunama: $\mathrm{tg}\, i = y_1/a_1$ ir $\mathrm{tg}\, r = y_2/a_2$. Kai y_1 ir y_2 maži,

$$\frac{\mathrm{tg}\, i}{\mathrm{tg}\, r} \approx \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1};$$

čia n_1 ir n_2 – terpės lūžio rodiklis atitinkamai daiktų ir atvaizdų erdvėje.

Tada

$$\frac{n_1 y_1}{a_1} = \frac{n_2 y_2}{a_2} \quad \text{arba} \quad \frac{y_1}{y_2} = \beta = \frac{n_1}{n_2}\frac{a_2}{a_1}. \tag{11.5.1}$$

Veidrodžiams $n_1/n_2 = -1$. Tada $\beta = -a_2/a_1$. Tikriesiems atvaizdams a_1 ir a_2 ženklai skirtingi, $\beta < 0$ ir atvaizdas apverstas. Tariamiesiems atvaizdams a_1 ir a_2 ženklai vienodi, $\beta > 0$ ir atvaizdas tiesioginis. Plokščiajam veidrodžiui $a_1 = -a_2$, $\beta = 1$ ir atvaizdas tiesioginis natūralaus didumo.

Ilginio didinimo formulę galima gauti ir kitokiame pavidale. Iš taško N (11.5.2 pav.) nubrėžkime statmenį NO_1 į optinę ašį. Jo ilgis lygus atvaizdo ilgiui y_2. Iš trikampių $A_1B_1F_1$ ir NO_1F_1 gaunama:

$$\frac{y_2}{y_1} = \beta = \frac{f_1}{x_1};$$

čia $f_1 \approx F_1O_1$; $x_1 = A_1F_1$.

Panaudojus Niutono formulę (11.4.6), gaunama:

$$\beta = \frac{x_2}{f_2}.$$

Apart tiesinio didinimo β optinė sistema apibūdinama *kampiniu didinimu* γ – atvaizdų erdvėje sklindančiojo spindulio polinkio tangento kampo ir jam jungtinio daiktų erdvėje sklindančiojo spindulio polinkio tangento kampo dalmeniu:

$$\gamma = \frac{\mathrm{tg}\, u_2}{\mathrm{tg}\, u_1} = \frac{a_1}{a_2}.$$

Sąryšis tarp ilginio ir kampinio didinimo toks:

$$\beta\gamma = \frac{n_1}{n_2}.$$

Kai daiktas ir atvaizdas yra toje pačioje terpėje ($n_1 = n_2$) gaunama, kad $\beta\gamma = 1$, t. y. ilginis didinimas atvirkščiai proporcingas kampiniam. Tai reiškia, kad kuo didesnis ilginis didinimas, tuo siauresni šviesos pluošteliai kuria atvaizdą.

Panagrinėsime dar *išilginį didinimą*. Jei objektas paslenka palei optinę ašį per mažą atkarpą $\mathrm{d}x_1$, atvaizdas paslinks per atkarpą $\mathrm{d}x_2$. Išilginiu didinimu vadinamas šių dydžių dalmuo:

$$\alpha = \frac{\mathrm{d}x_2}{\mathrm{d}x_1}.$$

Diferencijavę Niutono formulę gauname:

$x_1\,dx_2 + x_2\,dx_1 = 0$

Iš čia išilginis didinimas

$$\alpha = -\frac{x_2}{x_1}.$$

Sąryšį tarp ilginio, kampinio ir išilginio didinimo galima išreikšti taip:

$$\alpha = \frac{\beta}{\gamma}.$$

Ilginis didinimas svarbus sistemoms, projektuojančioms atvaizdą ekrane arba fotojuostelėje (projekciniai arba fotografiniai objektyvai). Kampinis didinimas svarbus stebint tolimus objektus (teleskopinės sistemos). Išilginis didinimas nusako erdvinio objekto ryškį ekrane.

Kai tenkinama paraksiališkumo sąlyga $A_1M \approx A_1O = a_1$ ir $A_2M \approx A_2O = a_2$, iš trikampių A_1MO ir A_2MO (11.5.2 pav.) gaunama: $\mathrm{tg}\,u_1 = MO/a_1$ ir $\mathrm{tg}\,u_2 = MO/a_2$, t. y.

$$\frac{\mathrm{tg}\,u_1}{\mathrm{tg}\,u_2} = \frac{a_2}{a_1}.$$

Kampas u_1 nusako daiktų erdvėje krintančiųjų į laužiantįjį paviršių, o kampas u_2 jiems jungtinių atvaizdų erdvėje, pluoštelių *apertūrą* (skėstį). Kai šie kampai maži, $\mathrm{tg}\,u_1 \approx u_1$ ir $\mathrm{tg}\,u_2 \approx u_2$. Tada remiantis (11.4.1) formule gaunama:

$$\frac{n_1\,u_1}{n_2\,u_2} = \frac{n_1\,a_2}{n_2\,a_1} = \frac{y_2}{y_1}$$

arba

$$y_1\,n_1 u_1 = y_2\,n_2 u_2\,. \tag{11.5.2}$$

(11.5.2) lygtis vadinama *Lagranžo-Helmholco* (Lagrange-Helmhollz) *lygtimi* paraksialioje srityje. Iš jos išplaukia, kad konkretų šviesos pluoštelį keisti kitu bet kokiu norimu pluošteliu negalima. Sukurtas pluoštelis gali būti tik toks, kokį leidžia Lagranžo-Helmholco sąlyga. Šis ribojimas labai svarbus fotometrijoje ir telkiant šviesos energiją optinėmis sistemomis.

11.6. CENTRUOTOJI OPTINĖ SISTEMA IR JOS KARDINALIEJI ELEMENTAI

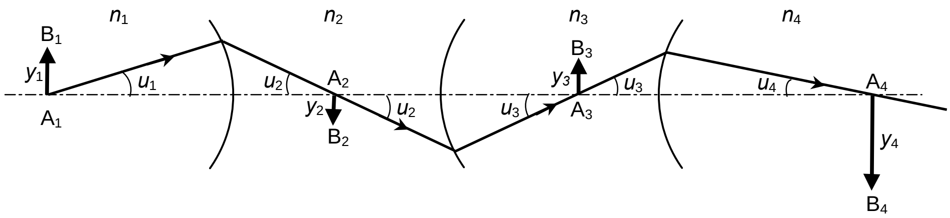
Svarbią praktinę vertę geometrinėje optikoje turi *centruotosios optinės sistemos* – laužiančiųjų ir atspindinčiųjų sukimosi paviršių visuma su bendra ašimi, vadinama *optine ašimi*, ir simetrišku šios ašies atžvilgiu lūžio rodiklio skirstiniu. Paprasčiausia centruota optinė sistema yra lęšis, sudarytas iš sferinių paviršių, ribojančių kokia nors skaidrią medžiagą nuo supančio oro.

Nagrinėsime paraksialiųjų spindulių sklidimą. Galima nuosekliai nagrinėti jų lūžį atskiruose paviršiuose. Kiekvieno paviršiaus sukurtas atvaizdas yra objektas kitam paviršiui. Bendracentriškumas pluoštelio nepažeidžiamas.

