

VILNIAUS UNIVERSITETAS
BENDROSIOS FIZIKOS IR SPEKTROSKOPIJOS KATEDRA

Vaidutis Antanas
ŠALNA

Rankraštis

OPTIKA

Parengta parėmus Lietuvos valstybiniam
mokslo ir studijų fondui

Vilnius 2003

Apsvarstė ir rekomendavo spausdinti Vilniaus universiteto Fizikos fakulteto Bendrosios fizikos ir spektroskopijos katedra ir Fizikos fakulteto taryba (protokolas Nr. 4-01)

Recenzavo

gamtos mokslų habilituotas daktaras, profesorius Valdas SIRUTKAITIS,
gamtos mokslų habilituotas daktaras, profesorius Vytautas BALEVIČIUS

Šalna, Vaidutis Antanas

Optika. Vadovėlis fiz. spec. univ. – Vilnius, 2003. –302 p., iliustr.

Vadovėlis universitetų fizikos specialybės studentams pagal fizikos dalį „Optika“. Parengta atitinkamai su nauja bendrosios fizikos kurso programa. Leidiniu gali naudotis taip pat ir inžinerinių aukštųjų mokyklų studentai.

© Vaidutis Antanas Šalna, 2003

Ivadas

Optika yra mokymas apie fizikinius, t. y. gamtos, reiškinius, susijusius su trumpųjų elektromagnetinių bangų, kurių ilgis ($10^{-4} \div 10^{-9}$) m, sklidimu ir sąveika su medžiaga.

Pradžioje optika apsiribojo elektromagnetinių bangų nagrinėjimu regimoje spektro srityje (360 nm ÷ 750 nm). Šiuolaikinė optika nagrinėja plačią spektro sritį šalia regimosios: ultravioletinę (įskaitant ir minkštuosius rentgeno spindulius) ir infraraudonąją sritį iki milimetrinių radijo bangų. Optikos skirtumas nuo kitų fizikos skyrių, susijusių su elektromagnetiniu spinduliavimu, yra ne tiek nagrinėjamųjų bangos ilgių diapazone, kiek savitų optinių tyrimo metodų visumoje.

Optika nagrinėja šviesos sklidimą įvairiose terpėse, šviesos spinduliavimo ir sugėrimo dėsnius, o taip pat įvairius šviesos poveikius medžiagai. Banginė šviesos prigimtis aptikta anksčiau negu nustatytas faktas, kad šviesa suprantama kaip elektromagnetinė spinduliuotė. Iš tikrųjų, daugelis reiškinių sklindant šviesai gali būti suprasti tik skersinių bangų įvaizdžiais nepriklausomai nuo jų elektromagnetinės prigimties. Tokių reiškinių (šviesos difrakcija, interferencija, poliarizacija) visuma vadinama *bangų optika*.

Kitokie įvaizdžiai sudaro *geometrinės optikos* pagrindą.

Fiziologinėje optikoje (spalviniame regėjime) svarbūs yra žmogaus akies imlumo (reakcijos) dėsniai.

Fenomaliąją šviesos elektromagnetinę teoriją, kurioje terpė nusakoma makroskopiniais parametrais (t. y. materialiais parametrais – dielektrine skvarba, magnetiniu jautriu, laidumu ir t. t.), leidžia gana išsamiai aiškinti tokius optinius reiškinius kaip šviesos atspindys ir lūžis dviejų terpių sandūroje, šviesos sklidimo ypatumus kristaluose, optiškai aktyviose terpėse, metaluose. Tai *kristalų optika*, *optinis aktyvumas*, *metalų optika*. Ši teorija, pagrįsta Maksvelo (*Maxwell*) lygtimis, nusako ryšį tarp makroskopinių medžiagos parametrų ir atomų bei molekulių savybių. Iš to išplaukia, kad šviesos sklidimo tyrimai yra svarbi medžiagos sudėties nustatymo priemonė.

Optinių reiškinių visuma, iš kurių sužinoma apie molekulių savybes, apjungiamą *molekulinės optikos* pavadinimu. Jiems priklauso šviesos dispersija, šviesos sklaida, optinis aktyvumas, Kero (*Kerr*), Štarko (*Stark*), Zėmano (*Zeeman*), Faradėjaus (*Faraday*), Komptono (*Compton*) reiškiniai.

Terpes nusakyti dydžiais, nepriklausančiais nuo išorinio lauko, galima tik esant pakankamai silpniems laukams. Tačiau kartais išorinis elektromag-

netinis laukas iš esmės pakeičia atomų, molekulių, jonų lygmenų užpildą ir netgi jų poliarizuojamumą. Tai sukelia eilę savitų reiškinių (pvz., sugerties koeficiento mažėjimą, pereinančiosios terpę šviesos dažnio mažėjimą ir kt.), kurie jungiami terminu „*netiesinė optika*“. Ypač ji ryški galinguose laukuose naudojant lazerius (optinius kvantinius generatorius).

Spektroskopija – svarbus optinis metodas, tiriantis atomų, molekulių bei kristalų spektrus ir teikiantis plačią informaciją ne tik apie atomų bei molekulių savybes, bet ir apie jų tarpusavio sąveikas.

Labai svarbūs yra bandymai, susiję su šviesos greičio nustatymu vakuume ir įvairiose, tame tarpe ir judančiose, terpėse. *Judančiųjų terpių optika*, ypač Maikelsono (*Michelson*) eksperimentas, buvo vienas iš reliatyvumo teorijos eksperimentinių pagrindų.

Elektromagnetinė šviesos teorija atsirado ilgalaikio požiūrio į šviesos prigimtį vystymosi rezultate. Jos pradininku buvo *bangų teorija*, kurioje šviesa nagrinėjama kaip elastinis trikdys, sklindantis hipotetinėje terpėje – eteryje. Frenelio (*Fresnel*) ir įžymių praeitųjų šimtmečių fizikų darbuose ši teorija pasiekė labai aukštą tobulumą, bet tuo pačiu joje išryškėjo ir principiniai sunkumai. Tai pasireiškė visų pirma tuo, kad norint paaiškinti stebimus optinius reiškinius eteriui teko priskirti egzotines ir prieštaraujančias savybes, nesuderinamas su mechanikos dėsniais.

Išanalizavęs Faradėjaus tyrimus elektrinių ir magnetinių reiškinių srityje, Maksvelas suformulavo elektrodinamikos lygčių sistemą. Svarbiausia iš jų išvada yra ta, kad gali būti elektromagnetinės bangos, kurios vakuume sklinda greičiu lygiu elektrodinaminės konstantos c vertei. Nustatytas (elektriniais matavimais c vertė gauta 1856 m.) elektromagnetinių bangų greitis sutapo su šviesos greičiu vakuume. Šis sutapimas Maksvelui iškėlė mintį, kad šviesa yra elektromagnetinės bangos.

Taigi nežiūrint į akivaizdžius skirtumus tarp įvairių elektromagnetinių bangų diapazono sužadinimo ir registravimo būdų, visos šios bangos yra vieningos prigimties ir jų sklidimo dėsningumai aprašomi tomis pačiomis diferencialinėmis lygtimis – *Maksvelo lygtimis*.

Optiniai tyrimai – tai visų pirma šviesos sąveikos su medžiaga tyrimai. Yra trys šios sąveikos nagrinėjimo lygiai: 1) *klasikinis*, 2) *pusiau klasikinis* ir 3) *kvantinis*. Pirmajame lygyje optinė spinduliuotė vaizduojama kaip šviesos spinduliai arba atitinkamo ruožo elektromagnetinės bangos, o medžiaga nusakoma ištisinės aplinkos mechanikos, termodinamikos, klasikinės elektrodinamikos įvaizdžiais. Kitaip tariant šiame lygyje tiek šviesa, tiek ir medžiaga nagrinėjama klasikinės fizikos rėmuose.

Pusiau klasikiniame nagrinėjime kvantuojama medžiaga, išlaikant klasikinę šviesos sampratą: klasikinės šviesos bangos sąveikauja su atomų ir molekulių kolektyvais. Įskaitoma atomų ir molekulių energinių lygmenų struktūra. Kristalų energinės zonos, įvairių kvantinių būsenų užpildos statistika.

Kvantiniame nagrinėjime kvantuojama ne tik medžiaga, bet ir spinduliuotė. Jei nagrinėjant šviesos sąveikas su medžiaga klasikiniame ir pusiau klasikiniame lygiuose įskaitoma tik banginė šviesos prigimtis, tai klasikiniame lygyje pasitelkiamos ir dalelinės (kvantinės) savybės. Tai atitinka perėjimui nuo klasikinės optikos, bendraujančios su spinduliais ir šviesos bangomis, prie optikos, vadinamos *kvantine optika*.

Kvantinė teorija gerokai paveikė įvaizdžius apie šviesos prigimtį. Šioje teorijoje laisvas elektromagnetinis laukas suprantamas kaip dalelių, vadinamų *fotonais* arba *šviesos kvantais*, visuma. Klasikinis bangų vaizdas yra ribinis kvantinės teorijos atvejis, atitinkantis dideliam fotonų skaičiui vienoje būsenoje. Kvantinės teorijos korpuskuliniiais įvaizdžiais pasisėkė paaiškinti eilę reiškinių, susijusių su šviesos energijos virstimu dalelių energija, nepaaiškinamų klasikine bangų teorija. Tai visų pirma *šiluminis kūnų spinduliavimas*, *fotoreiškinys* bei *fotocheminiai procesai*.

Korpuskulinės ir banginės šviesos savybės negali būti tuo pat metu neprieštaraujančiai logiškai aiškinamos klasikinėje fizikoje, nes joje bangos ir dalelės sampratos yra prieštaraujančios, neigiančios viena kitą. Šiuolaikinėje kvantinėje teorijoje, pagrįstoje stebėjimo metodų reliatyvumu, įveikiami loginiai sunkumai, susiję su korpuskuliniu-banginiu dualizmu. Šviesa pasižymi potencine galimybe išreikšti ir bangų, ir dalelių savybes, bet nuogaime pavidale pasireiškia tik atskiruose bandymuose tam tikrose sąlygose. Šios savybės papildo viena kitą ir tik jų visuma sudaro išsamų įvaizdį apie šviesą.

Labai plačias galimybes optiniuose bandymuose turi nauji spinduliai – lazeriai. Tokiame spinduolyje visi sužadintieji atomai dėl priverstinio spinduliavimo elektromagnetinės bangas skleidžia suderintai, panašiai kaip vyksta radijo siųstuvo antenoje. Dėl to susidaro šviesos banga, savo savybėmis artima monochromatinei – koherentinei elektromagnetinei banga. Ypatingos tokių spinduolių savybės – gebėjimas sutelkti energiją spektre, laike, erdvėje – susijusios su aukštu jų spinduliuotės koherentiškumu ir priverstė kitaip nagrinėti daugelį optinių reiškinių.

Optikos nueitas kelias nagrinėjant šviesos prigimtį – nuo Niutono (*Newton*) šviesos korpuskulų iki Einšteino (*Einstein*) fotonų – panašus į spiralės apviją. Optika vėl sugrįžo prie korpuskulinių įvaizdžių, bet jau nauja-

me lygmenyje. Fotonai principaliai skiriasi nuo Niutono šviesos korpuskulių pirmiausia tuo, kad neatmetami bangų įvaizdžiai. Tam tikromis sąlygomis fotonų kolektyvai ypač ryškiai išreiškia bangines savybes, kurios pasireiškia šviesos interferencijoje ir difrakcijoje. Be to, interferencinis vaizdas, pasirodo, gali būti matomas ir tada, kai fotonai pereina interferometrą po vieną. Šį svarbų faktą galima suprasti tik kvantinės fizikos įvaizdžiais.

I SKYRIUS

IVADAS Į BANGINĘ ŠVIESOS TEORIJĄ

1.1. HARMONINIAI VIRPESIAI.
MONOCHROMATINĖS BANGOS

Harmoniniai virpesiai yra periodiniai fizikinio dydžio kitimai laike, nusakomi sinuso (arba kosinuso) dėsnio, kurio išraiška gaunama išsprendus diferencialinę lygtį:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -f x + P;$$

čia P – sunkis, fx – elastinė jėga, x – nuokrypis nuo pusiausvyros padėties, f – elastinio ryšio koeficientas. Šios lygties sprendinys:

$$x' = a \sin(\omega t + \delta) \text{ arba } x' = a \cos(\omega t + \delta);$$

čia $x' = x - P/f$, a – virpesių amplitudė, ω – kampinis dažnis, δ – pradinė virpesių fazė.

Šiomis lygtimis nusakomos sistemos vadinamos *harmoniniais osciliatoriais*.

Harmoninio osciliatoriaus modelis suvaidino svarbų vaidmenį atomų ir molekulių spektroskopijoje. Osciliatoriaus virpesių periodas

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{f}},$$

o pilnutinė energija

$$E = \frac{f a^2}{2}.$$

Sprendinio kompleksinis pavidalas:

$$z = a \exp(i\varphi) = a (\cos \varphi + i \sin \varphi).$$

Plokščiosios bangos lygtis:

$$s = a \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) = a \cos (\omega t - k x) = a \cos (2 \pi \nu t - k x);$$

čia $k = 2\pi / \lambda$ kampinis bangos skaičius.

Sferinės bangos lygtis:

$$s = \frac{a}{r} \cos \omega \left(t - \frac{r}{v} \right);$$

čia r – bangos paviršiaus kreivumo spindulys.

Bet kokios bangos lygtis yra diferencialinės lygties, vadinamos *banginė lygtimi*, sprendinys. Bendrasis banginės lygties pavidalas yra toks:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 s}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 s}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 s}{\partial t^2}; \quad (1.1.1)$$

čia fazinis greitis $v = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = \frac{\lambda}{T}$.

Šią banginę lygtį tenkina ne tik funkcija

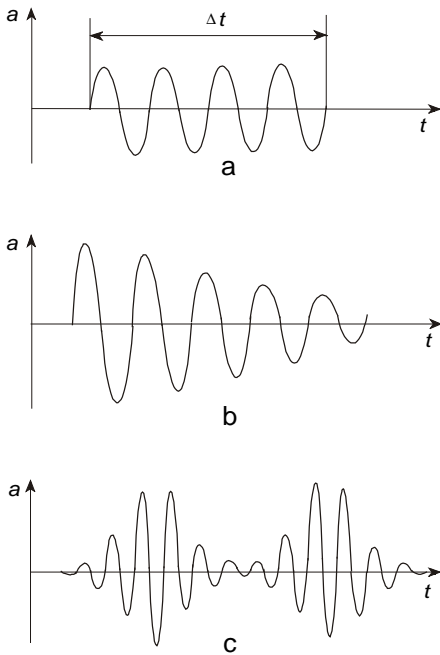
$$s(x, y, z, t) = a \cos (\omega t - k_x x - k_y y - k_z z),$$

bet ir funkcija pavidalo

$$f(x, y, z, t) = f(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z)$$

nusakanti bangą be sinuso arba kosinuso išraiškos.

Monochromatinė banga išreiškiamą tokia periodine funkcija, kai ne tik periodas, bet ir amplitudė bei pradinė fazė, nekinta laike. Griežtai žiūrint, 1.1.1 pav. pavaizduotos bangos nėra monochromatinės. *Bangos voros* amplitudė (1.1.1 a pav.) už Δt ribų lygi nuliui. Jei sinusinės dalies ilgis yra gerokai didesnis už bangos ilgį, turime ilgą bangos vorą. Kuo amplitudė mažiau kinta laike, tuo banga monochromatiškesnė. Praktiškai niekuomet neturime visiškai monochromatinių bangų, nes tokias



1.1.1 pav. Nemonochromatinės bangos
(a – bangos voras, b – gėstančioji banga,
c – mūša)

bangas nusakantieji virpesiai yra abstrakcija. Optikoje nagrinėjamos bangos, galinčios tik tam tikru artiniu būti monochromatinėmis. Todėl įvedama *kva-zimonochromatinės* bangos samprata.

$$s = a(t) \cos[\omega t + \delta(t)]$$

Realiose sąlygose dažniausiai yra ne atskira banga, bet bangų grupė. Pasitenkindami vienmačiu uždaviniu, bangų grupę galima išreikšti eilės harmoninių bangų, kurių dažniai sugrupuoti apie pagrindinį dažnį, atstojamąja. Jei grupės narių dažniai skiriasi nuo pagrindinio daugiau nei maža jo dalis, tai jų amplitudės yra gerokai mažesnės už amplitudę tų bangų, kurių dažniai artimi pagrindiniam. Todėl beveik visa energija telkiasi dažniuose, artimuose pagrindiniam.

Trumpoje bangų voroje nėra vyraujančiojo dažnio ir, skirstant tokią vorą į harmonines bangas, skirstinys pagal dažnius platus. Jei bangos vora ilga, tai vienas dažnis yra vyraujantis ir kuo ji ilgesnė, tuo mažiau skiriasi nuo monochromatinės bangos. Tada bangos dažnių intervalas siaurėja ir riboje susidaro griežtai pastovios amplitudės monochromatinė banga.

Galima įsivaizduoti ir kitą ribinį atvejį, kai bangos vora tokia trumpa ir netaisyklingos formos, kad nė vieno dažnio negalima laikyti vyraujančiuoju. Tokios rūšies virpesiai vadinami *bangų impulsu*.

Taigi paprastųjų harmoninių (monochromatinių) bangų samprata yra labai svarbi, nes daugelis rezultatų gali būti išreikšti patogioje formoje. Tačiau, kad patenkinamai paaiškinti daugelį eksperimento detalių optikoje, dažnai tenka netgi monochromatinę šviesą laikyti bangų grupe.

1.2. SUPERPOZICIJOS PRINCIPAS. SUPRATIMAS APIE FURJĖ SKLEIDIMĄ

Bendroji užduotis apie laisvojo pavidalo bangų grupės sklaidimą gerokai supaprastėja dėl to, kad bet kokią funkciją galima išreikšti tam tikrų funkcijų suma. Fiziškai tai reiškia, kad laisvoji bangų grupė gali būti išreikšta bangų arba bangos impulsų suma.

Tarkim, kad kokiame nors erdvės taške fiksuojamas vienu metu begalinio bangų skaičiaus poveikis. Paprasčiausia hipotezė, kurią galima taikyti bendrojo jų poveikio atžvilgiu, yra tokia. Jei s_1, s_2, s_3, \dots – atskirų bangų trikdžiai kokiame nors erdvės taške tam tikru laiko momentu, tai atstojamasis trikdys yra jų algebrinė suma:

$$s = s_1 + s_2 + s_3 + \dots \quad (1.2.1)$$

Jei atstojamasis judesys aprašomas bangos lygtimi (1.1.1), tai būtina, kad s būtų tos lygties sprendinys. Bangos lygties sprendiniai yra adityvūs ir tada s yra bangos lygties sprendinys.

Superpozicijos principas yra fizikinė hipotezė, pagal kurią *šviesos bangos trikdys kokiame nors taške ir tam tikru laiko momentu susidarantis pereinant eilei bangų yra lygus atskirų bangų trikdžių algebrinei sumai*. Matematiškai tai užrašoma (1.2.1). Superpozicijos principas naudojamas tada, kai sistemos savybės nepriklauso nuo to, ar ji veikiama trikdžio, ar ne. Tokia nepriklausomybė bus tada, kai poveikis nelabai stiprus.

Jei superpozicijos principas yra tenkinamas, tai laisvąją bangų grupę galima pakeisti jos dedamosiomis ir kiekvienos dedamosios poveikį nagrinėti atskirai. Racionalus šių dedamųjų parinkimas, t. y. skleidimo metodo parinkimas, gali gerokai supaprastinti užduotį. Toks racionalus skleidimas yra skleidimas į monochromatinės bangas, t. y. laisvoji funkcija pateikiama kaip harmoninių funkcijų visuma. Tam gerai tinka Furjė (*Fourier*) teorema – *nesinusinės formos banga visuomet gali būti išreikšta harmoninių bangų suma*.

Furjė eilutės ypač patogios tada, kai norima išreikšti funkcijas, kurių negalima išreikšti kokia nors paprasta algebrine išraiška, tačiau kurią galima suskirstyti į dalis, tenkinančias Dirichle sąlygas.

Tarkim, kad funkcija $s = f(x)$ skleidžiama Furjė eilute intervale nuo $-l_0$ iki $+l_0$. Jei $x = \pi l/l_0$, tai Furjė eilutė bus tokia:

$$f(x) = a_0 + a_1 \cos x + a_2 \cos 2x + \dots + b_1 \sin x + b_2 \sin 2x + \dots;$$

čia Furjė koeficientai

$$a_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) dx; \quad a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \cos nx dx;$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \sin nx dx; \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Įvedus pastoviuosius A_0, A_1, \dots ir $\delta_1, \delta_2, \dots$, nusakomus sąryšiais

$$A_0 = a_0; \quad A_1 \sin \delta_1 = a_1; \quad A_1 \cos \delta_1 = b_1 \dots,$$

funkcija $f(x) = A_0 + A_1 \sin(x + \delta_1) + A_2 \sin(2x + \delta_2) + \dots$.

Kiekvienas narys, išskyrus pirmąjį, nusako sinusinę bangą.

Toks skleidimas vadinamas *harmonine analize*. Jei skleidimo intervalas nuo $-\infty$ iki $+\infty$, tai harmoninių dedamųjų seka bus ištisinis spektras.

Amplitudės kitimas laike nusako intensyvumo kitimą ir vadinamas *moduliavimu*. Moduluoti galima ne tik bangos amplitudę (*amplitudės moduliavimas*), bet ir fazę (*fazės moduliavimas*).

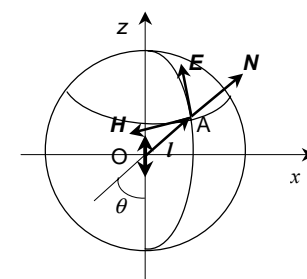
1.3. ELEKTRINIO DIPOLIO SPINDULIAVIMAS

Elektrinio dipolio modelis plačiai naudojamas įvairiose optinėse užduotyse. Šiuo modeliu galima patenkinamai nusakyti šviesos sklaidimą medžiagose, sugertį, spinduliavimą, šviesos sklaidą ir kitus reiškinius.

Elektrinis dipolis yra sistema, sudaryta iš dviejų vienodo didumo ir priešingų ženklų krūvininkų q , tarp kurių atstumas r . Pagrindinė dipolio charakteristika yra dipolinis momentas $\mathbf{p} = q \mathbf{r}$.

Jei dipolio krūvininkai (arba vienas krūvininkas) harmoningai virpa palei ašį, tokia sistema vadinama *tiesiniu harmoniniu osciliatoriumi*. Osciliatoriaus kintantysis dipolinis momentas lygus $\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 \cos \omega t$ (čia ω – krūvininko virpesių dažnis). Reikia pabrėžti, kad $\mathbf{p} = q \mathbf{r}$ kitimas gali vykti kaip dėl $e = e_0 \cos \omega t$, taip ir dėl $r = r \cos \omega t$ kitimo. Krūvio kitimas realizuojamas radijotechnikoje, o atstumo kitimas yra daugelio fizikinių reiškinių pagrindas.

Optikoje dažniausiai nagrinėjama, kai $r = r \cos \omega t$, $r \ll \lambda$ ir tiriama dideliuose atstumuose l ($l \gg r$). Vektorius \mathbf{l} brėžiamas iš osciliatoriaus centro O į nagrinėjamąjį tašką A (1.3.1 pav.). Sritis, kurioje kinta l , vadinama *bangos zona*. Elektrodinamikoje įrodoma, kad pirmuoju artiniu neutralios sistemos judančiųjų krūvininkų laukas bangos zonoje sutampa su lauku osciliatoriaus, kurio elektrinis momentas lygus suminiam sistemos momentui.



1.3.1. pav. Dipolio spinduliuojamos sferinės bangos elektromagnetinis laukas

Kadangi elektromagnetinis trikdys sklinda į visas puses nuo dipolio vienu greičiu c (kai dipolis yra vakuume), tai bangos sklaidimo laikas į visus taškus, nutolusius nuo dipolio vienu atstumu l , toks pats. Todėl visuose sferos, kurios centre yra dipolis, taškuose virpesių fazės yra vienodos, t. y. dipolio skleidžiamoji banga yra sferinė.

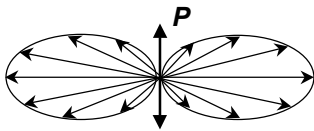
Kadangi į greitai kintantį šviesos lauką reaguoja tik atomų ir molekulių elektronai, jų virpesius veikiant laukui galima modeliuoti harmoniniais osciliatoriais. Izotropinėje molekulėje (t. y. veikiant elektriniam laukui, elektronas paslenka vienodai visomis molekulės kryptimis) elektrono virpe-

sių kryptis sutampa su krintančiosios šviesos bangos elektrinio vektoriaus virpesių kryptimi. Antrinės bangos elektrinio vektoriaus \mathbf{E} kryptį lemia elektrono, kuris sukelia šią bangą, virpesių kryptis, t. y. \mathbf{E} yra toje pačioje plokštumoje, kaip ir \mathbf{p} . Kadangi elektromagnetinės bangos yra skersinės, vektorius \mathbf{E} turi būti statmenas bangos sklaidimo kryptčiai. Šios dvi sąlygos, lemiančios vektoriaus \mathbf{E} padėtį, leidžia susidaryti įvaizdį apie virpančiojo elektrono spinduliavimą (1.3.1 pav.).

Harmoninio osciliatoriaus vidutinė energija proporcinga virpesių dažnio ketvirtajam laipsniui ω^4 ir priklauso nuo spinduliuotės linkmės ($\sin^2 \theta$):

$$\langle S \rangle = \frac{\omega^4 p_0^2}{8\pi c^3 l^2} \sin^2 \theta ;$$

čia p_0 – amplitudinė dipolinio momento vertė.



1.3.2. pav. Elementaraus osciliatoriaus spinduliavotės diagrama

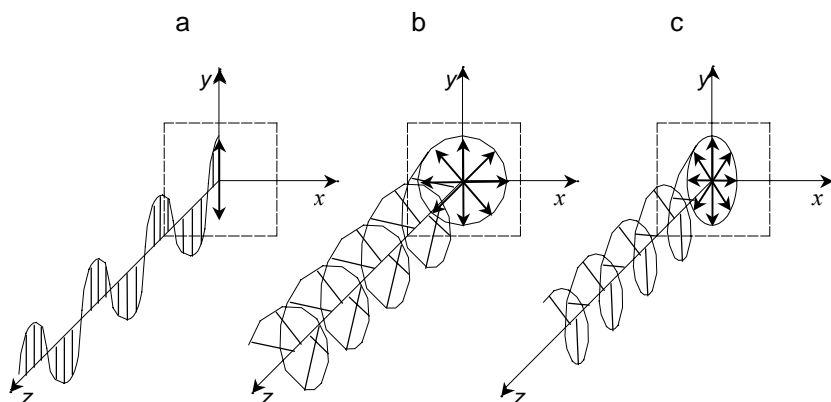
Dipolio spinduliuotės energijos skirstinys (spinduliuotės diagrama) pavaizduota 1.3.2 pav. Energija yra didžiausia kryptimis, statmenomis elektrono virpesių linijai (elementaraus spinduliuotojo ašiai), ir lyguliui kryptimis palei ašį (išilginė elektromagnetinė banga negalima!). Erdvinis vaizdas susidarytų sukanč figūrą, pavaizduotą 1.3.2 pav., apie dipolio ašį.

Dėsningumas, kad osciliatoriaus spinduliuojama galia proporcinga dažnio ketvirtajam laipsniui, labai svarbus šviesos sklaidos teorijoje. Tokia ryškia priklausomybe nuo bangos ilgio aiškinama, pavyzdžiui, dangaus žydra spalva (trumposios bangos sklaidomos stipriau negu ilgosios) ir raudona Saulės spalva saulėlydžio metu, kai pereinant spinduliams storus atmosferos sluoksnius melsvieji spinduliai iš tiesioginio srauto išsklaidomi stipriau negu raudonieji.

1.4. ELEKTROMAGNETINIŲ BANGŲ POLIARIZACIJA

Poliarizuotoji ir natūralioji šviesa. Elektromagnetinės bangos poliarizacija – tai ašinės simetrijos pažeidimas (bangos sklaidimo krypties atžvilgiu) skersinėje bangoje, kuris pasireiškia tuo, kad elektrinio lauko stiprio \mathbf{E} (arba magnetinio lauko \mathbf{H}) pokytis įvairiomis kryptimis plokštumoje, statmenoje sklaidimo kryptčiai, yra skirtingas. Kitaip tariant, poliarizuotoji elektromagnetinė banga yra tokia banga, kurioje elektrinio lauko (arba

magnetinio) stiprio konkretaus didumo vektoriaus \mathbf{E} galas juda tam tikru dėsningumu. Jei vektoriaus projekcijos į plokštumą, statmeną sklaidimo kryptį, galas juda tiese, turėsime *tiesiai poliarizuotą* bangą (1.4.1 a pav.). *Apskritai poliarizuotoje* bangoje tam tikros fazės vektorius \mathbf{E} (kartu ir \mathbf{H})



1.4.1 pav. Tiesiai (a), apskritai (b) ir elipsiškai (c) poliarizuotoji banga

bėgančioje bangoje brėžia erdvinės apskritas spirales, o statmenoje plokštumoje – apskritimą (1.4.1 b pav.). Kai bėgančioje bangoje brėžiamos erdvinės elipsinės spirales, o sklaidimo kryptį statmenoje plokštumoje elipsę – turėsime *elipsiškai poliarizuotą* bangą (1.4.1 c pav.).

Kai nagrinėjamajame sraute visos bangos, sklindančios iš skirtingų elementariųjų mikroskopinių spindulių, poliarizuotos vienodai, tokia poliarizacija vadinama *pilnutine*.

Paprasčiausiose plokščiose vienalytėse elektromagnetinėse bangose (pvz., šviesos bangose skaidrioje izotropinėje terpėje) vektoriai \mathbf{E} ir \mathbf{H} virpa atskirose plokštumose, statmenose bangos sklaidimo kryptį, t. y. bangos griežtai skersinės. Vektorių \mathbf{E} ir \mathbf{H} galais brėžiamos figūros panašios, bet pasuktos viena kitos atžvilgiu 90° ; fazės ir sukimosi kryptys vienodos. Šiuo atveju galima kalbėti apie tam tikrą bangos poliarizaciją visumoje. Sudėtingesnėse nevienalytėse bangose (pvz., bangose metaluose arba esant visiškajam vidaus atspindžiui skaidrioje terpėje) vektoriai \mathbf{E} ir \mathbf{H} virpa skirtingose plokštumose, jų brėžiamos kreivės skirtingos, skirtingos ir fazės. Kalbėti apie bangos poliarizaciją visumoje negalima, reikia nurodyti \mathbf{E} ir \mathbf{H} poliarizaciją atskirai.

Jei vektoriaus E dedamosios nesusietos faze (nekoherentinės) ir skirtingų elementariųjų mikrosplindulių skleidžiamose bangose virpesiai yra skirtingų vienodai tikimų orientacijų, šviesa *natūralioji* (arba *nepoliarizuotoji*). Jos sudėtyje gali būti elipsiškai, tiesiai bei apskritai poliarizuotų bangų.

Šviesa, kurioje yra vyraujantys labiausiai tikimų krypčių virpesiai, vadinama *iš dalies* poliarizuota. Kiekybiškai ji nusakoma poliarizacijos laipsniu.

Atskiri silpnai sąveikaujantys elementarieji mikrosplinduliuotojai (atomai, molekulės) spinduliuoja poliarizuotą šviesą. Jos poliarizacijos pobūdį nusako sistemos spinduoelis–šviesos laukas judėjimo kiekio momento tvermės dėsnis iki ir po spinduliavimo akto. Kiekvienam atskiram spinduliavimo modeliui būdinga tam tikra poliarizacija. Pavyzdžiui, harmoninis dipolinis osciliatorius spinduliuoja tiesiai poliarizuotas bangas, elektrinis arba magnetinis rotatorius – elipsiškai poliarizuotas. Jei spinduoelis yra išoriniame elektriniame arba magnetiniame lauke, šviesos poliarizacija tampa sudėtingesne – kiekviena spinduliuotės spektro linija skyla į kelias skirtingos poliarizacijos linijas.

Makroskopinių kūnų spinduliuojama šviesa sudaryta iš didelio elementariųjų spindulių skaičiaus. Jos poliarizacija nusakoma spindulių prigimtimi ir jų orientacija. Kai spinduliai išsidėstę visiškai netvarkingai, šviesa *natūralioji*, o, pvz., kristaluose gali būti ženkli poliarizacija.

Pusiausvyrisis šiluminis spinduliavimas, kaip visiškai izotropinis, yra *natūralusis*. Temperatūrinių spindulių spinduliuotė yra silpnai poliarizuota dėl paviršinių sluoksnių poveikio, kuriuose nėra visiškos pusiausvyros tarp spinduliuotės ir medžiagos. Pavyzdžiui, kaitrinės lempos volframo siūlelio spinduliuojama šviesa yra poliarizuota iki $(15 \div 20)\%$, gyvsidabrio lempos – iki $(5 \div 8)\%$. Dienos šviesa praktiškai yra *natūralioji*, nors atskirų dangaus plotų šviesa visuomet yra šiek tiek poliarizuota. Stipriai poliarizuotą šviesą spinduliuoja liuminescuojantys skysčiai ir kietieji kūnai, ypač žadinant poliarizuota šviesa.

Šviesos poliarizacijos pobūdis turi esminės įtakos šviesos sąveikai su medžiaga. Optiškai izotropinėse medžiagose, o kartais ir metaluose, nuo šviesos poliarizacijos priklauso šviesos sklaidimo greitis ir kryptis (dvejopas spindulių lūžis), o taip pat sugertis (dichroizmas). Sklindant šviesai medžiagoje poliarizacijos pobūdis gali keistis: pakinta virpesių plokštuma (atsispindint, lūžtant, optiškai aktyviose terpėse); tiesiai poliarizuota šviesa gali tapti elipsiškai poliarizuota (visiškojo vidaus atspindžio atveju; atsispindint nuo sugeriančių paviršių, pvz., metalų).

Terpės sklaidoma šviesa taip pat keičia savo poliarizaciją. Sklindant terpėse poliarizuotai šviesai išsklaidytoji visuomet tam tikru laipsniu depoliarizuoja. Indikuotosios spinduliuotės poliarizacijos pobūdis visuomet toks pat kaip ir skatinamosios.

Kvantinėje elektrodinamikoje šviesos trikdys nagrinėjamas kaip *fotonų*, kurių sukinys (vidinis impulso momentas) lygus vienetui, srautas. Šviesos poliarizacija nagrinėjama kaip įvairių sukinio orientacijų pasireiškimo galimybių, t. y. šviesos poliarizaciją lemia šviesos kvantų – *fotonų* – struktūros savybės. Sukinio projekcija į kokią nors išskirtą fizikinę kryptį (pvz., šviesos sklaidimo kryptį) gali įgyti vertes: +1; 0 ir –1. Antroji iš jų skersiniams šviesos fotonams (atitinkantiems skersinėms bangoms bangų įvaizdžiuose) nerealizuojama, o pirmajai ir trečiajai atitinka dešinioji ir kairioji *apskritiminės* poliarizacijos. Galima teigti, kad *tiesiai* poliarizuota šviesa yra dviejų vienodai tikimų būsenų fotonų superpozicija; vienoje būsenoje sukinys orientuotas išilgai sklaidimo krypties, o kitoje – prieš ją. Elipsinę poliarizaciją galima suprasti kaip apskritiminės ir tiesinės poliarizacijų sumą, kas aiškinama fotonų sukinių orientacijų pasireiškimu. Esant dipoliniam spinduliavimui, poliarizuota šviesa perneša impulso momentą lygų $h/2\pi$ kiekvienam fotonui (h – Planko pastovioji).

Poliarizuotoji šviesa leidžia išaiškinti daugelį medžiagos sandaros ypatumų. Pagal šviesos poliarizacijos pobūdį galima daryti išvadas apie spinduliuotojų buvimo sužadintoje būsenoje trukmę. Išsklaidytos šviesos depoliarizacija pateikia žinias apie šiluminės fluktuacijas terpėje, koncentracines fluktuacijas tirpaluose ir t. t.

Veikiant medžiagas poliarizuotąja šviesa, galima keisti jos savybes: sukurti priemaišinius tam tikros orientacijos centrus, perkelti atomus į norimos momento orientacijos būsenas (optinis kaupinimas), orientuoti sugerties centrus. Šviesos poliarizacija, kaip anizotropinė savybė, leidžia tirti visas medžiagos anizotropijos rūšis. Kristalų optikoje tiriama jų struktūra.

Virpesių ir bangų sudėtis. Tarkim, kad viena kryptimi z sklinda dvi tiesiai poliarizuotos tarpusavyje statmenose plokštumose monochromatinės bangos

$$E_x = E_{10} \sin(\omega t - k z), \quad (1.4.1)$$

$$E_y = E_{20} \sin(\omega t - k z + \delta); \quad (1.4.2)$$

čia δ – pradinis fazių skirtumas tarp virpesių k – bangos skaičius.

Dėl superpozicijos $\mathbf{E} = \mathbf{E}_x + \mathbf{E}_y$. Sudarykime atstojamąjį virpesį nusakomos kreivės lygtį. (1.4.2) išraišką galima užrašyti taip:

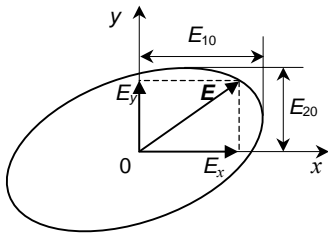
$$E_y = E_{20} \sin(\omega t - k z) \cos \delta + E_{20} \cos(\omega t - k z) \sin \delta$$

Panaudojus (1.4.1) išraišką užrašoma:

$$E_y = E_{20} \frac{E_x}{E_{10}} \cos \delta + E_{20} \sqrt{1 - \frac{E_x^2}{E_{10}^2}} \sin \delta.$$

Iš čia

$$\frac{E_x^2}{E_{10}^2} + \frac{E_y^2}{E_{20}^2} - 2 \frac{E_x}{E_{10}} \frac{E_y}{E_{20}} \cos \delta = \sin^2 \delta. \quad (1.4.3)$$



1.4.2 pav. Dviejų tarpusavyje statmenųjų virpesių sudėtis (bendrasis atvejis)

Tai elipsės lygtis, kurios grafikas pavaizduotas 1.4.1 pav. Jei $\cos \delta = 0$ ir $\sin \delta = \pm 1$, tai

$$\frac{E_x^2}{E_{10}^2} + \frac{E_y^2}{E_{20}^2} = 1$$

ir elipsės ašys sutampa su koordinatinių x ir y ašimis.

Sumuojant dvi tiesiai tarpusavyje statmenai poliarizuotas bangas, kai fazių skirtumas tarp jų $\delta = \pi/2 + m\pi$ (čia $m = 0, 1, 2, \dots$), sukuriami atstojamoji *elipsiškai poliarizuota* banga.

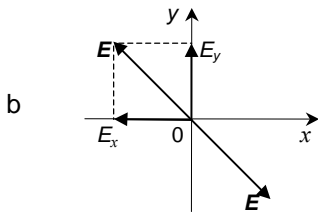
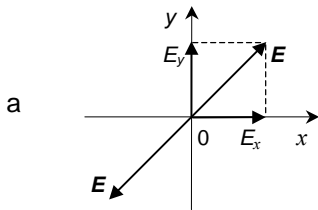
Kai $E_{10} = E_{20}$, elipsė tampa apskritimu ir sukuriami *apskritai poliarizuota* šviesa.

Kai $\cos \delta \neq 0$, tai (1.4.3) lygtis irgi nusako elipsę, bet jos ašys nesutampa su koordinatinių ašimis. Elipsė bus ir tuo atveju, kai $E_{10} = E_{20}$.

Kai $\cos \delta = \pm 1$ ir $\sin \delta = 0$, tai (1.4.3) lygtis bus tokio pavidalo:

$$\left(\frac{E_x}{E_{10}} \mp \frac{E_y}{E_{20}} \right)^2 = 0,$$

t. y. gaunamos tiesių lygtys:



1.4.3 pav. Dviejų tarpusavyje statmenųjų virpesių sudėtis (a – vienodos fazės, b – priešingos fazės)

$$\frac{E_x}{E_{10}} - \frac{E_y}{E_{20}} = 0 \quad \text{ir} \quad \frac{E_x}{E_{10}} + \frac{E_y}{E_{20}} = 0.$$

Atstojamojo vektoriaus \mathbf{E} galas juda tiese (1.4.3 pav.). Susidariusi *tiesinės poliarizacijos* banga yra ribinis elipsinės poliarizacijos atvejis.

Iš to išplaukia, kad bet kokios poliarizacijos elektromagnetinė banga yra dviejų tiesinės poliarizacijos bangų, kurių vektorius \mathbf{E} virpa tarpusavyje statmenose plokštumose, superpozicijos padarinys.

Galima įrodyti, kad *tiesinės poliarizacijos banga atsiranda dėl apskritiminės poliarizacijos bangų superpozicijos*.

Tarkim, kad yra kairinės ir dešinės apskritiminės poliarizacijos bangos, kurių elektrinio vektoriaus projekcijos į koordinačių ašis x ir y (1.4.4 pav.) reiškiamos taip:

$$E_{1x} = E_0 \cos \omega t;$$

$$E_{1y} = E_0 \sin \omega t;$$

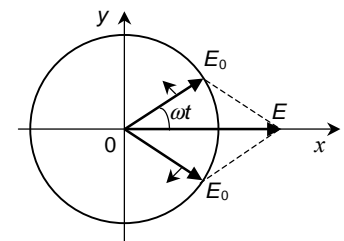
$$E_{2x} = E_0 \cos \omega t;$$

$$E_{2y} = -E_0 \sin \omega t.$$

Dėl superpozicijos gaunama:

$$E_x = E_{1x} + E_{2x} = 2 E_0 \cos \omega t;$$

$$E_y = E_{1y} + E_{2y} = 0,$$



1.4.4 pav. Dviejų apskritai poliarizuotų bangų sudėtis

t. y. susidaro tiesinės poliarizacijos banga. Atstojamasis vektorius \mathbf{E} nukreiptas x ašies kryptimi. Jei tarp atskirų virpesių būtų fazių skirtumas, tai atstojamųjų virpesių linija sudarytų su x ašimi tam tikrą kampą.