Centuotai optinei sistemai (11.6.1 pav.) galioja Lagranžo-Helmholco lygtis, kurią galima užrašyti taip:

$$y_1\, n_1\, u_1 = y_2\, n_2\, u_2 = \cdots = y_i\, n_i\, u_i\,;$$

čia y_1 – prieš sistemą esančio objekto matmenys, y_i – matmenys atvaizdo, susidariusio perėjus šviesai per visą sistemą.

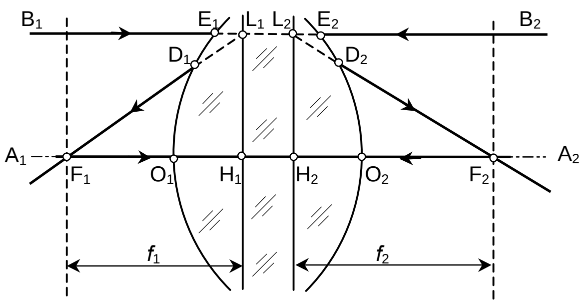


11.6.1 pav. Centruotoji optinė sistema

Pagrindiniai paraksialiosios optikos teiginiai sako, kad kiekvieną daiktų erdvės tašką atitinka vienas jam jungtinis taškas erdvėje, kiekvieną tiesę – viena jai jungtinė tiesė ir, kaip pasekmė, kiekvieną plokštumą – jai jungtinė plokštuma. Paraksialiosios optikos dėsn-iai galioja vadinamoje *idealioje optinėje sistemoje*, kuri bet kurį daiktų erdvės tašką vaizduoja tašku atvaizdų erdvėje. Bet kokią geometrinę figūrą, esančią daiktų erdvės plokštumoje, statmenoje optinei ašiai, idealioji sistema atkuria panašia figūra atvaizdų erdvės plokštumoje, statmenoje optinei ašiai.

Pagrindinės paraksialiosios optikos arba idealiosios optinės sistemos teorijos sąvokos yra *optinės sistemos kardinalieji elementai* (taškai ir plokštumos), kurie visiškai nusako visas optinės sistemos savybes ir jais galima naudotis nenagrinėjant realios spindulių eigos sistemoje.

Tarkim, kad O_1O_2 yra idealioji optinė sistema, kurios optinė ašis A_1A_2 (11.6.2 pav.). Jei daiktų erdvėje sklinda spindulys B_1E_1, lygiagretus su optine ašimi, tai neatsižvelgiant į tikrąją spindulio eigą sistemoje, galima teigti, kad atvaizdų erdvėje šiam spinduliui atitiks vienintelis jam jungtinis spindulys D_2F_2, išeinantis iš sistemos taške D_2 ir kertantis optinę ašį kuriame nors taške F_2.



11.6.2 pav. Optinės sistemos pagrindinės plokštumos (H_1L_1, H_2L_2), židinio plokštumos, pagrindiniai taškai (H_1, H_2), židiniai (F_1, F_2) ir židinio nuotoliai (f_1, f_2)

Kitas spindulys A_1O_1, sklindantis palei optinę ašį, pereis sistemą be lūžio. Jungtinis jam spindulys O_2A_2 taip pat sklis palei optinę ašį. Dviejų spindulių D_2F_2 ir O_2A_2 sankirtos taškas F_2 yra begalybėje esančio jungtinio taško atvaizdas ir vadinamas optinės sistemos *galiniu židiniu*. Pakartojus šiuos samprotavimus spinduliams, sklindantiems atvirkščia kryptimi, t. y. B_2E_2 ir A_2O_2, gaunamas taškas F_1 – *priekinis* sistemos ***židinys***. Plokštumos, statmenos optinei ašiai ir einančios per židinius F_1 ir F_2, vadinamos atitinkamai *priekine* ir *galine židinio plokštuma*.

Pratęsus spindulius B_1E_1 ir B_2E_2 iki sankirtos su spindulių F_1D_1 ir F_2D_2 tęsiniais, gaunami jungtiniai taškai L_1 ir L_2. Per šiuos taškus nubrėžtos optinei ašiai statmenos plokštumos L_1H_1 ir L_2H_2 taipogi yra jungtinės. Jungtiniai bus ir šių plokštumų sankirtos su optine ašimi taškai H_1 ir H_2. Taškų L_1 ir L_2 ordinatės yra lygios ir vienodo ženklo, todėl ilginis didinimas jungtinėse plokštumose lygus

$$\beta = \frac{L_2H_2}{L_1H_1} = +1 .$$

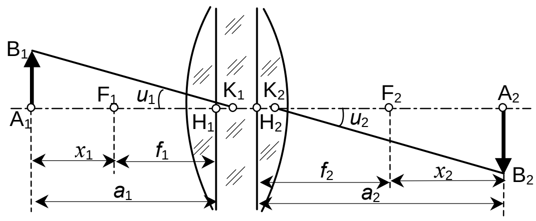
Taigi optinėje sistemoje yra dvi jungtinės plokštumos, statmenos optinei ašiai, kuriose ilginis didinimas lygus + 1 t. y. bet kuri atkarpa vienoje plokštumoje atvaizduojama tokia pat atkarpa kitoje plokštumoje. Tokios plokštumos vadinamos *pagrindinėmis*, o jų sankirtos su optine ašimi taškai

– *pagrindiniais optinės sistemos taškais*. Atstumai nuo pagrindinių taškų iki židinių vadinami sistemos *židinių nuotoliais*: $f_1 = F_1H_1$ ir $f_2 = F_2H_2$.

Kai yra vienas laužiantysis paviršius, židinių nuotoliai matuojami nuo jo paviršiaus viršūnės, t. y. abi pagrindinės plokštumos sutampa viena su kita ir su plokštuma, liečiančią laužiamąjį paviršių jos viršūnėje.

Optinė sistema dar nusakoma ir kampiniu didinimu γ. Jungtiniai taškai ir plokštumos su $\gamma = 1$ yra taip pat ypatingi. Rasime vietą jungtiniams taškams ir plokštumoms, kurioms $\gamma = 1$. Pažymėkime $A_1H_1 = a_1$ ir $A_2H_2 = a_2$ (11.6.3 pav.). Tada $a_1 = x_1 + f_1$ ir $a_2 = x_2 + f_2$. Panaudojus Niutono formulę, gaunama:

$$\frac{a_2}{a_1} = \frac{x_2}{f_1} = \frac{f_2}{x_1}.$$



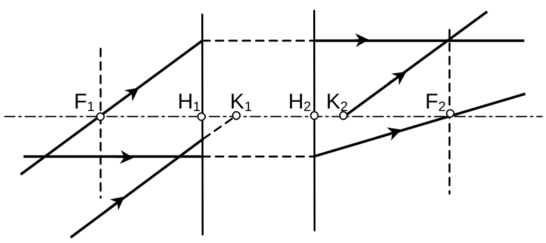
11.6.3 pav. Optinės sistemos mazginiai taškai

Iš šios išraiškos ir sąlygos, kad kampinis didinimas $\gamma = a_1/a_2 = 1$, gaunama:

$$\gamma = \frac{a_1}{a_2} = \frac{f_1}{x_2} = \frac{x_1}{f_2} = 1.$$

Norint, kad kampinis didinimas $\gamma = 1$, būtina, kad $x_1 = f_2$ ir $x_2 = f_1$. Jungtiniai taškai, kuriems tenkinama ši sąlyga, vadinami *mazginiais* (K_1 ir K_2), o plokštumos, išvestos per mazginius taškus ir statmenos optinei ašiai – *mazginėmis plokštumomis*. Kadangi $\gamma = 1$, tai $\mathrm{tg}\,u_1 = \mathrm{tg}\,u_2$ (t. y. $u_1 = u_2$). Iš to išplaukia, kad jungtiniai spinduliai, sklindantys per mazginius taškus, yra lygiagretūs vienas su kitu.

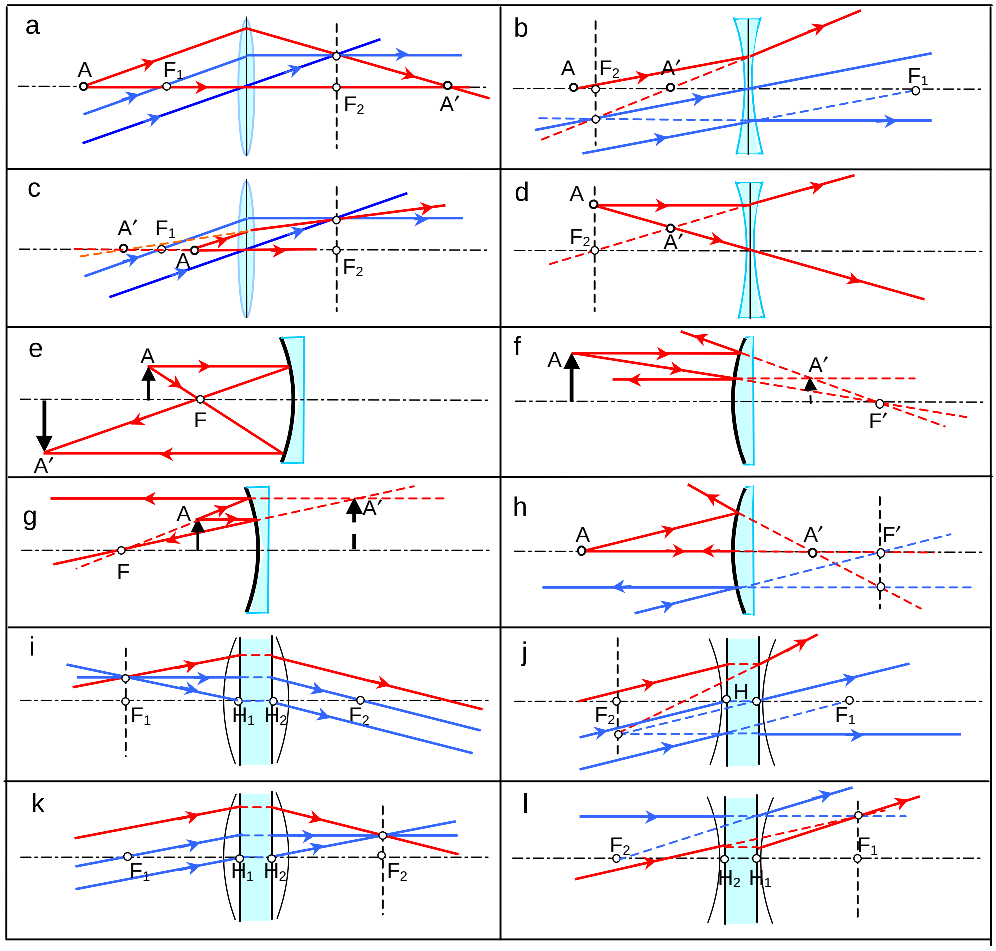
Taigi šešios plokštumos (dvi židinio, dvi pagrindinės ir dvi mazginės) ir šeši joms atitinkantys taškai optinėje sistemoje (du židiniai, du pagrindiniai ir du mazginiai) sudaro idealiosios centruotos optinės sistemos kardinaliuosius elementus (11.6.4 pav.).



11.6.4 pav. Idealiosios centruotos optinės sistemos kardinalieji taškai ir plokštumos

Kai abiejose optinės sistemos pusėse yra ta pati terpė, židinio nuotoliai lygūs vienas kitam ($f_1 = f_2$) ir mazginiai taškai sutampa su pagrindiniais ($FK = FH = f$). Tada sistema nusakoma keturiais taškais ir keturiomis plokštumomis.

Žinant kardinaliųjų elementų savybes, gan paprastai galima sukonstruoti atvaizdus naudojant bent du spindulius, sklindančius iš vieno taško. Kai kurie objektų atvaizdų sukūrimo ir spindulių eigos per optinę pavyzdžiai pateikti 11.6.5 pav.



11.6.5 pav. Atvaizdų ir spindulių eigos konstravimas plonu glaudžiančiuoju (a, b) ir sklaidančiuoju (c, d) lęšiu, įgaubtuoju (e, g) ir iškiliuoju (f, h) veidrodžiu, glaudžiamąja (i, k) ir sklaidomąja (j, l) optine sistema..
(Raudonas spindulys – realusis, violetinis – papildomasis)

Ploname lęšyje atstumas tarp laužiančiųjų paviršių nykstamai mažas. Tokios sistemos (plono lęšio) optinė laužiamoji geba (dydis atvirkščias židinio nuotoliui: $\Phi = 1/f$) lygi jos paviršių laužiamųjų gebų sumai:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2.$$

Jei lęšis pagamintas iš medžiagos su lūžio rodikliu n ir jis yra ore, gaunama:

$$\Phi_1 = \frac{n-1}{R_1}; \quad \text{ir} \quad \Phi_2 = \frac{1-n}{R_2};$$

čia R_1 ir R_2 – lęšio laužiančiųjų paviršių kreivumo spinduliai. Tada plono lęšio optinė laužiamoji geba lygi:

$$\Phi = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right).$$

Plono lęšio pagrindinės plokštumos sutampa viena su kita.

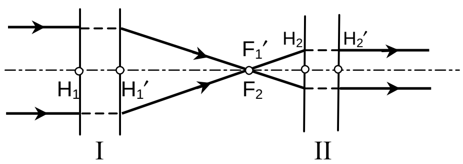
Jei optinė sistema sudaryta iš dviejų plonų lęšių, tarp kurių atstumas l ir esančių ore, jos bendra optinė laužiamoji geba išreiškiama taip:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - l\,\Phi_1\,\Phi_2.$$

Storas lęšis yra optinė sistema, kurioje atstumas d tarp pagrindinių plokštumų baigtinis ir laužiantieji paviršiai riboja terpę su lūžio rodikliu n; optinė ašis yra bendra, t. y centruota optinė sistema. Tokios sistemos (storo lęšio) optinė laužiamoji geba lygi

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - \frac{d}{n}\Phi_1\,\Phi_2 = (n-1)\left[\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) + \frac{n-1}{n}\,\frac{d}{R_1\,R_2}\right].$$

Jei $d = f_1 + f_2$, tai $\Phi = 0$ ir visa sistema yra *teleskopinė* – tai centruota optinė sistema, sudaryta iš dviejų atskirų sistemų I ir II (11.6.5 pav.), išdėstytų taip, kad I sistemos galinis židinys F_1' sutampa su II sistemos priekiniu židiniu F_2. Teleskopinės sistemos židiniai ir pagrindinės plokštumos yra begalybėje. Lygiagretus spindulių pluoštelis, krintantis į teleskopinę sistemą, iš jos išeina lygiagrečiu pluošteliu. Ilginis didinimas teleskopinės sistemos, esančios ore, lygus



11.6.5 pav. Teleskopinė sistema

$$\beta = -\frac{f_2'}{f_1'},$$

t. y. ilginį didinimą lemia tik židinių nuotolių santykis ir nepriklauso nuo objekto vietos.