II SKYRIUS

ŠVIESOS SKLIDIMAS IZOTROPINĖSE TERPĖSE**2.1. ŠVIESOS DISPERSIJA**

Medžiagos lūžio rodiklio priklausomybė nuo šviesos bangos ilgio (arba dažnio) vadinama *šviesos dispersija*. Pagal elektromagnetinę šviesos teoriją (Maksvelo) sąryšis tarp medžiagos lūžio rodiklio n , dielektrinės skvarbos ε ir magnetinės skvarbos μ išreiškiamas taip:

$$n = \sqrt{\varepsilon \mu}.$$

Pradžioje buvo manoma, kad šie parametrai nepriklauso nuo dažnio ω . Tokiu atveju dispersijos reiškinio paaiškinti negalima. Šviesos dispersijos elektromagnetinės teorijos sunkumai pašalinami *elektroninėje šviesos dispersijos teorijoje*. Išsamesnė dispersijos teorija yra kvantinė, tačiau jos nagrinėjimas išeina iš šio kurso ribų.

Šviesos dispersija būdinga visoms terpėms. Tik vakuume šviesos greitis nepriklauso nuo bangos ilgio λ . Tie pakitimai įrodyti stebint daugybę astronominių reiškinių.

Panagrinėsime šviesos dispersijos elektroninės teorijos pagrindus.

Šviesos sąveika su medžiaga siejama su krintančiosios elektromagnetinės bangos ir antrinių bangų, atsirandančių dėl medžiagos elektronų (arba jonų) virpesių, interferencija. Elektronų virpesius sukelia krintančiosios bangos laukas. Kadangi optiniuose reiškiniuose svarbiausią vaidmenį vaidina elektronas, toliau bus kalbama apie elektroną, nors samprotavimai teisingi ir kitiems krūvininkams.

Norint gauti sąryšį tarp lūžio rodiklio n ir bangos ilgio λ , pradžioje reikia nustatyti, kaip dielektrinė skvarba ε priklauso nuo dažnio ω , o toliau iš sąryšio $n = \sqrt{\varepsilon}$ (dielektrikams $\mu = 1$) pereiti prie lūžio rodiklio n .

Panagrinėsime poliarizaciją dielektrikuose, veikiant išoriniam elektromagnetiniam laukui. Pagal elektroninę teoriją elektronai dielektriko atomuose ir molekulėse yra pusiausvyroje. Veikiant išoriniam laukui, jie paslenka iš pusiausvyros padėties atstumu r , dėl to atomas tampa elektriniu

dipoliu ir įgyja dipolinį momentą $\mathbf{p} = e \mathbf{r}$. Jei terpės vienetiniame tūryje yra N vienodų atomų ir kiekviename atome paslenka tik vienas elektronas, tada vienetinio tūrio elektrinis dipolinis momentas yra lygus

$$\mathbf{P} = N \mathbf{p} = N e \mathbf{r}.$$

Jei terpėje yra įvairūs krūvininkai, tai poliarizuotumas

$$\mathbf{P} = \sum_i N_i e_i \mathbf{r}_i.$$

Prisiminus iš elektros teorijos išraišką $\varepsilon \mathbf{E} = \mathbf{E} + 4 \pi \mathbf{P}$ (čia \mathbf{E} – elektrinio lauko stipris), gaunama:

$$\varepsilon \mathbf{E} = \mathbf{E} + 4 \pi N e \mathbf{r}.$$

Iš čia galima išreikšti dielektrinę skvarbą ε , bet reikia žinoti poslinkio r išraišką.

Panagrinėsime jėgas, veikiančias elektroną atome.

Priverstinė jėga. Priverstiniai elektronų virpesiai atsiranda veikiant sklindančiajai terpėje šviesos bangai. Kadangi lauko magnetinė dedamoji veikia silpnai (jos poveikis ženklėsnis judančiajam krūvininkui), šviesos bangos poveikį lemia šios bangos elektrinio lauko stipris E , t. y. elektroną veikia jėga

$$F_e = e E.$$

Pirmuoju artiniu galima manyti, kad

$$E = E_0 \exp(i \omega t) \quad \text{arba} \quad E = E_0 \sin(\omega t);$$

čia ω – krintančiosios spinduliuotės dažnis. Tačiau tai teisinga tik tada, kai galima neįskaityti aplinkinių atomų ir molekulių poveikio, kurie poliarizuojami pereinančiąja šviesos banga, t. y. kai medžiagos tankis yra mažas (praretintos dujos).

Prilaikančioji jėga. Manant, kad atomas yra harmoninis osciliatorius, galima teigti, kad elektroną atome pusiausvyros padėtyje prilaiko kvazielastinė jėga

$$F_f = f r;$$

čia f – kvazielastinio ryšio koeficientas. Jei elektrono masė m , tai harmoninio osciliatoriaus savųjų virpesių dažnis

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{f}{m}}.$$

Stabdancioji jėga. Teiginys, kad elektrono virpesiai atome yra harmoniniai, yra tam tikras artinys. Iš tikrųjų elektrono virpesiai palaipsniui praranda savo energiją ir virpesių amplitudė mažėja, t. y. pasireiškia silpimas. Elektronų energijos nuostoliai susiję ne tik su spinduliavimu, bet ir su atomų tarpusavio sąveika. Šiuos nuostolius galima įskaityti, įvedant pasipriešinimo jėgą, kuri proporcinga greičiui (kaip tai daroma mechanikoje):

$$F_g = -g \frac{\partial r}{\partial t} ;$$

čia g – nuo atomo prigimties priklausantis koeficientas.

Taigi osciliuojančiojo elektrono judėjimo lygtis užrašoma taip:

$$m \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = e E - f r - g \frac{\partial r}{\partial t}$$

arba

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial r}{\partial t} + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E ; \quad (2.1.1)$$

čia $\omega_0^2 = f/m$ – elektrono savųjų virpesių dažnis, $\gamma = g/m$ – silpimo koeficientas.

Jei elektrinio lauko stipris kinta pagal dėsnį

$$E = E_0 \exp(i\omega t) ,$$

(2.1.1) lygties sprendinys yra toks: $r = r_0 \exp(i\omega t)$.

Kadangi

$$\frac{\partial r}{\partial t} = i\omega r; \quad \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = -\omega^2 r,$$

tai

$$r (-\omega^2 + i\gamma\omega + \omega_0^2) = \frac{e}{m} E;$$

$$r = \frac{\frac{e}{m} E}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega} .$$

Prisiminus, kad $P = N e r$ ir $\epsilon - 1 = 4\pi P/E$, gaunama lūžio rodiklio priklausomybė nuo dažnio (t. y. dispersija):

$$n^2 = \varepsilon = 1 + \frac{4\pi N(e^2/m)}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega} \quad (2.1.2)$$

Ši išraiška paaiškina šviesos dispersijos eksperimentinius rezultatus. Čia dielektrinė skvarba (tuo pačiu ir lūžio rodiklis) yra kompleksinis dydis.

Kai $\gamma\omega \ll (\omega_0^2 - \omega^2)$, tada

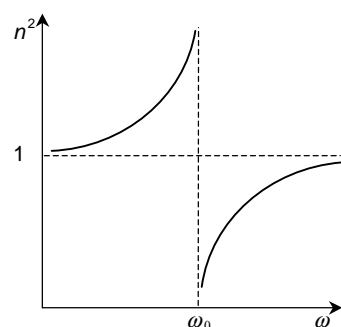
$$n^2 = \varepsilon = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (2.1.3)$$

Srityje nuo $\omega = 0$ iki $\omega = \omega_0$ lūžio rodiklis $n > 1$ ir didėja, didėjant bangos dažniui ω . Srityje nuo $\omega = \omega_0$ iki $\omega = \infty$, lūžio rodiklis $n < 1$ ir taip pat didėja didėjant ω . Turime *normaliąją dispersiją* (2.1.1 pav.). Kai $\omega = \omega_0$, tai $n = \pm \infty$. Ši vertė neturi fizikinės prasmės.

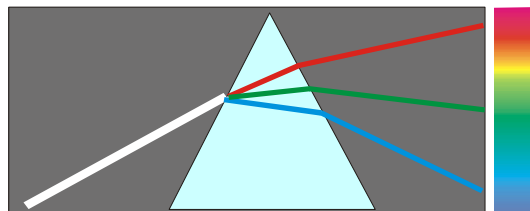
Regimoje spektro srityje visos skaidriosios medžiagos nepasižymi sugertimi, nors ultravioletinėje srityje sugertis yra stipri. Regimoje srityje $\omega \ll \omega_0$, t. y. dispersija nagrinėjama toli nuo sugerties juostų. Tai reiškia, kad savasis osciliuojančiojo elektrono dažnis pasireiškia ultravioletinėje spektro srityje.

Kadangi $\omega_r < \omega < \omega_v$ (čia ω_r - raudonosios, o ω_v - violetinės bangos dažnis), tai $n_v > n_r$, t. y. skaidrioje terpėje yra normalioji dispersija – didėjant bangos ilgiui, medžiagos lūžio rodiklis mažėja. Pavyzdžiui, stiklo prizmėje raudonieji spinduliai lūžta mažiau negu violetiniai. Todėl prizme galima išskaidyti baltąją šviesą į jos sudėtinę dalis, t. y. gauti spektrą (2.1.2 pav.)

Panagrinėsime dispersiją medžiagos sugerties srityje, t. y. manysime, kad priverstinių virpesių dažnis ω mažai skiriasi nuo savojo atomo virpesių



2.1.1 pav. Normalioji dispersija



2.1.2 pav. Baltosios šviesos dispersija stiklo prizmėje

dažnio ω_0 . Kadangi dielektrinė skvarba yra kompleksinis dydis, tai ir lūžio rodiklis turi būti kompleksinis:

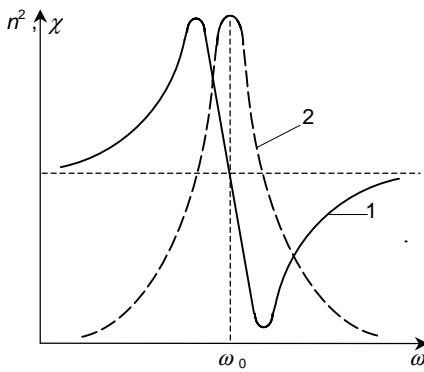
$$n' = \sqrt{\epsilon'};$$

$$n' = n - i n \chi = n (1 - i \chi);$$

čia $\chi = k \lambda / 4\pi$ (k – sugerties koeficientas). Realioji dalis n charakterizuoja elektromagnetinės bangos lūžį, o menamoji dalis $in\chi$ – bangos sugertį.

Atitinkamai pakeitus (2.1.2) išraišką ir atskyrus menamąją dalį nuo realiosios, gaunama:

$$\left. \begin{aligned} 2n^2\chi &= \frac{4\pi N e^2}{m} \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}; \\ n^2(1 - \chi^2) &= 1 + \frac{4\pi N e^2}{m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.1.4)$$

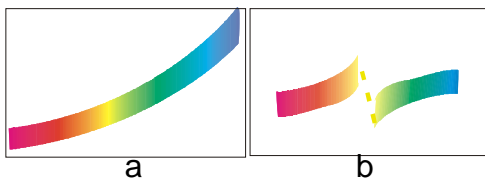


2.1.3 pav. Dispersijos kreivė (1) ir sugerties juosta (2)

Šios išraiškos sieja lūžio rodiklį n ir sugerties koeficientą $n\chi$ su bangos dažniu ω . Funkcijų (2.1.4) grafikai pavaizduoti 2.1.3 pav. Dispersijos kreivės (1) vidurinėje dalyje ($\omega = \omega_0$ aplinkoje) lūžio rodiklis mažėja, didėjant dažniui. Ši sritis ir charakterizuoja *anomalioją dispersiją*. Pereinant sugerties juostos (2) centrą, lūžio rodiklis tampa mažesniu už vienetą. Tai reiškia, kad tada bangos fazinis greitis terpėje didesnis už šviesos greitį vakuume. Tai neprieštarauja draudimas ($v \leq c$) galioja tik energijos pernešimo greičiui.

Gautieji rezultatai ir išvados gerai derinasi su eksperimentais.

Dispersijos tyrimui Kundtas (*Kundt*) naudojo *sukryžiuotų prizmių metodą*, kurį pirmasis pasiūlė Niutonas. Pirmoji stiklo prizmė regi-



2.1.4 pav. Sukryžiuotųjų prizmių metodu gautieji vaizdai (a – normalioji, b – anomalioji dispersija)

moje spektro srityje pasižymi normaliąja dispersija ir išskaido baltosios šviesos pluoštelį į horizontalią spalvotą juostelę (spektrą). Antroji prizmė pagaminta iš tiriamosios medžiagos. Ji pastumia kiekvieną spalvotos juostelės tašką žemyn. Jos lūžio rodiklis, o tuo pačiu ir postūmis vertikale, priklauso nuo bangos ilgio. Todėl spalvota juostelė tampa išlinkusi ir nusako antrosios prizmės lūžio rodiklio priklausomybės nuo bangos ilgio pobūdį. Jei antrosios prizmės dispersija yra normalioji, juostelės išlinkimas tolygus (2.1.4 a pav.); jei anomalioji, sugerties srityje yra trūkis, kraštai išsiskiria į priešingas puses (2.1.4 b pav.). Krintančiąją dispersinės juostelės dalį stebėti sunku dėl stiprios sugerties.

2.2. ŠVIESOS SUGERTIS

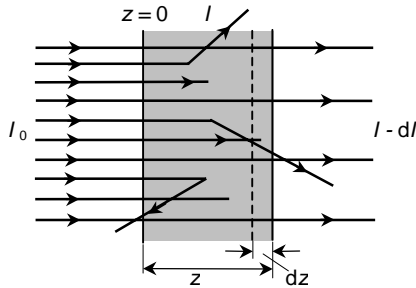
Elektromagnetinei bangai pereinant medžiagą, dalis bangos energijos išsikvojama elektronų virpesių žadinimui atomuose ir molekulėse. Idealyje vienalytėje terpėje periodiškai virpantis dipolis spinduliuoja antrines to paties dažnio elektromagnetines bangas, kurios interferuodamos su pirmine banga pakeičia jos fazinį greitį, ir pilnutinai gražina sugertos energijos dalį.

Realiu atveju ne visa virpančiųjų elektronų energija išspinduliuojama atgal elektromagnetinių bangų pavidalu. Dalis energijos virsta kitomis energijos formomis – pagrindinai šilumine. Sužadinti atomai ir molekulės sąveikauja ir susiduria vieni su kitais. Šiuose susidūrimuose elektronų virpesių energija atomų viduje gali virsti išorinio atomų kaip visumos netvarkingo judėjimo energija. Metaluose elektromagnetinė banga sukelia laisvųjų elektronų virpesius, kurie po to susidūrimuose atiduoda sukaupytą energijos perteklių kristalo gardelės jonams ir kartu jį šildo. Kartais molekulės sugertoji energija gali kauptis tam tikroje cheminėje jungtyje ir išsikvojama jos suardymui. Turime taip vadinamas *fotchemines reakcijas*.

Kai yra ženklūs optiniai terpės netolygumai, tam tikra elektromagnetinės bangos dalis, spinduliuojama atomų ir molekulių atgal, yra nekoherentinė pirminės bangos atžvilgiu ir išsklaidoma į visas puses. Dėl tokios sklaidos pirminio pluoštelio energija palaipsniui mažėja.

Šviesos sugertis kiekybiškai įvertinama *sugerties koeficientu*, kuris priklauso nuo medžiagos prigimties (cheminės sudėties), agregatinės būsenos, koncentracijos, temperatūros ir nuo sąveikaujančios su medžiaga šviesos bangos ilgio. Sugerties koeficiento priklausomybė nuo bangos ilgio vadinama *sugerties spektru*.

Tarkime, kad šviesos intensyvumas plokštumoje $z = 0$ yra I_0 (2.2.1 pav.). Perėjus sluoksnį z , šviesos pluoštelis susilpnėja iki I ir tampa mažesnis už I_0 . Išskirkime sritį dz . Šviesos intensyvumas, perėjus sluoksnį



2.2.1 pav. Šviesos sklaidimas terpėje

$z + dz$, bus $I - dI$. Dydis dI yra sugertas ir išsklaidytas šviesos srautas sluoksnyje dz ir proporcingas krantinčiajam į šį sluoksnį šviesos intensyvumui:

$$-dI = k I dz; \quad (2.2.1)$$

čia k – šviesos silpimo koeficientas, į kurį įeina tikrasis sugerties koeficientas ir koeficientas, nusakantis pirminio pluoštelio energijos nuosto-

lius dėl kitų procesų, ypač dėl sklaidos.

Integruojant (2.2.1) išraišką gaunama:

$$I = I_0 \exp(-kz).$$

Tai *Bugero* (Bouguer) *dėsnis*. Koeficientas k nusakomas konkrečiam bangos ilgiui.

$$k_\lambda = \frac{1}{z} \ln \frac{I_{0\lambda}}{I_\lambda}.$$

Kai $z = 1/k_\lambda$, tai $I_\lambda = I_{0\lambda}/e$, t. y. silpimo (sugerties) koeficientas yra dydis, atvirkščias sluoksnio storiui, kurį perėjęs šviesos intensyvumas sumažėja e kartų.

Dydis $D_\lambda = \ln(I_{0\lambda}/I_\lambda)$ vadinamas *optiniu tankiu*. Dar naudojamas *praleidimo faktorius* $T_\lambda = I_\lambda/I_{0\lambda}$.

$$D_\lambda = \ln \frac{1}{T_\lambda} = -\ln T_\lambda.$$

Tirdamas tirpalus *Beras* (Beer) nustatė, kad sugerties koeficientas k_λ proporcingas tirpalo koncentracijai c :

$$k_\lambda = \alpha_\lambda c;$$

čia α_λ – vienetinės koncentracijos sugerties koeficientas. Tada jungtinis Bugero ir Bero dėsnis užrašomas taip:

$$I_\lambda = I_{0\lambda} \exp(-\alpha_\lambda c z).$$

Iš čia

$$\alpha_{\lambda} = \frac{1}{c z} \ln \frac{I_{0\lambda}}{I_{\lambda}} = \frac{D_{\lambda}}{c z}.$$

Kadangi sugerties koeficientas priklauso nuo bangos ilgio, Bugero ir Bero dėsnis taikomas tik monochromatinei spinduliuotei. Sugerties koeficiento priklausomybė nuo bangos ilgio (sugerties spektras) labai ryški arti rezonanso tarp krintančiosios šviesos ir savųjų elektronų virpesių dažnio atomuose. Tada smarkiai išauga elektronų priverstinių virpesių amplitudė ir padidėja jų perėjimo tikimybė į šiluminio judėjimo energiją. Taigi įvairių bangos ilgių bangos tame pačiame sluoksnyje sugeriamos skirtingu laipsniu. Rezonansinio dažnio bangos visiškai sugeriamos gan ploname sluoksnyje.

Proporcingumas tarp $-dI$ ir I išsklaidytiesiems spinduliams galioja tik esant vienkartinei sklaidai ir siauriems pluošteliams.

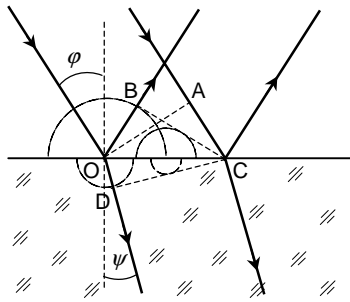
Iš Bugero ir Bero dėsnio dar išplaukia, kad sugerties koeficientas nepriklauso nuo krintančiosios šviesos intensyvumo. Pagal Vavilovą (Вавилов) intensyvumo pokytis netgi iki 10^{20} kartų nepažeidžia Bugero ir Bero dėsnio. Tačiau naudojant labai stiprius šviesos srautus (lazerinius), jau pastebimi nuokrypiai.

2.3. ELEKTROMAGNETINIŲ BANGŲ ATSPINDYS IR LŪŽIS DVIEJŲ DIELEKTRIKŲ SANDŪROJE

Elektromagnetinių bangų atspindys yra reiškinys, kai krintant šviesos bangai į dviejų terpių sandūrą atsiranda banga, sklindanti nuo terpių skiriamosios ribos į pirmąją terpę. Bangos atspindys priklauso nuo sandūros pobūdžio. Jei skiriamojo paviršiaus nelygumai daug mažesni už bangos ilgį, vyksta *veidrodinis* bangos atspindys; jei nelygumų matmenys artimi bangos ilgiui – *difuzinis* atspindys. Paprasčiausias yra elektromagnetinės bangos atspindys nuo begalinės plokščios dviejų vienalyčių terpių sandūros (*Frenelio atspindys*). Atspindėjusiosios bangos sklidimo kryptis nepriklauso nuo terpių savybių. Atspindėjęs spindulys yra kritimo plokštumoje. Kritimo kampas lygus atspindžio kampui. Atspindėjusiosios bangos amplitudė ir fazė priklauso nuo terpių savybių, bangos poliarizacijos ir kritimo kampo.

Šviesos atspindys ir lūžis kokybiškai gerai paaiškinami manant, kad šviesa yra elektromagnetinės bangos. Pagrindiniai atspindžio ir lūžio dėsniai lengvai gaunami, taikant *Huiigenso* (Huygens) *principą*. Jis teigia, kad *kiekvienas taškas, į kurį atėjo banga, yra antrinių bangų sklindančiųjų į visas*

puses šaltinis. Atstojamoji banga yra antrinių bangų superpozicijos rezultatas. Hiuigenzas manė, kad antrinės bangos yra labai silpnos ir pastebimą poveikį turi tik jų gaubiamoji. Tokioje laisvoje prielaidoje Hiuigenso principas pateikia savotišką bangos fronto, t. y. paviršiaus, iki kurio atėjo šviesos trikdys, susidarymo receptą. Hiuigenso konstrukcija akivaizdžiai paaiškina tiesialinijinio šviesos sklidimo, atspindžio, lūžio dėsnius. Šioje konstrukcijoje nekalbama apie bangos ilgį.



2.3.1 pav. Šviesos atspindys ir lūžis terpių sandūroje

Kai krintančiosios plokščiosios bangos paviršius (bangos frontas kažkuriu laiko momentu 2.3.1 pav. pavaizduotas linija OA) pasiekia tašką C dviejų terpių sandūroje, antrinės bangos iš visų ankstesniųjų taškų sandūroje CO sklinda terpėje joms savitu greičiu $v = c/n$ ir turi bendrą gaubiamąją BC pirmojoje terpėje ir DC – antrojoje terpėje, kurios nusako atsispindėjusios ir lūžusios bangos vienodų fazių paviršių. Tankesnėje terpėje banga sklinda lėčiau ir nueina mažesnę atstumą. Kadangi

antrinė banga antrojoje terpėje nueina atstumą OD per tą laiką, per kurį krintančioji banga nueina atstumą AC , tai iš trikampių OCA ir OCD gaunamas lūžio dėsnis:

$$n_1 \sin \varphi = n_2 \sin \psi.$$

Tiriant šviesos atspindžio ir lūžio dėsningumus svarbu išnagrinėti elektromagnetinių bangų perėjimo dviejų terpių sandūrą sąlygas.

Panagrinėsime dvi nelaidžias skirtingos dielektrinės skvarbos ε_1 ir ε_2 terpes (magnetinė skvarba $\mu_1 = \mu_2 = 1$). Į plokščią dviejų terpių sandūrą iš pirmosios terpės kampu φ krinta banga \mathbf{EH} (2.3.2 pav.), kuri iš dalies atsispindi ($\mathbf{E}_1\mathbf{H}_1$) tuo pačiu kampu φ ir dalis pereina į antrąją terpę ($\mathbf{E}_2\mathbf{H}_2$) lūždamą kampu ψ . Vektoriai \mathbf{S} , \mathbf{S}_1 ir \mathbf{S}_2 nusako atitinkamų bangų energijos sklidimo kryptis. Jie statmeni bangos frontui bei vektoriams \mathbf{E} ir \mathbf{H} . Taigi pirmojoje terpėje yra dvi bangos – krintančioji ir atsispindėjusioji, kurios sklinda tuo pačiu faziniu greičiu $v_1 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}}$, o antrojoje – viena lūžusioji,

sklindanti faziniu greičiu $v_2 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_2}}$. Bendruoju atveju manysime, kad šių

bangų dažniai ω , ω_1 ir ω_2 yra skirtingi. Užrašysime išraiškas tiesiai poliarizuotoms bangoms:

$$E = E_{00} \exp \left[i \omega \left(t - \frac{z}{v_1} \right) \right], \quad H = \sqrt{\varepsilon_1} E;$$

$$E_1 = E_{10} \exp \left[i \omega_1 \left(t + \frac{z}{v_1} \right) \right], \quad H_1 = \sqrt{\varepsilon_1} E_1;$$

$$E_2 = E_{20} \exp \left[i \omega_2 \left(t - \frac{z}{v_2} \right) \right], \quad H_2 = \sqrt{\varepsilon_2} E_2.$$

Dviejų terpių sandūroje elektromagnetinio lauko lygtims, t. y. Maksvelo lygtims, galioja kraštinės sąlygos. Viena jų nusako tangentinių \mathbf{E} ir \mathbf{H} dedamųjų lygybę abiejose sandūros pusėse bet kuriuo laiko momentu:

$$(\mathbf{E}_t)_1 = (\mathbf{E}_t)_2; \quad (\mathbf{H}_t)_1 = (\mathbf{H}_t)_2. \quad (2.3.1)$$

Žinant bangų sklidimo kryptis (\mathbf{S} , \mathbf{S}_1 , \mathbf{S}_2), o taip pat įskaitant vektorių \mathbf{E} ir \mathbf{H} orientaciją, užrašysime kraštines sąlygas statmenojo kritimo atvejui.

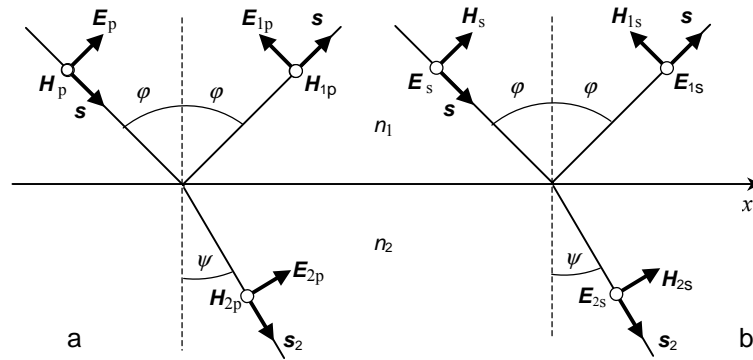
Skaliarinėje formoje užrašoma taip:

$$E + E_1 = E_2, \quad H - H_1 = H_2;$$

čia $H = n_1 E$, $H_1 = n_1 E_1$, $H_2 = n_2 E_2$, $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$ ir $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$. Kraštinės sąlygos turi būti tenkinamos visoms t vertėms. Jei $z = 0$, tai:

$$E_{00} \exp(i\omega t) + E_{10} \exp(i\omega_1 t) = E_{20} \exp(i\omega_2 t).$$

Ši tapatybė galioja tik tada, kai $\omega = \omega_1 = \omega_2$. To ir reikėjo laukti, nes nėra jokių fizikinių priežasčių, kurios keistų bangos dažnį jai atsispindint



2.3.2 pav. Šviesos atspindys ir lūžis dielektrikų sandūroje

arba lūžtant dviejų dielektrikų sandūroje. Reikia pabrėžti, kad sąveikaujant su medžiaga labai stipriai elektromagnetinei bangai lygybė $\omega = \omega_1 = \omega_2$ gali būti ir netenkinama. Tai viena iš pagrindinių netiesinės optikos problemų.

Galima tarti, kad natūraliąją (nepoliarizuotąją) šviesą galima išreikšti kaip sumą dviejų plokščiųjų bangų, tiesiai poliarizuotų tarpusavyje statmenose plokštumose ir sklindančių viena kryptimi tuo pačiu faziniu greičiu.

Bet kurį vektorių galima išskaidyti į dvi dedamąsias: vieną elektrinio vektoriaus dedamąją bangos kritimo plokštumoje (2.3.2 a pav.), ji žymima indeksu p, o kitą – jai statmenoje plokštumoje (2.3.2 b pav.), žymima indeksu s. Magnetinis vektorius \mathbf{H} yra statmenas \mathbf{E} ir \mathbf{S} (paveiksle \mathbf{H} statmenas brėžinio plokštumai).

Užrašome kraštines sąlygas atitinkamoms vektorių \mathbf{E} ir \mathbf{H} amplitudžių projekcijoms į x ašį atsižvelgdami į pradinę virpesių fazę.

$$\left. \begin{aligned} E_p \cos \varphi - E_{1p} \cos \varphi &= E_{2p} \cos \psi, \\ H_p + H_{1p} &= H_{2p}. \end{aligned} \right\} \quad (2.3.2)$$

Kadangi $H_p = \sqrt{\varepsilon_1} E_p = n_1 E_p$; $H_{1p} = n_1 E_{1p}$; $H_{2p} = n_2 E_{2p}$ ir $n_1 \sin \varphi = n_2 \sin \psi$, tai

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sin \varphi}{\sin \psi} E_p - E_{1p} &= E_{2p} \frac{\cos \psi}{\cos \varphi}, \\ E_p + E_{1p} &= E_{2p} \frac{\sin \varphi}{\sin \psi}. \end{aligned} \right\} \quad (2.3.3)$$

Iš šios lygčių sistemos galima išreikšti atsispindėjusios šviesos elektrinio vektoriaus lygiagrečiąją dedamąją

$$E_{1p} = E_p \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)} \quad (2.3.4)$$

ir lūžusios šviesos elektrinio vektoriaus lygiagrečiąją dedamąją:

$$E_{2p} = E_p \frac{2 \sin \psi \cos \varphi}{\sin(\varphi + \psi) \cos(\varphi - \psi)}. \quad (2.3.5)$$

Statmenųjų dedamųjų amplitudžių projekcijoms kraštinės sąlygos užrašomos taip:

$$\left. \begin{aligned} E_s + E_{1s} &= E_{2s} ; \\ H_s \cos \varphi - H_{1s} \cos \varphi &= H_{2s} \cos \psi. \end{aligned} \right\} \quad (2.3.6)$$

Atlikus reikiamus matematinius veiksmus gaunamos atsispindėjusios ir lūžusios šviesos elektrinio vektoriaus dedamųjų išraiškos:

$$E_{1s} = -E_s \frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)}, \quad (2.3.7)$$

$$E_{2s} = E_s \frac{2 \sin \psi \cos \varphi}{\sin(\varphi + \psi)}. \quad (2.3.8)$$

(2.3.4), (2.3.5), (2.3.7) ir (2.3.8) išraiškos yra *Frenelio formulės*. Jos nusako ir atsispindėjusios, ir lūžusios plokščiosios bangos amplitudes ir fazes, kai į nejudamą plokščią dviejų vienalyčių terpių sandūrą krinta monochromatinė plokščioji banga.

Atsispindėjusios šviesos intensyvumą apibūdina *atspindžio faktorius* $r = I_1/I = (E_1/E)^2$, t. y. atsispindėjusios šviesos intensyvumo (proporcingo amplitudės kvadratui) ir krintančiosios šviesos intensyvumo dalmuo. Atspindžio faktorius parodo, kurią kritusios šviesos intensyvumo dalį atspindi paviršius. Naudojant Frenelio formules gaunamos tokios atspindžio faktorių išraiškos:

$$r_p = \frac{E_{1p}^2}{E_p^2} = \frac{\operatorname{tg}^2(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}^2(\varphi + \psi)} \quad \text{ir} \quad r_s = \frac{E_{1s}^2}{E_s^2} = \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)}. \quad (2.3.9)$$

Kadangi $E = E_p + E_s$ ir $I = E_p^2 + E_s^2 = I_p + I_s$, krintančiai natūraliajai šviesai suminis atspindžio faktorius

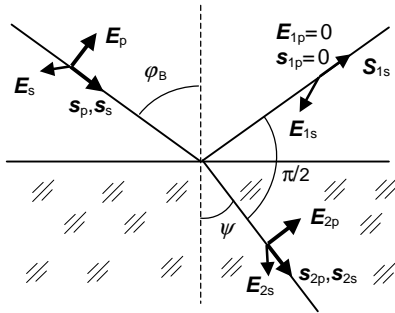
$$\begin{aligned} r &= \frac{I_1}{I} = \frac{I_{1p} + I_{1s}}{I_p + I_s} = \frac{1}{2} \left(\frac{E_{1p}^2}{E_p^2} + \frac{E_{1s}^2}{E_s^2} \right) = \frac{r_p + r_s}{2} = \\ &= \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{2 \sin^2(\varphi + \psi)} \left[1 + \frac{\cos^2(\varphi + \psi)}{\cos^2(\varphi - \psi)} \right]. \end{aligned} \quad (2.3.10)$$

Iš Frenelio formulų išplaukia, kad keičiant kritimo kampą φ atsispindėjusios šviesos dedamosios E_{1p} ir E_{1s} kinta skirtingai. Pirmiausia išplaukia, kad jei $\varphi + \psi = \pi/2$, tai $r_p = 0$, nes $\operatorname{tg}(\varphi + \psi) = \infty$. Tada $r_s \neq 0$. Reiškia, kad šviesai krintant tam tikru kampu, nuo skiriamosios dviejų dielektrinių terpių

ribos atsispindi tik tokios poliarizacijos banga, kurioje elektrinis vektorius virpa statmenai kritimo plokštumai, o banga, kurioje elektrinis vektorius virpa kritimo plokštumoje, neatsispindi. Jei kritimo kampas toks, kad $\varphi + \psi = \pi/2$, atsispindėjusi šviesa yra tiesiai poliarizuota, elektrinis vektorius virpa plokštumoje, statmenoje kritimo plokštumai. Kai $\varphi + \psi = \pi/2$, tada $\sin\psi = \cos\varphi$ ir

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin\varphi}{\sin\psi} = \frac{\sin\varphi}{\cos\varphi} = \operatorname{tg}\varphi_B. \quad (2.3.11)$$

Sąryšis (2.3.11) tarp dielektrikų lūžio rodiklių ir tokio natūraliosios (nepoliarizuotosios) šviesos bangos kritimo kampo, kuriam esant atsispindėjusi nuo dielektriko paviršiaus šviesa yra visiškai poliarizuota išreiškia *Briusterio* (Brewster) *dėsnį*, o tas kritimo kampas – *Briusterio kampas*. Kai natūralioji šviesai krinta į dviejų dielektrikų sandūrą Briusterio kampu, at-



2.3.3 pav. Šviesos kritimas Briusterio kampu

spindėjusioje bangoje lieka tik ta dedamoji, kurios elektrinis vektorius virpa plokštumoje, statmenoje kritimo plokštumai (2.3.3 pav.). Tai reiškia, kad ši banga visiškai poliarizuota. Visiška atsispindėjusios bangos poliarizacija būna tada, kai lūžusios ir atsispindėjusios bangų normalės tarp savęs statmenos ($\varphi_B + \psi = 90^\circ$).

Paprasčiausiai Briusterio dėsnį aiškina dipolio spinduliavimo modelis. Krintančios šviesos bangos elek-

trinis laukas dielektrike sukelia elektronų virpesius, kurių kryptis sutampa su lūžusios bangos elektrinio vektoriaus virpesių kryptimi. Šie virpesiai sandūros paviršiuje sužadina bangą, sklindančią nuo sandūros į pirmąją terpę. Prisiminkime, kad virpantis elektronas savo virpesių kryptimi energijos nespinduliuoja. Kai šviesos banga krinta Briusterio kampu, atsispindėjusios bangos sklidimo kryptis yra statmena lūžusiosios bangos sklidimo kryptčiai ir atsispindėjusioje bangoje virpesiai kritimo plokštumoje nesukelia spinduliuotės. Todėl atsispindėjusioje bangoje elektrinio vektoriaus virpesiai vyksta tik plokštumoje, statmenoje kritimo plokštumai.

Krintant šviesai ne Briusterio kampu, atsispindėjusioji banga yra iš dalies poliarizuota. Atsispindėjusioje šviesoje vyraujantys virpesiai yra statmeni kritimo plokštumai, nes $|E_{1s}| > |E_{1p}|$.

Kai kritimo kampas $\varphi = 0$ (statmenasis kritimas), tai iš Frenelio formulų išplaukia, kad bangos poliarizacija nepakinta, abi bangos dedamosios atsispindi vienodai. Tada atspindžio faktorius

$$r = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2.$$

Jei šviesa krinta į terpę, kurioje pasireiškia sugertis, niekuomet nesusikuria visiškai poliarizuota šviesa. Be to, Briusterio dėsnis galioja ne visiškai griežtai dėl to, kad dviejų terpių sandūros paviršiuje yra labai plonas pereinamasis sluoksnis, kuriame molekulių dipoliniai momentai orientuoti kitaip negu dielektriko viduje. Gaunama tam tikra šviesos depoliarizacija. Todėl matuojant šviesos poliarizacijos laipsnį krintant Briusterio kampu, galima tirti plonų plėvelių savybes.

Nesunkiai įrodoma, kad kai $\varphi \rightarrow \pi/2$ (šliaužiantysis kritimas), atspindžio faktoriai (ir r_p , ir r_s) artėja į vienetą. Pvz., vandenyje labai gerai atsispindi priešingas krantas arba gerokai nutolę daiktai, o žiūrint į vandenį statmenai, dugnas matosi gerai, veidas – silpnai.

2.3.4 pav. pavaizduotos atspindžio faktorių r_s ir r_p priklausomybės nuo šviesos kritimo kampo į dviejų dielektrikų sandūrą.

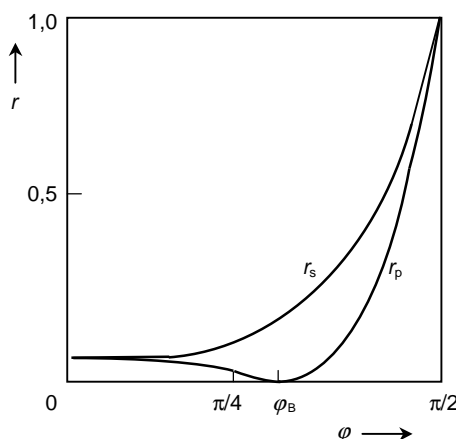
Bangos poliarizacija įvertinama parametru, kuris vadinamas *poliarizacijos laipsniu*:

$$P = \frac{I_{1s} - I_{1p}}{I_{1s} + I_{1p}}; \quad (2.3.12)$$

čia I_{1s} ir I_{1p} yra atspindėjusiosios šviesos statmenosios ir lygiagrečiosios dedamosios intensyvumai, kurie proporcingi amplitudės kvadratui.

Poliarizacijos laipsnis priklauso nuo kritimo kampo. Naudojant atitinkamas Frenelio formules galima išreikšti taip:

$$P = \frac{\cos^2(\varphi - \psi) - \cos^2(\varphi + \psi)}{\cos^2(\varphi - \psi) + \cos^2(\varphi + \psi)}. \quad (2.3.13)$$



2.3.4 pav. Atspindžio faktoriaus priklausomybė nuo kritimo kampo

Taigi krintant šviesai į dviejų dielektrikų sandūrą Briusterio kampą, atsispindėjusioji šviesa yra visiškai, o lūžusioji banga – iš dalies poliarizuota. Iš 2.3.4 pav. pateiktų grafikų matyti, kad krintant kampą $\varphi = \varphi_B$ atsispindėjusiosios energijos srautas nedidelis, pagrindinė jos dalis sklinda lūžusios bangos kryptimi. Todėl norint gauti poliarizuotąją šviesą naudinga daug kartų „laužyti“ krintančiąją Briusterio kampą šviesą, nes kiekvieną kartą didėja poliarizacijos laipsnis. Iš skaičiavimų gaunama, kad sistemoje, vadinamoje *Stoletovo plokštynu*, sudarytoje iš 10 stiklo plokštelių, perėjusioji šviesa praktiškai beveik visiškai poliarizuota. Perėjusios šviesos intensyvumas gerokai didesnis už atsispindėjusios.

Toliau panagrinėsime fazių santykius atsispindėjusioje ir lūžusioje bangose krintančios bangos fazės atžvilgiu, priklausomai nuo kritimo kampo. Manysime, kad E projekcijos ženklo pokytis yra ekvivalentus atitinkamo virpesio fazės pokyčiui dydžiu π .

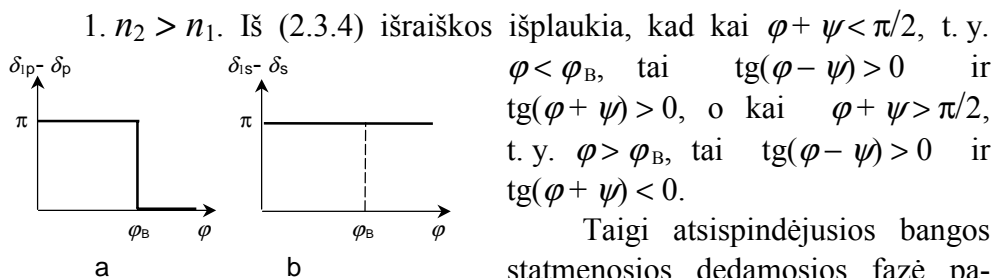
Pradžioje panagrinėsime paprastesnį atvejį – įrodysime lūžusiosios ir krintančiosios bangų sinfaziškumą.