Kampinis teleskopinės sistemos didinimas

$$\gamma = -\frac{f_1'}{f_2'}$$

tuo didesnis, kuo didesnis pirmosios sistemos židinio nuotolis ir kuo mažesnis antrosios sistemos židinio nuotolis.

11.7. OPTINIŲ SISTEMŲ YDOS

Idealiąją optinę sistemą galima realizuoti tik paraksialioje srityje, t. y. srityje su nedideliais apertūriniais kampais ir mažu regėjimo lauku. Tokių sistemų praktinis taikymas gan ribotas.

Optinė sistema, tinkama praktiniam naudojimui, turi sukurti atvaizdus dideliame erdvės plote, t. y. turėti didelį regėjimo lauką. Pagrindinė optinės sistemos paskirtis yra sukurti teisingą atvaizdą daikto, kuris paprasčiausiai yra plokščias ir statmenas sistemos optinei ašiai. Teisingas atvaizdas reikalauja tenkinti šias sąlygas:

1. Kiekvienas plokštumos taškas turi būti atvaizduotas stigmatiškai.
2. Visi atvaizdo taškai turi būti plokštumoje, statmenoje sistemos optinei ašiai.
3. Atvaizdo mastelis (didinimas) turi būti vienodas visame atvaizde.

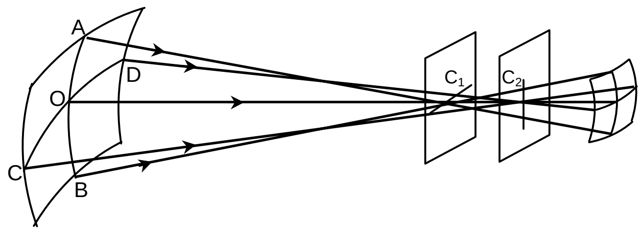
Realios optinės sistemos šių sąlygų dėl vienokių ar kitokių priežasčių netenkina ir dėl to blogėja atvaizdo kokybė. Atvaizdo netapatumas daiktui, jo defektai, atsiradę dėl spindulio nuokrypio nuo tos krypties, kuria jis turėtų sklisti idealioje optinėje sistemoje, vadinamas *aberacijomis* (optinės sistemos ydomis). Dėl aberacijų daiktų erdvės taškai vaizduojami dėmelėmis su sudėtinga struktūra ir todėl pažeidžiamas panašumas tarp daikto ir jo atvaizdo.

Optinių sistemų aberacijos skirstomos į *monochromatines* ir *chromatines*. Monochromatinės aberacijos nusako nuokrypį realiosios sistemos nuo idealiosios, kai sklinda griežtai vienodo bangos ilgio spinduliai. Baltoji šviesa dėl dispersijos reiškinio sukuria suminį atvaizdą, sudarytą iš daugelio monochromatinių atvaizdų, nesutampančių tarpusavyje vieta ir didumu; atvaizdas tampa spalvotas. Šis reiškinys vadinamas *chromatine aberacija*.

Aberacijų šalinimas vadinamas optinės sistemos *koregavimu*. Aberacijų optinėse sistemose visiškai pašalinti negalima, pasiseka tik jas sumažinti.

11.7.1. MONOCHROMATINĖS ABERACIJOS

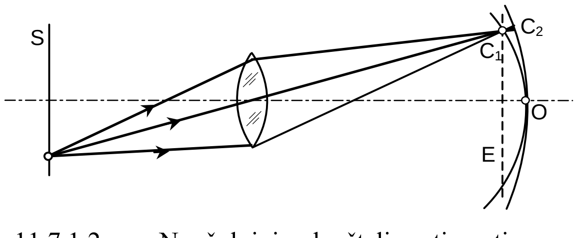
Astigmatizmas. Viena iš priežasčių, dėl kurių atsiranda aberacijos, yra nuokrypis nuo spindulių paraksiališkumo sąlygos,t. y. tenka naudoti spindulius, sudarančius baigtinį kampą su optine ašimi. Dėl to pažeidžiamas ir lūžusiųjų bei atsispindėjusiųjų spindulių bendracentriškumas. Tada statmenas spinduliams bangos paviršius jau bus ne sferinis, Dalis tokio paviršiaus (ACBD) pavaizduota 11.7.1.1 pav. Bet kuriam paviršiaus taškui O yra dvi tarpusavyje statmenos kryptys AOB ir COD, kurių kreivumo spinduliai R_1 ir R_2 skirtingi. Tarkim, kad $R_1 < R_2$. Spinduliai, sklindantys iš A, O ir B taškų, kertasi kreivumo centre C_1, esančiame atstumu R_1 nuo paviršiaus, o spinduliai iš C, O ir D – centre C_2 atstumu R_2. Kai $R_1 \neq R_2$, spindulių pluoštelis vadinamas *astigmatiniu*. Nykstamai siauras astigmatinis pluoštelis, skirtingai nuo bendracentrio, sukuria du taškinius atvaizdus C_1 ir C_2, nutolusius optinėje ašyje vienas nuo kito atstumu $R_2 - R_1$. Baigtinio pločio pluoštelio spinduliai kertasi tarpusavyje statmenose atkarpose (meridianinėje ir sagitalinėje), einančiose per C_1 ir C_2.



11.7.1.1 pav. Astigmatinis spindulių pluoštelis

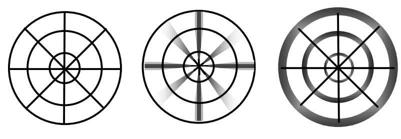
Astigmatizmas pasireiškia sklindant per optines sistemas nuožulniems pluošteliams. Netgi siauri spindulių pluošteliai perėję optinę sistemą praranda bendracentriškumą ir tampa astigmatiniais, jei jie su optine ašimi sudaro nemažą kampą. Tokie pluošteliai vietoj vieno taško sukuria dvi linijas (11.7.1.1 pav.).

Tarkim, kad centrinis siauro lūžusio pluoštelio spindulys yra meridianinėje plokštumoje (11.7.1.2 pav. plokštumoje). Šio pluoštelio meridia-



11.7.1.2 pav. Nuožulniųjų pluoštelių astigmatizmas niniai spinduliai kertasi linijoje C_1, statmenoje brėžinio plokštumai. Sagitaliniai spinduliai (esantys statmenoje brėžiniui plokštumoje) kertasi linijoje C_2 brėžinio plokštumoje. Atstumas tarp linijų (*astigmatinis skirtumas*) didėja didėjant pluoštelio nuožulnumo kampui. Susidarant plokštumos S atvaizdui aibė atkarpų C_1 ir C_2, kurias galima nagrinėti kaip plokštumos S taškų atvaizdus meridianiniais ir sagitaliniais spinduliais, sukuria du iškreiptus paviršius su sukimosi simetrija sistemos ašies atžvilgiu, besiliečiančius viena su kita sankirtos su optine ašimi taške O.

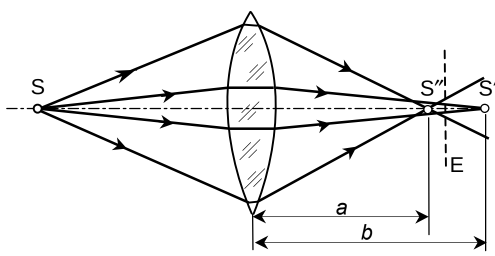
Astigmatinė aberacija ryškiai matoma kuriant plokščio objekto, sudaryto iš spindulinių linijų ir bendracentrių apskritimų (11.7.1.3 a pav.), kurių centras yra sistemos optinėje ašyje, atvaizdą. Pastačius ekraną E, kurio išlenktas paviršius turi meridianinio paviršiaus formą, galima gauti ryškų apskritimų atvaizdą (11.7.1.3 b pav.), o spindulinių linijų atvaizdai bus išblukę, ir to labiau, kuo didesnis atstumas nuo ašies. Kai ekrano paviršius sutampa su sagitaline plokštuma, spindulinės linijos ryškios, o apskritimai išblukę (11.7.1.3 c pav.).



11.7.1.3 pav. Objektas (a) ir jo meridianinis (b) bei sagitalinis (c) atvaizdas

Naudojant kelis lęšius su atitinkamai skirtingais lūžio rodikliais bei skirtingais laužiamaisiais paviršiais, galima suartinti meridianinį paviršių su sagitaliniu ir kartu tam tikru laipsniu juos ištiesinti, t. y. atvaizdų lauką padaryti pakankamai plokščią. Tokios sistemos vadinamos *astigmatinėmis*.

Sferinė aberacija. Tarkim, kad taškinis spinduolis S yra glaudžiančiojo lęšio ašyje (11.7.1.4 pav.) ir skleidžia platų monochromatinių spindulių pluoštelį. Sklindantys iš S paraksialūs spinduliai po lūžio lęšyje sukuria atvaizdą S′ atstumu b nuo lęšio. Spinduliai, perėję lęšį arti jo krašto, lūžta stipriau ir sukuria atvaizdą taške S″ atstumu a, kuris yra arčiau prie lęšio negu S′. Skirtumas $b - a$ nusako *ilginę sferinę aberaciją*. Ekrane E matysime šviesų skritulėlį, kurio spindulys nusako *skersinę sferinę aberaciją*. Ryškiausias atvaizdas bus tada, kai ekranas yra tarp taškų S′ ir S″.



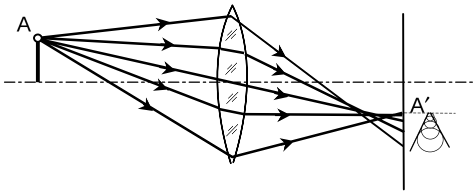
11.7.1.4 pav. Lęšio sferinė aberacija

Jei lęšis yra asimetrinis, aberacijos didumas priklausys nuo to, kuria puse lęšis atkreiptas į spinduolį.

Sferinė aberacija nepriklauso nuo taško vietos daiktų plokštumoje, t. y. ji pasireiškia visiems daikto taškams.

Sferinę aberaciją galima mažinti parenkant sudėtingesnę laužiančiųjų paviršių formą. Tačiau praktikoje sferinė aberacija mažinama konstruojant sistemą iš glaudžiančiųjų ir sklaidančiųjų lęšių. Šis metodas grindžiamas tuo, kad sklaidančiojo lęšio sferinės aberacijos kryptis yra priešinga.

Koma. Ši aberacija atsiranda tada, kai atvaizdą kuria platūs spindulių pluošteliai, daikto taškų, nutolusių nuo optinės ašies. Iš objekto A (11.7.1.5 pav.) spinduliai, sklindantys arčiau prie lęšio krašto, lūžta labiau negu paraksialieji ir paraksialiųjų atvaizdų plokštumoje A′ sukuria išsklaidytus apskritimus. Taško atvaizdas panašus į kometą.



11.7.1.5 pav. Koma

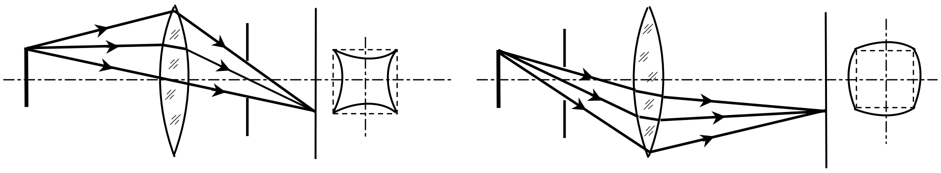
Komos aberacijos nėra sistemose, tenkinančiose *Abės sinusų sąlygą*:

$$n\, y \sin u = n'\, y' \sin u'\,; \qquad (11.7.1.1)$$

čia n ir n' – terpių iš daikto ir atvaizdo pusės lūžio rodikliai; y ir y' – mažų daikto ir atvaizdo atkarpų, statmenų optinei ašiai, ilgiai; u ir u' – kampai tarp krintančiojo ir išėjusiojo iš sistemos spindulio ir optinės ašies. Daikto atkarpėlių taškai yra jungtiniai, spindulių nueiti keliai vienodi. Tada tįsaus daikto atvaizdas bus ryškus, t. y. kai spindulių nueiti optiniai keliai tarp visų daikto ir atvaizdo jungtinių taškų vienodi.

Taigi, norint gauti statmeno optinei ašiai paviršiaus mažų dalių stigmatinius atvaizdus plačiais pluošteliais, jų skėsties kampų u ir u' sinusai turi tenkinti (11.7.1.1) sąlygą. Tada atvaizdas vadinamas *aplanatiniu*. Optinė sistema gali sukurti aplanatinį atvaizdą tik tam tikruose atstumuose. Aplanatinio atvaizdo gavimas labai svarbus didelio didinimo mikroskopuose, kuriais tiriami maži objektai yra arti objektyvo židinio plokštumos ir skleidžia į objektyvą gan plačius spindulių pluoštelius. Ryškus atvaizdas pro mikroskopą matomas tada, kai tiriamasis objektas yra aplanatinėje plokštumoje, kurioje tenkinama Abės sinusų sąlyga.

Distorsija. Kai atvaizdų lauke ilginis didinimas nevienodas, sutrinka geometrinis panašumas tarp daikto ir atvaizdo. Tokios rūšies aberacijos vadinamos *distorsija*. Kai ilginis didinimas didėja tolstant nuo optinės ašies, kvadrato atvaizdas įgauna "pagalvėlės" formą (11.7.1.6 a pav.). Taip gau-



11.7.1.6 pav. Distorsija

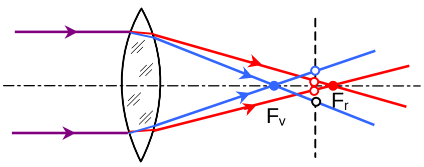
nama, kai pluoštelį ribojanti diafragma yra už lęšio. Jei diafragma yra prieš lęšį, didinimas atvaizdų lauko kraštuose mažesnis negu centre ir kvadrato atvaizdas įgauna "statinaitės" formą (11.7.1.6 b pav.).

Dviejų lęšių sistemoje įdėjus diafragmą tarp lęšių galima beveik panaikinti distorsiją. Skirtingai nuo kitų aberacijų, distorsija nepakeičia atvaizdo ryškio.