Iš (2.3.5) išraiškos išplaukia, kad E_{2p} ir E_p ženklai vienodi, nes $\sin(\varphi + \psi) > 0$ kai $0 < (\varphi + \psi) < \pi$ ir $\cos(\varphi - \psi)$ teigiamas ribose $0 < |\varphi - \psi| < \pi/2$. Analogiškai gaunama, kad E_{2s} ir E_s yra sinfazinės.

Atsispindėjusių bangų fazių analizė yra sudėtingesnė.

Krintant kritimo kampui, kinta ne tik atsispindėjusios bangos intensyvumas bei poliarizacija, bet ir bangos fazė. Šviesa atspindi ir fazė nepakinta arba bangos fazė pakinta dydžiu π . Pasirinktomis 2.3.2 pav. elektrinio vektoriaus dedamųjų virpesių kryptimis gaunama, kad E_{1s} ir E_s yra vienodų fazių, jei jos vienodo ženklo, o E_{1p} ir E_p vienodų fazių, jei jų ženklai yra skirtingi.

Skiriami du šviesos atspindžio atvejai: atspindys nuo optiškai tankesnės terpės ($n_2 > n_1$, $\psi < \varphi$) ir nuo optiškai retesnės terpės ($n_2 < n_1$, $\psi > \varphi$).



2.3.5 pav. Fazių skirtumo priklausomybės nuo bangos kritimo kampo

Taigi atsispindėjusios bangos statmenosios dedamosios fazė pakinta dydžiu π visoms φ vėrtėms (2.3.5 b pav.), o lygiagrečiosios de-

damosios fazė pakinta dydžiu π , kai kampai $\varphi < (\pi/2 - \psi)$ ir nepakinta, kai kampai didesni už Briusterio kampą (2.3.5 a pav.). Taigi elektromagnetinei bangai atsispindint nuo optiškai tankesnės terpės *prarandamas pusbangis* (atsispindėjusios bangos vektoriaus E fazė pakinta dydžiu π kritusios bangos atžvilgiu), kai kritimo kampai mažesni už Briusterio kampą. Jei kritimo kampas didesnis už Briusterio t. y. $(\varphi + \psi) > \pi/2$, tai p ir s dedamosios elgiasi skirtingai: E_{1s} fazė yra priešinga, o E_{1p} sinfaziška kritusiosios bangos fazės atžvilgiu.

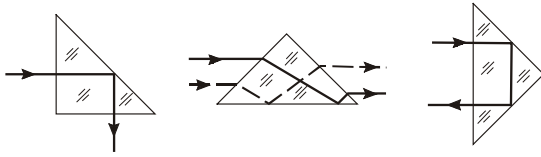
2. $n_2 < n_1$. Kai šviesa krinta iš optiškai tankesnės terpės į optiškai retesnę, Frenelio formulių išraiškos nesunkiai gali būti gaunamos iš pirmojo atvejo, pakeitus $\varphi \rightarrow \psi$ ir $n_2 \rightarrow n_1$, t. y. banga, krintanti iš pirmosios terpės į antrąją φ kampu, atsispindi taip pat kaip banga, krintanti ψ kampu iš antrosios terpės į pirmąją. Gaunama, kad E_{1p} ir E_p yra sinfaziniai, kai kritimo kampas mažesnis už Briusterio kampą, ir yra priešingų fazių, kai kritimo kampas didesnis už Briusterio kampą. Statmenųjų dedamųjų E_{1s} ir E_s fazės visais atvejais sutampa. Taigi esant kritimo kampams mažesniems už Briusterio kampą atsispindinti šviesa nuo optiškai retesnės terpės nepraranda pusbangio. Kai $\varphi = \varphi_{\text{rib}}$, lūžio kampas $\psi = \pi/2$ ir lūžės spindulys šliaužia sandūros paviršiumi. Kai $\varphi > \varphi_{\text{rib}}$, visa bangos energija atsispindi. Toks reiškiny vadinamas *visiškuoju vidaus atspindžiu*, o kampas φ_{rib} – *ribiniu visiškojo vidaus atspindžio kampu*.

Nagrinėjant visiškąjį vidaus atspindį naudojami kompleksiniai parametrai ir Frenelio formulės išlieka analogiškos. Visiškojo vidaus atspindžio atveju p ir s dedamosios patiria fazių šuolį. Dėl p ir s dedamųjų fazių skirtumo pakinta bangos poliarizacijos pobūdis. Bendruoju atveju tiesiai poliarizuota banga tampa elipsiškai poliarizuota, ir atvirkščiai.

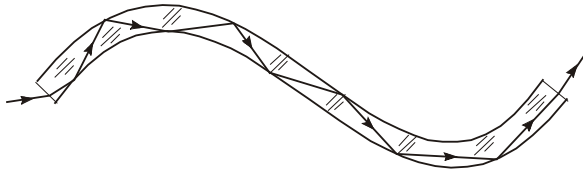
2.4. VISIŠKASIS VIDAUS ATSPINDYS

Atsispindint elektromagnetinei bangai nuo optiškai retesnės terpės ir esant kritimo kampams, nemažesniems už ribinį, bangos energija sugrįžta į pirmąją terpę. Šis reiškiny vadinamas *visiškuoju vidaus atspindžiu*.

Visiškojo vidaus atspindžio reiškiny plačiai taikomas optiniuose prietaisuose (žiūronuose, periskopuose ir kt.). 2.4.1 pav. pavaizduota spindulių eiga keliuose visiškojo vidaus atspindžio prizmėse. Šiuo reiškiniu grindžiamas ir šviesolaidžių veikimas. Šviesolaidžiai – tai skaidrūs dielektriko strypeliai arba siūleliai, kuriuose vyksta visiškasis vidaus atspindys



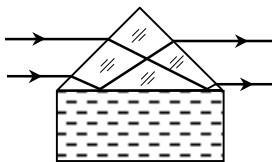
2.4.1 pav. Visiškojo vidaus atspindžio prizmės



2.4.2 pav. Spindulių eiga šviesolaidyje

elektromagnetinės energijos srautas nepatenka į antrąją terpę, yra nevisai teisingas. Galima įrodyti, kad esant visiškajam vidaus atspindžiui antrojoje terpėje atsiranda elektromagnetinė banga, kuri sklinda palei terpių sandūrą. Teoriniai Eichenvaldo tyrimai parodė, kad šiuo atveju elektromagnetinė banga prasiskverbia į antrąją terpę ir jos intensyvumas smarkiai krinta einant gilyn. Praktiškai banga antrojoje terpėje sklinda labai ploname sluoksnyje, kurios storis yra bangos ilgio eilės.

Šias išvadas eksperimentiškai patvirtino Mandelštam (Мандельштам). Tam tikslui naudojama stiklo prizmė, kuri uždedama ant fluorescuojančiojo tirpalo (2.4.3 pav.). Kai į sandūrą stiklas – tirpalas šviesa krinta kampu, mažesniu už ribinį, skystis fluorescuoja visame lūžusiųjų spindulių kelyje. Kai kritimo kampas yra didesnis už ribinį, lūžusiojo spindulio kelias tirpale išnyksta, tačiau aiškiai matoma fluorescencija tirpalo sluoksnio, tiesiogiai priglundusio prie prizmės atspindžio vietoje.



2.4.3 pav. Mandelštamo bandymo optinė schema

Užrašysime lūžusiosios bangos išraišką x' kryptimi (2.4.4 pav):

$$E_2 = E_{20} \exp \left[i \omega \left(t - \frac{x'}{u_2} \right) \right] = E_{20} \exp \left[i \omega \left(t - \frac{x \sin \psi + z \cos \psi}{u_2} \right) \right] =$$

$$= E_{20} \exp \left[-\frac{i \omega z \cos \psi}{u_2} \right] \exp \left[i \omega \left(t - \frac{x}{u_2 / \sin \psi} \right) \right].$$

(2.4.2 pav.). Didelis jų kiekis sudaro pynę. Lanksčios pynės naudojamos įvairiose optinėse sistemose informacijai perduoti netiesiame kelyje. Atsiradus šviesolaidžiams, išsivystė *skaidulinė optika*.

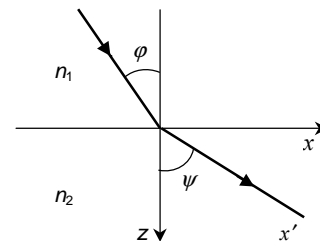
Elektromagnetinių bangų visišką vidaus atspindžiu aiškinama radijo bangų refrakcija jonosferoje.

Teiginys, kad elek-

Čia pirmasis narys nusako kažkokios tai bangos amplitudę. Banga sklinda x kryptimi $u_2 / \sin \psi$ greičiu. Kompleksinė bangos amplitudė priklauso nuo koordinatės z , nusakančios skverbties gylį į antrąją terpę. Iš matematinių perdirbimų gaunama, kad šios nevienalytės bangos, sklindančios palei terpių sandūrą amplitudė, išreiškiama taip:

$$E_{20} \exp \left[-\frac{i \omega z \cos \psi}{u_2} \right] =$$

$$= E_{20} \exp \left[\pm \frac{2\pi}{\lambda} z \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \sin \varphi \right)^2 - 1} \right].$$

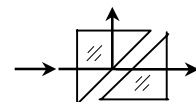


2.4.4 pav. Bangos lūžis

Pliuso ženklas čia neturi fizikinės prasmės. Minuso ženklas atitinka bangą, kurios amplitudė greitai mažėja skverbiantis į antrąją terpę. Ji egzistuoja maždaug λ eilės gylyje.

Gaunamas lyg ir prieštaravimas: bandymai rodo, kad visiškojo vidaus atspindžio atveju visa energija atsispindi ir kartu kažkuri tai energijos dalis sklinda antrojoje terpėje palei sandūrą. Tokią energijos migraciją nesunku patvirtinti matematiškai: stacionaraus proceso atveju vidutinis energijos srauto normalioji (statmenoji) dedamoji $S_{\text{nor}} = 0$, tuo tarpu vidutinė atstojamojo srauto palei ribą tangentinė dedamoji $\langle S_{\text{tang}} \rangle \neq 0$. Tokia situacija galima tik tada, kai energijos srauto dalis patenka į antrąją terpę, o po to iš jos išeina. Elektromagnetinės energijos skverbimą į antrąją terpę lemia fizikiniai reiškiniai, vykstantys nusistovint procesui.

Šią savotišką energijos srauto dalies skverbimą į antrąją terpę galima aptikti eksperimentiškai ir taikyti praktikoje. Kadangi sluoksnio storis, į kurį migruoja energija, yra bangos ilgio eilės, tai eksperimentuoti patogiau ultratrumpųjų bangų ruože. Greta statomos dvi visiškojo atspindžio prizmės, paliekant nedidelį tarpą (2.4.5 pav.). Priklausomai nuo tarpelio pločio imtuvas registruoja skirtingą energijos kiekį. Keičiant tarpelio plotį, galima keisti perėjusiosios prizmos pradine linkme energijos kiekį, t. y. moduluoti perėjusios bangos amplitudę.



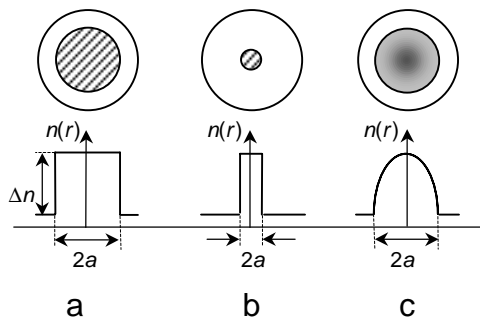
2.4.5 pav.

2.5 SKAIDULINĖ OPTIKA. ŠVIESOLAIDŽIAI

Skaidulinė optika nagrinėja optinės spinduliuotės sklaidimą skaiduliniuose šviesolaidžiuose ir su tuo susijusius reiškinius.

Skaidulinis šviesolaidis paprasčiausiuoju atveju yra ilga lanksti skaidula, kurios šerdis pagaminta iš labai skaidraus n_1 lūžio rodiklio dielektriko ir apsuptas $n_2 < n_1$ lūžio rodiklio apvalkalu.

Optinės spinduliuotės sklaidimo pobūdis skaiduliniame šviesolaidyje priklauso nuo jo skerspjūvio matmenų ir lūžio rodiklio profilio pjūvyje. Virpesių tipų (modų) skaičius, kuris gali sklisti skaiduliniame šviesolaidyje, esant konkrečiam spinduliuotės bangos ilgiui, proporcingas šerdies skersmens $2a$ kvadratui ir lūžio rodiklių skirtumui $\Delta n = n_1 - n_2$ tarp šerdies ir apvalkalo. Mažinant šių dydžių sandaugą galima pasiekti, kad šviesolaidyje plistų tik viena moda. Toks skaidulinis šviesolaidis vadinamas *vienmodžiu*.



2.5.1 pav. Šviesolaidžių skerspjūviai ir lūžio rodiklio profiliai pjūvyje
(a – daugiamodžių laiptuotų, b – vienmodžių, c – daugiamodžių gradientinių)

Skaidulinių šviesolaidžių yra daug tipų, bet labiausiai paplitę trys (2.5.1 pav.): daugiamodžiai su laiptuotu lūžio rodiklio profiliu, daugiamodžiai su gradientiniu lūžio rodiklio profiliu ir vienmodžiai. Vienmodžių šviesolaidžių $2a \approx (5 \div 10) \mu\text{m}$, daugiamodžių – nuo kelių dešimčių iki kelių šimtų mikrometrų. Visas šviesolaidžio skersmuo $(10^2 \div 10^3) \mu\text{m}$.

Šviesos sklaidimas šviesolaidyje nusakomas visiškuoju vidaus atspindžiu sandūroje šerdis – apvalkalas.

Krintantys spinduliai į sandūrą šerdis – apvalkalas $\theta \leq \theta_{\text{rib}}$ (čia $\sin \theta = \frac{1}{n_1} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$) kampu patiria visiškąjį vidaus atspindį ir sklinda

palei šviesolaidį laužtės pavidalo trajektorija (2.5.2 pav.). Šiuo atveju spindulio kritimo į šviesolaidžio galą apertūra lygi $n_1 \theta$. Kiti spinduliai, krintantys didesniais už θ_{rib} kampais, iš dalies atsispindi sandūroje, lūžta į apvalkalą ir sugeriami išorine danga. Todėl dydis

$$n_1 \theta_{\text{rib}} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

yra šviesolaidžio gebos užgriebti šviesą matas, o šio kampo sinusas vadinamas *skaitine šviesolaidžio apertūra*.

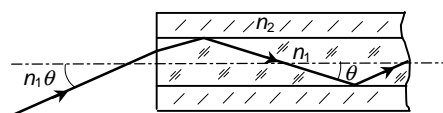
Spindulių įvaizdžiai teisingai nusako pagrindinius šviesos sklidimo daugiamodžiuose šviesolaidžiuose ypatumus tada, kai šerdies skersmuo gerokai didesnis už bangos ilgį ($2a \gg \lambda$). Tačiau pilnutinį šviesos sklidimo šviesolaidyje vaizdą pateikia bangų teorija, leidžianti sklisti jame tik diskretiniam modų rinkiniui.

Sklindant šviesai šviesolaidyje pasireiškia tokie optiniai reiškiniai: optinio signalo silpimas, trumpųjų šviesos impulsų išplitimas, įvairūs netiesiniai procesai.

Optinio signalo silpimą stiklo šviesolaidyje regimoje ir artimoje infraraudonojoje spektro srityje, t. y. srityje, kur kvarco stiklai yra skaidriausi, lemia stiklų, priemaišų ir struktūros defektų sugertis bei sklaida. Sugertį nusako elektroniniai šuoliai (bangos ilgiui $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$ neviršija 1 dB/km); gardelės virpesiai, kurie ženkliu pasireiškia $\lambda > 1,8 \mu\text{m}$ bangos ilgiams (keli dB/km). Reilio (*Rayleigh*) sklaida stiklo nevienalytiškumuose $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$ bangos ilgiui neviršija kelių dB/km. Skaidriausi skaiduliniai šviesolaidžiai, pagaminti iš kvarco stiklų, naudojami $(0,8 \div 1,8) \mu\text{m}$ ruože.

Dėl *optinio impulso išplitimo*, sklindant jam skaiduliniame šviesolaidyje, pasireiškia impulsų tarpusavio persidengimas, o tai turi įtakos šviesolaidžio praleidimo informacijos juostai. Impulso išplitimą šviesolaidyje lemia trys priežastys: tarpmodinė dispersija, medžiagos dispersija ir bangolaidinė dispersija. Didžiausią dalį impulso išplitime daugiamodžiuose šviesolaidžiuose sudaro *tarpmodinė dispersija* – skirtingų modų skirtingas grupinis sklidimo greitis. Ši dispersija sumažina šviesolaidžio praleidimo juostą iki kelių dešimčių MHz·km. Modų grupinių greičių skirtumą galima gerokai sumažinti, jei lūžio rodiklis kinta tolygiai pagal parabolės dėsnį su maksimumu ties šviesolaidžio ašimi. Dėl to šviesolaidžio praleidimo juosta padidėja iki $(600 \div 800) \text{ MHz} \cdot \text{km}$ ir daugiau.

Šviesolaidžio *medžiagos dispersija* yra šviesolaidžio medžiagos lūžio rodiklio priklausomybė nuo bangos ilgio λ ir tada modos grupinis greitis priklauso nuo šviesos dažnio. Kadangi optinis impulsas visuomet turi baig-



2.5.2. pav. Spindulio trajektorija daugiamodžiam šviesolaidyje su laiptiniu lūžio rodiklio profiliu

tinį spektrinį plotį $\delta\lambda$, jis išplinta sklindant šviesolaidžiu. Impulso plėtra τ dėl medžiagos dispersijos, sklindant L ilgio šviesolaidžiu, yra lygi

$$\tau = \frac{L}{c} \lambda \delta\lambda \frac{d^2 n}{d\lambda^2}.$$

Tarkime, kad turime skaidulinį šviesolaidį, kurio šerdis pagaminta iš lydyto kvarco ir GaAlAs šviesos diodą, skleidžiantį $0,8 \mu\text{m}$ bangos ilgio šviesą ir santykinis spektrinis plotis $\delta\lambda/\lambda = 0,04$. Tada plėtra $\tau = 4 \text{ ns/km}$.

Impulso išplitimas gerokai sumažėja, jei nešančiosios spinduliuotės bangos ilgis parinktas spektro ruože apie $1,3 \mu\text{m}$, nes šioje srityje kvarco stiklų $d^2 n/d\lambda^2 \rightarrow 0$.

Bangolaidinė (tarpmodinė) dispersija susijusi su konkrečios modos grupinio greičio priklausomybe nuo bangos ilgio. Ši dispersija yra labai maža, palyginus su medžiagos dispersija.

Jei skaidulinis šviesolaidis pagamintas iš legiruoto kvarco stiklo, yra sritys, kur medžiagos dispersija didumu lygi bangolaidinei dispersijai, bet skiriasi ženklu. Šiose srityse ($1,2 < \lambda < 1,7 \mu\text{m}$), atitinkamai legiruojant ir parenkant šviesolaidžio šerdies skersmenį, galima gauti tarpusavio kompensavimą ir mažiausią vienmodžių šviesolaidžių impulso išplitimą (plačiausią praleidimo juostą).

Sklindant šviesai skaiduliniais šviesolaidžiais *netiesinių procesų* atsiradimas susijęs su netiesine šerdies medžiagos poliarizacija naudojant didelės galios (intensyvumo) optinius signalus. Pasireiškia tokie netiesiniai reiškiniai: priverstinė Ramano (*Raman*) sklaida, priverstinė Brijueno (*Brillouin*) sklaida, daugiafotoniai parametriniai procesai, šviesos impulsų saviveika, solitoninis optinių impulsų sklidimo šviesolaidyje pobūdis ir kt.

2.6. ŠVIESOS BANGŲ ATSPINDYS NUO METALŲ PAVIRŠIAUS

Šviesos atspindžio nuo metalų paviršiaus ypatumai sąlygojami tuo, kad metaluose yra daug silpnai surišųjų su atomais elektronų, kuriuos galima laikyti laisvaisiais. Šių elektronų priverstiniais krintančiosios bangos virpesiais sukeltos antrinės bangos sukuria stiprią atspindžio bangą. Ta šviesos energijos dalis, kuri įsiskverbia į metalo vidų, sugerama.

Įsiskverbusios į metalo vidų elektromagnetinės bangos sukuria laidumo srovės $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ ir metalas įšyla. Todėl nagrinėjant šį klausimą pagal

Maksvelo teoriją, reikia įskaityti metalo laidumą, į kurią dielektrikuose nebuvo kreiptas dėmesys. Reikia pabrėžti, kad išsami metalų elektroninė teorija, nusakanti visas jos optines savybes, yra kvantinė.

Atsispindėjusiojo ir sugertojo energijos srautų dalmuo priklauso nuo metalo elektrinio laidumo. Iš bandymų nustatyta, kad kuo didesnis metalų elektrinis laidumas, tuo aukštesnė jo atspindžio geba. Taigi reikia įskaityti elektromagnetinės bangos sugertį, ko nedarėme nagrinėdami dielektrikus. Bet kokia terpė daugiau ar mažiau sugeria elektromagnetines bangas ir ji silpnėja, amplitudė mažėja.

Tarkim, kad z kryptimi sklinda banga, kurios intensyvumas I . Sluoksnyje dz bus sugerta krintančiosios bangos dalis

$$dI = -k I dz.$$

Šviesos intensyvumas silpnėja pagal Bugero dėsnį:

$$I = I_0 \exp(-kz).$$

Teorinės formulės taps paprastesnėmis, jei k pakeisti dydžiu $\kappa = k \frac{\lambda}{4\pi}$,

kuris nusako λ bangos ilgio spiduliuotės sugertį metale. Bangos ilgis λ tiriamojoje medžiagoje siejasi su bangos ilgiu λ_0 vakuume taip: $\lambda = \lambda_0 / n$; čia n – medžiagos lūžio rodiklis. Tada

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{4\pi}{\lambda_0} n \kappa z\right).$$

Jei $n \kappa = 1$, tai sluoksnyje, kurio storis lygus vienam bangos ilgiui ($z = \lambda_0$), šviesos intensyvumas sumažėja $\exp(4\pi)$ karto ($\approx 10^5$). Plankas (*Planck*) pasiūlė sugertį vadinti „metaline“, jei $n \kappa > 1$. Daugumai metalų $n \kappa$ kinta nuo 1,5 iki 5.

Kokioje nors terpėje sklindančiosios bangos elektrinio lauko stipris išreiškiamas taip:

$$E = E_0 \exp\left[-\frac{2\pi}{\lambda_0} n \kappa z\right] \exp\left[i 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{zn}{\lambda_0}\right)\right].$$

Narys $E_0 \exp\left[-\frac{2\pi}{\lambda_0} n \kappa z\right]$ yra gėstančiosios bangos amplitudė.

Naudojant kompleksinį lūžio rodiklį $n' = n(1 - i \kappa)$, išreiškiama taip:

$$E' = E'_0 \exp \left[i 2 \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{n'}{\lambda_0} z \right) \right] \quad \text{arba}$$

$$E' = E'_0 \cos 2 \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{n'}{\lambda_0} z \right).$$

Šios lygtys nusako plokščiąją bangą, todėl galima panaudoti ankstyvesnes Frenelio formules, tik reikia pakeisti $n \rightarrow n' = n - i n \kappa$. Čia realioji dalis, kaip ir anksčiau, nusako elektromagnetinės bangos lūžį, o menamoji dalis $i n \kappa$ – bangos sugertį. Dydžiai n ir κ yra metalo optinės savybės nusakantieji parametrai.

Jei lūžio rodiklis yra kompleksinis, kompleksiniu bus ir bangos lūžio kampas ψ , nes visuomet turi būti tenkinama lygybė:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi'} = n' = n(1 - i \kappa),$$

t. y. ψ' nėra paprastas lūžio kampas.

Dėl kompleksinės ψ' vertės gaunamos ir kompleksinės atsispindėjusios bei lūžusios bangų amplitudės Frenelio formulėse, t. y. atsiranda fazių skirtumas tarp šių bangų dedamųjų ir krintančiosios bangos. Iš to išplaukia, kad banga yra elipsiškai poliarizuota. Taigi, jei į metalą krinta tiesinės poliarizacijos banga, atsispindėjusioji ir lūžusioji bangos bus elipsiškai poliarizuotos.

Lūžusiąją bangą tirti sunku, nes ji visiškai sugerama labai ploname metalo sluoksnyje. Todėl eksperimentiškai tiriama atsispindėjusioji banga. Drude pasiūlytas metodas yra pagrindinis metalų optinių parametrų nustatymo metodas.

Drude metodo idėja tokia. Atsispindint plokščiajai bangai nuo metalo paviršiaus, susidaro elipsiškai poliarizuota banga, todėl turi susidaryti fazių skirtumas δ tarp dedamųjų E_{1p} ir E_{2s} . Išmatavus atspindžio faktorių r , kai krinta kažkoku kampu φ , nustatomos n ir κ vertės.

Faktorių r ir fazių skirtumas δ apskaičiuojamas beveik statmenajam plokščiosios bangos kritimui į metalo paviršių (jei $\varphi = 0$, jokios elipsinės poliarizacijos atsispindėjusiojoje bangoje nėra). Anksčiau pateiktoje išraiškoje (ž. § 2.3)

$$\sqrt{r} = \frac{E_{10}}{E_{00}} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$$

pakeitus n kompleksiniu ir n_2 prilyginus vienetui, gaunama:

$$\frac{E_{10}}{E_{00}} = \frac{n(1-i\kappa)-1}{n(1-i\kappa)+1} = \frac{(n-1)-i\kappa n}{(n+1)-i\kappa n}.$$

Padauginus šią išraišką iš jos jungtinės vertės, atspindžio faktorius išreiškiamas taip:

$$r = \left(\frac{E_{10}}{E_{00}} \right) \left(\frac{E_{10}}{E_{00}} \right)^* = \frac{(n-1)^2 + (n\kappa)^2}{(n+1)^2 + (n\kappa)^2}.$$

Fazių skirtumui $\delta = \delta_p - \delta_s$ nustatyti naudojamos Frenelio formulės:

$$\frac{(E_{10})_p}{(E_{00})_p} = \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)} = \rho_p \exp(i\delta_p);$$

$$\frac{(E_{10})_s}{(E_{00})_s} = -\frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)} = \rho_s \exp(i\delta_s);$$

čia δ_p ir δ_s yra koeficientai, nusakantys amplitudžių E_p ir E_s pokytį atspindint bangai. Bendruoju atveju $\delta_p \neq \delta_s$, t. y. ortogonalųjų vektorių \mathbf{E} dedamųjų fazės yra skirtingos, dėl ko atspindėjusioji nuo metalo paviršiaus banga yra elipsiškai poliarizuota. Iš čia nustatomas $\delta = \delta_p - \delta_s$.

Sąryši tarp optinių (n , κ) ir elektrinių (ε , σ) metalo parametrų galima išreikšti sprendžiant Maksvelo lygtis, nusakančias izotropinę homogeninę terpę, kurios laidumas σ . Galutinis rezultatas gaunamas toks:

$$n^2(1 - \kappa^2) = \varepsilon \quad \text{ir} \quad n^2\kappa = \sigma/\nu; \quad (2.6.1)$$

čia ν – bangos dažnis, ε – dielektrinė skvarba, σ – elektrinis laidumas. (2.6.1) išraiškų dalmuo nusako tokį santykį:

$$\frac{1 - \kappa^2}{\kappa} = \frac{\varepsilon \nu}{\sigma}.$$

Kai $\sigma \rightarrow \infty$, tai $\kappa \rightarrow 1$ ir $n \rightarrow \infty$. Iš čia išplaukia, kad „idealus“ laidininkas visiškai atspindi visą šviesą ($r = 1$).

Reikia pabrėžti, kad eksperimentiniai rezultatai ne visiškai sutampa su rezultatais, gaunamais iš (2.6.1) išraiškų. Neatitikimas dėl to, kad ε ir σ , o kartu n ir κ , nėra pastovūs, bet priklauso nuo dažnio. Ši priklausomybė ypač ryški didesniųjų dažnių srityje (ultravioletinėje ir regimojoje spektro srityje). Patenkinamas rezultatų atitikimas gaunamas infraraudonojoje srityje

Kas liečia terminiją, susijusią su sugeriančiom terpėm, kartais atsiranda nesusipratimų. Pateiksime kelis aspektus.

Sugertis yra *silpna*, jei bangos skverbties gylis yra gerokai didesnis už bangos ilgį. Tada bangos amplitudė palaipsniui mažėja daugelio bangos ilgių gylyje. Bet „silpnai“ sugeriančios medžiagos (dažų tirpalai, praskiesti rašalai) esant pakankamam storiui gali sugerti *visą* krintančiąją į jas energiją.

Sugertis yra *stipri*, jei bangos skverbties gylis mažesnis už bangos ilgį. „Stipriai“ sugeriančiosios medžiagos (metalai) sugeba sugerti tik *mažą* krintančiosios bangos energijos *dalį*, o didžiulė energijos dalis atsispindi.

Todėl bendroji taisyklė yra tokia: jei medžiaga pasižymi stipria sugertimi ties kokiu nors dažniu, tai to dažnio bangos atspindys jos sandūroje yra didelis ir tik maža energijos dalis patenka į vidų ir sugerinama.

Šio reiškinio pavyzdys. Ant stiklo plokštelės užpilamas violetinio rašalo sluoksnis. Plokštelė yra vienodai nuspalvinta tiek pereinančiojoje, tiek ir atsispindėjusiojoje šviesoje, nes silpnai sugeriančiosios terpės (dažo tirpalo) nuspalvinimą lemia selektyvioji sugertis sluoksnio storyje. Kai rašalas išdžiūsta, jis tampa stipriai sugeriančiąja terpe. Pereinančiojoje šviesoje plokštelė kaip ir anksčiau violetinė, bet atsispindėjusiojoje šviesoje išdžiuvęs rašalas įgauna gelsvą metalinį blizgesį. Jį lemia selektyvusis šviesos atspindys nuo paviršiaus tiems bangos ilgiams, kurie stipriai sugeriami dažalo sluoksnyje.

Kai kurių metalų paviršiaus spalvą lemia jų optinių parametrų priklausomybė nuo bangos ilgio. Kadangi metalai yra stiprios sugerties terpės, ploni metalo sluoksniai, stebimi pereinančiojoje šviesoje, turės papildomąją spalvą. Pvz., plonos aukso plėvelės atsispindėjusioje šviesoje geltonos, o pereinančiojoje šviesoje atrodo žalsvomis.

2.7. SPINDULIUOTĖS IR KŪNO SPALVOS

Spinduliuotės ir *kūno* optiniam apibūdinimui naudojama *spalvos* sąvoka. „Spalvos“ reiškinys yra nepaprastas. Kad suprasti spalvos esmę, vien optikos neužtenka. Reikia naudoti fiziologijos, psichologijos, matematikos, estetikos, etnografijos, archeologijos, meno, filosofijos metodus. Aristotelis yra pareiškęs: „Matoma šviesoje yra spalva, nes spalva nematoma be šviesos“.

Spalva yra spinduliuotės poveikio žmogaus akiai pasekmė, savotiškas pojūtis. Skirtingų spinduliuočių poveikis žmogui ir jo psichikai yra savitas. Šiuolaikinė trikomponentė spalvų regėjimo teorija teigia, kad akies tinklainėje yra trijų rūšių kolbutės, kurios skirtingai reaguoja į įvairios spektrinės sudėties šviesą. Tai **r** jutikliai, labiausiai reaguojantys į raudonąją, **g** jutikliai – į žaliąją ir **b** jutikliai – į mėlynąją spalvą.

Spalva yra regimosios spinduliuotės charakteristika, kuria stebėtojas gali nusakyti skirtumus tarp dviejų regimų laukų, kurių forma, matmenys ir struktūra yra vienodi, o skiriasi skleidžiamosios arba atspindimosios spinduliuotės spektrinė sudėtis ir intensyvumas. Spalvos skirstomos į *chromatines* (spalvingąsias) ir *achromatines* (n spalvingąsias – baltoji, juodoji, pilkoji). Spalvos skiriasi vienokiu ar kitokiu atspalviu (spalvos tonu) ir spalvos grynumu (sodrumu)

Atspalvis yra regimojo pojūčio savybė, apibūdinama bangos ilgiu tokios monochromatinės spinduliuotės, kurią sumaišius su baltąja spinduliuote gaunama tiriamosios spinduliuotės spalva.

Spalvos *grynumą* nusako tam tikro atspalvio monochromatinės spinduliuotės dalis, kurią sumaišius su baltąja spinduliuote sukuriamas vizualus tapatumas su nagrinėjamąja spinduliuote.

Didžiausiu grynumu pasižymi *spektro* spalvos ir *purpurinės* spalvos – pereinamosios tarp raudonosios ir violetinės, sukuriamos maišant įvairiais santykiais šias kraštines regimojo spektro spalvas ($\lambda_r = 720$ nm, $\lambda_v = 380$ nm).

Spalva nevisiškai nusako spinduliuočių spektrinę sudėtį, nes netgi skirtingos spektrinės sudėties spinduliuotės vizualiai gali būti neatskiriamos, nors kitais atvejais nedideli spektrinės sudėties pokyčiai lengvai pastebimi. Tam tikrų monochromatinių spinduliuočių spalvų, vadinamų *papildomomis spalvomis*, kiekybinis mišinys yra neatskiriamas nuo baltos dienos šviesos, kurios spektras yra ištisinis. Kiekvienai pagrindinei spalvai yra papildomoji (pagrindinė spalva + papildomoji spalva = baltoji spalva). Viena

papildomoji spalva yra sudaryta iš dviejų pagrindinių. Antai geltonoji (raudonoji + žaliaji) yra papildomoji mėlynajai (nes mėlynoji + geltonoji = baltoji), purpurinė (raudonoji + mėlynoji) – papildomoji žaliajai, o žyroji (žaliaji + mėlynoji) – papildomoji raudonajai.

Dauguma mus supančiųjų daiktų yra nespinduliuojantys, jie atspindi šviesą ir suvokiami pagal tūrio formą ir *nuspalvinimą*, kuris apibūdinamas spektrine atspindžio kreive. Pagal šviesių ir tamsių vietų pasiskirstymą regėjimo lauke (šviesos šešėlius) nusakoma daikto tūrio forma ir atskirų paviršiaus dalių orientacija spinduolio atžvilgiu. Žmogaus suvokiama spalva priklauso tiek nuo paties objekto spalvos, tiek ir nuo jį supančiųjų objektų bei fono spalvų.

Spinduliuotės spalva apibūdinama *spalviu*, kurį pagrindinai nusako spinduliuotės spektrinė sudėtis. Tačiau ir skirtingos spektrinės sudėties spinduliuotės gali būti vienodo spalvio. Pojūčiai, atsiradę dėl **rgb** jutiklių sužadavimo lygių santykio skirtumo, vadinami *spalvio jutimu*, t. y. suvokiama spalva. Spalvio jutimas leidžia žmogui skirti vienodo skaisčio spinduliuočių skirtingas spalvas. Vienodą spalvio jutimą sukeliančios spinduliuotės vadinamos *vienspalvėmis*.

Nagrinėjant spalvas reikia žinoti *Grasmano dėsnius* :

1. *Tolydumo* dėsnis. Esant bet kokiam tolydiniam spinduliuotės kitimui, spalva kinta tolydžiai.
2. *Adityvumo* dėsnis. Dviejų spinduliuočių sumos spalva priklauso tik nuo dedamųjų spalvų.
3. *Trimatiškumo* dėsnis. Bet kokios keturios spalvos yra tiesiškai susietos (yra ir tiesiškai nepriklausomų spalvų trejetai).

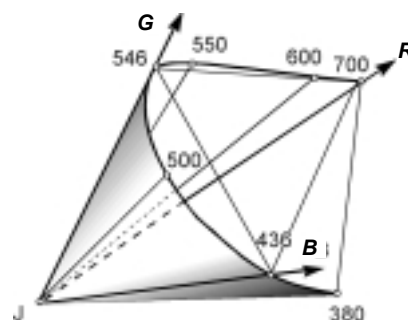
Kokios nors spinduliuotės spalvos nusakymas yra subjektyvus dėl pojūčių, kurie įvairiems žmonėms yra skirtingi ir priklauso nuo stebėjimo sąlygų.

Žmogaus akies spektrinis jautris skirtingoms regimojo spektro sritims yra nevienodas, priklauso nuo bangos ilgio. Saulės spektre didžiausią galią turi gelsvai žaliaji spinduliuotė. Žmogaus akis istoriškai adaptavosi prie Saulės šviesos energinio pasiskirstymo ir tapo jautriausia šiai spinduliuotei (555 nm). Yra daug dirbtinių spinduolių, turinčių vienokią ar kitokią spektrinę sudėtį. Dienos šviesa irgi yra įvairių fazių – tiesioginių Saulės spinduolių šviesa, saulėto dangaus šviesa, ryškaus dangaus šviesa ir kt. Dienos šviesa priklauso nuo metų ir paros laiko, nuo atmosferos būsenos. Todėl vietoje labai plačiame ruože besikeičiančios dienos šviesos naudojami dirbtiniai baltosios šviesos spinduoliai.

Spalvos matavimas iš esmės skiriasi nuo kitų fizikinių dydžių matavimų. Čia negalima panaudoti standartinių metrologijos metodų, kuriuose matuojamasis parametras lyginamas su etalonu ir nustatomas kiek kartų didesnis ar mažesnis už etaloną. Spalvoms toks matavimas principaliai negalimas – negalima pasakyti, pvz., kad raudonoji spalva tiek tai kartų didesnė ar mažesnė už mėlynąją.

Kolorimetrijoje (spalvų matavimo metoduose, skirtuose kiekybiškai įvertinti spalvą ir spalvų skirtumą) sukurtos sistemos, kuriose spalva matuojama kiekybiškai ir išreiškiama etaloninėmis spinduliuotėmis, maišomomis tam tikromis proporcijomis. Tokios objektyvios spalvos išraiškos sukurtos griežtai fiksuotomis standartinėmis stebėjimo sąlygomis.

Spalvos charakteristika kolorimetrijoje yra trimatė, t. y. spalva kiekybiškai išreiškiama trimis tarpusavyje susietais parametrais. Todėl spalva kolorimetrijoje pateikiama trijų dedamųjų vektorių tiesinėje erdvėje, vadinamoje *spalvų erdve* (2.7.1 pav.). Visų spalvos vektorių pradžia yra bendra. Taškas J, atitinkantis koordinatės sistemos pradžią, yra *juodasis* taškas – nulinio skaisčio taškas (nėra šviesos). Iš spalvų erdvės koordinatės pradžios išeina aibė spalvos vektorių. Visi realiųjų spalvų vektoriai yra kūginėje erdvėje, kurią riboja monochromatinės spinduliuotės ir purpurinių spalvų vektoriai.



2.7.1 pav. Spalvų erdvė

Trijų spinduliuočių spalvos, kuriomis išreiškiama charakterizuojamoji spinduliuotė, vadinamos *pagrindinėmis spalvomis*. Pagrindinėmis gali būti bet kokios trys tiesiškai nepriklausomos spalvos, t. y. nė viena iš jų negali būti sukurama kitų dviejų suma (arba tiesinė kombinacija). Tai vektorių nekomplanarumo sąlyga. Tokių spalvų trijų, sudarančių spalvos koordinatės sistemą, gali būti daug. 1931 m. Tarptautinė apšvietimo komisija (TAK) įvedė standartinę sistemą **RGB**, kurioje pagrindinės spalvos yra raudonoji **R** (red, $\lambda = 700,0$ nm), žalioji **G** (green, $\lambda = 546,1$ nm) ir mėlynoji **B** (blue $\lambda = 435,8$ nm). Jas maišant galima sukurti daugumą realiai pasitaikančių spalvų. Bet kokia matuojamoji spalva **S** gali būti pateikta trimatėje spalvų erdvėje koordinatėmis R', G', B' , vadinamomis *spalvos koordinatėmis*. Taigi spalvos koordinatės yra trijų pagrindinių spalvų kiekiai, padedantys atkurti reikiamą spinduliuotės pojūtį tam tikroje trispalvėje sistemoje.

Vizuali matuojamosios spalvos S ir trijų pagrindinių spalvų mišinio tapatybė išreiškiama vektorine *spalvos lygtimi*

$$S = R' R + G' G + B' B, \quad (2.7.1)$$

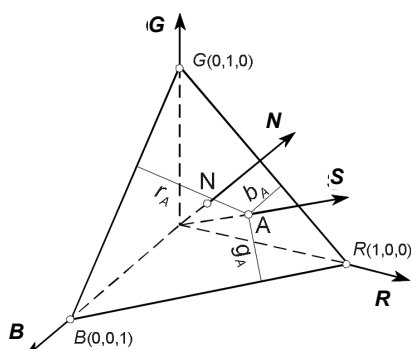
kuri nusako nagrinėjamąją spalvą. Bet kokia spalva kolorimetrijoje suprantama kaip vektorinė trijų dedamųjų suma.

Apšvietus baltą paviršių vienu metu trimis šviesos srautais R , G ir B , ekrane galima pamatyti įvairias spalvas. Esant tam tikroms R , G , B vertėms, susidaro baltoji spalva. Tokių spinduliuočių srautai vadinami vienetiniiais (arba *vienetinėmis spalvomis*).

Spalvų erdvės koordinačių ašių išsidėstymas yra gana laisvas. Pasirenkant pagrindines spalvas svarbus yra baltosios spalvos vektorius. Jis turi būti vienodai nutolęs nuo pagrindinių spalvų vienetinių vektorių, t. y. nuo koordinačių sistemos ašių. Labiausiai nutolę nuo baltosios spalvos vektoriaus yra monochromatinės spinduliuotės spalvos vektoriai. Realiosios spalvos vektorius yra erdvėje tarp baltosios spalvos ir atitinkamos pagal atspalvį monochromatinės spinduliuotės vektoriaus. Bet kokia realioji spalva sukurama maišant baltąją ir tokio pat atspalvio monochromatinę spalvą.

Baltosios spalvos vektorius N kerta *vienetinių spalvų plokštumą* taške N , kuris yra vienetinių vektorių R , G , B viršūnių sudaromo trikampio centre (2.7.2 pav.). Baltoji spalva gaunama tada, kai vienetinių spalvų skaisčių santykis yra toks:

$$L_R : L_G : L_B = 1 : 4,5907 : 0,0601. \quad (2.7.2)$$



2.7.2 pav. Vienetinių spalvų plokštuma (spalvos trikampis)

Ši lygtis tiksliai nusako baltosios spalvos sąvoką. Baltoji spalva – tai spalva, kuri sukurama sumaišius tris pagrindines spalvas dedamąsias R , G ir B santykiu, išreikštu (2.7.2) lygtimi. Iš (2.7.2) lygties išplaukia, kad tik viena iš L_R , L_G ir L_B verčių yra nepriklausoma, ją galima pasirinkti laisvai, bet standartiniuose matavimuose toliau jos nekeisti.

Bet koks spalvos vektorius S (arba jo tęsinys) kerta vienetinę plokštumą taške A , kuris nusako nagrinėjamąsios spinduliuotės spalvą. Vienetinės plokštumos sritis trikampio viduje vadinama *spalvio diagrama* (arba *spalvos trikampiu*). Jo viršūnės nusako pagrindinių spalvų spalvius. Taško A vieta

spalvos trikampyje apibūdinama *spalvio koordinatėmis* r_A, g_A, b_A – tai atstumai iki trikampio kraštinių. Jei $r_A = g_A = b_A = 1/3$, gaunamas baltosios spalvos taškas. Spalvio koordinatės r, g, b yra spalvos koordinatinių ir jų sumos (modulio) dalmuo:

$$r = \frac{R'}{R' + G' + B'}; \quad g = \frac{G'}{R' + G' + B'}; \quad b = \frac{B'}{R' + G' + B'}. \quad (2.7.3)$$

Bet kuri spalva $S(R', G', B')$, kurios spalvio taškas $S(r, g, b)$ yra spalvos trikampio viduje, gali būti sukurama sumuojant (maišant) teigiamas **RGB** sistemos pagrindinių spalvų vertes (kiekius). Tačiau, jei spalva nėra nagrinėjamos sistemos trikampio viduje, viena arba dvi spalvos koordinatės tampa neigiamomis. Tai reiškia, kad matuojamoji spalva negali būti sukurama maišant pagrindines spalvas. Tačiau sumaišius matuojamąją spalvą su ta pagrindine spalva, kurios viena koordinatė yra neigiama, sukurama tokia pati spalva, kaip ir dviejų kitų pagrindinių spalvų mišinys. Pvz., išraišką

$$S = -R' R + G' G + B' B$$

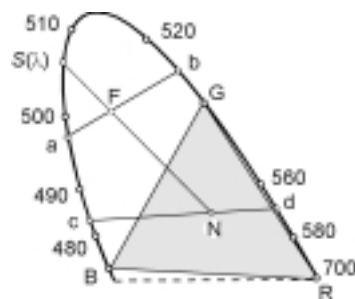
reikia interpretuoti taip:

$$S + R' R = G' G + B' B.$$

Grynujų spalvų $S(\lambda)$ spalvos lygtis yra tokia:

$$S(\lambda) = R'(\lambda) R + G'(\lambda) G + B'(\lambda) B. \quad (2.7.4)$$

Taškų $S(\lambda)$ visumos linija (2.7.3 pav.) vadinama *grynujų spalvų linija* (spalvio grafikas) – tai monochromatinių spinduliuočių spalvų vektorių susikirtimo su vienetine plokštuma taškų visuma. Visos grynosios spalvos, išskyrus tris pagrindines (**R**, **G**, **B**), yra už spalvos trikampio ribų. Trikampio svorio centre yra taškas N, žymintis baltąją spalvą. Tiesėje, jungiančioje raudonosios ($\lambda = 700$ nm) ir violetinės ($\lambda = 380$ nm) spalvų spalvių taškus, išsidėsčiusios purpurinės spalvos, o plokštumoje tarp grynujų spalvų linijos ir purpurinių spalvų linijos – visos galimos realiosios spalvos. Tiesėje, jungiančioje baltąją spalvą N su kokia nors grynąja spalva $S(\lambda)$ išsidėsčiusios visos spalvos, kurios gali būti sukuriamos maišant baltąją spalvą su



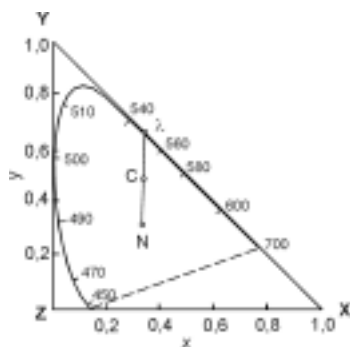
2.7.3 pav. Spalvos grafikas **RGB** sistemoje

$S(\lambda)$ spalva. Jos yra vienodo atspalvio, bet skiriasi spalvos grynumu dėl skirtingo baltosios spalvos kiekio. Taške N visų atspalvių šviesos grynumas lygus nuliui, o grynųjų spalvų linijos taške – 100 %.

Kaip minėta, bet kokia negrynoji spalva gali būti sukuriamą maišant įvairiausias spalvų poras. Nubrėžkime bet kokią tiesę per tašką F (2.7.3 pav.), apibūdinantį kokios nors spalvos F spalvą. Grynųjų spalvų liniją ji kerta a ir b taškuose. Šioje tiesėje bet kokios dvi spalvos, išsidėsčiusios skirtingose taško F pusėse, sumaišytos atitinkamais kiekiais sukuria spalvą F . Jei tiesė nubrėžta per spalvos trikampio centrą N (2.7.3 pav., tiesė cd), tai sumuojant bet kokias dvi spalvas, išsidėsčiusias skirtingose taško N pusėse, susidaro baltoji spalva. Svarbu tik parinkti tokių spalvų intensyvumų santykį. Kaip minėta, šios spalvos vadinamos papildomosiomis. Suprantama, tokių spalvų porų kiekis yra be galo didelis.

Spalvos trikampis suteikia daug informacijos apie spalvas. Nors sumavimo variantų yra labai daug, tačiau kiekvienu atveju gaunami visiškai konkretūs duomenys. Dar vienas paprastas pavyzdys. Tarkime, kad maišomos dvi grynosios spalvos F_a ir F_b . Maišant sukuriamos spalvos, kurių spalviai išsidėsto tiesėje ab. Visos jos nepriklauso grynosioms spalvoms. Iš čia išplaukia išvada: *maišant dvi grynasias spalvas, negalima sukurti kitos grynosios spalvos*.

Visoms spalvoms, kurių spalvio taškai yra spalvos trikampio viduje (2.7.3 pav.), spalvos koordinatės yra teigiamos, o spalvoms, kurių spalvio taškai yra už trikampio ribų, viena iš spalvos koordinatė yra neigiama. Nagrinėjamoje sistemoje spektrinių spalvų linija yra už trikampio ribų. Ji spalvos grafike riboja realiųjų spalvų lauką. Iš to išplaukia, kad **RGB sistemoje ne visas realiąsias spalvas galima sukurti maišant tris pagrindines spalvas**.



2.7.4 pav. Spalvos grafikas XYZ sistemoje

Neigiamos realiųjų spalvų koordinatės yra nepatogios daugelyje skaičiavimų, todėl 1931 m. TAK patvirtino kitą standartinę spalvų nustatymo sistemą **XYZ**, kurioje spalvos trikampis yra stačiakampis. Pagrindinės spalvos **X**, **Y**, **Z** parinktos taip, kad visas realiųjų spalvų laukas būtų šio trikampio viduje (2.7.4 pav.). Tada **X**, **Y**, **Z** spalvos yra už **RGB** sistemos grynųjų spalvų linijos ribų, t. y. jos yra nerealios. Tiesioginiais matavimais spalvos koordinatė **XYZ** sistemoje gauti negalima. Jos nustatomos perskaičiuo-

jant duomenis, gautus pagal pagrindines prietaiso spalvas.

Sąryšis tarp vienetinių **XYZ** sistemos ir **RGB** sistemos spalvų išreiškiamas šiomis lygtimis:

$$\left. \begin{aligned} X &= 2,36461 R - 0,51515 G + 0,00520 B, \\ Y &= -0,89654 R + 1,42640 G - 0,01441 B, \\ Z &= -0,46807 R + 0,08875 G + 1,00921 B. \end{aligned} \right\} \quad (2.7.5)$$

Spalvos lygtis **XYZ** sistemoje užrašoma taip:

$$S = X'X + Y'Y + Z'Z; \quad (2.7.6)$$

čia X', Y', Z' yra spalvos koordinatės, o X, Y, Z – pagrindinių spalvų vienetiniai vektoriai.

Spalvio koordinatės **XYZ** sistemoje nusakomos analogiškai kaip ir **RGB** sistemoje:

$$x = \frac{X'}{X' + Y' + Z'}; \quad y = \frac{Y'}{X' + Y' + Z'}; \quad z = \frac{Z'}{X' + Y' + Z'}. \quad (2.7.7)$$

Taigi spinduliuotės spalvą galima nusakyti kiekybiškai ir kokybiškai. Kiekybinė spalvos charakteristika yra skaitis arba spalvos modulis, kuris lygus spalvos koordinačių R', G', B' (arba X', Y', Z') sumai. Spalvos kokybė nusakoma jos trispalviais koeficientais r, g, b (arba x, y, z), t. y. tuo santykiu, kuriuo reikia sumaišyti tris pagrindines spalvas **R, G, B** (arba **X, Y, Z**), kad mišinio spalvos kokybė būtų tokia, kaip nagrinėjamosios spalvos.

Tačiau trispalviai koeficientai nėra vieninteliai spalvos kokybę nusakantieji parametrai. Dar yra metodas, kuriame naudojami du dydžiai – *atspalvis* ir *spalvos grynumas*.

Tarkim, kad taškas N (2.7.4 pav.) atitinka baltąją spalvą ir spalvio koordinatės yra x_N, y_N . Tiesė, nubrėžta per mus dominantį tašką $C(x, y)$, kerta grynujų spalvų liniją $\lambda(x_\lambda, y_\lambda)$ taške. Šis taškas atitinka tam tikros monochromatinės spinduliuotės bangos ilgį λ . Išsidėsčiusių $N\lambda$ tiesėje visų taškų C_i spalviai nusakomi tuo pačiu atspalviu, kurį lemia bangos ilgis tokios monochromatinės spinduliuotės, kurią sumaišius su baltąja sukurama norima spalva. Atspalvį patogų žymėti bangos ilgiu λ .

Antrasis dydis, nusakantis spinduliuotės spalvą, yra spalvos grynumas – tai monochromatinio skaisčio dedamosios B_λ ir sukurtojo mišinio pilnutinio skaisčio, kuris lygus monochromatinio ir baltojo skaisčių dedamųjų B_λ ir B_N sumai, dalmuo:

$$p = \frac{B_{\lambda}}{B_{\lambda} + B_N}.$$

Spalvos grynumą nusako taško C padėtis tiesėje $N\lambda$ ir rodo, kaip chromatiškumas yra arti spalvos linijos perimetro.

Taigi spinduliuotės spalvą galima nusakyti x, y arba λ, p . Tarp šių parametrų yra sąryšis. Nustačius trispalvius koeficientus x_{λ}, y_{λ} ir žinant x_N, y_N , taško $C(x, y)$ spalvos grynumas išreiškiamas taip:

$$p = \frac{y_{\lambda}}{y} \frac{NC}{N\lambda} = \frac{y_{\lambda}}{y} \frac{y - y_N}{y_{\lambda} - y_N} = \frac{y_{\lambda}}{y} \frac{x - x_N}{x_{\lambda} - x_N}. \quad (2.7.8)$$

Spalvos matuojamos prietaisais, vadinamais *kolorimetrais* ir *spalvų komparatoriais*. Tai specialūs prietaisai, kurie sugraduoti pagal spalvų skalės arba spalvų atlasus, ir matuojamasis bandinys lyginamas su jų spalvomis. Spalvų komparatorius skirtas greta esantiems stebimiems laukams įvertinti, kai vienas laukas apšviestas standartine, o kitas – nežinomąja spinduliuote.

Spalvų matavimo prietaisais galima palyginti matuojamąjį bandinį su etalonu dviejuose gretimuose fotometriniuose laukuose. Etalonai yra trijų fiksuotos spektrinės sudėties spinduliuočių mišinys, o fotometrinio lauko apšvieta kiekvienam iš jų parenkama matavimo metu. Šioms apšvietoms proporcingi dydžiai nustatomi iš prietaiso rodmenų – nustatomos matuojamojo bandinio spalvos koordinatės.

Nagrinėjant *kūnų spalvas*, reikia atkreipti dėmesį į tai, kad jas apsprendžia medžiagos savybės ir sąveika su krentančiąja spinduliuote. Tai susiję su šviesos sugertimi, atspindžiu bei sklaida. Kūnų spalvas pagrindinai lemia rezonansiniai medžiagos dalelių dažniai, ties kuriais pasireiškia selektyvioji sugertis bei atspindys. Tai gali vykti tiek visame medžiagos tūryje, tiek ir paviršiuje.

Jei rezonansinis dažnis ω_{0i} yra ultravioletinėje srityje, regimoje spektro srityje nėra selektyviosios sugerties ir medžiaga yra beveik bespalvė ir skaidri (pvz., stiklas). Kai nuosavieji dažniai ω_{0i} yra regimojoje spektro srityje, atitinkamos šios srities dalys sugeriamos ir medžiaga nuspalvinama papildančiosiomis spalvomis. Pvz., violetinio rašalo spalva indelyje yra violetinė todėl, kad pereinant baltajai šviesai jo storį sugerama gelsvoji spektro sritis. Popieriaus lape violetinis rašalas irgi yra violetinės spalvos, nes popieriaus paviršiaus plaušeliai prisigeria rašalo. Šviesos atspindys (sklaida) vyksta kažkokiam popieriaus paviršiaus sluoksniu storyje, kuria-

me įmirkę plaušeliai sugeria gelsvąją spektro sritį. Tačiau (!), jei rašalo lašas nukrenta ant paviršiaus, kuris neįmirksta rašale (pvz., stiklo paviršius), tai išdžiuvusi rašalo dėmė yra gelsva. Šiuo atveju tokia spalva susidaro ne dėl selektyviosios sugerties, o dėl selektyvaus šviesos atspindžio.

Išpūdingos yra aukso spalvos. Storas aukso gabalėlis yra gelsvai rausvas. Tačiau labai plona aukso plėvelė pereinančioje šviesoje atrodo mėlyna. Pirmuoju atveju aukso spalvą lemia selektyvusis atspindys, o antruoju – selektyvioji sugertis.

Taigi atspindint šviesai nuo medžiagos paviršiaus, *labiausiai atspindi tų ilgių bangas, kurios pereinant medžiagas labiausiai sugeriamos*. Todėl kūno spalva, nusakoma selektyviuoju atspindžiu, yra papildančioji to kūno spalvai, kuri nusakoma selektyviaja sugertimi.

III SKYRIUS

ŠVIESOS SKLIDIMAS ANIZOTROPINĖSE TERPĖSE

3.1. KRISTALŲ OPTIKOS PAGRINDAI

Šviesos sklidimas anizotropinėje terpėje turi savitus ypatumus. Anizotropinei terpei būdinga skirtingos savybės priklausomai nuo krypties. Galima įvairių savybių anizotropija – mechaninių, elektrinių, optinių ir t. t. Medžiagos savybių anizotropiją nusako medžiagos sandara, ir gamtoje sutinkama kaip natūralios, taip ir dirbtinės prigimtys. Panagrinėsime *optinę anizotropiją*, t. y. optinių savybių skirtumus įvairiomis kryptimis, kurios labiausiai išryškėja kristalinėse terpėse.

Optinis kristalų savitumą nusako jų struktūros anizotropija. Yra dviejų rūšių kristalų – kietieji ir skystieji. Kietuosiuose kristaluose dalelės (atomai, jonai, molekulės) išsidėstę visomis trimis kryptimis tvarkingai. Kietajame kristale yra kristalinė gardelė. Skystuosiuose kristaluose tokios gardelės nėra. Skystųjų kristalų savybės yra tarpinės tarp kristalų ir skysčių. Tokioje būsenoje kai kurios medžiagos gali būti tam tikrame, būdingame kiekvienai iš jų, temperatūrų intervale. Tokia medžiaga žemesnėse temperatūrose yra kietasis kristalas, o aukštesnėse – amorfinis skystis.

Terpės anizotropiją optiniu požiūriu lemia skirtinga terpės geba reaguoti į krintančiosios šviesos poveikį, priklausomai nuo jos sklidimo krypties. Reagavimas pasireiškia elektros krūvių poslinkiu veikiant šviesos bangos laukui. Optiškai anizotropinėse terpėse šis poslinkis priklauso nuo krypties, t. y. terpės dielektrinė skvarba (kartu ir lūžio rodiklis) skirtinga įvairioms šviesos bangos elektrinio vektoriaus kryptims. Kitaip tariant, terpės lūžio rodiklis (kartu ir šviesos greitis) priklauso nuo šviesos bangos sklidimo krypties ir jos poliarizacijos plokštumos orientacijos. Todėl anizotropinėje terpėje bangos paviršius, t. y. paviršius, iki kurio per tam tikrą laiką ateina šviesos trikdys, skiriasi nuo sferos, kuri būdinga izotropinei terpei, kurioje šviesos sklidimo greitis visomis kryptimis yra vienodas.

Šviesos sklidimas anizotropinėje terpėje dažniausiai nagrinėjamas Maksvelo lygčių pagalba. Elektromagnetinė šviesos teorija smulkiai aprašo

visus reiškinius, stebimus bandymo metu ir susietus su natūraliąja optine anizotropija. Be to, ši teorija pajėgi susieti elektrinę (kartu ir optinę) anizotropiją su medžiagos molekuline struktūra, t. y. su atomų ir molekulių išsidėstymu kristalinėje gardelėje. Šioje teorijoje yra daug sudėtingų matematinių išraiškų, todėl apsiribosime pagrindų formulavimu ir kokybiniu kristale sklindančių bangų pagrindinių savybių nagrinėjimu.

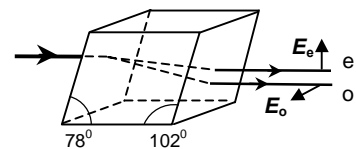
Pradžioje panagrinėsime kai kuriuos eksperimentus, rodančius perėjusiosios kristalą šviesos ypatumus.

Dvejopas spindulių lūžis – šviesos spindulio dvejimasis jam sklindant anizotropinėje terpėje dėl lūžio rodiklio (kartu ir bangos greičio) priklausomybės nuo bangos poliarizacijos ir bangos vektoriaus orientacijos kristalografinių ašių atžvilgiu, t. y. nuo sklidimo krypties. Krintant šviesos bangai į anizotropinės terpės paviršių, terpėje atsiranda dvi lūžusios skirtingos poliarizacijos bangos, sklindančios skirtingomis kryptimis nevienodais greičiais. Dvejopas spindulių lūžis pirmą kartą stebėtas 1670 m. pereinant šviesai kalcitą (Islandijos špatą). Tai rombaedrinės sistemos kristalas, geriausia medžiaga dvejopo spindulių lūžio reiškiniui atsirasti, tirti ir naudoti. Kūbinės gardelės kristalai (NaCl) nepasižymi dvejopu spindulių lūžiu, jie yra optiškai izotropinės medžiagos.

Dvejopas spindulių lūžis stebimas ne tik natūraliose anizotropinėse terpėse, bet ir terpėse su dirbtine anizotropija, atsirandančia dėl asimetrinės deformacijos, vidinių įtempimų (*fototamprumas*), veikiant akustiniam laukui (*akustooptika*), veikiant elektriniam (*Kero reiškiny*s) arba magnetiniam (*Kotono-Mutono reiškiny*s) laukui, anizotropiniu kaitinimu. Skysčiuose gali susikurti dvejopas spindulių lūžis srovėse, jei skysčio arba ištirpintos medžiagos molekulės yra ne sferinės su anizotropiniu poliarizuojamumu. Sugeriančiuose kristaluose dvejopas spindulių lūžis gan sudėtingas, nes bangos sugeriančiose terpėse yra nevienalytės ir sugertis anizotropinė (žr. *Dichroizmas*).

Dvejopo spindulių lūžio reiškiniu grindžiama įvairių rūšių šviesos poliarizatorių veikimas, gaminamos poliarizacinės prizmės bei poliaroidai.

Jei į pakankamai storą kalcito kristalą nukreipti siaurą šviesos pluoštelį, tai po lūžimo susidaro du šviesos pluošteliai (3.1.1 pav.) net ir tada, kai pirminis pluoštelis į kristalo sienelę krinta statmenai. Lūžęs pluoštelis skyla į du: vienas yra



3.1.1 pav. Šviesos sklindimas per kalcitą

kritusiojo tęsinys, o kitas nukrypsta ir jo lūžio kampas nelygus nuliui. Dėl šio reiškinio ir kitų nuokrypių nuo įprastųjų lūžio dėsnių pirmasis pluoštelis vadinamas *paprastuoju* (o), o antrasis – *nepaprastuoju* (e). Paprastojo spindulio atžvilgiu kalcito lūžio rodiklis n_o yra vienodas bet kokiam spindulio kritimui į kristalą, o neparastojo spindulio – n_e priklauso nuo jo krypties.

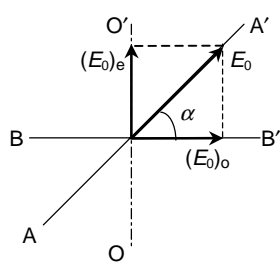
Priklausomai nuo kristalų savybių ir simetrijos pasireiškia tiesinis arba elipsinis dvejopas spindulių lūžis.

Skaidriuose nemagnetiniuose kristaluose be erdvinės dispersijos pasireiškia tiesinis dvejopas spindulių lūžis – atsiranda dvi tiesiai poliarizuotos bangos, kurių magnetinės indukcijos vektoriai (kartu ir magnetinio lauko vektoriai) tarpusavyje statmeni. Skaidriuose magnetiniuose kristaluose be erdvinės dispersijos taip pat pasireiškia tiesinis dvejopas spindulių lūžis, tačiau susikūrusių dviejų bangų indukcijos vektoriai ne ortogonalūs. Skaidriuose nemagnetiniuose kristaluose su erdvine dispersija krintančioji banga skyla į dvi elipsiškai poliarizuotas, sklindančias skirtingomis kryptimis nevienodais greičiais. Jų elipsių ašys ortogonalios, o indukcijos vektorių galų judėjimo kryptys priešingos – pasireiškia elipsinis dvejopas spindulių lūžis.

Priklausomai nuo anizotropinės terpės simetrijos joje yra kelios išskirtinės kryptys, palei kurias nepasireiškia dvejopas spindulių lūžis. Šios kryptys vadinamos *optinėmis ašimis*. Gali būti ir *izotropinės ašys*, palei kurias bet kokios poliarizacijos bangos sklinda vienodu greičiu, ir *apskritos ašys*, palei kurias be dvejopo spindulių lūžio sklinda tik tam tikro ženklo apskritai poliarizuota banga. Skaidriuose žemesnės singonijos kristaluose paprastai yra dvi izotropinės ašys.

Plokštuma, kurioje yra optinė kristalo ašis ir šviesos bangos fronto sklidimo kryptis (spindulys), vadinama *vyriausiąja kristalo plokštuma*.

Paprastoji ir nepaprastoji bangos susikūrusios kalcite yra visiškai tiesiai poliarizuotos tarpusavyje statmenose plokštumose. Paprastosios bangos



3.1.2. pav. Paprastojo ir nepaprastojo spindulių vektorių padėtys kristale

elektrinio vektoriaus virpesiai yra statmeni vyriausiajai plokštumai, o nepaprastosios – lygiagretūs.

Kai į kalcitą krinta natūralioji šviesa, tai paprastojo ir nepaprastojo spindulių intensyvumai yra vienodi. Tarkim, kad į kristalą krinta tiesiai poliarizuota šviesa. Bendruoju atveju iš kristalo išeis du tiesiai poliarizuoti nevienodo intensyvumo spinduliai. 3.1.2 pav. (spindulys krinta statmenai brėžinio plokštu-

mai) pavaizduota: OO' – kristalo optinė ašis, nepaprastosios bangos elektrinio vektoriaus virpesių linkmė; BB' – paprastosios bangos elektrinio vektoriaus virpesių linkmė; AA' – krintančiosios į kristalą plokščiosios bangos elektrinio vektoriaus virpesių linkmė. Elektrinio vektoriaus amplitudės išreiškiamos taip:

$$(E_0)_o = E_0 \cos \alpha; (E_0)_e = E_0 \sin \alpha.$$

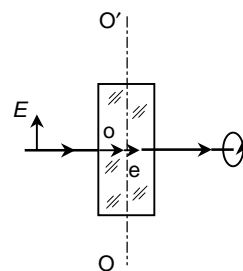
Kadangi intensyvumas proporcingas amplitudės kvadratui, tai

$$I_o = I \cos^2 \alpha; I_e = I \sin^2 \alpha.$$

Iš čia išplaukia *Maliu* (Malus) *taisyklės*:

$$\frac{I_e}{I_o} = \operatorname{tg}^2 \alpha; I_o + I_e = I.$$

Panagrinėsime šviesos sklidimą vienaašiam kristale statmeną optinei ašiai linkmę. Paimsime gretasienę kristalo plokštelę, kurios briaunos išpjautos palei optinę ašį (3.1.3 pav.). Iš bandymo nustatyta, kad statmenai krintantis šviesos pluoštelis plokštelėje sklinda pirmąją linkmę, bet pereinant plokštelę šviesos poliarizacijos pobūdis pakinta. Jei krinta tiesiai poliarizuota šviesa, perėjusi šviesa bendruoju atveju bus elipsiškai poliarizuota. Poliarizacijos pokytis lengvai suprantamas, jei banga suskirstoma į dvi dedamąsias: vienoje bangoje elektrinis vektorius virpa lygiagrečiai su optine ašimi, kitoje – statmenai optinei ašiai. Šios dedamosios sklinda skirtingais greičiais ir plokštelėje tarp jų susidaro fazių skirtumas.



3.1.3 pav. Šviesos sklidimas per kristalo plokštelę

Šių bangų greičių skirtumą galima aiškinti elektronine dispersijos teorija. Vienodiems atomo optinių elektronų poslinkiams palei optinę ašį ir jai statmenąją kryptimi atitinka skirtingos kvazielastinės gražinamosios jėgos. Dėl to skirsis ir elektronų nuosavųjų virpesių dažniai tarpusavyje statmenomis kryptimis. Kadangi atomo poliarizuotumas nusakomas krintančiosios šviesos dažnio ir nuosavųjų elektronų virpesių dažnių kvadratų skirtumu, tai skirtingoms šviesos bangos elektrinio vektoriaus virpesių kryptims atitinka skirtingos poliarizuotumo, dielektrinės skvarbos bei lūžio rodiklio vertės.

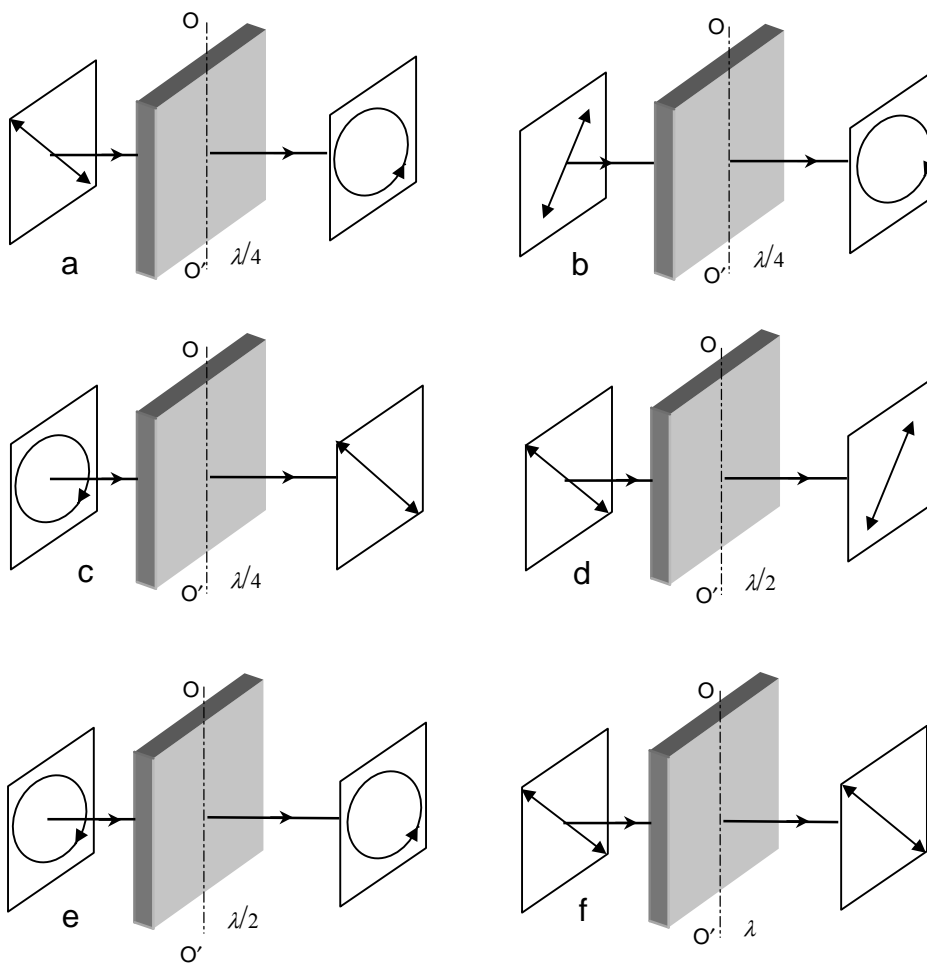
Reiškia, skirtingi bus ir bangų faziniai sklaidimo greičiai kristale $v_o = c/n_o$ ir $v_e = c/n_e$.

Tarkime, kad į dvejopalaūžę plokštelę krinta tiesiai poliarizuota banga. Iėjime abiejų bangų fazės vienodos, o išėjime iš plokštelės susidaręs fazių skirtumas δ priklauso nuo jos storio:

$$\delta = \frac{\omega}{c}(n_o - n_e)d = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)d.$$

Kai $\delta = k\pi$ (čia $k = \pm 1, \pm 2, \dots$), išėjusioji iš plokštelės banga bus taip pat tiesiai poliarizuota.

Norint dvejopalaūžę plokštele gauti apskritai poliarizuotą šviesą, fazių



3.1.4 pav. Poliarizuotos šviesos sklaidimas per ketvirčio (a, b, c), pusės (d, e) ir bangos ilgio (f) plokštelę

skirtumas turi būti lygus $\delta = (2k+1)\pi/2$. Kai n_o ir n_e vertės fiksuotos, ši sąlyga tenkinama tinkamai parinkus plokštelės storį, t. y.

$$(n_o - n_e) d = (2k + 1)\lambda/4.$$

Tokia plokštelė vadinama *ketvirčio bangos ilgio plokšte*.

Banga apskritai poliarizuojama tada, kai krintančiosios bangos poliarizacijos plokštuma su plokštelės optine ašimi sudaro $\pm \pi/4$ kampą (3.1.4 a,b pav.). Tada bangų amplitudės vienodos ir plokštelė papildo fazių skirtumą dydžiu $\pi/2$.

Jei plokštelės storis toks, kad bangų eigos skirtumas

$$(n_o - n_e) d = (2k + 1)\lambda/2,$$

tai fazių skirtumas $\delta = (2k + 1)\pi$ ir šviesa lieka tiesiai poliarizuota, tik elektrinio vektoriaus virpesių linkmė pakinta 2α (čia α – kampas tarp krintančiosios bangos elektrinio vektoriaus ir plokštelės optinės ašies) (3.1.4 d pav.).

Jei plokštelės storis toks, kad

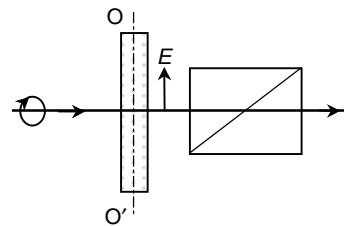
$$(n_o - n_e) d = k\lambda \text{ ir } \delta = 2k\pi,$$

tai išėjime susidaro tiesiai poliarizuota banga su tokia pat elektrinio vektoriaus virpesių plokštuma kaip ir įėjime (3.1.4 f pav).

Reikalingas fazių skirtumas susidaro tik tam tikro dažnio bangai. Tą lemia tiesioginė fazių skirtumo δ priklausomybė nuo dažnio ω ir lūžio rodiklio n_o bei n_e dispersija.

Ketvirčio bangos ilgio plokšte galima pakeisti apskritai poliarizuotą šviesą į tiesiai poliarizuotą. Išėjusiosios šviesos poliarizacijos plokštuma sudaro $\pm \pi/4$ kampą su optine ašimi.

Ketvirčio bangos ilgio plokšte galima taip pat atskirti apskritai poliarizuotą šviesą nuo natūraliosios, o elipsiškai – nuo dalinai poliarizuotos. Vien analizatoriaus nepakanka, kad atskirtume šiuos poliarizacijos tipus. Apskritai poliarizuotos kaip ir natūraliosios šviesos intensyvumas perėjęs analizatorių yra vienodas bet kokioje analizatoriaus orientacijoje. Tačiau, jei papildomai naudojama $\lambda/4$ plokštelė, apskritai poliarizuota šviesa tampa tiesiai poliarizuota, kurią galima visiškai susilpninti atitinkamai pasukus analizatorių (3.1.5 pav.).



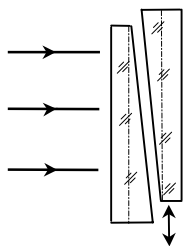
3.1.5 pav. Šviesos analizė $\lambda/4$ plokšte

Natūralioji šviesa gali būti suprantama kaip dviejų ortogonalios orientacijos vienodo intensyvumo bangų suma, ir fazių skirtumas tarp kurių kinta laike atsitiktinai. $\lambda/4$ plokštelės sudarytas papildomas fazių skirtumas nepakeičia atsitiktinio ortogonalinių dedamųjų fazių santykio pobūdžio. Todėl perėjusi $\lambda/4$ plokštelę šviesa lieka nepoliarizuota ir jos intensyvumas nekinta sukančiam analizatoriui.

Elipsiškai poliarizuotą šviesą galima suprasti kaip dviejų tiesiai poliarizuotų palei pagrindines elipsės ašis bangų sumą, fazių skirtumas tarp kurių $\pm \pi/2$. Kai tokia šviesa pereina $\lambda/4$ plokštelę, fazių skirtumas papildomas dydžiu $\pm \pi/2$ ir sumoje tampa lygus nuliui arba π , t. y. elipsinė poliarizacija tampa tiesine, kuri aptinkama analizatoriumi. Šiuo atveju $\lambda/4$ plokštelė turi būti orientuota taip, kad jos pagrindinės kryptys (t. y. optinės ašies kryptis ir jai statmenoji) sutaptų su pagrindinėmis elipsės ašimis papildomai naudojant analizatorių. (Prisiminkime, kad apskritai poliarizuotos šviesos pavertimui tiesiai poliarizuota, plokštelė galėjo būti bet kaip orientuota). Taigi pagal plokštelės optinės ašies orientaciją nustatoma elipsės ašių orientacija, o pagal analizatoriaus padėtį, kuriai esant slopinamas išėjęs iš plokštelės pluoštelis, – šių ašių santykis.

Aukščiau aprašytuoju metodu galima atskirti elipsiškai poliarizuotą šviesą nuo dalinai poliarizuotos, kurią galima traktuoti kaip tiesiai poliarizuotos ir natūraliosios šviesų mišinį. Ir vienu, ir kitu atveju sukančiam analizatorių intensyvumas kinta tarp didžiausių ir mažiausių verčių. Jei papildomai naudojama $\lambda/4$ plokštelė ir tinkamai ji orientuota, tai elipsiškai poliarizuota šviesa tampa tiesiai poliarizuota ir gali būti visiškai užslopinta analizatoriumi. Tuo tarpu iš dalies poliarizuotos šviesos $\lambda/4$ plokštelė neveikia, t. y. išėjęs spindulys nebus užslopintas analizatoriumi.

Poliarizuotosios šviesos analizei dar naudojami įrenginiai, vadinami



3.1.6 pav. Kompensatorius

kompensatoriais, kuriais galima sukompensuoti bet kokią fazių skirtumą tarp dviejų bangų iki nulio (arba papildyti iki π). Tai du kvarco pleištai (3.1.6 pav.) ir suglausti sudaro gretasienę plokštelę, kurios optinė ašis yra lygiagreti su jos briauna. Stumdant vieną pleištą kito atžvilgiu, kinta plokštelės storis ir kompensatorius sukuria atitinkamą papildomą fazių skirtumą tarp dviejų bangų.

Iš minėtų samprotavimų išplaukia metodas, taikomas praktikoje bendrajai poliarizuotosios šviesos analizei. Tiriomojo šviesos pluoštelio kelyje

statomas analizatorius ir apšvietos kitimo analizė jį sukant leidžia padaryti vienareikšmės išvadas:

1. Jei šviesos intensyvumas nekinta naudojant $\lambda/4$ plokštelę ir be jos, šviesa *natūralioji*.

2. Jei be $\lambda/4$ plokštelės šviesos intensyvumas nekinta, o su plokštele stebimi didžiausias ir mažiausias intensyvumai, šviesa poliarizuota *apskritai*. Jei šiuo atveju mažiausias intensyvumas lygus nuliui, šviesa poliarizuota pilnutinai apskritai, o jei nelygus nuliui – iš dalies, t. y. bus dviejų – natūralaus ir apskritai poliarizuoto – pluoštelių suma.

3. Jei intensyvumas be $\lambda/4$ kinta nuo nulio iki kažkokios didžiausios vertės, šviesa *tiesiai* poliarizuota.

4. Jei minimume intensyvumas nelygus nuliui, galimi du atvejai:

a) pastačius prieš analizatorių $\lambda/4$ plokštelę orientuotą taip, kad jos pagrindinės kryptys sutaptų su didžiausio ir mažiausio intensyvumų kryptimis, tai esant kažkokiai analizatoriaus padėčiai, nesutampančiai su pirminio minimumo kryptimi, intensyvumas lygus nuliui. Tada šviesa pilnutinai *elipsiškai* poliarizuota;

b) jei naudojant $\lambda/4$ plokštelę šviesos intensyvumas nelygus nuliui jokioje analizatoriaus padėtyje, tai:

1) kai $\lambda/4$ plokštelė nieko nekeičia analizatoriaus padėtyse, kurios nusako maksimumus ir minimumus, tada šviesa *iš dalies tiesiai* poliarizuota;

2) kai $\lambda/4$ plokštelė pakeičia analizatoriaus padėtis, kurioms atitinka maksimumas ir minimumas, tada bus *iš dalies elipsinė* poliarizacija.

3.2. PLOKŠIOSIOS MONOCHROMATINĖS BANGOS ANIZOTROPINĖJE TERPĖJE. VIENAAŠIAI KRISTALAI

Panagrinėsime šviesos sklaidimą skaidrioje anizotropinėje terpėje naudodami elektromagnetinę teoriją. Maksvelo lygtys elektromagnetiniam laukui medžiagoje yra universalios ir gali būti taikomos anizotropinei terpei. Ieškosime jų sprendinių plokščiųjų monochromatinių bangų pavidalę, kuriose elektrinio lauko stipris \mathbf{E} , elektrinė indukcija \mathbf{D} bei magnetinė indukcija \mathbf{B} priklauso nuo koordinačių ir laiko pagal dėsnį: $\exp i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$. Įvesime bangos normalės vienetinį vektorių \mathbf{N} , nukreiptą bangos vektoriaus \mathbf{k} kryptimi:

$$N = \frac{k}{k} = \frac{v}{\omega} k = \frac{\lambda}{2\pi} k .$$

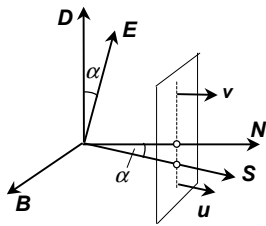
Tada iš Maksvelo lygčių išplaukia:

$$\left. \begin{aligned} N \times E &= v B ; \\ \epsilon_0 c^2 N \times B &= -v D ; \end{aligned} \right\} \quad (3.2.1)$$

čia v – bangos fazinis greitis, t. y. greitis, kuriuo vienodų fazių paviršius sklinda bangos normalės N kryptimi.

Pradžioje nagrinėsime tas elektromagnetinės bangos savybes, kurios išplaukia iš (3.2.1) lygčių. Šios savybės nusako vektorių D , E , B ir N tarpusavio išsidėstymą. Iš antrosios (3.2.1) formulės išplaukia, kad $D \perp B$ ir N , o iš pirmosios – $B \perp N$. Taigi sklindančiojoje bangoje vektoriai D , B ir N sudaro dešiniąją ortogonalųjų vektorių trijulę. Vektoriaus E kryptis anizotropinėje terpėje bendruoju atveju nesutampa su D kryptimi.