11.7.2. CHROMATINĖS ABERACIJOS

Visi optiniai stiklai pasižymi dispersija, todėl spindulio nuokrypio kampas lūžtant lęšyje priklauso nuo bangos ilgio. Kai šviesa baltoji, optinė sistema sukuria aibę monochromatinių atvaizdų, kurie nesutampa nei vieta, nei matmenimis. Dėl jų persidengimo daikto atvaizdas tampa neryškus su spalvotais kraštais. Šis reiškinys vadinamas *chromatine aberacija*. Atvaizdo trūkumai dėl chromatinės aberacijos pasireiškia dvejopai:

1. Taško atvaizdai sistemos ašyje, gaunami įvairaus bangos ilgio šviesos spinduliais, yra skirtinguose atstumuose nuo sistemos – *atvaizdo vietos chromatizmas* (arba *ilginis chromatizmas*), t. y. nemonochromatinis šviesos pluoštelis fokusuojasi įvairiose optinės ašies atkarpos vietose F_vF_r (11.7.2.1 pav.). Ekrane vietoje baltojo taško susikuria aibė spalvotų apskritimų.

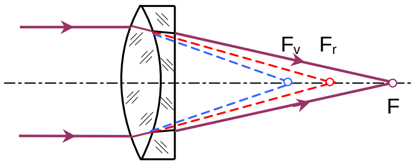


11.7.2.1 pav. Chromatinė aberacija

2. Skersinis didinimas atvaizdų, sukurtų skirtingo bangos ilgio spinduliais, gali būti skirtingas – *didinimo chromatizmas*. Ši yda nepriklauso nuo pirmosios. Jei, pavyzdžiui, sistemos židiniai įvairiems bangos ilgiams sutampa, tai dėl skirtingos optinės sistemos pagrindinių taškų vietos skirtingo bangos ilgio spinduliams židinių nuotoliai skirtingi ir gaunami skirtingi

skersiniai didinimai. Dėl didinimo chromatizmo baigtinių matmenų daiktų atvaizdai turi spalvotą apvadą.

Norint mažinti chromatinę aberaciją, optinės sistemos renkamos iš glaudžiančiųjų ir sklaidančiųjų lęšių, pagamintų iš stiklo su skirtinga dispersija. Panaikinti chromatinę aberaciją visame spektre negalima (chromatinės aberacijos neturi veidrodžiai). Paprastai stengiamasi sutapdinti atvaizdus kuriems nors norimiems bangos ilgiams. Vizualaus stebėjimo prietaisuose achromatizuojama bangos ilgiams $\lambda_F = 480$ nm ir $\lambda_C = 656$ nm. Tarpiniame spektro ruože chromatinė aberacija gerokai sumažėja.



11.7.2.2 pav. Achromatinis lęšis

Ilginę chromatinę aberaciją galima mažinti naudojant du plonus susiliečiančius lęšius (11.7.2.2 pav.), pagamintus iš skirtingos rūšies stiklo (pvz., iš flinto ir krono). Šių lęšių ilginė chromatinė aberacija yra priešingo ženklo ir suminė aberacija sumažėja.

Kita galimybė gauti achromatinę sistemą yra naudoti du lęšius, pagamintus iš vienodo stiklo, atstumas tarp kurių lygus

$$l = \frac{f_1 + f_2}{2};$$

čia f – lęšių židinio nuotolis. Achromatizavimas tokios sistemos gaunamas iškarto visame spektre. Tačiau tai tik dalinis achromatizavimas, nes jis sutapdina atvaizdų kampinius didinimus, bet ne jų vietą (dėl skirtingos pagrindinių plokštumų vietos). Toks būdas taikomas žiūronų okuliaruose.

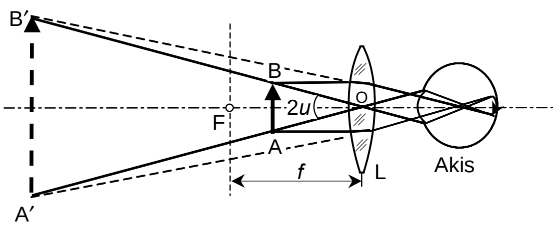
Sudėtingesnėse sistemose galima sutapdinti židinius trims skirtingiems bangos ilgiams. Tokie objektyvai (apochromatai) naudojami mikroskopuose.

Įvairių rūšių aberacijas mažinti galima tik konstruojant sudėtingas specialiai apskaičiuotas optines sistemas. Vienu metu pašalinti visas aberacijas negalima. Tenka eiti į kompromisą: konstruojant optiką konkrečiam tikslui stengiamasi atsikratyti labiausiai nepageidaujamų trūkumų ir taikstytis su nevisišku kitų pašalinimu. Kiekvienas optinis prietaisas turi konkrečią paskirtį. Jei nedidelio kampinio regėjimo lauko teleskopuose pakanka pašalinti chromatinę ir sferinę aberaciją, tai mikroskopų ir foto objektyvuose su plačiu regėjimo lauku dar reikia pašalinti distorsiją ir atvaizdų lauko kreivumą. Spektrinio prietaiso kolimatoriaus objektyvas neturi turėti sferinės aberacijos ir achromatizuotas, nes norint gauti lygiagrečių spindulių pluoštelį įeinamasis plyšys turi būti bendrame visiems bangos ilgiams židinyje.

11.8. OPTINIAI PRIETAISAI

Vizualieji optiniai prietaisai yra priedai prie akies, dažniausiai skirti regėjimo kampui bei skiriamajai gebai padidinti. Panagrinėsime keletą paprasčiausių vizualiųjų prietaisų.

Lupa (didinamasis stiklas). Paprasčiausia lupa sudaryta iš vieno teigiamojo (glaudžiančiojo) lęšio. Lęšis L dedamas prieš akį (11.8.1 pav.) taip, kad stebimas objektas AB būtų arti lęšio židinio plokštumos, šiek tiek arčiau prie lęšio. Tada lęšis sukuria tariamąjį tiesioginį padidintą atvaizdą A′B′ atstumu, kuriuo akis žiūri be akomodacijos (25 cm). Atvaizdo A′B′ kampinius matmenis nusako kampas 2*u*, lygus kampui, kuriuo matomas objektas AB iš lęšio centro O. Pažymėjus lęšio židinio nuotolį raide *f*, objekto matmenis – raide *y*, gaunama:



11.8.1 pav. Spindulių eiga lupoje

$$2u = \frac{y}{f}.$$

Kampas, kuriuo akis mato objektą nenaudojant lęšio, lygus

$$2u_0 = \frac{y}{l};$$

čia l – atstumas nuo akies iki objekto. Kadangi lupa dažniausiai naudojama stebėti daiktus, kurie gali būti bet kokiu atstumu nuo akies, tai atstumas l paprastai lygus geriausio matymo atstumui l_0 (25 cm). Tada

$$2u_0 = \frac{y}{l_0}.$$

Taigi lupa pakeičia tiriamojo objekto regėjimo kampinius matmenis

$$\gamma = \frac{u}{u_0} = \frac{l_0}{f} = \frac{25}{f\ (\text{cm})}$$

kartų. Dydis γ vadinamas *kampiniu lupos didinimu*.

Norint sumažinti aberacijas, lupa gaminama iš dviejų lęšių. Tokių lupų didinimas 10 ÷ 20 kartų.