Iš pirmosios (3.2.1) formulės išplaukia, kad $E \perp B$, t. y. vektorius E yra vektorių D ir N plokštumoje (3.2.1 pav.). Tai reiškia, kad sklindančios anizotropinėje terpėje bangos yra skersinės D ir B atžvilgiu, bet bendrai nėra skersinės vektoriaus E atžvilgiu.



3.2.1 pav. Vektorių išsidėstymas anizotropinėje terpėje

Elektromagnetinės bangos energijos pernešimo kryptis nusakoma Pointingo (Poynting) vektoriumi $S = \epsilon_0 c^2 E \times B$. Norint nusakyti jo kryptį, reikia naudoti vienetinį vektorių S , orientuotą S kryptimi:

$$s = S/S = (E \times B)/(E B) ,$$

kuris vadinamas *spindulio vektoriumi*, nes energijos pernešimo kryptis ir yra spindulių kryptis.

Izotropinėje terpėje spinduliai lygiagretūs su bangos normale, tačiau anizotropinėje terpėje yra kitaip. Vektorius $s \perp E$ ir B ir yra toje pačioje plokštumoje, kaip ir D , E bei N ir su vektoriumi N sudaro tokį pat kampą α , kaip E su D .

Vienodų fazių bangos plokštuma sklinda N kryptimi greičiu v . Šios plokštumos sklidimo greitis spindulio vektoriaus s kryptimi vadinamas *spindulio greičiu* u . Kai N ir s nesutampa, spindulio greitis ir fazinis bangos greitis nelygūs. Tarp jų toks sąryšis:

$$v = u \cos \alpha = u (N \mathbf{s}) .$$

Spindulių sklaidimo (t. y. energijos pernešimo) anizotropinėje terpėje ypatumus nusako bangos dispersija (t. y. fazinio greičio priklausomybė nuo dažnio) ir bangos normalės N nesutapimas su spindulio vektoriumi \mathbf{s} . Dispersija būdinga izotropinei ir anizotropinei terpei. Norint išskirti ypatumus, savitus tik anizotropinei terpei, nekreipsime dėmesio į dispersiją, t. y. many-sime, kad $d v / d \lambda = 0$. Tokioje nedispersinėje terpėje spindulio greičio vektorius $\mathbf{u} = u \mathbf{s}$ lemia šviesos bangos energijos pernešimo kryptį ir greitį. Todėl spindulio greičio nustatymas priklausomai nuo spindulio krypties yra svarbiausia užduotis.

(3.2.1) išraiškas pakeisime taip, kad vietoje N būtų spindulio vektorius \mathbf{s} , o vietoje fazinio greičio v – spindulio greitis u . Tam abi puses vektoriškai padauginsime iš \mathbf{s} . Dvigubas vektorines sandaugas perdirbsime taip:

$$\mathbf{s} \times (N \times \mathbf{E}) = N (\mathbf{s} \mathbf{E}) - \mathbf{E} (\mathbf{s} N) = - \mathbf{E} v / u ;$$

$$\mathbf{s} \times (N \times \mathbf{B}) = N (\mathbf{s} \mathbf{B}) - \mathbf{B} (\mathbf{s} N) = - \mathbf{B} v / u .$$

Čia pasinaudota tuo, kad vektorius \mathbf{s} ortogonalus vektoriams \mathbf{E} ir \mathbf{B} , o $\mathbf{s} N = v / u$. Tada (3.3.1) lygtys užrašomos taip:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= - u (\mathbf{s} \times \mathbf{B}) ; \\ \varepsilon_0 c^2 \mathbf{B} &= u (\mathbf{s} \times \mathbf{D}) . \end{aligned} \right\}$$

Iš šios lygčių sistemos išplaukia tokia lygtis:

$$(c / u)^2 \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{D}) = 0 .$$

Išskleidus dvigubas vektorines sandaugas ir prisiminus, kad $\mathbf{s}^2 = 1$, gaunama tokia lygtis:

$$(c / u)^2 \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{s} (\mathbf{s} \mathbf{D}) - \mathbf{D} = 0 , \quad (3.2.2)$$

kurią turi tenkinti plintančiosios plokščiosios bangos \mathbf{E} ir \mathbf{D} vertės.

(3.2.2) išraiška išplaukia iš Maksvelo lygčių be prielaidų apie terpės savybes. Tolimesniam nagrinėjimui reikia materialijų lygčių, siejančių \mathbf{E} su \mathbf{D} nagrinėjamojoje terpėje.

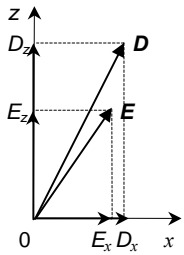
Anizotropinėje terpėje elektrinis poliarizuotumas \mathbf{P} bendruoju atveju nesutampa su jį sukeliančio elektros lauko stiprio vektoriumi \mathbf{E} . Todėl nesutampa \mathbf{E} ir \mathbf{D} kryptys, t. y. materialioje lygtyje, siejančioje monochromatinėje bangoje \mathbf{E} su \mathbf{D} , dielektrinė skvarba $\varepsilon(\omega)$ yra antrojo laipsnio tenzorius:

$$D_i = \varepsilon_0 \sum \varepsilon_{ik}(\omega) E_k; \quad (i, k = x, y, z).$$

Atitinkamai parinkus koordinačių sistemą, šią išraišką galima supaprastinti. Tada diagonaliniai tenzoriaus ε_{ik} nariai užrašomi taip:

$$\left. \begin{aligned} D_x &= \varepsilon_0 \varepsilon_x E_x; \\ D_y &= \varepsilon_0 \varepsilon_y E_y; \\ D_z &= \varepsilon_0 \varepsilon_z E_z. \end{aligned} \right\} \quad (3.2.3)$$

Jei vektorius \mathbf{E} nukreiptas vienos iš šių ašių kryptimi, vektorius \mathbf{D} sutampa pagal kryptį su juo. Atitinkamos koordinačių ašys x, y, z vadinamos pagrindinėmis tenzoriaus ašimis, o dydžiai $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$ – jo pagrindinėmis



3.2.2 pav. Vektorių \mathbf{D} ir \mathbf{E} padėtis anizotropinėje terpėje

vertėmis arba *pagrindinėmis dielektrinėmis skvarbomis*. Pagrindinių dielektrinių skvarbų verčių skirtumai ir nusako vektorių \mathbf{E} ir \mathbf{D} krypčių nesutapimą (3.2.2 pav.).

Jei dvi dielektrinio tenzoriaus ε_{ik} pagrindinės vertės sutampa ($\varepsilon_x = \varepsilon_y$), terpė optiškai vienašė. Jos optines savybes nusako du parametrai $\varepsilon_{\perp} \equiv \varepsilon_x = \varepsilon_y$ ir $\varepsilon_{\parallel} \equiv \varepsilon_z$, vadinami statmenąja ir lygiagrečiąja dielektrine skvarba. Kai vektorius \mathbf{E} yra xy plokštumoje, t. y. statmenas z ašiai (z kryptis lygiagreti su optine ašimi), vektorius \mathbf{D} sutampa pagal kryptį su juo. Tai reiškia, kad vienašės terpės optinės (ir elektrinės) savybės pasižymi sukimosi simetrija optinės ašies atžvilgiu, nors kitų savybių (pvz., mechaninių) simetrija gali būti žemesnė.

Optiškai vienašėms terpėms priklauso visi tetragonalinės, heksagonalinės ir trigonalinės (romboedrinės) sistemos kristalai; optinė ašis sutampa atitinkamai su ketvirtos, šeštos ir trečios eilės simetrijos ašimis. Izotropiškas kietasis kūnas (pvz., stiklas), paveiktas vienalyte tempimo arba spaudimo deformacija viena kryptimi, arba skystis iš anizotropinių molekulių vienalyčiame elektriniame lauke, taip pat optiškai vienašiai.

Optiškai vienašėms terpėms priklauso visi tetragonalinės, heksagonalinės ir trigonalinės (romboedrinės) sistemos kristalai; optinė ašis sutampa atitinkamai su ketvirtos, šeštos ir trečios eilės simetrijos ašimis. Izotropiškas kietasis kūnas (pvz., stiklas), paveiktas vienalyte tempimo arba spaudimo deformacija viena kryptimi, arba skystis iš anizotropinių molekulių vienalyčiame elektriniame lauke, taip pat optiškai vienašiai.

Žemesnės simetrijos kristaluose (triklininės, monoklininės, rombinės sistemos) visos trys tenzoriaus ε_{ik} pagrindinės vertės yra skirtingos. Galima įrodyti, kad tada yra dvi linkmės (optinės ašys), palei kurias abi ortogonalųjų poliarizacijų bangos sklinda vienodu greičiu.

Kubinės sistemos kristaluose (NaCl, CaF₂, deimantas) visos trys dielektrinio tenzoriaus pagrindinės kryptys fiziškai ekvivalenčios, todėl pagrindinės $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$ vertės vienodos. Tai reiškia, kad tenzorius ε_{ik} išsigimsta į skaliarą (\mathbf{E} ir \mathbf{D} kryptys visada sutampa) ir kubinės sistemos kristalai optinių savybių atžvilgiu elgiasi kaip izotropinė terpė.

Pereisime prie šviesos sklido tyrimo optiškai vienašiuose kristaluose.

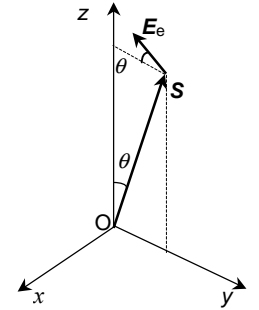
Jei šviesa sklinda išilgai optinės ašies, tai esant bet kokiai jos poliarizacijai vektoriai \mathbf{E} ir \mathbf{D} yra xy plokštumoje ir, kaip ir izotropinėje terpėje, jų kryptys sutampa. Tada

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_{\perp} \mathbf{E}_{\perp}.$$

Todėl lygiagrečiai su optine ašimi sklindančiosios bangos greitis yra $c/\sqrt{\varepsilon_{\perp}}$, o poliarizacija gali būti bet kokia. Vėliau parodysime, kad bet kokia kita linkme gali sklisti tik tiesiai poliarizuotos bangos, kurių poliarizacijos kryptys yra ortogonalios ir šių dviejų bangų greičiai skirtingi.

Koordinatinių ašių kryptį pasirinkimas xy plokštumoje dėl simetrijos yra laisvas. Tuo pasinaudoję supaprastinsime lygtis.

Tarkim, kad spindulio \mathbf{s} kryptis (3.2.3 pav.) sudaro kampą θ su optine ašimi (z ašimi). y ašį parinksime taip, kad ji būtų plokštumoje, sudarytoje optine ašimi ir spinduliu (ji vadinama *vyriausiojo pjūvio plokštuma*). Tada vektoriaus \mathbf{s} projekcijos: $\mathbf{s}(0, \sin\theta, \cos\theta)$. Skalarinė sandauga $(\mathbf{s}\mathbf{D})$ (3.2.2) išraiškoje bus $D_y \sin\theta + D_z \cos\theta$. \mathbf{D} projekcijas (3.2.2) išraiškoje galima išreikšti materialiomis lygtimis (3.2.3). Įskaičius, kad $\varepsilon_{\perp} \equiv \varepsilon_x = \varepsilon_y$ ir $\varepsilon_{\parallel} \equiv \varepsilon_z$, (3.2.2) lygtį galima užrašyti projekcijomis į x , y ir z ašis:



3.2.3 pav. Koordinatinių ašių parinkimas

$$\left. \begin{aligned} [(c/u)^2 - \varepsilon_{\perp}] E_x &= 0; \\ [(c/u)^2 - \varepsilon_{\perp} \cos\theta] E_y + (\varepsilon_{\parallel} \sin\theta \cos\theta) E_z &= 0; \\ (\varepsilon_{\perp} \sin\theta \cos\theta) E_y + [(c/u)^2 - \varepsilon_{\parallel} \sin^2\theta] E_z &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3.2.4)$$

Tai vienalyčių lygčių sistema, iš kurios galima išreikšti plokščiosios bangos vektoriaus \mathbf{E} projekcijas. Iš pirmosios lygties išplaukia:

$$\begin{aligned} (c/u)^2 - \varepsilon_{\perp} &= 0; \\ u &= c/\sqrt{\varepsilon_{\perp}} = c/n_0. \end{aligned}$$

Šiai greičio išraiškai atitinkančios lauko stiprio projekcijos E_z ir E_y lygios nuliui, o E_x gali turėti bet kokią vertę. Tai reiškia, kad šiuo sprendiniu aprašoma banga yra tiesiai poliarizuota x ašies kryptimi, t. y. statmenai optinei ašiai. Spindulio greitis $u = c/n_0$ nepriklauso nuo sklido linkmės (kampas θ). Tokia banga vadinama *paprastąja*.

Iš (3.2.4) sistemos antrosios ir trečiosios lygčių išreiškiama dar viena šaknis:

$$u(\theta) = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\perp} \cos^2 \theta + \varepsilon_{\parallel} \sin^2 \theta}}. \quad (3.2.5)$$

Išrašius ją į (3.2.4), gaunama:

$$E_x = 0; \quad E_z/E_y = -\tan \theta.$$

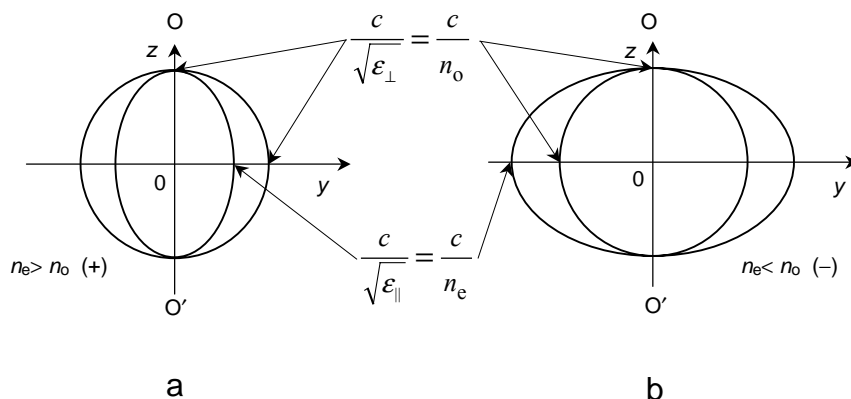
Tai reiškia, kad priklausomu nuo linkmės greičiu $u(\theta)$ sklindančioji banga yra poliarizuota pagrindinio pjūvio plokštumoje ir vektorius \mathbf{E} yra statmenas s . Ši banga vadinama *nepaprastąja*.

Šalia pagrindinių dielektrinių skvarbų ε_{\perp} ir ε_{\parallel} vienaasėms terpėms charakterizuoti naudojami taip pat parametrai $n_o = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$ ir $n_e = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}}$, vadinami paprastuoju ir nepaprastuoju lūžio rodikliais.

Norint nustatyti spindulių eigą vienaasėse kristaluose, sudaroma geometrinė konstrukcija, kurioje naudojami *spindulių greičių paviršiai*. Spindulių greičių paviršius konstruojamas taip. Iš kokio nors taško visomis galimomis kryptimis brėžiami spinduliai ir ant jų atidedamos atkarpos, proporcingos atitinkamiems spindulių greičiams. Atidėtų atkarpų galų visuma sudaro uždarą paviršių, kuris paprastajai bangai bus $n_o = c/\sqrt{\varepsilon_{\perp}}$ spindulio sfera, nepaprastajai bangai – sukimosi elipsoidas, kurio pusašiai $c/\sqrt{\varepsilon_{\perp}}$ ir $c/\sqrt{\varepsilon_{\parallel}}$ (3.2.4 pav.). Tai matyti iš (3.3.5) išraiškos užrašius ją tokiame pavidale:

$$\frac{u^2 \cos^2 \theta}{c^2 / \varepsilon_{\perp}} + \frac{u^2 \sin^2 \theta}{c^2 / \varepsilon_{\parallel}} = 1. \quad (3.2.6)$$

Kadangi $u \cos \theta = u_z$ ir $u \sin \theta = u_y$, tai (3.2.6) lygtis greičių erdvėje nusakoma sukimosi elipsoidą. Spindulių greičių paviršių pjūvis yz plokštumoje pavaizduotas 3.2.4 pav. Kai $n_e > n_o$ (kvarcas), ištemptas elipsoidas yra sferos viduje (3.2.4 a pav.). Tokie kristalai vadinami *teigiamaisiais*. *Neigiamuosiuose* kristaluose $n_e < n_o$ (kalcitas) ir sfera yra suploto elipso viduje (3.2.4 b pav.).



3.2.4 pav. Spindulių greičių paviršiai vienašiuose kristaluose

Iš pateiktų paveikslų matyti, kad išilgai optinę ašį (z) abiejų sklindančių bangų greičiai yra vienodi $u = c/n_o$, kurį nusako paprastasis lūžio rodiklis n_o . Šia kryptimi bet kuri plokštuma, kurioje yra optinė ašis, yra pagrindinio pjūvio plokštuma, ir todėl galimos bet kokios tiesinės poliarizacijos kryptys, o taip pat bus lygiavertės apskritiminė arba elipsinė poliarizacija.

Sklindant statmenąja optinei ašiai kryptimi, paprastosios bangos greitis, kaip ir anksčiau, $u_o = c/n_o$, o nepaprastosios bangos, kurioje vektorius \mathbf{E} nukreiptas išilgai optinės ašies, greitį $u_e = c/\sqrt{\epsilon_{\parallel}} = c/n_e$ nusako nepaprastasis lūžio rodiklis.

Visomis kitomis bangų sklidimo kryptimis vektoriai \mathbf{N} ir \mathbf{s} nesutampa.

3.3. ŠVIESOS LŪŽIS ANIZOTROPINĖS TERPĖS RIBOJE. HIUIGENSO KONSTRUKCIJOS

Šviesos lūžį ir atspindį anizotropinės terpės riboje kiekybiškai galima išnagrinėti naudojant elektromagnetinę teoriją. Tam naudojamos Frenelio formulės. Matematinės išraiškos iš dalies yra gremėzdiškos ir jų nenagrinėsime.

Norint paaiškinti dalinę užduotį – nustatyti lūžusiųjų spindulių kryptį vienašiam kristale, kokybiniam nagrinėjimui paprasčiau naudoti puikią geometrinę konstrukciją, pirmą kartą naudotą Hiuigenso, aiškinant dvejopą spindulių lūžį Islandijos špate (kalcite).

Apibendrinant Hiuigenso konstrukciją anizotropinei vienašei terpei, reikia naudoti spindulių greičių paviršius. Liečiančioji juos plokštuma pateikia lūžusiosios bangos fronto padėtį (t. y. vienodų fazių paviršių), o nubrėžta iš antrinės bangos centro į lietimosi tašką tiesė – lūžusiojo spindulio linkmė. Kadangi spindulių paviršiai yra sfera ir elipsoidas, tai Hiuigenso konstrukcija pateikia du spindulius: paprastąjį, kurio kryptis sutampa su normale į frontą (kaip ir izotropinėje terpėje) ir nepaprastąjį, kurio kryptis bendruoju atveju nesutampa su normale į nepaprastosios bangos frontą.

Panaudosime Hiuigenso konstrukciją keliems paprastesniems atvejams.

1. *Optinė ašis lygiagreti su riba ir bangos kritimo plokštuma statmena optinei ašiai.*

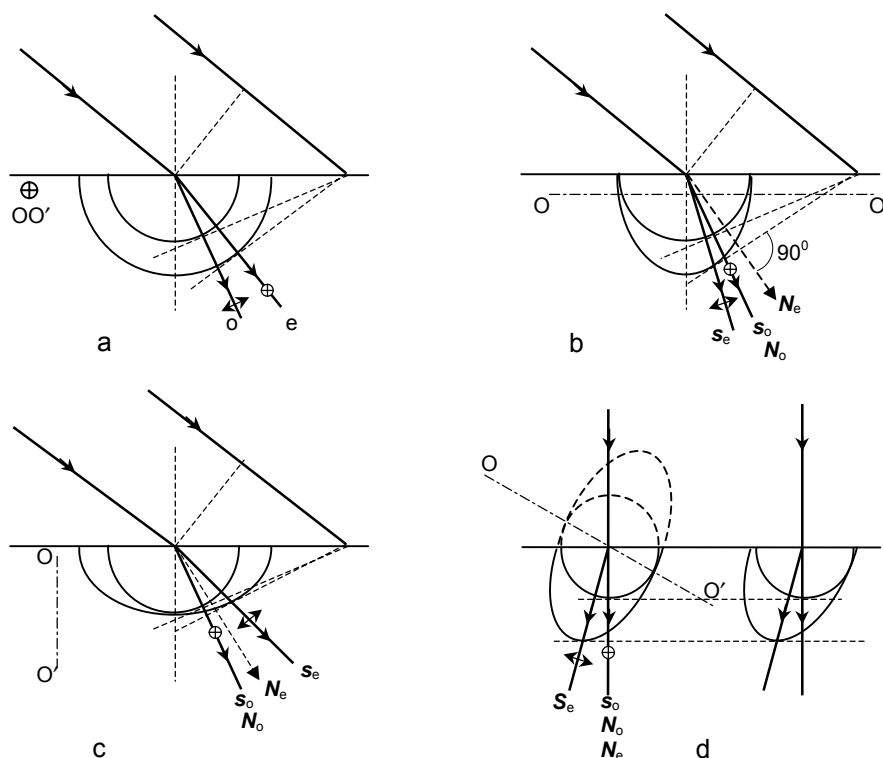
Paprastosios ir nepaprastosios bangos paviršiaus pjūviai yra apskritimai (3.3.1 a pav.), todėl spindulių ir bangų normalių kryptys sutampa tiek paprastajai, tiek ir nepaprastajai bangai. Paprastojoje bangoje vektorius \mathbf{E} orientuotas statmenai optinei ašiai, o nepaprastojoje bangoje – lygiagrečiai su optine ašimi. Kai $n_o > n_e$ (neigiamasis kristalas), paprastasis spindulys lūžta smarkiau už nepaprastąjį.

2. *Optinė ašis lygiagreti su riba ir yra bangos kritimo plokštumoje.*

Šiuo atveju bangų paviršių pjūviai yra apskritimas ir elipsė (3.3.1 b pav.). Lūžusiojo spindulio kryptis vaizduojama tiesė, nubrėžta iš bangos paviršiaus centro į jos lietimosi tašką su gaubiamąja (t. y. su bangos frontu). Abu lūžę spinduliai yra bangos kritimo plokštumoje. Kai $n_o > n_e$, nepaprastasis spindulys lūžta smarkiau už paprastąjį, nors bangos normalės

kryptis, nesutampanti su spindulio kryptimi, lūžio metu pakinta mažiau nei paprastojo spindulio.

Kai šviesa krinta statmenai ribai, abi bangos sklinda pirmine kryptimi, bet skirtingais greičiais. Tarp paprastojo ir nepaprastojo spindulių susidaro tam tikras fazių skirtumas.



3.3.1 pav. Paprastojo ir nepaprastojo spindulio gavimas, esant skirtingoms optinės ašies linkmėms

3. Optinė ašis statmena ribai ir yra bangos kritimo plokštumoje.

Abu lūžę spinduliai yra kritimo plokštumoje (3.3.1 c pav.). Kai $n_o > n_e$, paprastasis spindulys lūžta smarkiau. Jei paprastajam spinduliui $\sin \varphi / \sin \varphi_{o2} = n_o = \text{const}$, tai nepaprastajam $\sin \varphi / \sin \varphi_{e2}$ priklauso nuo kritimo kampo φ .

Kai kritimas statmenas, abi bangos sklinda pirmine kryptimi išilgai optinės ašies vienodu greičiu, t. y. nėra dvejopo lūžio. Bangų poliarizacijos pobūdis toks pat, kaip ir krintančiosios bangos.

4. *Optinė ašis sudaro kampą su kristalo riba. Šviesa krinta statmenai.*

Šiuo atveju abiejų bangų paviršiai (t. y. liečiamosios sferai ir elipsoidui) sudaro lygiagrečias su riba plokštumas (3.3.1 d pav.). Iš lietimosi taškų vietos aiškėja, kad nepaprastieji spinduliai, kurie krinta statmenai, nukrypsta nuo pradinės linkmės. Tuo aiškinamas dvejopas spindulių lūžis, krentant šviesai į natūraliąją kristalo briauną.

Kai šviesa krinta įstrižai, lūžis dar sudėtingesnis. Jei optinė ašis yra ne kritimo plokštumoje, tai pagal gaubiamosios plokštumos lietimosi taškus su antrinių bangų elipsoidais galima nustatyti, kad lūžęs nepaprastasis spindulys išeina iš kritimo plokštumos.

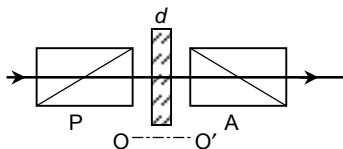
Taigi Hiuigenso konstrukcijos pateikia akivaizdų dvejopo lūžio vaizdą ir galima gan lengvai nustatyti atsispindėjusiosios bei paprastosios ir nepaprastosios lūžusios bangos kryptis. Tačiau ši konstrukcija nenusako bangų amplitudžių.

3.4. POLIARIZACIJOS PLOKŠTUMOS SUKIMAS

Tarp įvairių reiškinių, atsirandančių sąveikaujant šviesai su medžiaga, svarbią vietą užima poliarizacijos plokštumos sukimas. Šis reiškinys stebimas daugumoje medžiagų, vadinamų natūraliai *optiškai aktyviomis*. Tai kai kurie kristalai (kvarcas, kalcitas), tirpalai (cukraus, vyno rūgšties). Optinis aktyvumas būdingas daugeliui organinių junginių.

Poliarizacijos plokštumos sukimas stebimas ir neaktyviose medžiagose, jei jos yra magnetiniame lauke. Šis reiškinys, atskleistas 1845 m. Faradėjaus, fizikos istorijoje turėjo labai didelę reikšmę, nes tai buvo pirmasis reiškinys, kuriame aptiktas ryšys tarp optinių ir elektromagnetinių procesų.

Panagrinėsime kristalų optinį aktyvumą. Tarkim, kad lygiagretus monochromatinis šviesos pluoštelis, poliarizuotas poliarizatoriumi P (3.4.1 pav.), krinta į plokštelę, išpjautą iš kristalinio kvarco statmenai optinei ašiai OO'.



3.4.1 pav. Optinio aktyvumo tyrimo schema

Žinoma, kad išilgai optinės ašies sklindanti šviesa nepatiria dvejopo spindulių lūžio, todėl analizatorius A, sukryžiuotas su poliarizatoriumi P,

neturėtų praleisti šviesos. Tačiau ji vis tik pereina. Kad vėl užtemtų, analizatorių A reikia pasukti tam tikru kampu. Tai reiškia, kad kristalą perėjusi šviesa išlieka tiesiai poliarizuota, bet poliarizacijos plokštumą pasukta. Keičiant šviesos bangos ilgį, kinta posūkio kampai, t. y. pasireiškia *optinio aktyvumo dispersija*.

Pasireiškia dviejų krypčių sukimas: dešinysis – pagal laikrodžio rodyklę ir kairysis – prieš laikrodžio rodyklę (žiūrint į ateinantį spindulį).

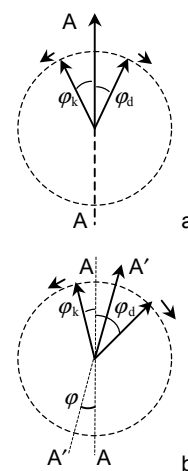
Lydytas kvarcas (amorfinis) nepasižymi optiniu aktyvumu. Tačiau jei amorfinės medžiagos suka poliarizacijos plokštumą, jos ir kristalinės būsenos bus optiškai aktyvios. Optinį aktyvumą lemia molekulių struktūra ir jų išsidėstymas kristalo gardelėje.

Poliarizacijos plokštumos sukimą pirmasis aiškino Frenelis, kuris teigė, kad šis reiškinys yra ypatingas dvejopo spindulių lūžio atvejis. Pasak jo, šviesos sklaidimo greitis optiškai aktyviose medžiagose yra skirtingas dešininės ir kairinės apskritiminės poliarizacijos bangoms ($v_d \neq v_k$). Pagal tai optiškai aktyviosios medžiagos skirstomos į „dešiniąsias“ ($v_d > v_k$) ir „kairiąsias“ ($v_d < v_k$).

Galima teigti, kad tiesiai poliarizuota šviesa yra suma dviejų kairinės ir dešininės apskritiminės poliarizacijos bangų, turinčių vienodą periodą bei amplitudę. Tarkim, kad kairinės ir dešininės poliarizacijos bangų visuma ekvivalenti poliarizuotajai šviesai su AA linkmės virpesiais (3.4.2 a pav.), t. y. besisukantys elektriniai vektoriai yra simetriški AA plokštumos atžvilgiu. Kokia bus šių vektorių orientacija kuriame nors optiškai aktyvios terpės taške?

Kai $v_d > v_k$, kairioji banga į tą tašką ateina atsilikusi faze. Nagrinėjamame taške dešinėsios bangos elektrinis vektorius pasuktas į dešinę labiau negu kairiosios bangos (3.4.2 b pav.). Norint, kad atstojamasis virpesys liktų tiesiai poliarizuotas, simetrijos plokštumą reikia pasukti kampu φ taip, kad $\varphi_d - \varphi = \varphi_k + \varphi$ arba $\varphi = (\varphi_d - \varphi_k)/2$.

Norint įvertinti poliarizacijos plokštumos sukimą, reikia užrašyti elektrinio vektoriaus pasukimo kampus kaip laiko t ir šviesos nueito terpėje kelio z funkcijas:



3.4.2 pav. Poliarizacijos plokštumos sukimas

$$\varphi_d = \omega\left(t - \frac{z}{v_d}\right), \quad \varphi_k = \omega\left(t - \frac{z}{v_k}\right);$$

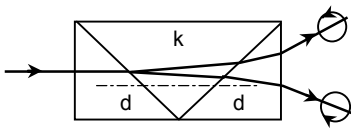
čia $v_d = c/n_d$, $v_k = c/n_k$.

Poliarizacijos plokštumos sukimo kampas gylyje $z = d$ yra lygus:

$$\varphi = \frac{\varphi_d - \varphi_k}{2} = \frac{\omega d}{2c}(n_k - n_d).$$

Kadangi $\omega/c = 2\pi/\lambda c = 2\pi/\lambda_0$, tai $\varphi = \pi d(n_k - n_d)/\lambda_0$. Medžiagoms, kurioms $n_k > n_d$, posūkis yra dešinysis, o kurioms $n_k < n_d$ – kairysis.

Eksperimentiniam patikrinimui Frenelis pagamino specialią sudėtinę prizmę iš dešiniojo ir kairiojo kvarco (3.4.3 pav.), kuriuose optinės ašys lygiagretės su pagrindais. Krintant tiesiai po-



3.4.3 pav. Spindulių eiga Frenelio prizmėje

giagretės su pagrindais. Krintant tiesiai poliarizuotai šviesai statmenai į pirmąją prizmę, šviesa joje sklinda be lūžio, o sandūroje su antrąja spindulys skyla į du, nes n_d ir n_k skirtingi. Antrojoje sandūroje spinduliai dar labiau prasiskleidžia. Pagaliau iš prizmės išeina du spinduliai poliarizuoti palei dešinįjį ir kairįjį apskritimą.

Frenelio teorija paaiškina poliarizacijos plokštumos sukimą, bet neat-sako į klausimą, kodėl bangų sklaidimo greičiai yra skirtingi. Pagal molekulinę teoriją, sukimą lemia optiškai aktyvios medžiagos asimetrinė struktūra. Ši asimetrija pasireiškia tuo, kad du medžiagos struktūros skirtumai sudaryti taip, kad viena yra antrosios veidrodinis atvaizdas. Borno (*Born*) teorijoje įskaitoma elektromagnetinio lauko pokyčio pobūdis medžiagoje vienos molekulės ribose. Atkreipiamas dėmesys, kad optiškai aktyvios medžiagos turi dvi modifikacijas, nusakomas kairiuoju ir dešiniuoju poliarizacijos plokštumos sukimu.

3.5. DICHROIZMAS

Dichroizmas yra skirtinga šviesos sugertis priklausomai nuo jos poliarizacijos (sugerties anizotropija). Kadangi sugertis priklauso taip pat nuo bangos ilgio, dichroinių medžiagų nuspalvinimas priklauso nuo stebėjimo krypties.

Dichroizmas skirstomas į šiuos tipus: *tiesinis dichroizmas* – skirtinga šviesos sugertis dviejų bangų, kurios tiesiai poliarizuotos tarpusavyje statmenose kryptyse; *apskritas dichroizmas* – skirtinga sugertis šviesos su kairine ir dešinine apskrita poliarizacija; bendruoju atveju – *elipsinis dichroizmas* – skirtinga sugertis šviesos su kairine ir dešinine elipsine poliarizacija. Medžiaga dėl dichroizmo skirtingai sugeria ir natūraliąją šviesą priklauso- mai nuo jos sklidimo krypties medžiagoje.

Tiesiniame dichroizme statmenoji ir lygiagrečioji šviesos dedamoji nusakoma atžvilgiu išskirtinių krypčių – optinių arba kristalografinių ašių, orientuojančiojo lauko krypčių ir t. t.

Dichroizmas gali pasireikšti ir kondensuotose medžiagose, ir atskirose laisvose molekulėse. Tai susiję su šuoliais tarp skirtingų elektroninių (gali būti ir tarp virpesinių) lygmenų. Kiekvieną šuolį galima modeliuoti sugerti- mi osciliatoriaus, įvairiai orientuoto arba išsidėsčiusio skirtingose didelės molekulės, turinčios konjuguotą jungčių sistemą, vietose. Atitinkamoms su- gerties juostoms skirtingas dichroizmas. Jei kokio nors šuolio metu kartu kinta elektrinis ir magnetinis dipolinis momentas, pasireiškia apskritas dich- roizmas. Tokia molekulė vadinama *optiškai aktyvia*. Apskritu dichroizmu pasižymi tik centrinės simetrijos molekulės.

Dichroizmas medžiagos, sudarytos iš anizotropinių molekulių, pri- klauso nuo jų tarpusavio išsidėstymo. Dujose arba praretintuose garuose, kuriuose visos orientacijos vienodai tikimos („ideali netvarka“), o tarpmole- kulinės sąveikos silpnos, tiesinio dichroizmo nėra, stebimas apskritas dich- roizmas. Kai anizotropinėse molekulėse atsiranda tam tikra orientacinė tvar- ka, atsiranda ir tiesinis dichroizmas. Kondensuotose terpėse sugerties ani- zotropija susijusi su tam tikra anizotropinių molekulių orientacine tvarka. Be to kristaluose atsiranda nauji struktūriniai (kristaliniai) ryšiai, lemiami kolektyviniais reiškiniiais, pvz., eksitoniniai šuoliai molekuliniuose krista- luose, tarpzoniniai šuoliai puslaidininkiuose ir t. t. Stipraus kristalų dich- roizmo atstovas yra turmalino kristalas.

Dichroizmo pobūdis ir didumas kristaluose priklauso nuo kristalo simetrijos šviesos sklaidimo kryptimi. Kristaluose yra išskirtinės linkmės (optinės ašys), palei kurias tam tikros poliarizacijos šviesa sklinda be dvejopo spindulių lūžio. Tai gali būti izotropinės ašys, praleidžiančios be dvejopo spindulių lūžio bet kokios poliarizacijos krypties šviesą, ir apskritos, praleidžiančios be dvejopo lūžio tam tikro ženklo apskritai poliarizuotą šviesą. Šiomis kryptimis stebimas atitinkamai tiesinis ir apskritas dichroizmas. Kitomis kryptimis pasireiškia elipsinis dvejopas lūžis (atsiranda dvi kairiosios ir dešinėsios elipsinės poliarizacijos bangos) ir elipsinis dichroizmas (t. y. skirtinga šių bangų sugertis). Ašių skaičius, savybės ir orientacija sugeriančiame kristale priklauso nuo jo simetrijos. Kubiniai kristalai optiškai izotropiškai, vienašiuose kristaluose yra viena izotropinė ašis, žemesnių singonijų kristaluose yra ir izotropinės, ir apskritosios ašys.

Stipriu dichroizmu pasižymi taip pat daugelis polimerų (iš dalies biologinių). Atskirų polimerinių molekulių dichroizmas labai priklauso nuo jų konformacijos, o polimerinės terpės dichroizmas – taip pat ir nuo šios terpės tvarkos laipsnio ir pobūdžio.

Kondensuotose terpėse tiesinį dichroizmą galima sukurti dirbtinai įvairiais būdais. Pavyzdžiui, tempiant polimerines plėveles polimerinės grandinės orientuojasi palei tempimo kryptį. Jei polimerinėms molekulėms būdinga sugerties anizotropija, atsiranda plėvelės dichroizmas. Dichroizmas sukuriamas taip pat primaišius anizotropinių (dichroinių) molekulių į skaidrią polimerinę plėvelę su orientuotomis grandinėmis, į skaidrų įprastinį kristalą arba sustruktūrintą nematinį skystąjį kristalą. Skystuosiuose kristaluose ir koloiduose dichroizmas gali susidaryti dėl molekulių orientavimo mažo dažnio ir nuolatinio elektriniu bei magnetiniu lauku. Intensyvūs elektromagnetiniai optiniai laukai taip pat orientuoja nesužadintas molekules. Žadinant tiesiai poliarizuota šviesa sužadintų molekulių orientacijos tampa anizotropinės ir atsiranda dichroizmas sužadintose būsenose. Tai naudojama lazeriuose, norint sukurti nevienodą skirtingos poliarizacijos šviesos stiprinimą.

Tiesinis ir apskritas dichroizmas atsiranda deformuojant molekulę arba jos elektroninį apvalkalą vidiniu terpės lauku. Molekulės elektroninio apvalkalo deformavimas šaldant arba kaitinant sukuria dichroizmą, priklausančią nuo temperatūros.

Dichroizmo reiškinyms naudojamas taikomojoje kristalų optikoje ir mineralogijoje kokybinei mineralų analizei, chemijoje ir biochemijoje struktūrinei molekulių analizei. Tiesinis dichroizmas naudojamas *poliaroidų* sukū-

rimui. Valdomo dichroizmo elementai naudojami šviesos srautams moduluoti, indikavimo, atvaizdų sukūrimo ir informacijos saugojimo įrangoms, atminties elementams ir t. t.

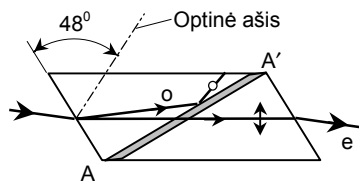
3.6. POLIARIZATORIAI

Poliarizuotoji šviesa gali atsirasti dėl įvairių priežasčių, pvz., dėl ašinės simetrijos pažeidimo spinduliuojančiame šaltinyje; sklindant šviesai anizotropinėje terpėje; atsispindint bei lūžtant šviesai dviejų terpių sandūroje. Panagrinėsime tuos optinius įtaisus, vadinamus *poliarizatoriais*, kurie sukuria tiesiai poliarizuotą šviesą.

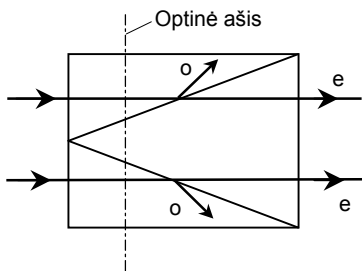
Natūraliąją šviesą galima pakeisti į poliarizuotąją, taikant dvejetainę spindulių lūžį kristaluose. Kadangi išeinantys iš kristalo du spinduliai yra tiesiai poliarizuoti tarpusavyje statmenose plokštumose, tai norint sukurti norimą poliarizaciją, reikia vieną iš jų uždengti. Tačiau toks būdas sunkus, nes tiesinė spindulių skyra kristale maža. Tam reiktų naudoti labai siaurus šviesos srautus, kas mažina jų ryškumą.

Daug patogiau naudoti ne pavienius kristalus, o jų derinius, vadinamus *poliarizacijos prizmėmis*. Praktikoje naudojamos dviejų rūšių prizmės: prizmės, praleidžiančios vieną spindulį, poliarizuotą kokioje nors plokštumoje (vienspindulinės poliarizacijos prizmės), ir prizmės, praleidžiančios du spindulius poliarizuotus dviejose tarpusavyje statmenose plokštumose (dvispindulinės poliarizacijos prizmės).

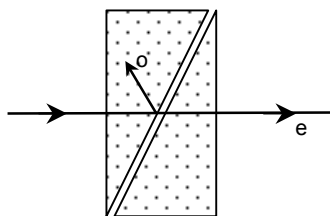
Vienspindulinės poliarizacijos prizmės. Šios rūšies prizmių veikimas grindžiamas tuo, kad vienas spindulys patiria visiškąjį vidaus atspindį nuo sandūros, o antrasis spindulys ją laisvai pereina. Klasikinis tokios prizmių rūšies pavyzdys yra *Nikolio* (Nicol) *prizmė* (3.6.1 pav.). Prizmė gaminama iš tam tikru būdu išpjauto kalcito, kuris perpjaunamas palei AA' liniją ir po to suključuojama Kanados balzamu. Į nikolį kritęs natūralusis spindulys kalcite skyla į du – paprastąjį ir nepaprastąjį. Jie prizmėje sklinda skirtingu greičiu skirtingomis kryptimis. Kanados balzamo lūžio rodiklio vertė ($n = 1,55$) yra tarpinė tarp kalcito lūžio rodiklių verčių paprastajam ($n_o = 1,658$) ir nepaprastajam ($n_e = 1,486$) spinduliui. Parinkus tinkamą Nikolio prizmės geometriją ir tinkamą spindulių kritimo kampą, paprastasis spindulys nuo balzamo sluoksnio patiria visiškąjį vidaus atspindį, o nepaprastasis spindulys pereina prizmę. Taigi iš Nikolio prizmės išėjusi šviesa yra tiesiai poliarizuota. Atsispindėjęs paprastąjį spindulį sugeria pajuodintas prizmės paviršius.



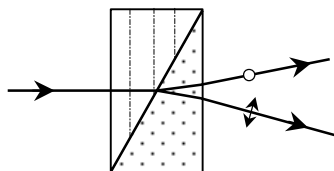
3.6.1 pav. Nikolio prizmė



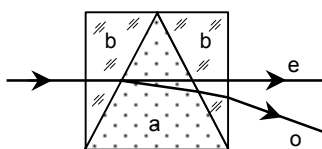
3.6.2 pav. Arenso prizmė



3.6.3 pav. Glano ir Fuko prizmė



3.6.4 pav. Volastono prizmė



3.6.5 pav. Abės prizmė

Norint sukurti visiškai poliarizuotą šviesą, poliarizacijos prizmės reikia padėti lygiagrečiųjų (arba mažai prasiskleidžiančiųjų) spindulių kelyje taip, kad paprastas spindulys patirtų visišką vidaus atspindį. Didžiausias nuokrypis nuo lygiagretumo (kampinė apertūra) apie 29° .

Įvairių poliarizacijos prizmių konstrukcijų yra daug. Paminėsime tik keletą iš jų.

Arenso prizmėje (3.6.2 pav.) yra trys kalcito prizmės, sukljuotos Kanados balzamu. Kampinė Arenso prizmės apertūra 35° .

Visos poliarizacijos prizmės, klijuotos Kanados balzamu, turi bendrą trūkumą – jos nenaudojamos ultravioletinėje srityje, nes Kanados balzamas smarkiai sugeria ultravioletinius spindulius. Šioje srityje naudojamos prizmės su oro tarpeliu arba prizmės, sukljuotos skaidria ultravioletiniams spinduliams medžiaga – glicerinu arba kai kuriais aliejais. Tokios rūšies prizmėms priklauso *Glano* (Glan) ir *Fuko* (Foucault) *prizmė* (3.6.3 pav.). Čia dvi kalcito prizmės atskirtos viena nuo kitos oro tarpeliu. Optinė ašis statmena krintančiajam spinduliui ir brėžinio plokštumai. Tokios prizmės apertūra $7,9^\circ$.

Dvispindulinės poliarizacijos prizmės. Šios rūšies poliarizacijos prizmės sudaro toks prizmių derinys, kuris praleidžia abu spindulius, bet praskleidžia juos nemažu kampu. Iš jų plačiausiai žinoma *Volastono prizmė* (3.6.4 pav.). Ji sudaryta iš dviejų kalcito prizmių, sukljuotų Kanados balzamu. Abu išeinantys spinduliai atsilenkia simetriškai krintančiojo spindulio

atžvilgiu ir yra poliarizuoti tarpusavyje statmenose plokštumose. Kampas tarp jų $3,4^0$.

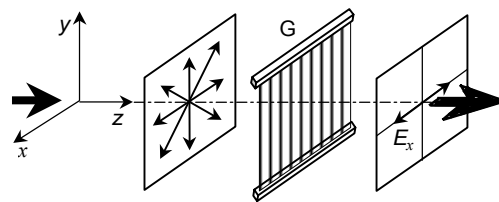
Didesnis skėsties kampas *Abės prizmėje* (3.6.5 pav.). Joje yra centrinė lygiašonė kalcito prizmė a, kurios optinė ašis lygiagreti su laužiamąja briauna, ir dvi stiklo prizmės b. Nepaprastasis spindulys pereina prizmę neatsilenkdamas, o paprastasis atsilenkia $11,7^0$ kampu. Didinant laužiamąjį kampą iki 90^0 , galima padidinti plėtros kampą iki 23^0 .

Dichroiniai poliarizatoriai. Šios rūšies poliarizatorių veikimas grindžiamas dichroizmo reiškiniu. Tokių medžiagų šviesos sugerties koeficientas priklauso ne tik nuo bangos ilgio, bet ir nuo šviesos poliarizacijos pobūdžio. Šviesa sugerama skirtingai, priklausomai nuo vektoriaus E orientacijos ir dėl to sugertis priklauso nuo šviesos sklaidimo terpėje krypties.

Dichroizmo priežastys glūdi anizotropinėje sugeriančiosios medžiagos struktūroje. Ši savybė daugiau ar mažiau būdinga toms sugeriančiosioms šviesą terpėms, kurioms būdingas ir dvejopas spindulių lūžis. Charakteringa tokių savybių medžiaga yra turmalinas, smarkiai sugeriantis paprastąjį spindulį ir praleidžiantis tiesiai poliarizuotą nepaprastąjį spindulį.

Plačiai paplitę taip vadinami *plėvelių poliarizatoriai (poliaroidai)*. Jei polimero plėvelę, sudarytą iš ilgų linijinių makromolekulių, įkaitinti iki suminkštėjimo ir veikti mechaniniu tempimu tam tikra kryptimi, tai polimero molekulės orientuojasi ilgosiomis jungtimis išilgai tempimo krypties ir plėvelė tampa anizotropinė. Jei polimere ištirpinta medžiaga, kurios molekulės yra anizotropinės ir pasižymi stipriu dichroizmu, tai sutvarkytoji tempimo metu polimero makromolekulių terpė orientuoja šias priemaišų molekules. Plėvelė tampa šviesos poliarizatoriumi. Taip sukuriama aukštos kokybės (poliarizacijos laipsnis 99 %) poliaroidai, kurių matmenys gan dideli ir kampinė apertūra 180^0 .

Vielos grotelių poliarizatorius. Šios rūšies poliarizatorius veikia jau kitoku principu. Šį prietaisą sudaro grotelės iš tarpusavyje lygiagrečių elektrai laidžių vielučių (3.6.6 pav.).



3.6.6 pav. Vielos grotelių poliarizatorius

Tarkim, kad nepoliarizuotoji elektromagnetinė banga krinta z linkme į groteles G. Bangos elektrinį lauką galima išskaidyti į dvi paprastas ortogonalias dedamąsias. Pasirenkame taip, kad viena dedamoji būtų lygiagreti su vielutėmis (y linkme), o antroji – statmena joms (x linkme). Elektrinio lauko dedamoji E_y veikia laidų

elektronus išilgai vielučių ir sukuria elektros srovę. Elektronai perduoda savo energiją grotelių atomams ir dėl to vielutės išsyla. Elektromagnetinio lauko energija perkeliama į groteles. Be to pagreitintieji išilgai y ašies elektronai spinduliuoja tiek pirmyn, tiek ir atgal. Kaip ir tikimasi iš to išplaukia, kad krintančioji banga slopina tą bangos dalį, kuri pirmine kryptimi vėl spinduliuoja. Todėl elektromagnetinio lauko dedamoji E_y praleidžiama labai silpnai. Atbulinės krypties spinduliuotė suprantama kaip atsispindėjusioji banga.

Tuo tarpu skersine x linkme elektronai negali labai plačiai judėti ir atitinkama bangos lauko dedamoji E_x išlieka beveik nepakitusi sklindant bangai per groteles.

Tokios rūšies poliarizatorių gamyba sudėtinga. Auksas arba aliuminis garinamas ant plonų plastmasinių gardelių kopijų ir gaunamos mikroskopinės vielutės-juostelės. Vielinių grotelių poliarizatoriai tinkami tyrimams infraraudonojoje srityje.

3.7. DIRBTINĖ ANIZOTROPIJA

Daugelis optiškai izotropinių medžiagų sudarytos iš anizotropinių molekulių arba kitokių struktūrinių elementų, netvarkingai orientuotų erdvėje. Mikroskopinė anizotropija suglodinama tik statistiškai. Jei yra koks nors išorinis poveikis (mechaninė deformacija, elektrinis arba magnetinis laukas), sukuriantis išskirtinę kryptį erdvėje, tokie anizotropiniai mikroelementai persiorientuoja ir terpė gali tapti anizotropine. Jei poveikis pakankamai stiprus, netgi pradiniai izotropiniai struktūriniai elementai gali tapti anizotropiniais; pvz., kubinis druskos NaCl kristalas vienpusio spaudimo metu tampa optiškai anizotropiniu. Deformacijos kryptis vienpusio tempimo arba spaudimo metu tampa išskirtine ir vaidina optinės ašies vaidmenį. Tiriama šis kūnas optinės anizotropijos tyrime dedamas tarp sukryžiuotųjų (arba lygiagrečiųjų) poliarizatorių, kurių poliarizacijos plokštumos su deformacijos kryptimi sudaro kampą (geriausia 45°). Sklindančios statmenai optinei ašiai paprastoji ir nepaprastoji bangos įgyja tam tikrą fazių skirtumą, ir perėjusi deformuotą kūną šviesa tampa elipsiškai poliarizuota. Išmatuotas tokiuose bandymuose lūžio rodiklių skirtumas ($n_e - n_o$), kuris suprantamas kaip susikūrusios anizotropijos matas, proporcingas mechaniniam įtempimui.

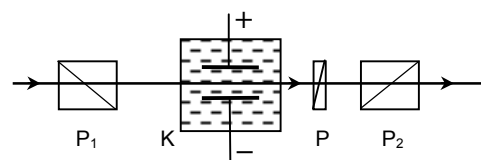
Jei kūnas deformuotas nevienalytiškai, tokiu metodu galima gauti įtempimo skirstinio vaizdą. Tuo naudojamas tiriant įtempimus sudėtingose detalėse.

Optinis metodas taip pat taikomas tiriant liekamąjį mechaninį įtempimą optiniuose stikluose, kuris atsiranda dėl nepakankamai lėto atvėsinimo po terminio apdirbimo. Kadangi dydis $(n_e - n_o)$ priklauso nuo bangos ilgio, todėl tiriant nevienalytiškai deformuotą kūną, įdėtą tarp dviejų poliarizatorių, jis atrodo skirtingai nuspalvintas.

Dirbtinė anizotropija skysčiuose su stipriais anizotropiniais elementais (pvz., polimerų tirpaluose) gali atsirasti dėl netgi labai mažų dinaminį poveikių. Laminariname sraute dvejopo spindulių lūžio pokytį tarp nejudančiųjų ir besisukančiųjų koaksialinių cilindrų lemia anizotropinių molekulių orientacija, ir tai taikoma polimerų savybėms tirti.

Optinės anizotropijos atsiradimą išoriniame elektriniame lauke aptiko 1879 m. Keras (Kerr). **Kero reiškiny**s pasireiškia skysčiuose ir dujose. Jo stebėjimo schema pavaizduota

3.7.1 pav. Užpildytas tiriamąja medžiaga kondensatorius K dedamas tarp dviejų sukryžiuotų poliarizatorių P_1 ir P_2 taip, kad šviesa be elektrinio lauko per sistemą nepereitų. Atsiradus elektriniam laukui, kurio stiprio



3.7.1 pav. Dvejopas spindulių lūžis elektriniame lauke

vektorius E su poliarizatorių plokštumomis sudaro 45° kampą, terpė tampa optiškai anizotropine su optine ašimi palei elektrinį lauką. Išėjusi iš kondensatoriaus šviesa tampa elipsiškai poliarizuota ir iš dalies pereina per analizatorių P_2 . Kompensatoriumi P (arba $\lambda/4$ plokšte) galima išmatuoti fazių skirtumą tarp neprastosios ir paprastosios bangos, ir kartu nustatyti tiriamosios medžiagos lūžio rodiklių skirtumą $(n_e - n_o)$ elektriniame lauke. Iš bandymų gauta, kad šis skirtumas proporcingas išorinio elektrinio lauko stiprio kvadratui:

$$n_e - n_o = K E^2.$$

Fazių skirtumas tarp bangų atstumu l lygus:

$$\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_e - n_o) = 2\pi B l E^2;$$

čia $B = K/\lambda$ – Kero pastovioji, būdinga tiriamajai medžiagai. Dėl kvadratinės φ priklausomybės nuo E , fazių skirtumas nepriklauso nuo elektrinio lauko krypties. Didelę B vertę turi nitrobenzolas, todėl jis plačiai naudojamas techniniame Kero reiškinių taikyme. Pvz., jei kondensatoriaus ilgis

5 cm, atstumas tarp plokštelių 1 mm, tai 1500 v lauke fazių skirtumas $\varphi = \pi/2$, t. y. Kero ląstelė veikia kaip ketvirčio bangos ilgio plokštelė.

Medžiagų optinė anizotropija elektriniame lauke susijusi su pačių molekulių anizotropija. Anizotropinės molekulės anizotropija, kartu ir jos indėlis į terpės lūžio rodiklį, priklauso nuo molekulės orientacijos atžvilgiu šviesos bangos elektrinio lauko stiprio krypties. Kai nėra išorinio lauko, anizotropinės molekulės orientuotos netvarkingai ir terpė makroskopiškai yra izotropinė. Išoriniame elektriniame lauke molekulės savo ašimis dominuojančiai orientuojasi didžiausiu poliarizuojamumu palei lauką ir terpė tampa optiškai anizotropinė, t. y. šviesos bangos sklidimo greitis priklauso nuo bangos poliarizacijos ir jos sklidimo krypties.

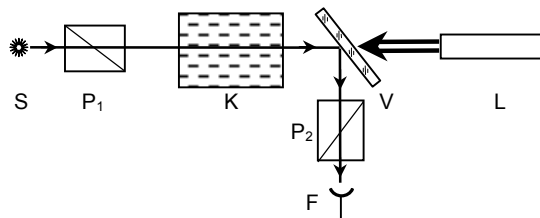
Molekulių orientavimasis veikiant išoriniam elektriniam laukui gali vykti dvejopai. Jei molekulės nepolinės, t. y. molekulės neturi pastovaus dipolinio momento, veikiant laukui jos poliarizuojasi ir indukuotas dipolinis momentas proporcingas elektrinio lauko stipriui: $\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}$ (čia α – poliarizuojamumo tenzorius). Orientacinis išorinio lauko poveikis pasireiškia tuo, kad palei lauką nusistovi molekulių didžiausio poliarizuojamumo kryptis. Taip terpė tampa anizotropinė. Kai į tokią terpę krinta šviesa, didžiausią lūžio rodiklį (sklidimo greitį) turės banga, kurios elektrinis vektorius sutampa su molekulės didžiausio poliarizuojamumo kryptimi, t. y. palei išorinį lauką. Tokia banga nepaprastoji, t. y. $n_e > n_o$ ir Kero pastovioji $B > 0$.

Jei molekulės polinės (turinčios pastovų dipolinį momentą), poliarizacija vyksta ne tik dėl indukcijos, bet ir dėl molekulių orientavimo išoriniu lauku. Tačiau reikia nepamiršti, kad pastovaus dipolinio momento kryptis molekulėje gali nesutapti su didžiausio poliarizuojamumo kryptimi. Tada molekulė orientuojasi taip, kad palei išorinį lauką išsidėsto jos pastovusis momentas, o didžiausio poliarizuojamumo kryptis su elektrinio lauko kryptimi gali sudaryti kampą. Nuo to, kaip išsidėsto šios dvi kryptys, medžiaga turės teigiamą arba neigiamą Kero pastoviąją. Jei didžiausio poliarizuojamumo kryptis sutampa su pastovaus momento kryptimi, $B > 0$; jei jos tarpusavyje statmenos, $B < 0$. Tarpiniu atveju B gali būti lygi nuliui.

Taigi Kero reiškinio priklausomybę nuo lauko stiprio kvadrato lemia tai, kad dirbtinė anizotropija elektriniame lauke priklauso ir nuo molekulių gebėjimo poliarizuotis veikiant elektriniam laukui, ir nuo polinių molekulių orientavimosi laipsnio šiame lauke.

Dvejopas spindulių lūžis gali atsirasti ne tik pastoviam išoriniame, bet ir kintamame elektriniame lauke. Lazeriais galima sukurti labai stiprius

aukšto dažnio elektrinius laukus. Kero reiškinio, iššaukto lazerinės spinduliuotės elektriniu lauku, stebėjimo schema pavaizduota 3.7.2 pav. Zonduojančios šviesos spindulys pereina ląstelę K su tiriamuoju skysčiu ir po atspindžio nuo pusksaidrės plokštelės V nukreipiamas į fotoimtuvą F. Kai poliariзаторiai P_1 ir P_2 sukryžiuoti, šviesa į imtuvą nepatenka. Kai per ląstelę pereina galingas lazerio L impulsas, skystis tampa anizotropiniu. Tada zonduojanti šviesa iš ląstelės išeina elipsiškai poliarizuota ir patenka į fotoimtuvą. Išmatavus fazių skirtumą tarp nepaprastosios ir paprastosios bangos, galima apskaičiuoti Kero pastoviąją optinio dažnio elektriniame lauke.



3.7.2 pav. Dvejopas spindulių lūžis lazerinės spinduliuotės elektriniame lauke

Svarbi praktinė Kero reiškinio savybė yra jo mažas inertiškumas. Kero reiškinio nusistovėjimo arba išnykimo trukmei matuoti naudojami galingi ir trumpalaikiai (iki 10^{-12} s) lazerio impulsai. Iš bandymų gauta, kad anizotropijos relaksacija vyksta eksponentiškai su laiko pastoviąja $\tau \approx 2 \cdot 10^{-12}$ s anglies disulfide ir $\tau \approx 5 \cdot 10^{-11}$ s nitrobenzole. Taigi Kero ląstelė gali veikti kaip sparti optinė užtūra, valdoma trumpalaikiais elektriniais lauko impulsais. Jei vietoje elektrinio impulso naudoti trumpalaikį galingą lazerio impulsą, ekspozicijos trukmė sumažėja iki 10^{-12} s. Kero šviesos modulatorius, maitinamas didelio dažnio elektriniu lauku, sukuria iki 10^9 pertraukimų į sekundę. Kero reiškinio grindžiami modulatoriai bei užtūros naudojami lazerių veikos režimui valdyti norint gauti supertrumpus didžiulės galios impulsus.

Jei terpės anizotropinės molekulės turi pastovų magnetinį momentą, jų vyraujanti orientacija gali susikurti pastoviam magnetiniame lauke. Todėl pakankamai stipriuose magnetiniuose laukuose terpė tampa anizotropine ir joje pasireiškia dvejopas spindulių lūžis. Tai **Kotono-Mutono reiškinys**, atskleistas 1905 m. Šis reiškinys daug kuo analogiškas Kero reiškiniui.

Pagal magnetines savybes molekulės skirstomos į paramagnetines ($\mu > 1$), turinčias pastovų magnetinį momentą, ir diamagnetines ($\mu < 1$), kurios neturi pastovaus magnetinio momento, bet gali jį įgyti magnetiniame

lauke. Terpės anizotropija magnetiniame lauke atsiranda arba dėl paramagnetinių molekulių orientacijos, arba dėl magnetinio jautrio anizotropijos.

Dvejopo spindulių lūžio magnetiniame lauke stebėjimo schema analogiška bandymo schemai Kero reiškiniui stebėti (3.7.1 pav.).

Fazių skirtumas tarp nepaprastosios ir paprastosios bangos lygus:

$$\varphi = 2\pi \frac{D}{\lambda} l H^2 = 2\pi C l H^2 ;$$

čia l – skysčio sluoksnio storis, H – magnetinio lauko stipris, D – terpę nusakanti pastovioji, $C = D/\lambda$ – Kotono-Mutono pastovioji, priklausanti nuo medžiagos struktūros, šviesos bangos ilgio ir temperatūros.

Kotono-Mutono reiškinių teorija analogiška Kero reiškinių teorijai. Medžiaga magnetiniame lauke tampa anizotropine dėl anizotropiškai poliarizuotų molekulių orientacijos, o taip pat dėl tiesioginio lauko poveikio į molekulių optinį poliarizuojamumą.

Kristalo optinių savybių pokytis veikiant išoriniam elektriniam laukui išryškėja **eklektrooptiniame Pokelso reiškinyje**. Šviesa vienašiu kristale palei optinę ašį sklinda tuo pačiu faziniu greičiu $v_o = c/n_o$ nepriklausomai nuo jos poliarizacijos krypties. Jei kristalas neturi simetrijos centro, išoriniame elektriniame lauke palei šią ašį ortogonalios poliarizacijos krypties bangų faziniai greičiai tampa skirtingais. Tokiu bangų fazinių greičių skirtumas proporcingas lauko stipriui (*tiesinis Pokelso reiškinys*). Pokelso reiškinys neįvertinamas, todėl jis plačiai taikomas sparčioms optinėms užtūroms bei aukštadažniams šviesos modulatoriams kurti. Statmenai optinei ašiai išpjauta KDP plokštelė elektriniame lauke dedama tarp sukryžiuotų poliarizatorių. Tokia Pokelso ląstelė praleistos šviesos intensyvumas I priklauso nuo išorinio lauko stiprio U :

$$I = A \sin^2 \left(\frac{\pi U}{2U_{\lambda/2}} \right);$$

čia $U_{\lambda/2}$ – mažiausias stipris, kuriam ortogonaliai poliarizuotų bangų fazių postūmis lygus π (KDP kristalui $U_{\lambda/2} = 8$ kV).

IV SKYRIUS

ŠVIESOS INTERFERENCIJA

Iš kasdienių stebėjimų gerai žinoma, kad apšvieta kokiame nors ekrano taške, susidariusi naudojant du spindulių, yra lygi tų spindulių atskirai sukurtų apšvietų sumai. Šis fotometrinės sudėties dėsnis taikomas taip pat ir tisaus spindulio įvairių dalių spinduliuotei.

Pagal superpozicijos principą, vienos bangos šviesos vektorius sumuojasi su kitos bangos vektoriumi nepatiriant jokio iškraipymo. Po sudėties bangos sklinda toliau, tarsi nebūtų susitikusios. Dėl sumavimo gali susikurti banga, kurios amplitudė lygi dedamųjų bangų amplitudžių sumai. Kadangi energija proporcinga amplitudės kvadratui, tai atstojamosios bangos energija bendrai nebus lygi dedamųjų bangų energijų sumai, nes sumos kvadratas nelygus kvadratų sumai.

Seniai žinomi optiniai reiškiniai, kuriuose pasireiškia besikartojančios didžiausio ir mažiausio apšvietos juostos, t. y. šviesos srauto energija persiskirsto erdvėje. Tokie reiškiniai nepaaiškinami geometrine optika.

Suprantama, kad tokie faktai turi būti aiškinami bendraisiais teoriniais įvaizdžiais, t. y. iš teorijos turi išplaukti, kokios reikalingos sąlygos interferencinių juostelių susidarymui, paaiškinti, kodėl įprastinio apšvietimo atveju nematomos interferencinės juostelės.

4.1. VIRPESIŲ IR BANGŲ KOHERENTIŠKUMAS

Sudėkime du harmoninius vienodo dažnio ω 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 – virpesių amplitudė, δ – pradinė fazė.

Persidengus šiems virpesiams, atstojamasis virpesys bus 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:

$$S = a_1(\sin\omega t \cos\delta_1 + \cos\omega t \sin\delta_1) + a_2(\sin\omega t \cos\delta_2 + \cos\omega t \sin\delta_2) = \\ = (a_1 \cos\delta_1 + a_2 \cos\delta_2) \sin\omega t + (a_1 \sin\delta_1 + a_2 \sin\delta_2) \cos\omega t.$$

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 nusakys virpesių stiprį.

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

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

Žinoma, kad grynai harmoninių virpesių, t. y. virpesių, vykstančiųjų be galo ilgai nekintama amplitudė, nėra. Bet koks realusis virpesys trunka tam tikrą laiką, po to gali nutrūkti, vėl atsirasti, bet jau kitokios fazės, vėl nutrūkti ir t. t. Tada atstojamasis intensyvumas kinta laike ir šis kitimas vyksta greitai. Kadangi jutikliai negali taip greitai reaguoti į intensyvumo kitimą, registruojama tam tikra vidutinė intensyvumo vertė.

Paskaičiuosime vidutinį atstojamojo virpesio intensyvumą per tam tikrą laiko trukmę τ .

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

Jei fazių skirtumas δ per stebėjimo trukmę τ 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 netvarkingai kinta per vidurkinimo trukmę, tai

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

Taigi 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*. Sudėjus koherentinius virpesius, atstojamojo virpesio intensyvumas nėra lygus pradinių virpesių intensyvumų sumai. Šis reiškinys vadinamas virpesių *interferencija*.

2. Per trukmę τ pradinių fazių skirtumas kinta netvarkingai. Tokie virpesiai nekoherentiniai ir atstojamasis intensyvumas lygus dedamųjų virpesių intensyvumų sumai. Interferencija nematoma.

Sudedant didelį virpesių skaičių, atstojamosios 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 – natūrinis skaičius). Kai amplitudės vienodos ($a_i = a$), tai taškuose, kuriuose virpesių fazės vienodos, intensyvumas lygus

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

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

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

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

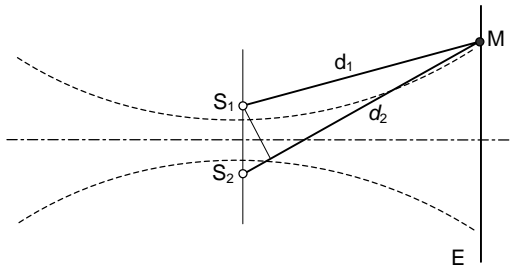
Taigi du harmoniniai virpesiai visuomet yra koherentiniai. Harmoniniai virpesiai sukuria monochromatines bangas, gebančias interferuoti. To

paties ilgio bangų interferencijos sąlyga yra jų koherentiškumas, t. y. pradinio 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 rezultatai lemia interferuojančių bangų fazių skirtumas stebimame taške. Šis fazių skirtumas priklauso nuo bangų pradinio fazių skirtumo, o taip pat nuo bangų nu-

eitų kelių skirtumo iki stebimo taško.

Tarkim, kad S_1 ir S_2 yra du spinduoliai, sklaidžiantys koherentes monochromatinės bangas (4.1.1 pav.). Bangos plokščiosios ir vienodų amplitudžių. Atskirų bangų sukelti virpesiai stebimame taške M ekrane E išreiškiami taip:



4.1.1 pav. Bangų fazių skirtumo susidarymas

$$S_1 = a \cos (\omega t - k d_1);$$

$$S_2 = a \cos [(\omega t - k d_2) - \delta];$$

čia δ – pradinio fazių skirtumas, $k = 2\pi/\lambda$ – bangos skaičius, d – atstumas nuo spindulio iki nagrinėjamojo taško M ekrane. Persidengus šioms bangoms atstojamasis virpesys išreiškiamas taip:

$$S = S_1 + S_2 = 2a \cos \left(k \frac{d_2 - d_1}{2} + \frac{\delta}{2} \right) \cos \left(\omega t - k \frac{d_2 + d_1}{2} - \frac{\delta}{2} \right).$$

Čia amplitudė

$$A = 2a \cos \left(k \frac{d_2 - d_1}{2} + \frac{\delta}{2} \right) = 2a \cos \left(\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda} + \frac{\delta}{2} \right),$$

o intensyvumas stebimame taške M

$$I \sim A^2 = 4a^2 \cos^2 \left(\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda} + \frac{\delta}{2} \right).$$

Koherentinėms bangoms $\delta = \text{const}$. Tada intensyvumas taške M priklauso nuo vadinamojo *bangų eigos skirtumo* $d_2 - d_1 = \Delta$. Susitikimo taške bangų sukelti virpesiai dėl eigos skirtumo turės fazių skirtumą netgi tada,

kai pradinės abiejų bangų fazės vienodos. Fazių skirtumas, susidaręs dėl eigos skirtumo, lygus

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

Jei pradinės fazės vienodos ($\delta = 0$) ir $\Delta = m\lambda$, virpesių fazės taške M sutampa ir intensyvumas didžiausias: $I_{\max} \sim 4a^2$. Kai $\Delta = (m + \frac{1}{2})\lambda$, 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:

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

Geometrinė vieta taškų erdvėje, kurių amplitudės (intensyvumai) vienodos ir tenkina sąlygą $\varphi = \text{const}$, sudaro sukimosi hiperboloido paviršių. Jo ašis S_1S_2 ir židiniai S_1 ir S_2 . Vieno hiperboloido pjūvio dalis 4.1.1 pav. pažymėta trukia linija.

Jei pradinių fazių skirtumas nelygus nuliui, interferencinio vaizdo poslinkis S_1 ir S_2 taškų atžvilgiu priklauso nuo pradinių fazių skirtumo δ .

Kiekvieną nekoherentinių bangų δ atitinka savas interferencinis vaizdas, kintantis laiko atžvilgiu. Jei tas kitimas pakankamai spartus, mes nepajėgsime pastebėti tuos trumpalaikius interferencinius vaizdus ir fiksuosime kažkokią vidutinę būseną, atitinkančią tolygų intensyvumo pasiskirstymą.

4.2. ŠVIESOS INTERFERENCIJOS STEBĖJIMO METODAI

Jei du nepriklausomi spinduliai arba dvi skirtingos to paties šviečiančiojo kūno dalys skleidžia šviesos bangas į vieną ir tą pačią erdvės dalį, o interferencijos nematyti, tai reiškia, kad spinduliai skleidžia nekoherentines bangas. Tai analogiška tam, kad spinduliuotės yra nemonochromatinės, nes dvi griežtai monochromatinės bangos visuomet bus koherentinės.

Šviesos bangų nemonochromatiškumą (nekoherentiškumą) lemia atomuose vykstantys procesai. Šviečiančiojo kūno spinduliuotė sudaryta iš bangų, skleidžiamų tos medžiagos atomų. Dviejuose savarankiškuose spinduliuose yra du tarpusavyje nesusiję spinduliuotojai. Atskiros atomo spinduliavimas trunka labai trumpai ($\tau_{\text{sp}} \approx 10^{-8}$ s). Per šį laiką atomas išspinduliuoja tam tikrą bangos vorą. Pvz., jei šviesos dažnis 10^{15} Hz, tokioje voroje

bus $10^{-8} \cdot 10^{15} = 10^7$ bangos ilgių, t. y. tokia vora pakankamai monochromatinė. Nustojęs spinduliuoti atomas vėl gali spinduliuoti, tačiau naujos bangos voros fazė nesusijusi su ankstyvesnės voros faze. Todėl fazių skirtumas tarp tokių dviejų nepriklausomų atomų spinduliuočių kinta kiekvieną kartą prasidėjus naujam spinduliavimo aktui.

Taigi eilė fizikinių procesų vykstančiųjų spinduolyje nusako tą minimalų laiką, kurio metu skleidžiamos bangos pradinė fazė ir amplitudė yra pastovi. Šis laikas vadinamas *koherentiškumo laiku* (τ_{koh}), kuris įvertinamas ($10^{-9} \div 10^{-10}$) s.

Žinant koherentiškumo laiką, galima įvertinti kitą labai svarbų fizikinį dydį – *koherentiškumo ilgį*, nusakantį kelią $L_{\text{koh}} = c \tau_{\text{koh}}$, kurį sklindančioji banga nueina per laiką, kai jos pradinė fazė ir amplitudė vidutiniškai lieka pastovios. Žinant τ_{koh} , galima įvertinti koherentiškumo ilgį, kuris optikoje yra ($3 \div 30$) cm. Atskirais atvejais L_{koh} gali sutapti su bangos voros ilgiu, lygiu $c \tau_{\text{sp}}$ (≈ 300 cm).

Spinduliuotės koherentiškumo ilgį galima padidinti sumuojant artimo dažnio elementariųjų spinduliuočių voras, t. y. leidžiant šviesą per siaurajuostį šviesos filtrą. Koherentiškumo ilgis L_{koh} ir laikas τ_{koh} susieti su šviesos filtro praleidimo juostos pločiu $\Delta\lambda$ tokiomis išraiškomis:

$$L_{\text{koh}} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}; \quad \tau_{\text{koh}} = \frac{\lambda_0^2}{c \Delta\lambda};$$

čia λ_0 – šviesos filtro praleidimo vidutinis bangos ilgis.

Kitas būdas norint padidinti koherentiškumo ilgį – atomų elementariųjų spinduliavimo aktų suderinimas. Tai pasiekama kuriant priverstinį spinduliavimą lazeriuose.

Iš pateiktų samprotavimų išplaukia, kad negalima gauti bangų interferencijos naudojant įprastinius spinduolius. Natūralus klausimas: kokias reikia sudaryti sąlygas interferencijai pastebėti ir kaip naudojantis įprastiniais nekoherentiniais spinduoliais sukurti tarpusavyje koherentes bangas?

Panagrinėsime virpesius, sukuriame tuo pačiu spinduoliu dviejuose erdvės taškuose. Jei kokiomis tai sąlygomis šie virpesiai koherentiniai, galima surasti būdą suvesti juos į vieną tašką, kuriame matysime interferenciją.

Tarkim, kad spinduolis S (4.2.1 pav.) yra taškinis, t. y. jo matmenys gerokai mažesni už skleidžiamosios bangos ilgį. Ši prielaida leidžia neįskaityti papildomo fazių skirtumo bent jau dviems spinduliuojantiems ato-

mams. Tada nagrinėjama spinduliuotė ekvivalenti vieno atomo spinduliuotei, bet bangos pradinė fazė ir amplitudė pastovios tik koherentiškumo laike.

Galimi keli atvejai:

1. Du taškai P_1 ir P_2 yra vienodai nutolę ($d_1 = d_2$) nuo taškinio spinduliuotės. Šie taškai yra vienos voros ribose, t. y. virpesiai juose visuomet koherentiniai.

2. Atstumas iki taškų P_2 ir P_3 toks, kad $|d_2 - d_3| > c\tau_{\text{koh}}$. Tokie taškai bet kokių laiko momentu priklausys skirtingoms bangų voroms, t. y. virpesiai juose nekoherentiniai.

3. Taškai P_4 ir P_1 taip išsidėstę, kad $0 < |d_4 - d_1| < c\tau_{\text{koh}}$. Tokie virpesiai vadinami iš dalies koherentiniais ir galima matyti stacionariąją interferenciją.

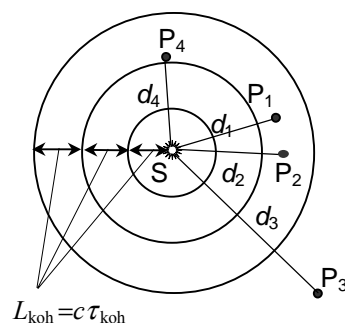
Taigi taškinio spinduliuotės atveju, kai bangų eigų skirtumas yra koherentiškumo ilgio ribose, galima matyti interferenciją, t. y. kai

$$\Delta = |d_i - d_j| < c\tau_{\text{koh}}.$$

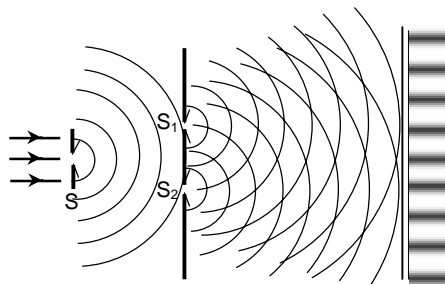
Dvi koherentinės bangos optikoje sukuriama naudojant įvairias sistemas, kurių veikimas grindžiamas atspindžio ir lūžio dėsniais. Vietoje vieno realaus spinduliuotės galima gauti du tikrus, tikrą ir menamą arba du menamus koherentinius spinduliuotės, kurių persidengusios bangos interferuoja. Šiose sistemose taikomas bangos fronto arba amplitudės dalijimo metodas.

Jungo metodas. Jungas (*Young*) pirmasis stebėjo šviesos interferencijos reiškinį ir pirmasis teisingai jį paaiškino. Jungo bandyme šviesos šaltinis buvo apšviestas plyšys S (4.2.2 pav.), iš kurio šviesos banga krinta į du siaurus plyšius S_1 ir S_2 , kurie apšviečiami tuo pačiu bangos frontu ir tampa koherentiniais šaltiniais. Perėjusi

mažas angas S_1 ir S_2 šviesa difraguoja, abi bangos dengia viena kitą ir būdamos koherutinės interferuoja. Norint pamatyti interferenciją Jungo bandyme, plyšių pločiai turi būti labai maži. Kai plyšys S siauras, už jo susiku-

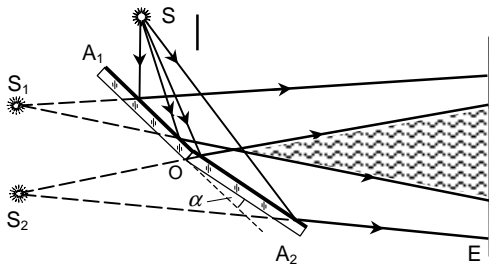


4.2.1 pav. Bangų koherentiškumas įvairiuose erdvės taškuose



4.2.2 pav. Jungo metodas

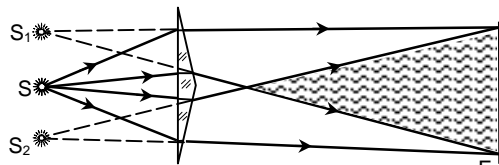
ria taisyklingas bangos frontas, sudarantis sferos dalį. Tai lemia vienodas virpesių fazes plyšiuose S_1 ir S_2 .



4.2.3 pav. Koherentinių bangų sukūrimas Frenelio veidrodžiais

sklindančias iš spinduolių S_1 ir S_2 . Spinduoelis S Frenelio bandyme yra siauras plyšys, lygiagretus su veidrodžių briauna O . Šiuo atveju interferencijos maksimumai yra tarpusavyje lygiagrečios juostelės.

Biprizmė. Šviesa iš spinduolio S (4.2.4 pav.) pereina dvi mažo laužiamojo kampo prizmes, sudėtas pagrindais. Šviesos šaltinis yra ryškiai apšviestas siauras plyšys, lygiagretus su bukojo kampo briauna. Prizmė atlenkia spindulius ir sukuria du menamuosius spinduolius S_1 ir S_2 ,



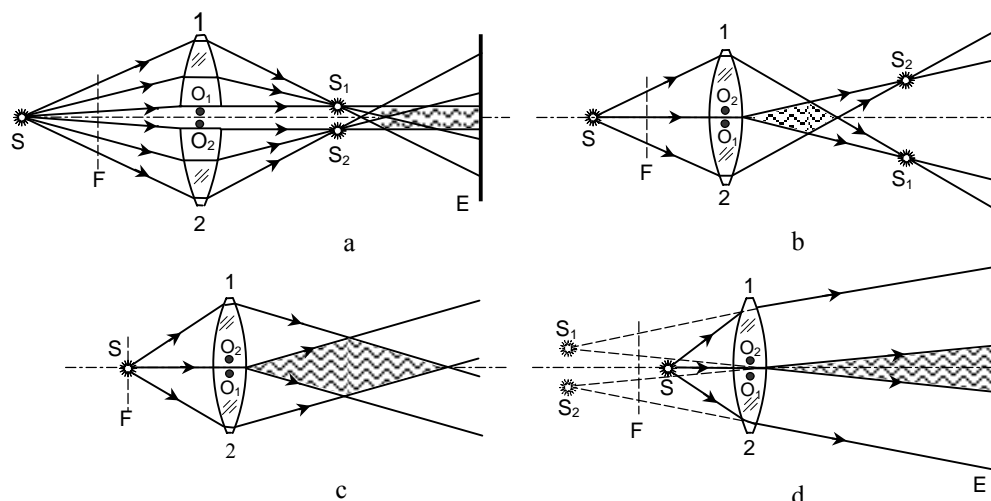
4.2.4 pav. Koherentinių bangų sukūrimas biprizme

Frenelio veidrodžiai. Norint sukurti dvi koherentes bangas, Frenelis pasiūlė naudoti du plokščiuosius veidrodžius A_1 ir A_2 (4.2.3 pav.), tarp kurių kampas α yra nedidelis. Iš realaus šviesos šaltinio S susidaro du jo atvaizdai S_1 ir S_2 . Bangos, sklindančios iš spinduolio S ir atspindėtos veidrodžiais A_1 ir A_2 , sukuria dvi koherentinių bangų sistemas, tartum

kia spindulius ir sukuria du menamuosius spinduolius S_1 ir S_2 , kurių persidengusios koherentinės bangos sukuria interferencinį vaizdą, sudarytą iš šviesių ir tamsių juostelių, lygiagrečių su bukojo kampo briauna.

Bije (Billet) bilėšis. Interferencijos reiškinyms sukuriamas naudojant glaudžiamąjį lęšį, kurio vidurinė dalis išpjauta palei skersmenį. Abi lęšio pusės šiek tiek atitolintos viena nuo kitos ir sukuria spinduolio S (plyšio) du tikruosius arba menamus atvaizdus S_1 ir S_2 (4.2.5 pav.), kurie skleidžia koherentes šviesos bangas. Plyšio atvaizdų S_1 ir S_2 vieta ir pobūdis priklauso nuo plyšio S vietos lęšio židinio plokštumos F atžvilgiu bei puslęšių optinių centrų O_1 ir O_2 padėties sistemos simetrijos ašies atžvilgiu. Interferencinis vaizdas susikuria koherentinių šviesos srautų persidengimo srityje.

Jei plyšys S yra toliau už bilėšio židinio plokštumos F , tai priklausomai nuo puslęšių optinių centrų O_1 ir O_2 vietos sistemos simetrijos ašies atžvilgiu bus matomos dvi interferencijos sritys. Kai bilėšio puselė ir jos optinis centras yra toje pačioje simetrijos ašies pusėje, tai plyšio atvaizdas bus



4.2.5 pav. Koherentinių bangų sukūrimas Bije bilėšiu
(priklausomai nuo puslėšių optinių centrų ir židinio plokštumos padėčių)

toje pačioje ašies pusėje ir interferencinis vaizdas, sukurtas abiem puslėšiais, bus už plyšių atvaizdų S_1 ir S_2 (4.2.5 a pav.).