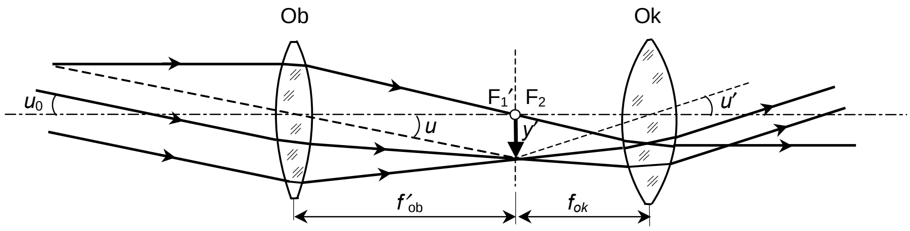
Regėjimo lauko skersmuo naudojant lupą lygus

$$\Phi = \frac{f\,D}{l_{\mathrm{v}}};$$

čia D – apšviestas lupos skersmuo, l_{v} – atstumas nuo akies vyzdžio iki lupos.

Žiūronas yra prietaisas nutolusiems objektams stebėti. Žiūronas yra labiausiai paplitusi optinė sistema, įeinanti į pačių įvairiausių optinių įtaisų – teleskopų, žiūronų, taikiklių, tolimačių, periskopų ir kt. – sudėtį.

Paprasčiausias žiūronas sudarytas iš dviejų pagrindinių dalių: objektyvo (Ob) ir okuliaro (Ok). Jei objektas yra toli, jo atvaizdas sukuriamas objektyvo židinio plokštumoje. Objektyvo galinis židinys sutampa su okuliaro priekiniu židiniu (11.8.2 pav.). Toks žiūronas sudaro *teleskopinę sistemą*.



11.8.2 pav. Žiūrono (teleskopo) optinė schema

Lygiagretus spindulių pluoštelis, krintantis į teleskopinę sistemą, iš jos išeina taipogi lygiagretus. Šios sistemos optinė galia lygi nuliui, pagrindinės plokštumos yra begalybėje. Atvaizdo kampiniai matmenys lygūs:

$$2u = \frac{y'}{f'_{\mathrm{ob}}};$$

čia y' – atvaizdo ilgis, f'_{ob} – objektyvo galinio židinio nuotolis. Okuliaras vaidina lupos vaidmenį, todėl jo sukurtą atvaizdą akis mato kampu

$$2u' = \frac{y'}{f_{\mathrm{ok}}};$$

čia f_{ok} – okuliaro priekinio židinio nuotolis.

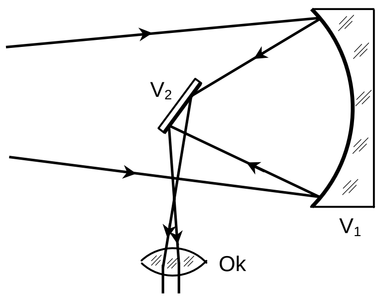
Kadangi žiūrono ilgis mažas palyginus su atstumu iki objekto, plika akis objektą mato kampu $2u_0 = 2u$. Tada žiūrono kampinis didinimas lygus:

$$\gamma = \frac{2u'}{2u} = \frac{2u'}{2u_0} = \frac{f'_{\mathrm{ob}}}{f_{\mathrm{ok}}}.$$

Taigi žiūrono kampinis didinimas tuo didesnis, kuo didesnis objektyvo židinio nuotolis ir kuo mažesnis okuliaro židinio nuotolis.

Žiūronas sukuria apverstą stebimojo daikto atvaizdą. Jei žiūronas skirtas astronominiams objektams stebėti (teleskopai), apvertimas nesvarbus. Į žiūronus, skirtus stebėjimams Žemėje, įdedamos papildomos optinės sistemos (prizmės, veidrodžiai), apverčiančios atvaizdą taip, kad jis taptų tiesioginiu. Tokie žiūronai vadinami *tiesiavaizdžiais*.

Žiūronų objektyvai ir okuliarai yra sudėtingos optinės sistemos, sudarytos iš glaudžiančiųjų ir sklaidančiųjų lęšių, mažinančių aberacijas bei chromatiškumą, t. y. koreguojančios atvaizdus.



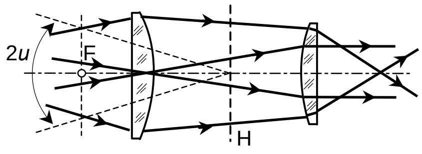
11.8.3 pav. Niutono atspindžio teleskopo optinė schema

Greta žiūronų ir teleskopų su lęšių sistemomis, sukurtos sistemos su atspindinčiais veidrodžiais. Pirmąjį atspindžio teleskopą sukūrė Niutonas (11.8.3 pav.). Šviesos pluoštelis iš objekto krinta į įgaubtąjį parabolinį veidrodį V_1, atsispindi nuo jo ir mažo plokščio veidrodėlio V_2; židinio plokštumoje sukurtas atvaizdas stebimas pro okuliarą Ok. Tokie teleskopai vadinami *reflektoriais*. Juose nėra chromatinės bei sferinės aberacijos.

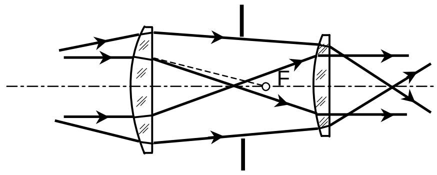
Okuliaras yra optinės sistemos dalis, esanti betarpiškai prieš akį ir skirta stebėti atvaizdą, sukurtą prieš jį esančios sistemos (objektyvo). Daugumos žiūronų okuliarų židinio nuotolis (nuo jo priklauso didinimas), yra $(10 \div 40)$ mm. Priklausomai nuo matymo lauko didumo okuliarai skirstomi į okuliarus su normaliu matymo lauku ($2u < 55^0$), su padidintu matymo lauku ($55^0 < 2u > 70^0$) ir plačiakampius ($2u > 70^0$). Kadangi okuliarai veikia siauruose spindulių pluošteliuose, juose neturi būti pirmiausia komos, astigmatizmo, lauko kreivumo ir pagal galimybę sferinės bei chromatinės aberacijos ir distorsijos.

Paprastuose geodeziniuose įtaisuose naudojamas *Ramsdeno* (Ramsden) *okuliaras* (11.8.4 pav.). Chromatiškumas jame nepanaikintas, lauko aberacijos panaikintos kampui $2u \approx 40^0$.

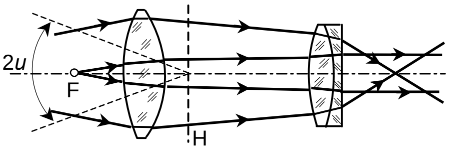
Mikroskopuose naudojamas *Hiugenso okuliaras* (11.8.5 pav.). Priekinis jo židinys tariamas ir yra tarp lęšių. Geriau negu Ramsdeno okuliare sumažintas chromatiškumas.



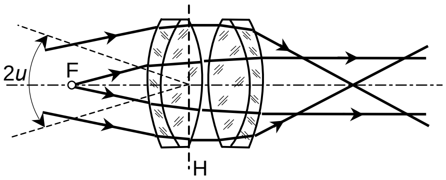
11.8.4 pav. Ramsdeno okuliaras



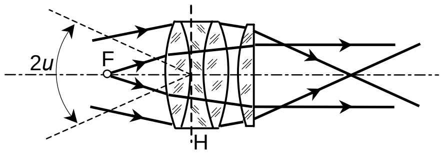
11.8.5 pav. Hiuigenso okuliaras



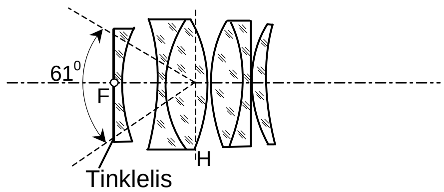
11.8.6 pav. Kelnerio okuliaras



11.8.7 pav. Simetrinis okuliaras



11.8.8 pav. Ortoskopinis okuliaras



11.8.9 pav. Plačiakampis okuliaras

Labiausiai paplitęs *Kelnerio okuliaras* (11.8.6 pav.), kuriame gerai sumažintos aberacijos ribose $2u = 45^0 \div 50^0$.