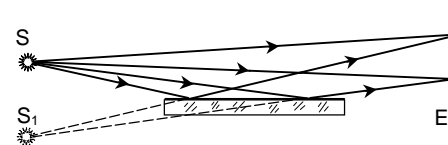
Jei puslėšis ir jo optinis centras yra skirtingose simetrijos ašies pusėse, puslėšio sukurtas plyšio atvaizdas bus toje ašies pusėje, kur yra jo optinis centras ir interferencinis vaizdas susikurs prieš plyšių atvaizdus (4.2.5 b pav.).

Kai plyšys S yra bilėšio židinio plokštumoje F ir abi bilėšio puselės bei jas atitinkantys optiniai centrai yra abejose simetrijos ašies pusėse, tai du lygiagretūs spindulių pluošteliai, išėję iš bilėšio puselių, persidengs ir sukurs interferencinį vaizdą (4.2.5 c pav.). Šiuo atveju interferencinių juostelių plotis nepriklauso nuo stebėjimo plokštumos vietos.

Kai plyšys S yra atstumu, mažesniu už bilėšio židinio nuotolį ir tarpelis tarp puslėšių toks, kad puslėšiai ir jiems atitinkantys optiniai centrai yra priešingose simetrijos ašies pusėse, susikuria du menamieji plyšio S atvaizdai S_1 ir S_2 ir matomas interferencinis vaizdas (4.2.5 d pav.).

Loido (Lloyd) veidrodis.

Šviesa iš spindulio S (4.2.6 pav.), prasiskleidžianti nedideliu kampu, krinta į atspindintį paviršių – plokščią veidrodį. Interferencija stebima ekrane E , pastatytame statmenai veidrodžio plokštumai. Šiuo atveju koherentiniai šaltiniai yra



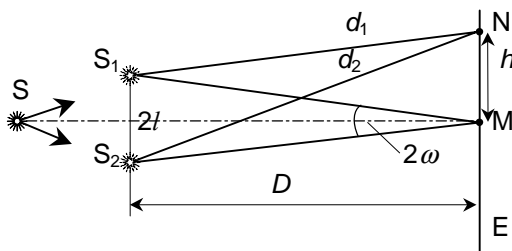
4.2.6 pav. Koherentinių bangų sukūrimas Loido veidrodžiu

rentiniai šaltiniai yra S ir jo menamas atvaizdas S_1 veidrodyje. Kadangi atspindint bangos fazė pakinta dydžiu π , tai šaltiniai S ir S_1 yra ne sinfaziniai, o priešingų fazių. Taigi Loido schemeje visas interferencinis vaizdas yra pastumtas per pusę juostelės.

4.3. PAGRINDINĖS INTERFERENCIJOS SCHEMŲ CHARAKTERISTIKOS

Visose interferencijos stebėjimo schemeose yra daug bendro. Panagrinėsime bendrąją schemą (4.3.1 pav.).

Spinduoliai S_1 ir S_2 , skleidžiantys koherentes bangas, yra realaus spindulio S atvaizdai. Tarkim, kad S yra ryškiai apšviestas plyšys lygiagre-



4.3.1 pav. Bendroji interferencijos schema

retus su sistemos simetrijos plokštuma (pvz., su Frenelio veidrodžių briauna). Tada ekrane E stebimos interferencinės juostelės, lygiagrečios su plyšiu. Atstumas tarp spindulių $2l$. Jei S_1 ir S_2 sinfaziniai ($\delta=0$), centrinis maksimumas yra vidurinėje linijoje taške M .

Surasime bangų eigos skirtumą $\Delta = d_2 - d_1$ iki laisvai pasirinkto ekrane taško N , nutolusio atstumu h nuo M .

$$d_2^2 = D^2 + (h+l)^2; \quad d_1^2 = D^2 + (h-l)^2;$$

$$d_2^2 - d_1^2 = 4hl = (d_2 + d_1)(d_2 - d_1);$$

$$\Delta = \frac{2h2l}{d_1 + d_2}.$$

Kadangi $\Delta \ll d_1, d_2$, tai $d_1 + d_2 = 2d$; čia $d = d_1 + \Delta/2 = d_2 - \Delta/2$.

Tada $\Delta = 2lh/d$. Jei $D \gg 2l$ ir $d \approx D$, tada

$$\Delta = h \frac{2l}{D}. \quad (4.3.1)$$

Jei spindulio skleidžiamoji šviesa yra monochromatinė, kurios bangos ilgis λ , susikūrusius intensyvumo ekstremumus nusako eigos skirtumai:

$$\Delta_{\max} = d_2 - d_1 = m\lambda,$$

$$\Delta_{\min} = d_2 - d_1 = (m + \frac{1}{2})\lambda.$$

Ekrane maksimumų ir minimumų vietą nusako h vertė. Įstačius į (4.3.1) išplaukia, kad maksimumas bus tada, kai $h = m \frac{D}{2l} \lambda$ ir minu-

mas – kai $h = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{D}{2l} \lambda$.

Atstumas tarp gretimų ekstremumų (tarp maksimumų arba tarp minimumų)

$$\Delta h = \frac{D}{2l} \lambda \quad (4.3.2)$$

vadinamas interferencinės juostelės pločiu. Juostelės tuo platesnės, kuo mažesnis atstumas tarp spindulių. Pvz., jei $D = 1$ m, $\lambda = 500$ nm, $2l = 0,5$ mm, tai $\Delta h = 1$ mm. Tokios interferencinės juostelės matomos paprasta akimi.

Interferencinės juostelės plotį galima išreikšti spindulių plėtros kampų 2ω , kuris nusako interferencijos apertūrą. Kadangi 2ω mažas, tai $\omega \approx l/D$ ir

$$\Delta h = \frac{\lambda}{2\omega}.$$

Pereinant nuo maksimumo prie minimumo, ekrano apšvieta tolygiai kinta. Intensyvumo kitimo dėsningumą galima išreikšti, naudojant anksčiau turėtą išraišką

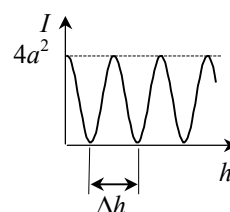
$$I \sim A^2 = 4a^2 \cos^2\left(\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda}\right)$$

ir (4.3.1) išraišką. Tada

$$I \sim 4a^2 \cos^2\left(\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right) = 4a^2 \cos^2\left(2\pi \frac{hl}{\lambda D}\right).$$

Kadangi $\cos^2(\alpha/2) = (1 + \cos\alpha)/2$, tai

$$I \sim 2a^2 \left(1 + \cos \frac{4\pi hl}{\lambda D}\right). \quad (4.3.3)$$



7.3.2 pav. Apšvietos priklausomybė nuo atstumo iki ekrano centro

Ši išraiška nusako ekrano apšvietos kitimą priklausomai nuo h vertės: jis yra periodinis (4.3.2 pav.).

Reikia pabrėžti, kad bet kuriame realiame interferencijos bandyme, naudojant įprastinius šviesos spindulius, ekrane matomas periodinis ap-

švietos kitimas, kuriame $I_{\min} \neq 0$. Todėl interferencijos vaizdas kiekybiškai vertinamas *matomumo funkcija*

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} ;$$

čia I_{\max} – didžiausia ir I_{\min} – mažiausia apšvietos verė.

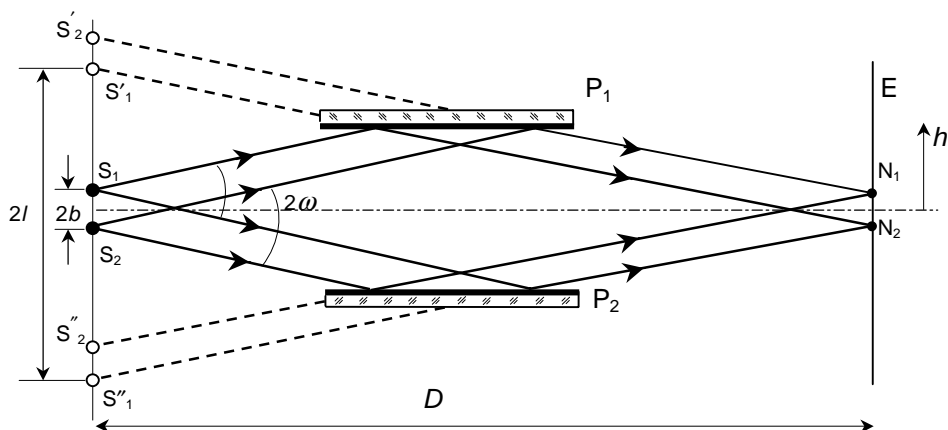
Jei bangos nekoherentinės, interferencinis vaizdas nematomas ($I_{\max} = I_{\min}$) ir matomumo funkcijos vertė $V = 0$. Kai bangos koherentinės, ekrane matomas interferencinis vaizdas, kuriame intensyvumas kinta pagal sinuso dėsnį. Tada $I_{\min} = 0$ ir $V = 1$. Tarpiniu atveju irgi gali būti pastebėtas interferencinis vaizdas, tačiau blogesnės kokybės ($0 < V < 1$). Tokį interferencinį vaizdą sukuriančiosios bangos vadinamos *iš dalies koherentinėmis*. Dalinį koherentiškumą lemia kvazimonochromatinės bangos. Šiuo metu geriausias koherentinės spinduliuotės šaltinis yra lazeris

4.4. SPINDUOLIO MATMENŲ ĮTAKA INTERFERENCINIO VAIZDO KOKYBEI

Kadangi naudojant vieną taškinį spinduolį su atitinkamu įtaisu (biprizme, bilėšiu, Frenelio veidrodžiais, dviem plyšiais ir kt.) galima išskaidyti jo spinduliuotę į du koherentinius pluoštelių ir matyti interferenciją, tai du nepriklausomi taškiniai spinduoliai (nekoherentiniai) tokiomis pat sąlygomis sukuria du interferencinius vaizdus. Jei optinė sistema suveda šiuos vaizdus į kurią nors erdvės sritį, tai priklausomai nuo bandymo sąlygų galima matyti arba stacionarų apšviestos skirstinį, ekvivalentų kokiam nors interferenciniam vaizdai ($I_{\max} \neq I_{\min}$), arba tolygią apšvietą ($I_{\max} = I_{\min}$).

Taigi užsiklojant dviem interferenciniams vaizdams, atstojamojo vaizdo matomumo funkcija įgyja vertes $0 \leq V \leq 1$. Panagrinėkime šios funkcijos priklausomybę nuo bandymo sąlygų.

Tarkim, kad du vienodi nekoherentiniai taškiniai spinduoliai S_1 ir S_2 (4.4.1 pav.) yra nutolę vienas nuo kito atstumu $2b$. Jų spinduliuotę išskaidysime dviem lygiagrečiais veidrodžiais P_1 ir P_2 į du pluoštelių, t. y. kiekvienas realus spinduolis keičiamas į du menamus (S'_1, S''_1, S'_2, S''_2). Ekrane E susidaro dvi interferencinių juostų sistemos, kurios persidengusios sukuria kažkokį atstojamąjį apšvietos skirstinį. Ištirsime šio skirstinio matomumo funkciją.



4.4.1 pav. Interferencinių vaizdų persidengimas, kai spinduliuoja du taškiniai nekoherentiniai spinduliai

Tarkim, kad $D \gg 2l$ ir $D \gg 2b$. Interferencijos apertūra labai maža. Tada $\tan \omega = l/D$. Apšvietos skirstinys ekrane nuo koherentinių spindulių S'_2 ir S''_2 priklausomai nuo h pagal (4.3.3) išreiškiamas taip:

$$I_2 = I_0 \left(1 + \cos \frac{4\pi l h}{D \lambda} \right).$$

Antroji spindulių pora S'_1 ir S''_1 sudaro per $2b$ pastumtą interferencinį vaizdą, kuriame intensyvumo skirstinys išreiškiamas taip:

$$I_1 = I_0 \left(1 + \cos \frac{4\pi l (h - 2b)}{D \lambda} \right).$$

Kadangi spinduliai S_1 ir S_2 nekoherentiniai, tai suminis intensyvumas

$$I = I_1 + I_2 = 2I_0 \left[1 + \cos \frac{4\pi b l}{D \lambda} \cos \frac{4\pi l (h - b)}{D \lambda} \right].$$

Išrašius interferencinės juostelės pločio išraišką (4.3.2), gaunama:

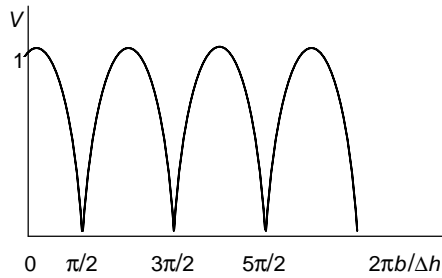
$$I = 2I_0 \left[1 + \cos \frac{2\pi b}{\Delta h} \cos \frac{2\pi (h - b)}{\Delta h} \right].$$

Iš šios išraiškos išplaukia, kad didžiausias intensyvumas yra tuose ekrano taškuose, kuriuose

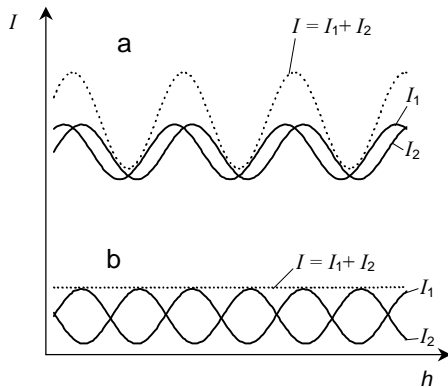
$$\cos \frac{2\pi(h-b)}{\Delta h} = +1, \text{ o minimalus } - \text{ kai } \cos \frac{2\pi(h-b)}{\Delta h} = -1.$$

Taigi ekstreminėms apšviestumo vertėms turime:

$$I = 2I_0 \left(1 \pm \left| \cos \frac{2\pi b}{\Delta h} \right| \right);$$



4.4.2 pav. Suminio interferencinio vaizdo, gauto iš dviejų nekoherentinių spindulių, matomumo funkcijos grafikas



4.4.3 pav. Intensyvumo skirstinys, kai $V \approx 1$ (a) ir $V = 0$ (b)

čia ženklas plius atitinka I_{\max} , o minus – I_{\min} .

Tada atstojamojo interferencijos vaizdo matomumo funkcija išreiškiama taip:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \left| \cos \frac{2\pi b}{\Delta h} \right|, (4.4.1)$$

kurios grafikas pateiktas 4.4.2 pav.

Iš (4.4.1) išraiškos išplaukia, kad interferencijos vaizdo matomumas priklauso nuo juostelės pločio Δh ir atstumo tarp spindulių $2b$. Jei $2b \ll \Delta h$, matomumo funkcijos vertė $V \approx 1$ (4.4.3 a pav.). Jei $2b = \Delta h/2$, interferencinės juostelės išnyksta (4.4.3 b pav.). Toliau didinant atstumą tarp spindulių S_1 ir S_2 , vaizdas vėl gerėja ir kai $2b = \Delta h$ matomumo funkcijos vertė $V = 1$, o kai $2b = 3\Delta h/2$ ji vėl lygi nuliui.

Panagrinėsime bendresnį atvejį, kai $2b$ yra tįsus spindulis. Sudalinsime jį į elementariusius spindulius, kurie, žinoma, nėra kohe-

rentiniai. Reikia įvertinti suminį šių visų nekoherentinių spindulių skleidžiamų spindulių atstojamąjį rezultatą kokiame nors ekrano taške. Galima teigti, kad laisvai parinktas spindulis, nutolęs nuo ašies atstumu s , sukuria ekrane h aukštyje apšvietą, išreiškiamą taip:

$$I_s = I_0 \left[1 + \cos \frac{2\pi(h-s)}{\Delta h} \right].$$

Suminį poveikį išreikš integralas

$$I = I_0 \int_{-b}^{+b} \left[1 + \cos \frac{2\pi(h-s)}{\Delta h} \right] ds = 2 I_0 b \left[1 + \frac{\sin(2\pi b/\Delta h)}{2\pi b/\Delta h} \cos \frac{2\pi h}{\Delta h} \right].$$

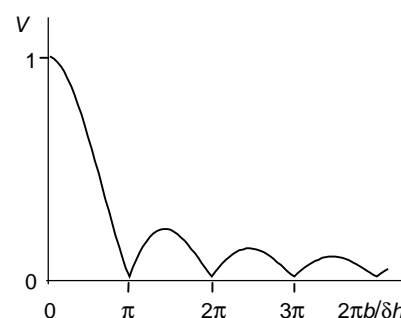
Iš šios išraiškos išplaukia, kad ekrane susikuria interferencinis vaizdas. Ekstreminės intensyvumo vertės tokios:

$$I_{\max} = 2 I_0 b \left[1 + \frac{\sin 2\pi b/\Delta h}{2\pi b/\Delta h} \right]$$

$$I_{\min} = 2 I_0 b \left[1 - \frac{\sin 2\pi b/\Delta h}{2\pi b/\Delta h} \right].$$

Tada matomumo funkcija:

$$V = \frac{|\sin 2\pi b/\Delta h|}{2\pi b/\Delta h}.$$



4.4.4 pav. Tįsaus spindulio spinduliuotės sukurto interferencinio vaizdo matomumo funkcijos kitimas

Šios funkcijos grafikas pa-vaizduotas 4.4.4 pav. Matomumo funkcijos vertė $V = 1$, kai $2\pi b/\Delta h = 0$ ir $V = 0$, kai $2\pi b/\Delta h = \pi, 2\pi, 3\pi, \dots$ Kai $2b \leq \Delta h$, V mažėja nuo 1 iki 0. Kai $2b = \Delta h/2$, tai $V = 2/3$. Atstojamasis interferencijos vaizdas yra pakankamai geras stebėjimams, jei $V \geq 2/3$, t. y. kai $I_{\max} \geq 5I_{\min}$.

Kadangi $l/D = \tan \omega$, tai $\Delta h = \lambda/2 \tan \omega$. Tada sąlyga, nusakanti sąryšį tarp leidžiamų spindulio matmenų, skleidžiamo bangos ilgio ir interferencijos apertūros, tokia:

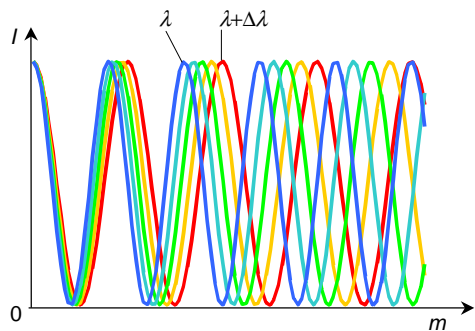
$$2b \tan \omega \leq \lambda/4, \quad (4.4.2)$$

t. y. kuo mažesnė interferencijos apertūra ω , tuo didesni gali būti spindulio matmenys.

Reikia pabrėžti, kad aukščiau pateikti samprotavimai tinka tos pačios poliarizacijos bangoms.

4.5. INTERFERENCIJA NEMONOCHROMATINĖJE ŠVIESOJE

Anksčiau nagrinėti spinduliai skleidė monochromatines bangas. Spinduliuotės monochromatiškumo laipsnis labai įtakoja interferencinio



4.5.1 pav. Interferencinis vaizdas nemonochromatinėje šviesoje

vaizdo kontrastui. Jei spinduliuotė yra nemonochromatinė (polichromatinė), tai tamsiuose kokio nors bangos ilgio interferencijos ruožuose išsidėsto kitų bangos ilgių maksimumai (4.5.1 pav.), nes pagal maksimumo sąlygą $h = m(D/2l)\lambda$ bet kuriame ekrano taške bus tos ar kitos eilės maksimumas vienam iš bangos ilgių.

Todėl aukštesniųjų eilių interferencinės juostelės yra spalvotos. Tačiau interferencinio vaizdo centre (kai $m = 0$) yra balta juosta, nes maksimumo sąlyga $\Delta = \pm m\lambda$ čia tenkinama visiems bangos ilgiams. Jei spinduliuotės visų ilgių bangos turėtų vienodą intensyvumą ir jutiklio jautris vienodas visiems bangos ilgiams, tai interferencinio vaizdo aptikti nepasisektų. Norint aptikti interferencijos reiškinių, reikia apriboti bangos ilgių įvairumą spektriniame ruože tarp λ ir $\lambda + \Delta\lambda$. Nusakysime šį ruožą.

Tamsios juostos tarp interferencinio vaizdo juostelių išnyks visiškai tose vietose, kur $\lambda + \Delta\lambda$ bangos ilgio m eilės maksimumas sutaps su $m + 1$ eilės maksimumu bangos ilgiui λ . Todėl interferencinio vaizdo kontrasto visiško praradimo dėl nemonochromatiškumo sąlyga tokia:

$$m(\lambda + \Delta\lambda) = (m + 1)\lambda; \quad \Delta\lambda = \lambda/m. \quad (4.5.1)$$

Tada visas tarpas tarp gretimųjų maksimumų bus užpildytas įeinančiųjų į ruožą bangos ilgių maksimumais.

Iš (4.5.1) išraiškos išplaukia, kad kuo didesnė interferencijos eilė, tuo siauresnis turi būti spektrinis ruožas, kuriame dar galima matyti interferencinį vaizdą. Ir atvirkščiai, kuo mažiau monochromatinė šviesa, tuo mažesnės interferencijos eilės bus matomos. Aukštesniųjų eilių interferencinių juostelių kontrastas yra blogesnis. Monochromatiškumui padidinti naudojami filtrai arba spektriniai prietaisai.

Interferencinį vaizdą galima matyti ir baltojoje šviesoje. Tai lemia atrankinis akies jautris įvairioms spalvoms. Todėl atskiros bangų ilgių sritys dominuoja prieš kitas, t. y. akis atlieka monochromatoriaus vaidmenį. Tačiau akies geba atskirti spalvas tolygiai joms keičiantis yra ribota.

4.6. OPTINIS KELIAS

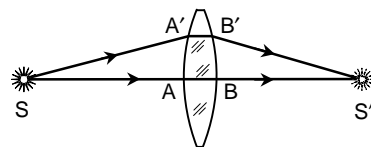
Šviesos sklidimas medžiagoje, šviesos lūžis dviejų terpių sandūroje, jos atspindys nuo paviršiaus ir t. t. – tai reiškiniai, kuriuose vienokiu ar kitokiu laipsniu pasireiškia interferencija. Pvz., šviesos sklidimas medžiagoje susijęs su elektromagnetinės bangos poveikiu į elektronus ir jonus, kurie yra medžiagoje. Veikiant šviesos bangai, šios įelektrintos dalelės pradeda virpėti, dėl ko spinduliuojamos antrinės elektromagnetinės bangos to paties dažnio kaip ir krintančioji šviesa. Kadangi gretimųjų krūvininkų judėjimas vyksta veikiant ta pačia šviesos banga, šios antrinės bangos susietos tarpusavyje faze, t. y. yra koherentinės. Antrinės bangos interferuoja tarpusavyje ir iš interferencinio vaizdo galima paaikškinti daugelį optinių reiškinių, tokių kaip atspindys, lūžis, dispersija, sklaida ir t. t.

Panagrinėsime vieną atskirą atvejį. Jei šviesos greitis vakuume c , o bangos ilgis λ_0 , tai bangos sklidimo greitis terpėje $v = c/n$ ir bangos ilgis $\lambda = \lambda_0/n$; čia n – terpės lūžio rodiklis. Tarkim, kad viena banga n_1 lūžio rodiklio terpėje nueina kelią d_1 , o kita banga antroje n_2 lūžio rodiklio terpėje kelią d_2 . Tarp jų susidaro fazių skirtumas

$$\Delta\psi = 2\pi \left(\frac{d_2}{\lambda_2} - \frac{d_1}{\lambda_1} \right) = 2\pi \frac{n_2 d_2 - n_1 d_1}{\lambda_0}.$$

Sandauga $n d$ vadinama *optiniu keliu*. Jei $(n_1 d_1) = (n_2 d_2)$, fazių skirtumas $\Delta\psi = 0$ ir abu optiniai keliai yra ekvivalentūs, t. y. jie nesudaro fazių skirtumo. Tokie keliai vadinami *tautochroniniais*. Jie sutampa laike, nes šviesa šiais nevienodais geometriniais keliais sklinda per vieną ir tą patį laiką.

Tautochroniškumo sąlygą tenkina, pvz., visi spinduliai pereinantys lęšį ir sudarantys spinduolio S atvaizdą S' (4.6.1 pav.). Nors geometrinis kelias $SAB S'$ mažesnis už kelią $SA'B'S'$, bet lęšio viduje kelio dalis $AB > A'B'$.



4.6.1 pav. Lęšio tautochroniškumas

Kadangi šviesos greitis medžiagoje mažesnis negu ore, tai vėlavimas atkarpoje AB kompensuoja aplenkimą atkarpoje SA ir BS' , palyginus su atkarpoomis SA' ir $B'S'$. Todėl tautochroniškumo sąlyga užrašoma taip:

$$SA + n AB + BS' = LA' + n A'B' + B'S'.$$

Jei atskiri spinduliai perėję lęši nebūtų tautochroniniais, atskiri iš jų sklindančių skirtingais keliais, turėtų tam tikrą fazių skirtumą ir galėtų vienas kitą silpninti taške S' . Susikūrusį intensyvų maksimumą taške S_1 , kuris yra spindulio S atvaizdas, lemia spindulių, ateinančių į S' tautochroniniais keliais be fazių skirtumo, tarpusavio stiprinimas. Keliai, kurie veda į kitą erdvės tašką, optiškai nevienodi ir visuose kituose taškuose, išskyrus S' , tarpusavio interferencija silpnina šviesą. Taigi *atvaizdų susidarymas yra interferencijos rezultatas*. Lęšis nesudaro fazių skirtumo tarp atskirų spindulių, sukuriančių atvaizdą. Tai galioja bet kokiai optinei sistemai, sukuriančiai atvaizdus.

4.7. INTERFERENCINIŲ JUOSTELIŲ LOKALIZACIJA

Interferuojant dviem bangom, kurios susidaro dėl šviesos atspindžio ir lūžio, susikuria stacionarus interferencinis vaizdas, kurį galima matyti bet kurioje erdvės dalyje, kur persidengia interferuojantys pluošteliai. Anksčiau buvo minėta, kad yra begalinė pastovaus fazių skirtumo paviršių seka, kurie yra hiperboloidai, jei spinduliai taškiniai. Interferencinės juostelės matomos bet kuriame sukimosi hiperboloido sankirtoje su stebima plokštuma. Todėl susidaręs interferencinis vaizdas vadinamas *nelokalizuoju*. Šviesos spinduliai, sklindantys į koki nors stebimos plokštumos tašką, prasiskleidžia tarp savęs labai mažu kampu, todėl interferencinio vaizdo susidarymui nereikia naudoti fokusuojančio įrenginio.

Jei šviesos interferencija vyksta nuo tįsių spindulių, jau reikalingi fokusuojantys įrenginiai. Ryškios juostelės matomos tik tada, kai visų spindulių, ateinančių į stebimą tašką iš įvairių spindulio vietų, fazių skirtumas yra vienodas (arba maždaug vienodas). Bendruoju atveju ši sąlyga tenkinama, jei stebimas taškas yra tam tikrame paviršiuje, t. y. interferencinės juostelės matomos tada, kai stebėtojo akis (arba optinis prietaisas) sufokusuojama į šį paviršių. Tokios interferencinės juostelės vadinamos *lokalizuotomis*.

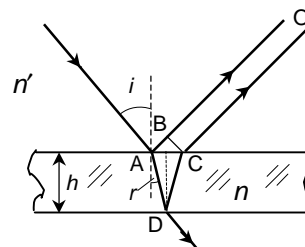
Lokalizuito interferencinio vaizdo pavyzdžiu gali būti vienodo storio ir vienodo polinkio interferencinės juostelės. Vienodo storio interferencinės juostelės yra arti plėvelės paviršiaus. Kai spindulių pluoštelis krinta statme-

nai, jos geriausiai matosi, kai optinė sistema sufokusuota į plėvelę. Tuo tarpu vienodo polinkio interferencinės juostelės gerai matosi, kai optiniai stebėjimo prietaisai suderinti begalybei.

4.7.1. PLONŲ PLĖVELIŲ SPALVOS

Interferencija plonose plėvelėse (plokštelėse), apšviečiant jas tįsiu spinduoliu, lemia plonų plėvelių spalvas. Šį reiškinį galima dažnai matyti muilo burbuluose, naftos plėvelėse ant vandens paviršiaus, kai jos apšviečiamos ryškia Saulės šviesa. Išaiškinus šį reiškinį galima suprasti gerokai sudėtingesnius procesus, vykstančius interferometruose, interferenciniuose filtruose ir kituose optiniuose prietaisuose.

Tarkim, kad į plokščią gretasienę h storio ir n lūžio rodiklio plokštelę krinta monochromatinė λ bangos ilgio šviesa iš terpės, kurios lūžio rodiklis n' (4.7.1.1 pav.). Šviesa iš dalies atspindi, iš dalies lūžta ir vėl atspindi nuo antrojo paviršiaus. Dėl to susidaro dvi koherentinės bangos, tarp kurių yra kažkoks fazių skirtumas. Priklausomai nuo šių bangų fazių skirtumo, CO linkme susidaro vienoks ar kitoks interferencinis vaizdas. Paskaičiuosime spindulių eigos skirtumą.



4.7.1.1 pav. Interferencijos susidarymas atspindint nuo plonos plėvelės

$$\Delta = (ADC) - (AB) = 2 AD n - AB n'.$$

Iš trikampių ADB ir ABC galima išreikšti taip:

$$AD = h / \cos r; \quad AB = AC \sin i = 2 h \operatorname{tg} r \sin i; \quad n' \sin i = n \sin r.$$

Tada

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

$$\Delta = 2 n h \cos r. \quad (4.7.1.1)$$

Reikia nepamiršti, kad atspindint bangos fazė gali pakisti dydžiu π (prarandamas pusbangis). Kai šviesa krinta iš optiškai retesnės terpės, viršutinėje atspindžio sandūros pusėje fazę keičia elektrinis vektorius, o apatinėje – magnetinis. Kai tarp stiklo plokštelių yra plonas oro sluoksnis, reiškia-

nys atvirkščias, t. y. bet koku atveju vienas iš vektorių įgyja papildomą fazių skirtumą π . Todėl bendruoju atveju reikia rašyti taip:

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

ir interferencinis vaizdas bus pastumtas per $\lambda/2$. Tai reikalo iš esmės nekeičia. Todėl toliau naudosimės (4.7.1.1) formule, jei tik nereikės tiksliai nustatyti maksimumo ar minimumo vietą.

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

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

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

Apšvietus plėvelę baltąja šviesa, atsispindėjusioji šviesa priklausomai nuo n , h ir r įgyja vienokią ar kitokią atspalvį (nuspalvinimą). Kadangi kampas tarp krįtančiųjų spindulių labai mažas, t. y. interferencijos apertūra yra maža, tai pagal (4.4.2) išraišką galima teigti, kad interferencija plonose plėvelėse matoma naudojant ir tįsų spindulių.

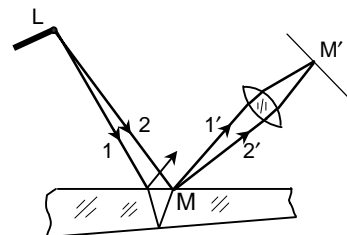
Svarbu nustatyti plėvelės storį, kuriam esant dar galima pamatyti interferenciją baltojoje šviesoje. Iš sąryšio $\Delta\lambda = \lambda/m$ išplaukia, kad interferencija baltojoje šviesoje matoma tik plonose plėvelėse. Ir tikrai, normalioji žmogaus akis gali skirti spalvas $\Delta\lambda \approx 10$ nm ruožu. Jei vidutinis bangos ilgis $\lambda \approx 500$ nm, tai interferencijos eilė $m = \lambda/\Delta\lambda = 50$. Ši vertė nusako ribinį eigos skirtumą $\Delta = m\lambda$, kuris priklauso nuo plėvelės storio. Iš formulės $2nh \cos r = m\lambda$, nusakančios interferencijos maksimumą, išreiškiamas sluoksnio storis:

$$h = \frac{m\lambda}{2n \cos r}.$$

Jei $n \approx 1,5$ ir $\cos r \approx 1$, tai $h \approx 8 \cdot 10^{-4}$ cm = 8 μ m. Naudojant gerokai monochromatiškesnę šviesą, pvz., gyvsidabrio spektro linijas, kurių $\Delta\lambda \approx (0,01 \div 0,001)$ nm, plėvelės storis padidėja ($10^3 \div 10^4$) kartų.

4.7.2. VIENODO STORIO INTERFERENCINĖS JUOSTELĖS

Jei plonos plokštelės paviršiai yra tarpusavyje nelygiagretūs, tai apšvietus jas tisiu spinduliu 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 pluoštelio 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 spindulio 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*.

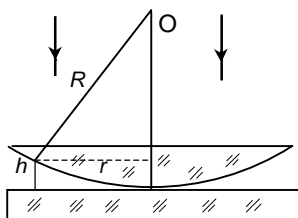
Taigi norint ekrane matyti ryškų interferencinį vaizdą, lęšį reikia sufokusuoti į plokštelės paviršių. Jei šviesa monochromatinė, plokštelės paviršių dengia šviesios ir tamsios juostelės, o jei baltoji – spalvotos. Sakoma, kad vienodo storio interferencinės juostelės lokalizuotos plokštelės paviršiuje 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 iškylasis 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 atspindėjimoje šviesoje, tai susilietimo taške bus tamsi dėmė, o aplinkui – bendracentrinė 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 atspindint 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.

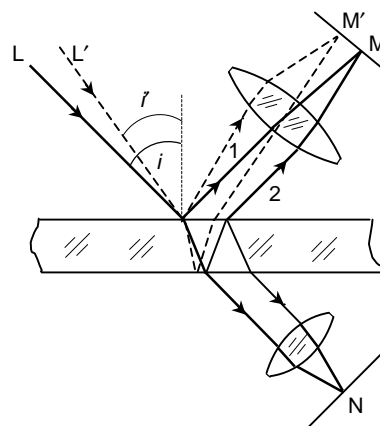
4.7.3. VIENODO POLINKIO INTERFERENCINĖS JUOSTELĖS

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 kampui $i = \text{const}$ (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 spinduoliai, todėl i kampas 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 spinduolio matmenys gali būti pakankamai dideli.

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



4.7.3.1 pav. Vienodo polinkio interferencinių juostelių susidarymas

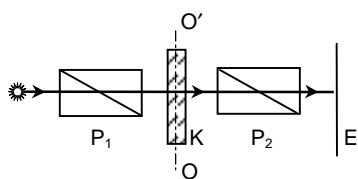
vieta nepriklauso nuo taško vietos spinduolyje, o priklauso tik nuo spindulių polinkio. Persidengdami vienas ant kito interferenciniai vaizdai stiprėja.

Jei šviesa pereina plokščią gretasienę plokštelę, vienodo polinkio interferencinės juostelės sukurtos tisiu spinduliu taip pat lokalizuotos begalybėje. Tačiau interferencinis vaizdas pereinančioje šviesoje yra papildantis vaizdą atspindėjusioje šviesoje, t. y. šviesios 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 kiurair 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 vieną kristalo plokštelę sukurama 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.

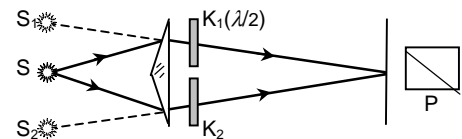
Analizatorius P_2 sutapdina paprastosios ir nepaprastosios bangos poliarizacijos plokštumas, koherentinės ir vienodai poliarizuotos bangos sumuojasi ir ekrane E matomas interferencinis vaizdas.

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 dėsnių pavidalu:

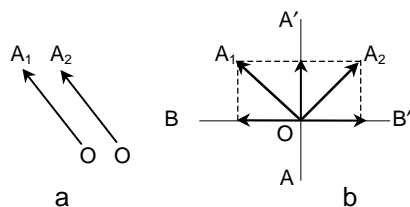
1. Dvi poliarizuotos vienoje plokštumoje bangos sudaro interferencinį vaizdą kaip ir natūralioji šviesa.
2. Dvi poliarizuotos tarpusavyje statmenose plokštumose bangos nesudaro interferencinio vaizdo.
3. Dvi bangos, poliarizuotos tarpusavyje statmenose plokštumose, sukurtos iš natūraliosios šviesos ir 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 pluoštelio kelyje yra $\lambda/2$ kristalo plokštelė K_1 . Susidariusiam eigos skirtumui kompensuoti antrojo pluoštelio kelyje pastatykime 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 manytume, 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.

Šį „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 sulaiko 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 poliariзаторiaus 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 dviejų 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

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

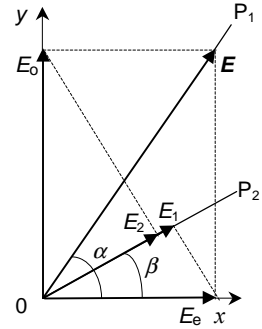
čia φ yra interferuojančių bangų fazių skirtumas.

Įrašius amplitudžių išraišką (4.8.1.1) ir pakeitus $\cos \varphi = 1 - 2\sin^2(\varphi/2)$, filtrą perėjusiosios 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 nuspallvinimo 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 dvejopo 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 dvejopo spindulių lūžio 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 dvejopo spindulių lūžio geba

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

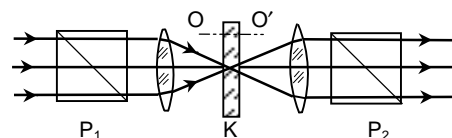
Panagrinėsime bendresnį chromatinės poliarizacijos atvejį, kuri pasireiškia ne lygiagrečiuose, bet susiglaudžiančiuose spinduliuose (4.8.1.2 pav.).

Kai krintantysis r kampas į plokštelę K spindulys pereina storį

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

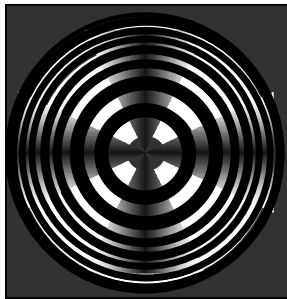
sklindantieji plokštelėje paprastasis ir nepaprastasis spinduliai įgyja fazių skirtumą

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



4.8.1.2 pav. Interferencija susiglaudžiančiuose spinduliuose

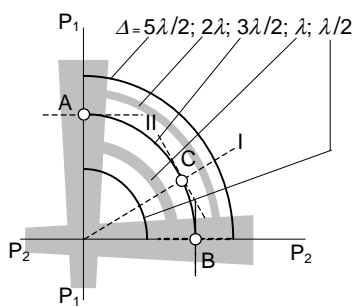
Kai vienašio kristalo plokštelės optinė ašis lygiagreti su spindulių kūgio ašimi, vienodo fazių skirtumo geometrinė vieta yra bendracentriniai apskritimai, kurių centras optinėje ašyje. Interferencinis vaizdas sudarytas iš



4.8.1.3 pav. Konoskopinė figūra

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.

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.



4.8.1.4 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 dvejopo 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 dvejopą 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.

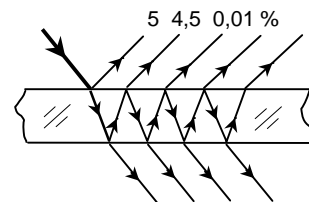
4.9. DAUGELIO ŠVIESOS PLUOŠTELIŲ INTERFERENCIJA

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 pluoštelių intensyvumas sudaro apie 5 % krintančiojo, antrojo pluoštelių apie 4,5 %, o trečiojo jau tik 0,01 % (4.9.1 pav.). Savaimė suprantama, kad daug kartų atsispindėjusiojo šviesos pluoštelių intensyvumas visuomet silpnėja po kiekvieno atspindžio. Šį sumažėjimą lemia atspindžio faktoriaus vertė ir medžiagos sugertis.

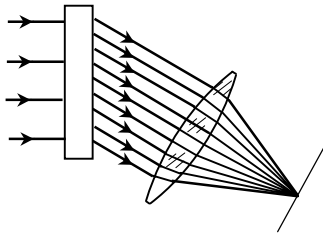


4.9.1 pav. Šviesos pluoštelių atsispindys ir lūžis stiklo plokštelėje

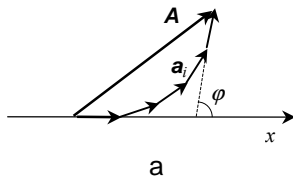
Daugelio spindulių pluoštelių interferencijoje naudojamos plokštelės su dideliu atspindžio faktoriumi. Tai pasiekama papildomai užgarius ploną didelio atspindžio sluoksnį arba naudojant didelį kritimo kampą.

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

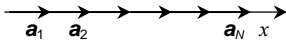
Tarkim, kad kuriuo nors būdu susidaro N koherentinių vienodos amplitudės a šviesos pluoštelių (4.9.2 pav.). Kiekvienas kitas pluoštelis nuo gretimąjo skiriasi faze φ . Pluošteliai surenkami lęšiu židinio plokštumoje ir interferuoja. Priklausomai nuo fazių skirtumo, susidaro tam tikro didumo



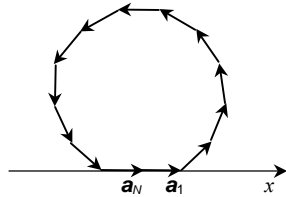
4.9.2 pav. Daugelio pluoštelių interferencija



a

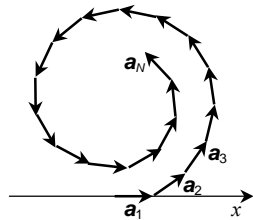


b



c

4.9.3 pav. Grafinė amplitudžių vektorių sudėtis



4.9.4 pav. 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

$$\varphi = \pm 2\pi m; \quad (4.9.1)$$

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:

$$\varphi = \pm 2m \frac{\pi}{N}. \quad (4.9.2)$$

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

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 – atspindėjosios ir a_2 – perėjusiosios bangų amplitudės. Jei sugerties nėra, $R + T = 1$.