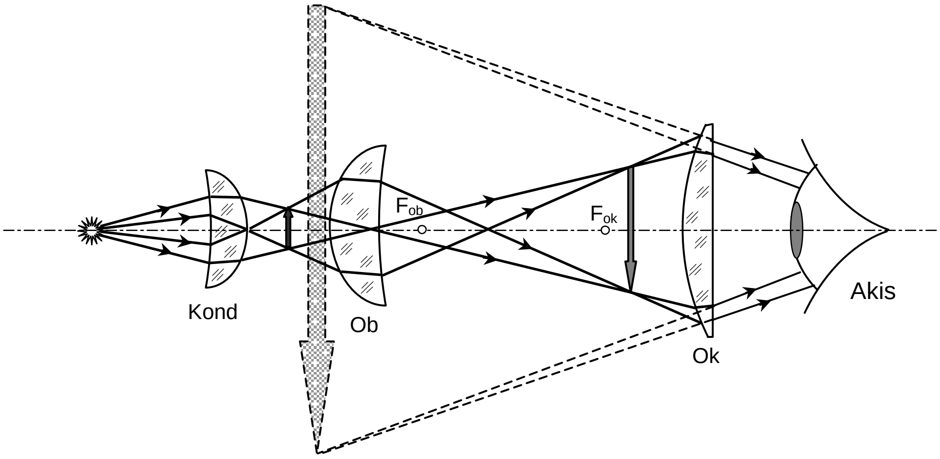
Simetrinis okuliaras (11.8.7 pav.) naudojamas teleskopuose, gerai koreguotos aberacijos kampams $2u \approx 40^0$.

Ortoskopinis okuliaras (11.8.8 pav.) pagrindinai naudojamas mikroskopuose ir matavimo įtaisuose. Gerai sumažintos visos aberacijos, ypač distorsija kampams $2u \approx 40^0$.

Plačiakampio okuliaro optinė schema pavaizduota 11.8.9 pav.

Mikroskopas yra optinis prietaisas, sukuriantis mažų objektų padidintą atvaizdą (arba – didinantis regėjimo kampą). Normali žmogaus akis geriausio regėjimo atstumu (25 cm) gali išskirti smulkiąją struktūrą, sudarytą iš linijų arba taškų, jei gretimi struktūros elementai yra ne mažesniu kaip 0,08 mm atstumu. Tačiau daugelio objektų (bakterijų, smulkių kristalų, metalų mikrostruktūros ir t. t.) matmenys yra gerokai mažesni. Tokie objektai tiriami įvairių tipų mikroskopais. Mikroskopu nustatoma mažų objektų forma, matmenys, cheminė sandara. Optiniu mikroskopu galima išskirti struktūras, kuriose atstumai tarp elementų yra iki 0,25 μm.

Tiriamasis objektas dedamas arti objektyvo priekinės židinio plokštumos, aplanatinėje sistemos plokštumoje, kurioje tenkinama Abės sinusų sąlyga (11.7.1.1). Objektyvas sukuria tikrąjį, apverstą ir padidintą objekto atvaizdą (11.8.10 pav.) atstumu s. Ilginis objektyvo didinimas



11.8.10 pav. Mikroskopo optinė schema

$$\beta = \frac{s}{f_{\text{ob}}};$$

čia f_{ob} – objektyvo priekinis židinio nuotolis. Jei objekto ilginiai matmenys y, atvaizdo ilginiai matmenys lygūs:

$$y' = y\,\frac{s}{f_{\text{ob}}}.$$

Okuliaras veikia kaip lupa, todėl žiūrint pro okuliarą atvaizdas matomas kampu

$$2u = \frac{y'}{f_{\text{ok}}};$$

čia f_{ok} – okuliaro priekinis židinio nuotolis. Tada kampas, kuriuo matomas objektas žiūrint pro mikroskopą, lygus:

$$2u = y \frac{s}{f_{\text{ob}} f_{\text{ok}}}.$$

Plika akimi tas pats objektas matytųsi kampu

$$2u_0 = \frac{y}{l_0};$$

čia l_0 – atstumas, kuriame tiriamas objekto atvaizdas (25 cm).

Mikroskopo kampinis didinimas

$$\gamma = \frac{2u}{2u_0} = \frac{l_0 s}{f_{\text{ob}} f_{\text{ok}}} = \gamma_{\text{ob}} \gamma_{\text{ok}}.$$

Atstumas s praktiškai lygus atstumui tarp objektyvo ir okuliaro židinio plokštumų. Grubiu įvertinimu šis atstumas lygus mikroskopo tubuso ilgiui. Optinių mikroskopų didinimas siekia 2000 kartų.

Norint gauti didelę mikroskopo skyrą, jo objektyvas turi apimti kaip galima platesnį spindulių pluoštą, sklindantį iš objekto. Kad atvaizdas neišsikraipytų dėl aberacijų, objektyvas turi būti gana sudėtinga sistema, sudaryta iš daugelio (10 ÷ 12) lęšių. Mikroskopo skyrą lemia šviesos difrakcija ir priklauso nuo objektyvo skaitinės apertūros $A = n \sin u$ (čia n – terpės tarp objekto ir objektyvo lūžio rodiklis, u – apertūros kampas) ir šviesos bangos ilgio. Mažiausias atstumas tarp dviejų švytinčių taškų, kurį galima išskirti mikroskopu, lygus:

$$s_{\text{rib}} = 0{,}51 \frac{\lambda}{n \sin u}.$$

Apskaičiuota, kad esant didžiausiai mikroskopo skiriamajai gebai atstumas tarp dar išskiriamų taškų lygus (0,3 ÷ 0,6) μm. Tai atitinka mikroskopo didinimą $500A \div 1000A$ (vadinamas naudinguoju mikroskopo didinimu.

Mikroskopais tiriami objektai dažniausiai būna skaidrūs preparatai ir tiriami pereinančioje šviesoje. Objektų apšvietai naudojamos apšvietimo sistemos – kondensoriai. Apšvietiklio sistema turi kreipti spindulius taip, kad kiekvienas spinduolio taškas vienodai paveiktų visus regėjimo lauko taškus, kad susidarytų tolygi lauko apšvieta.

Dažniausiai mikroskopo objektyvus ir okuliarus galima keisti, ir tada galima gauti skirtingus didinimus.

Objektų stebėjimo metodai yra įvairūs, priklauso nuo bandinio pobūdžio. Bandinio struktūrą pro mikroskopą galima pamatyti tik tada, kai atskiros jo dalelės skiriasi viena nuo kitos arba nuo supančios terpės šviesos sugertimi, atspindžiu arba lūžio rodikliu. Taikomi šie stebėjimo metodai: šviesaus lauko metodas, imersinis metodas, stebėjimo metodas poliarizuotoje šviesoje, fazinio kontrasto metodas, interferencinis metodas, mokrofotografijos metodas ir kt.