Dažnai atspindžio ir praleidimo faktoriai suprantami tik kaip atspindėjosios 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:

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

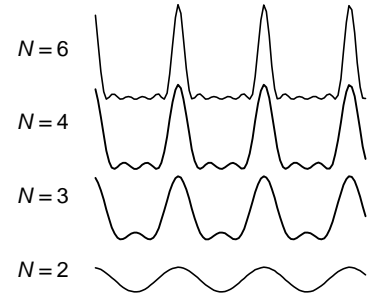
Kiekvieno perėjimo metu bangos amplitudė sumažėja t kartų, o po kiekvieno atspindžio – r kartų. Iš plokštelės išėjusių bangų amplitudės yra $a_0 t^2$, $a_0 t^2 r^2$, $a_0 t^2 r^4$ ir t. t. Manoma, kad abu paviršiai atspindi vienodai. Perėjusi plokštelę banga yra atskirų bangų, susidariusių dėl daugkartinio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

Suminės 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 .

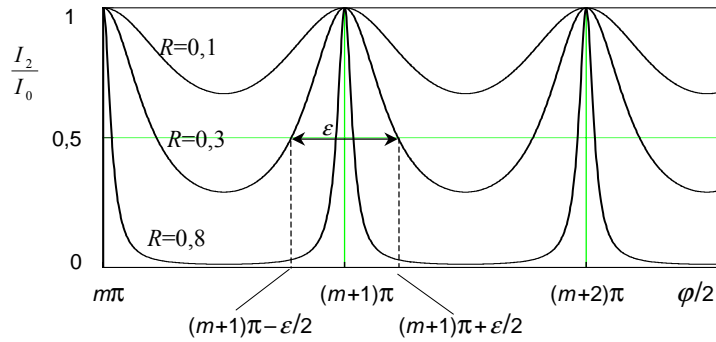
Pasitelkus energinius atspindžio R ir praleidimo T faktorius, gaunama tokia išraiška:

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

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.

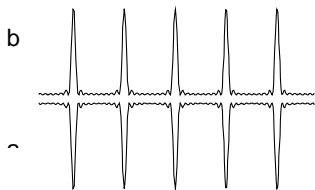
Matyti, kad didėjant atspindžio faktoriui interferencijos juostelių ryškis didėja. Pvz., jei $R = 0,9$, tai $F \approx 60$, t. y. atstumas tarp gretimų maksimumų 60 kartų didesnis už interferencinės juostelės pusplotį.

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

šviesoje platūs maksimumai atskirti siaurais minimumais.

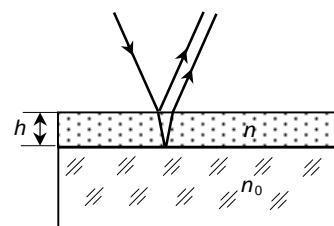
Plokštelių atspindžio gebą galima padidinti naudojant daugiasluoksnes dielektrines plėveles, kurių sugertis yra menka. Jei paviršius padengiamas metalu (sidabru, aliuminiu), tai padidėjus paviršiaus atspindžio gebai padidėja ir sugertis. Tai reikia įskaityti: $R + T + A = 1$. Šiuo atveju perėjusios veidrodžius 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. Praleidimas 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. Eigų skirtumas

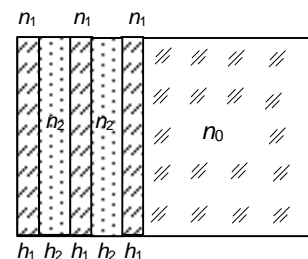


4.10.1 pav. Atspindys
nuo dielektriko

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

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

Šį nelabai ženklių 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.

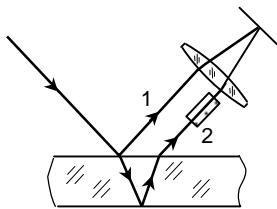
4.11. INTERFERENCINIAI PRIETAISAI

Interferenciniai prietaisai (interferometrai) – tai optiniai įrenginiai, kuriuose šviesos interferencijos reiškinyje naudojamas tiksliai 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-

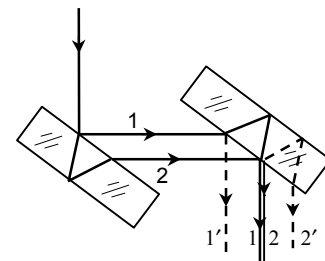


4.11.1.1 pav. Paprasčiausias dvispindulinis interferometras

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.

Žameno (Jamin) interferometras sudarytas iš dviejų vienodų plokščių tarpusavyje lygiagrečių stiklo plokštelių, kurių storis h ir lūžio rodiklis n (4.11.1.2 pav.). Šviesos banga krinta į priekinį pirmosios plokštelės paviršių ir dėl dalinio atspindžio bei lūžio susidaro dvi koherentinės bangos (amplitudės dalijimo metodas), sklindančios į antrąją plokštelę ir nutolusios viena nuo kitos. Po atspindžio ir lūžio antroje plokštelėje iš jos išeina keturi spinduliai 1, 1', 2 ir 2'. Du iš jų (1 ir 2) interferuoja ir interferencinis vaizdas priklauso nuo susidariusio tarp jų eigos skirtumo Δ .



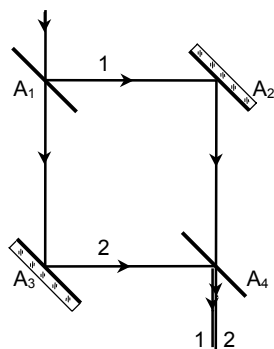
4.11.1.2 pav. Žameno interferometro schema

Kai apšviečiama lygiagrečiais monochromatiniais spinduliais, visoms spindulių poroms eigos skirtumas vienodas. Susidaro tolygiai apšviestas laukas, kurio intensyvumas priklauso nuo Δ . Didžiausias intensyvumas bus tada, kai $\Delta = m\lambda$ ir mažiausias, kai $\Delta = (2m + 1)\lambda/2$. Apšvietus baltąją šviesą, laukas atrodo tolygiai nuspalvintas. Kai abi plokštelės tiksliai tarpusavyje lygiagretės, eigos skirtumas $\Delta = 0$.

Kai apšviečiama prasiskleidžiančiais spinduliais, susidaro interferencinių juostelių sistema – vienodo polinkio interferencinės juostelės. Atstumas tarp juostelių didėja, mažėjant kampui tarp plokštelių.

Žameno interferometro plokštelės gaminamos storos (iki 2 cm) ir tada spindulių pluošteliai 1 ir 2 yra pakankamai nutolę. Viena jų kelyje įdedama tiriamoji l sluoksnio storio medžiaga su kitoku lūžio rodikliu (n_1) nei supančioji terpė (n_0). Tada tarp pluoštelių susidaro papildomas eigos skirtumas $\Delta' = l(n_1 - n_0)$. Jei $\Delta' = m\lambda$, interferencinis vaizdas pasislenka per m juostelių. Šiuo metodu galima išmatuoti lūžio rodiklių pokytį iki šeštojo ženklo po kablelio.

Lūžio rodiklių matavimas priklauso metrologijos sričiai, kuri vadinama *refraktometrija*. Interferometrinis metodas yra labai jautrus santykinuose matavimuose, tačiau norint jį realizuoti reikia gerai stabilizuoti interferencinį vaizdą. Šiuo aspektu Žameno interferometras turi esminį trūkumą. Plokštelės turi būti pagamintos iš vienalyčio stiklo, neturėti įtempimų ir t. t. Kadangi plokštelės lėtai išyla iki aplinkos temperatūros, tai interferencinio vaizdo kitimas sunkiai kontroliuojamas. Galingi spinduliai sutrikdo šilumos pusiausvyrą, nes dalį šviesos srauto sugeria plokštelės. Todėl Žameno interferometras nėra plačiai naudojamas.



4.11.1.3 pav. Roždestvenskio interferometro schema

mams arti sugerties juostų.

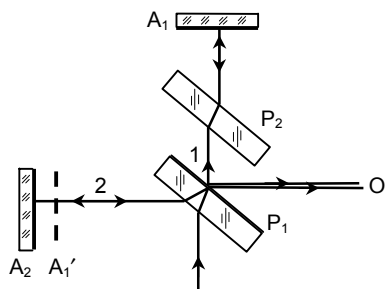
Roždestvenskio interferometras yra Žameno interferometro atmaina. Jis sudarytas iš keturių plokščiųjų veidrodžių A_1 , A_2 , A_3 ir A_4 (4.11.1.3 pav.). Du iš jų (A_2 ir A_3) yra visiškai atspindintys, o kiti du – pusiau skaidrūs šviesos pluoštelio dalikliai. Veidrodžiai A_1 ir A_4 atspindi apie 50 % krintančiosios šviesos. Interferometras sudarytas iš dviejų nepriklausomų blokų, kuriuos galima nutolinti norimu atstumu.

Roždestvenskio interferometras skirtas tiksliems dujų ir garų lūžio rodiklių matavimams arti sugerties juostų.

Maikelsono interferometras turtingas savo istorija. Jis suvaidino svarbų vaidmenį sprendžiant pagrindines fizikos užduotis bei įvairius techninius klausimus; dabar jau paseno. Maikelsonas savo laiku atliko tris svarbiausius eksperimentus:

1. Maikelsono ir Morlio (*Morley*) eksperimentas išaiškino klausimą apie susižavėjimą eteriu;
2. Pirmasis sistemingas spektrinių linijų struktūros nagrinėjimas;
3. Pirmasis tiesioginis spektrinės linijos bangos ilgio palyginimas su etaloniniu metru.

Šiame interferometre šviesos pluoštelis nukreipiamas į pusskaidrią plokštelę P_1 , kuri padalija jį į du beveik vienodo intensyvumo pluoštelių



4.11.1.4 pav. Maikelsono interferometro schema

(4.11.1.4 pav.). Vienas iš jų atsispindėjęs nuo veidrodžio A_1 vėl sugrįžta į plokštelę P_1 ir atsispindi nuo jos stebėjimo linkme O. Antrasis pluoštelis krinta į veidrodį A_2 , atsispindi nuo jo ir pereina atgal plokštelę P_1 kryptimi O. Kadangi abu spinduliai (1 ir 2) susidaro iš vieno šviesos pluoštelio, jie yra koherentiniai ir gali interferuoti. 2 spindulys pereina plokštelę P_1 tris kartus, o 1 spindulys – vieną kartą. Todėl papildomam eigos skirtumui kompensuoti 1 spindulio kelyje pastatoma tokio pat storio plokštelė P_2 . Kai interferometro pečiai vienodi, 1 ir 2 spindulio optiniai keliai vienodi ir eigos skirtumas tarp jų lygus nuliui.

Kai interferometro pečiai vienodi, 1 ir 2 spindulio optiniai keliai vienodi ir eigos skirtumas tarp jų lygus nuliui.

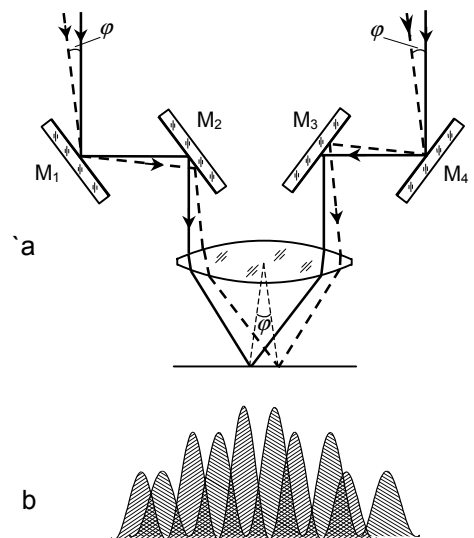
Pažymėkime veidrodžio A_1 atvaizdą A_1' . Galima manyti, kad interferencinį vaizdą lemia oro tarpelis tarp veidrodžio A_2 ir menamojo atvaizdo A_1' . Jei veidrodžiai A_2 ir A_1' tarpusavyje lygiagretūs, interferencinis vaizdas monochromatinėje šviesoje bus sudarytas iš lokalizuotų begalybėje apskritimų (vienodo polinkio interferencinių juostelių). Kai A_2 artėja prie A_1' , juostelės slenka į centrą, o vaizdo kampiniai matmenys didėja iki momento, kai A_2 sutampa su A_1' ir regėjimo lauko apšvieta tampa tolydinė. Tada sakoma, kad veidrodžiai A_2 ir A_1' yra optiniame kontakte. Kai veidrodžiai A_2 ir A_1' sudaro nedidelio kampo pleišta, juostelės lokalizuotos pleišto paviršiuje (vienodo storio interferencinės juostelės).

Nepriklausomai nuo to, lygiagretus A_2 su A_1' ar sudaro tarpusavyje kampą, optinio kelio pokytis bet kuriame interferometro petyje iššaukia interferencinio vaizdo poslinkį, kurį galima įvertinti iki $1/20$ juostelės.

Žvaigždžių interferometras. Tai įtaisas, skirtas matuoti kampinį atstumą tarp dvilypių žvaigždžių bei atskirų žvaigždžių kampinius matmenis. Maikelsono žvaigždžių interferometro schema pavaizduota 4.11.1.5 pav. Šviesa iš žvaigždės krinta į teleskopo objektyvą O, prieš tai atsispindėjusi nuo plokščiųjų veidrodžių $M_1 \div M_4$. Žvaigždės atvaizdo plokštumoje susikuria interferencinis vaizdas, panašus į interferencinį vaizdą už dviejų plyšių, tarp kurių atstumas d . Šiame vaizde kampinis atstumas tarp gretimų interferencinių maksimumų lygus

$$\theta = \frac{\lambda}{d};$$

čia λ – šviesos bangos ilgis. Kai yra dvi artimos žvaigždės, tarp kurių kampinis atstumas φ mažas, pro teleskopą matomi du interferenciniai vaizdai, pasislinkę vienas kito atžvilgiu taipogi kampu φ ir dengia vienas kitą. Priklausomai nuo santykio tarp φ ir θ suminio vaizdo interferencinių juostelių matomumas skirtingas. Keičiant atstumą d , kartu ir kampą θ , galima sutapdinti vieno interferencinio vaizdo maksimumų vietas su kito vaizdo



4.11.1.5 pav. Žvaigždžių interferometro schema (a) ir interferencinis vaizdas (b)

minimumais. Tada juostelių matomumas bus blogiausias tokiomis sąlygomis

$$\varphi = \frac{\theta}{2} = \frac{\lambda}{2d}.$$

Išmatavus d ir žinant λ , galima nustatyti kampinį atstumą φ tarp artimų žvaigždžių.

Panašiai nustatomas ir atskiros žvaigždės kampinis matmuo. Manant, kad žvaigždė yra tolygiai švytintis diskas, iš skaičiavimų gaunama, kad interferencinės juostelės išnyksta tada, kai

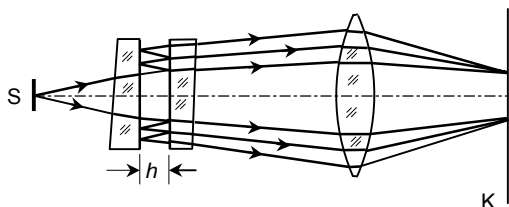
$$\varphi = 1,22 \frac{\lambda}{d}.$$

Žvaigždžių interferometro matavimų tikslumas tuo didesnis, kuo didesnė bazė d . Kai kurių interferometrų $d = 18$ m ir jais galima išmatuoti kampinį atstumą $0,001''$ tikslumu.

4.11.2. DAUGIASPINDULINIAI INTERFEROMETRAI

Daugiaspindulinių interferencinių prietaisų veikimas grindžiamas daugelio šviesos pluoštelių interferencija.

Fabri ir Pero (*Fabry–Perot*) interferometras yra savotiška plokščiai lygiagreti oro plokštelė tarp dviejų plokščių stiklo arba kvarco plokštelių paviršių (4.11.2.1 pav.).



4.11.2.1 pav. Fabri ir Pero interferometro schema

Plokštelių paviršiai nukreipti vienas prieš kitą turi būti tarpusavyje griežtai lygiagretūs. Vidiniai plokštelių paviršiai padengti atspindinčiu sluoksniu, kurio atspindžio faktorius didelis. Plokštelės

yra šiek tiek pleišto formos, dėl ko šalinamas nepageidautinas atsispindėjusios nuo išorinių nepadengtųjų paviršių šviesos poveikis.

Jei į tokias dvi plokšteles, tarp kurių atstumas h , krinta λ bangos ilgio šviesa iš tisaus spindulio, tai interferencinis vaizdas bus sudarytas iš bendracentrinių žiedų (vienodo polinkio interferencinių juostelių), lokalizuotų begalybėje. Atstumą tarp gretimų šviesos pluoštelių nusako eigos skirtumas tarp spindulio, sklindančio ta pačia linkme, ir spindulio, du kartus atsispindėjusio nuo veidrodinių paviršių:

$$\Delta = 2 h n \cos \varphi ;$$

čia h – atstumas tarp plokštelių, vadinamas *interferometro* storio; n – terpės tarp plokštelių lūžio rodiklis (oro $n \approx 1$); φ – kampas, kuriuo spinduliai krinta į veidrodinį paviršių.

Kolimatoriaus židinio plokštumoje K interferuojantys spinduliai sukuria maksimumą, jei eigos skirtumas lygus sveikajam bangos ilgių skaičiui:

$$2 h \cos \varphi = m \lambda. \quad (4.11.2.1)$$

Didėjant spindulių kritimo kampui φ eigos skirtumas ir interferencijos eilė mažėja. Didžiausios interferencijos eilės maksimumas bus centre (kai $\varphi = 0$).

$$m_{\max} = \frac{2 h}{\lambda}.$$

Fabri ir Pero interferometre susidaro didelės interferencijos eilės. Pvz., jei $h = 0,5$ cm ir $\lambda = 500$ nm, tai $m = 20000$.

Kampinį atstumą tarp gretimųjų interferencinių maksimumų galima išreikšti išdiferencijavus (4.11.2.1) lygtį:

$$\delta \varphi = \frac{\lambda}{2 h \sin \varphi}.$$

Iš šios išraiškos išplaukia, kad tolstant nuo interferencinio vaizdo centro bei didėjant atstumui tarp plokštelių atstumas tarp interferencinių juostelių mažėja.

Daugiaspindulinių interferometrų interferencinės juostelės yra siauros ir jų padėtis priklauso nuo bangos ilgio. Todėl tokie interferometrai gali būti naudojami kaip spektriniai prietaisai. Fabri ir Pero interferometras yra dvimatės dispersijos spektrinis prietaisas su didele skiriamąja geba.

Interferometro dispersijos sritį galima išreikšti panašiai kaip difrakcinės gardelės, nagrinėjant spektrų persidengimą. Jei m eilės $\lambda + \Delta \lambda$ bangos ilgio žiedas sutampa su $m + 1$ eilės λ bangos ilgio žiedu, tai vienodiems φ galima užrašyti taip:

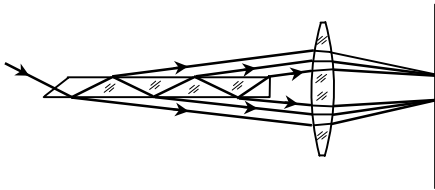
$$(m + 1) \lambda = m (\lambda + \Delta \lambda).$$

Iš čia $\Delta \lambda = \lambda / m$. Įrašius m išraišką iš (4.11.2.1) gaunama:

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2 h \cos \varphi} \approx \frac{\lambda^2}{2 h}.$$

Dydis $\Delta\lambda$ vadinamas interferometro *laisvosios dispersijos sritimi*. Tai spektro ruožas, kuriame gretimų eilių spektrai vienas kito dar nedengia. Fabri ir Pero interferometro laisvosios dispersijos sritis yra gana siaura ($\approx 0,02$ nm), todėl jis naudojamas kartu su spektriniais prietaisais, kuriais iš anksto išskiriamas spektro ruoželis arba atskiros spektrinės linijos.

Liūmerio ir Gerkės (Lummer–Gehrke) interferometras yra plokščia gretasienė vienalyčio stiklo (arba lydyto kvarco) plokštelė (4.11.2.2 pav.). Vienas jos galas nupjautas įstrižai. Dėl to sumažėja nuostoliai dėl krintančiųjų spindulių atspindžio. Krintančiųjų spindulių kryptis pa-



4.11.2.2 pav. Liūmerio ir Gerkės interferometro schema

renkama taip, kad sandūroje stiklas – oras kampas būtų artimas visiškojo vidaus atspindžio kampui (bet šiek tiek mažesnis). Tada šviesa beveik visiškai atsispindi nuo sandūros stiklas – oras paviršiaus ir mažą dalis išeina iš plokštelės per viršutinę ir apatinę pusę kryptimi,

sudarančią labai mažą kampą su plokštelės paviršiumi. Išėjusių gretimųjų spindulių intensyvumai mažai skiriasi vienas nuo kito. Interferuojančiųjų pluoštelių skaičius priklauso nuo plokštelės matmenų, lūžio rodiklio ir atspindžio kampo plokštelės viduje

Eigos skirtumą tarp gretimųjų pluoštelių lemia plokštelės storis, jos lūžio rodiklis; jis yra apie 20000λ ir daugiau. Todėl Liūmerio ir Gerkės plokštelė matomos aukštos eilės interferencinės juostelės. Tačiau norint jas pamatyti, reikia naudoti gan monochromatinę šviesą, kad nebūtų juostelių persidengimo.

Kai į plokštelę krinta spinduliai įvairiais kampais iš plataus spindulio, tai lęšio židinio plokštumoje susidaro įvairių eilių $m, m + 1, m + 2, \dots$ juostelės, atitinkančios skirtingiems spindulių kritimo kampams, t. y. susidaro vienodo polinkio interferencinės juostelės.

4.11.3. INTERFERENCINIAI ŠVIESOS FILTRAI

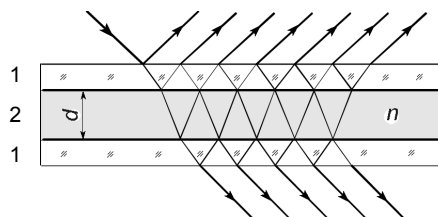
Įvairiems eksperimentams dažnai reikia išskirti siaurą spektrinį ruožą. Tam naudojami šviesos filtrai – įtaisai, praleidžiantys tik tam tikro bangos ilgio arba tam tikro spektro ruožo šviesos bangas. Įprastiniais spalvotais stiklais arba nuspalvintomis želatinos plėvelėmis (sugerties šviesos filtrais)

galima išskirti ruožą apie 50 nm. Siauresnį ruoželį (apie 2,5 nm) galima išskirti interferenciniais šviesos filtrais. Interferencinių šviesos filtrų veikimas grindžiamas šviesos interferencijos reiškiniu plokštelėse arba plonose plėvelėse.

Juostiniai šviesos filtrai apibūdinami maksimalaus *praleidimo faktoriu* $T_{\max} = I_{\max}/I_0$ (čia I_{\max} – filtrą perėjusios šviesos didžiausias intensyvumas, I_0 – į filtrą krintančiosios šviesos intensyvumas); *bangos ilgiu* λ_{\max} , atitinkančiu T_{\max} vietą; *puspločiu* $\delta\lambda$ – spektro ruožu, kurio ribos atitinka $T_{\lambda} = 0,5 T_{\max}$, ir *kontrastingumu* $\gamma = T_{\max}/T_f$ (čia T_f yra fonas).

Norint gauti siauras praleidimo juostas, reikia didinti eigos skirtumą tarp gretimų interferuojančių pluoštelių arba didinti interferuojančių pluoštelių skaičių. Pirmuoju atveju interferuoja du poliarizuotieji pluošteliai, perėję dvejopalažę kristalo plokštelę. Turime vadinamuosius *poliarizacinius - interferencinius šviesos filtrus*. Antruoju atveju vyksta daugiaspindulinė interferencija dėl daugkartinio atspindžio tarp lygiagrečių iš dalies skaidrių veidrodžių.

Paprasčiausias interferencinis šviesos filtras yra sudarytas iš dviejų iš dalies skaidrių veidrodžių 1 (4.11.3.1 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 gretimųjų pluoštelių yra pastovus ir jie efektyviai interferuoja.



4.11.3.1 pav. Spindulių eiga interferenciniame šviesos filtre

Atstumas tarp veidrodžių turi tenkinti interferencijos maksimumų susidarymo sąlygą bangai, kurios ilgis atitinka didžiausią šviesos praleidimą. 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 interferuojančiųjų pluoštelių skaičius. Šios sąlygos tenkinamos naudojant daugiasluoksnius pusiau skaidrius dielektrinius veidrodžius. Tokio tipo filtrų praleidimo sritis daug mažesnė, o maksimalus 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 lygiag-

rečių spindulių pluošto statmeną kritimą. Pasukant filtrą galima keisti praleidimo juostos vietą spektre (tam tikrame bangos ilgių ruože). Juostos poslinkį galima apskaičiuoti, jei yra žinomi tarp atspindinčių paviršių esančių sluoksnių lūžio rodikliai n_1 ir n_2 . Pasitelkiama „efektinio“ lūžio rodiklio išraiška:

$$n^* = \frac{n_2}{\sqrt{1 - \frac{n_2}{n_1} + \frac{n_2^2}{n_1^2}}}.$$

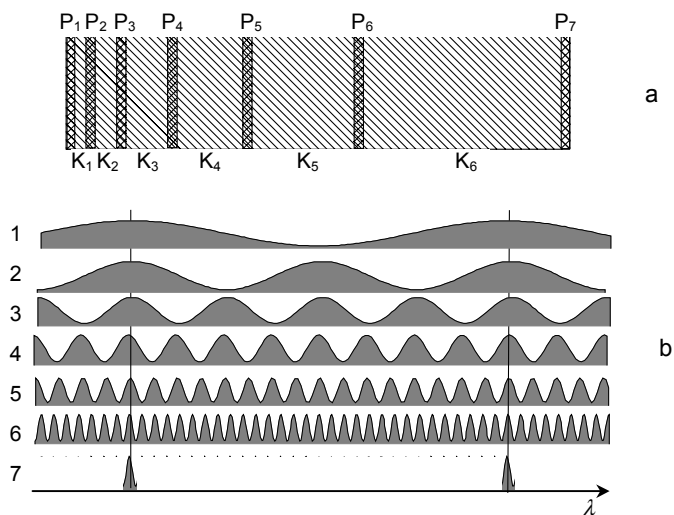
Filtrams su mažo rodiklio tarpikliu (pvz., iš kriolito) n^* vertė yra apie 1,45, o jei tarpiklio lūžio rodiklis yra didelis (pvz., iš cinko sulfido), tai n^* yra apie 2,1.

Jei filtro pasukimo kampas β yra mažesnis už 30° , tai praleidimo smailės bangos ilgis

$$\lambda_\beta = \frac{\lambda_0 \sqrt{n^{*2} - \sin^2 \beta}}{n^*};$$

čia λ_0 yra smailės bangos ilgis, kai spinduliai krinta statmenai. Iš šios išraiškos išplaukia, kad didelio n^* filurai mažiau pastumia praleidimo juosta spektre, lyginant su mažų n^* verčių filtrais.

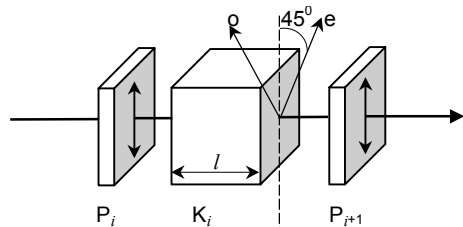
Poliarizacinis-interferencinis šviesos filtras – tai optinis įtaisas, kuriuo filtruojamas šviesos energijos srautas. Jo veikimas grindžiamas dau-



4.11.3.2 pav. a – polarizacinio-interferencinio šviesos filtro struktūrinė schema iš šešių elementų; b – atskirų laiptelių (1–6) ir viso filtro visumoje (7) praleidimas

giaspinduline poliarizuotųjų bangų interferencija. Pirminis šviesos pluoštelis suskyla į daug koherentinių pluoštelių optiniame plokštyne, kuri sudaro poliarizatoriai P_i ir dvejetainės plokštelės K_i , išpjautos lygiagrečiai su optine ašimi (4.11.3.2 pav.). Poliarizatorių pagrindinės kryptys orientuotos tarpusavyje lygiagrečiai, o kristalo plokštelių optinės ašys pasuktos 45° kampu į jas (4.11.3.3 pav.). Išėjusio iš poliarizatoriaus P_i šviesos vektoriaus amplitudės A_i virpesiai suskyla palei kristalo ašis o ir e į du vienos amplitudės $a_i = A_i \sqrt{2}$ virpesius. Šie įgyja fazių skirtumą

$$\varphi_i = 2\pi \frac{n_o - n_e}{\lambda} l_i;$$



4.11.3.3 pav. Poliarizacinio-interferencinio šviesos filtro i -ojo elemento schema

čia $(n_o - n_e)$ – dvejetainis spindulių lūžio geba, l_i – plokštelės K_i storis. Poliarizatoriuje P_{i+1} šie virpesiai vėl sumuojasi ir atstojamojo virpesio išėjusio iš poliarizatoriaus P_{i+1} amplitudė

$$A_{i+1} = A_i \cos\left(\pi \frac{n_o - n_e}{\lambda} l_i\right),$$

kuri skirtinga įvairiems bangos ilgiams λ . Energinis spektrinis elemento praleidimo faktorius

$$T_i = \frac{A_{i+1}^2}{A_i^2} = \cos^2\left(\pi \frac{n_o - n_e}{\lambda} l_i\right).$$

Visos sistemos (plokštyno) praleidimo faktorius yra elementų praleidimo faktorių sandauga:

$$T = \prod_i^{1,k} T_i = \prod_i^{1,k} \cos^2\left(\pi \frac{n_o - n_e}{\lambda} l_i\right).$$

Filtro praleidimas didžiausias ir fonas mažiausias, kai kristalinių plokštelių sekos storiai l_i dvigubai didėja:

$$l_i = l_1 2^{i-1}.$$

Funkcija T tokių įtaisų turi siaurą maksimumą tik kai kurių bangos ilgių ruože (4.11.3.2 pav., 7 kreivė $k = 6$).

Šviesos filtrų sistemos veikimą visumoje galima nagrinėti kaip 2^k spindulių interferencijos padarinį. Šių spindulių fazės didėja pagal arit-

metinę progresiją: φ_0 , $\varphi_0 + \varphi_1$, $\varphi_0 + 2\varphi_1$, $\varphi_0 + 3\varphi_1$, ..., o virpesių amplitudės vienodos. Taip nagrinėjant gaunama, kad sistemos optinis spektrinis praleidimo faktorius

$$T = \frac{\sin^2 \left[2^k \pi (n_o - n_e) l_1 / \lambda \right]}{2^k \sin^2 \left[\pi (n_o - n_e) l_1 / \lambda \right]}.$$

Poliarizacinių-interferencinių šviesos filtrų praleidimo juostos labai siauros, sudaro šimtąsias nanometro dalis; praleidimas nuo 2 % iki 40 % priklausomai nuo praleidimo juostos pločio ir filtro sandaros. Tokie filtrai sėkmingai naudojami astronominiuose stebėjimuose; jų pagalba stebėtas Saulės vainikas be užtemimo.

4.12. INTERFERENCIJOS TAIKYMAS

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

Interferencijos metodai naudojami geometriniuose, metrologiniuose, refraktometriniuose, spektriniuose ir kituose matavimuose. Be to interferencija naudojama ir įvairiuose moksliniuose tyrimuose, turinčiuose teorinę vertę.

Geometriniuose matavimuose nustatoma optinių detalių (veidrodžių, lęšių, prizmių) paviršių kokybė, palyginami mechaniniai kalibrai, įvertinami nedideli mechaniniai poslinkiai ir t. t. Interferencinėje metrologijoje kuriami metodai tiksliai bangos ilgio nustatymui, šviesos bangos ilgio palyginimui su etaloniniu metru. Interferencinės refraktometrijos metodais matuojami labai maži lūžio rodiklio pokyčiai dujose pakitus temperatūrai, slėgiui drėgmei ir t. t., o taip pat skysčiuose ir tirpaluose. Spektroskopijoje interferencija naudojama atskirų spektro linijų struktūrai tirti, nustatyti menkus skirtumus tarp bangos ilgių.

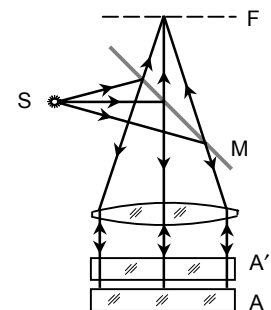
4.12.1. INTERFERENCINIAI GEOMETRINIAI MATAVIMAI

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.

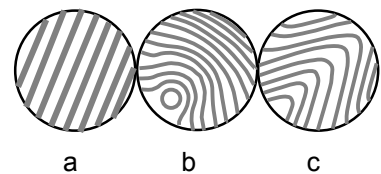
Tam naudojamas specialus optinis kalibras (etaloninis stiklas), pagamintas iš gretasienės plokštelės, kurios vienas paviršius skiriasi nuo plokščiojo ne daugiau kaip 0,1 bangos ilgio. Kontroliuojamasis paviršius prispaudžiamas prie kalibro taip, kad tarp jų susidarytų plonas oro tarpelis. Sklandant šviesai šiuo oro tarpeliu, susikuria vienodo storio interferencinės juostelės, kurios stebimos įrenginiu, pavaizduotu 4.12.1.1 pav.

Šviesa iš spindulio S atsispindėjusi nuo pusksaidrio veidrodžio M ir perėjusi lęšį, krinta lygiagrečiu pluošteliu į tiriamąją plokštelę A', uždėtą ant optinio kalibro A. Atsispindėję nuo kalibro ir tiriamosios plokštelės paviršių spinduliai pereina pusksaidrį veidrodį M ir lęšio židinio plokštumoje F sukuria interferencinį vaizdą, sudarytą iš vienodo storio interferencinių juostelių. Paprasčiausias šių juostelių pobūdis bus tada, kai oro tarpelis tarp paviršių A' ir A yra mažo kampo pleišto pavidalo. Tą galima padaryti lengvai paspaudus plokštelės A' kraštą. Jei plokštelių paviršiai yra idealiai plokšti, tarp jų susidaro taisyklingas pleištas ir interferencinės juostelės bus tiesės, lygiagretės su pleišto briauna (4.12.1.2 a pav.). Visokie nuokrypiai nuo plokštumos sukurs sudėtingą interferencinį vaizdą, nusakantį paviršiaus neatitikimą idealiajam (4.12.1.2 b, c pav.).

Norint gauti ryškias interferencines juosteles, reikia naudoti monochromatinę



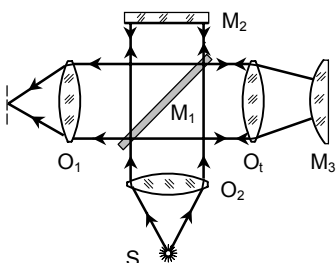
4.12.1.1 pav. Optinių paviršių kokybės tikrinimo įrenginio optinė schema



4.12.1.2 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

šviesą. Dažniausiai naudojama gyvsidabrio lempa, kurios spektre yra ne daug linijų, nutolusių viena nuo kitos pakankamai nemažu atstumu. Atskirų linijų išskyrimui galima panaudoti šviesos filtrus. Tokiu metodu galima nustatyti nuokrypį nuo plokštumos apie $1/20$ bangos ilgio.

Lęšių ir objektyvų sferinius paviršius galima tirti interferometru (4.12.1.3 pav.), kuris yra Maikelsono interferometro modifikatas ir skiriasi

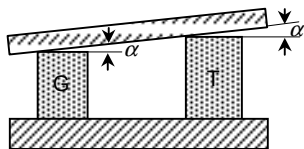


4.12.1.3 pav. Lęšių paviršių tyrimo interferometru schema

nuo jo taškiniu spinduoliu, kuris su lęšiu O_2 sukuria plokščiąją bangą. Tiriamasis lęšis arba objektyvas O_t yra viename interferometro petyje, kuriame pastatytas išgaubtas veidrodis M_3 . Lygiagretus šviesos pluoštelis, perėjęs objektyvą O_t ir atsispindėjęs nuo iškilio veidrodžio M_3 , vėl pereina O_t ir tampa lygiagretus (objektyvo O_t židinyje sutampa su veidrodžio M_3 kreivumo centru). Jei objektyve O_t nėra iškraipymų (aberacijų), abiejų interferometro pečių šviesos pluošteliai per-

sidengę sukuria tolygiai apšviestą lauką. Kai pasireiškia aberacija, matomi tamsūs žiedai tose vietose, kuriose objektyvas sukuria papildomą eigos skirtumą. Šiuo metodu galima aptikti ne tik nuokrypį nuo sferinio paviršiaus, bet ir trūkumus dėl nevienalytiškumų stikle.

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



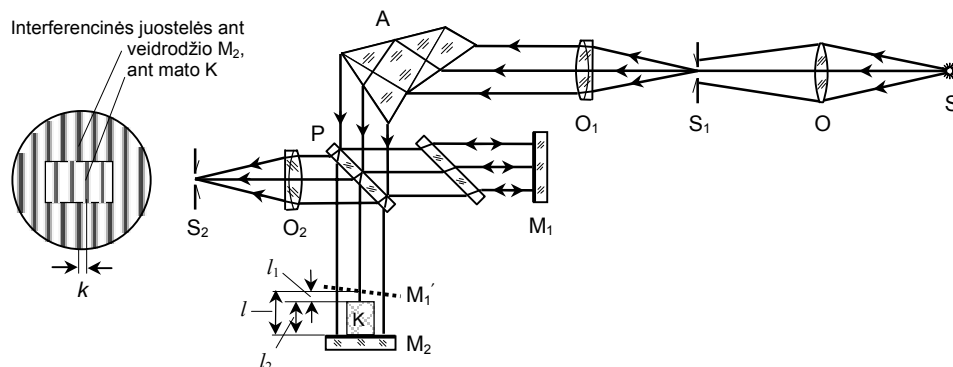
4.12.1.4 pav. Galinių matų tikrinimo schema

Naudojimo metu kalibrai dėvėsi, todėl reikia turėti labai tikslius etalonus, kurie naudojami tik darbo kalibrų patikrinimui. Pradžioje tikrinamos galinių matų plokštumos. Kai galai plokšti, tada vienas darbinio mato T galas (4.12.1.4 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 α kampo oro pleištas. Stebimos interferencinės juostelės. Pagal atstumus

tarp jų galima apskaičiuoti ilgių skirtumą tarp darbo galinio mato ir etalono. Šiuo metodu galima nustatyti galinių matų aukščių skirtumą iki 0,002 cm.

Galinių matų ilgiui matuoti, lyginant su šviesos bangos ilgiu, o taip pat dviejų galinių matų santykiniams ilgiams nustatyti naudojami interferometrai – *interferenciniai komparatoriai*. Dažniausiai naudojamas Kiosterso



4.12.1.5 pav. Kiosterio interferometro schema

interferometras, sudarytas iš Maikelsono interferometro ir prizminio monochromatoriaus (4.12.1.5 pav.). Šviesa iš linijinį spektrą turinčio spindulio S kondensoriumi O nukreipiama į vertikalų įėjimo kolimatoriaus plyšį S_1 . Iš kolimatoriaus objektyvo O_1 išėjęs lygiagrečių spindulių pluoštas krinta į prizmę A, kurioje suskaidomas į spektrą ir nukreipiamas į interferometre esančią dalijimo plokštelę P. Ant interferometro veidrodžio M_2 paviršiaus centre pritrinamas galinis matas K. Veidrodis M_1 orientuojamas taip, kad jo menamasis atvaizdas M_1' su veidrodžiu M_2 sudarytų nedidelį oro pleišną. Atsispindėję nuo veidrodžio M_1 , nuo galinio mato K plokštumos ir nuo laisvojo veidrodžio M_2 paviršiaus spinduliai interferuoja ir susikuria dvi vienodo storio interferencinių juostelių sistemos, kurios stebimos pro išėjimo kolimatoriaus horizontalųjį plyšį S_2 . Sukant prizmę A galima sutaptinti plyšį S_2 su įvairiais plyšio S_1 monochromatiniais atvaizdais ir stebėti interferencinį vaizdą įvairiuose bangos ilgiuose.

Jei atstumai nuo M_1 iki M_2 ir K yra atitinkamai l_2 ir l_1 , tai eigos skirtumai interferencinių juostelių sistemose lygūs:

$$2l_2 = (m_2 + k_2)\lambda \quad \text{ir} \quad 2l_1 = (m_1 + k_1)\lambda ;$$

čia m_1 ir m_2 – sveikieji skaičiai, o k_1 ir k_2 – taisyklingos trupmenos. Tada galinio mato ilgis

$$l = l_2 - l_1 = (m + k)\lambda/2 ;$$

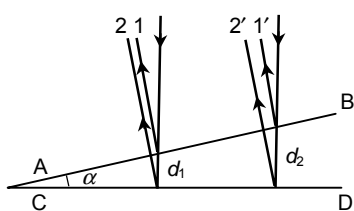
čia $m = m_2 - m_1$ ir $k = k_2 - k_1$.

Taigi norint išmatuoti galinio mato ilgį, reikia iš interferencinių vaizdų nustatyti m ir k .

Kai matuojami santykiniai dviejų galinių matų ilgiai, jie pritrinami ant veidrodžio M_2 ir iš interferencinių juostelių poslinkio didumo nustatomas matų ilgių skirtumas.

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

Tarkim, kad dvi plokštumos AB ir CD sudaro mažo kampo α pleišta (4.12.1.6 pav.). Krintant į pleišta lygiagrečių spindulių pluošteliui, matomos



4.12.1.6 pav. Interferencinių juostelių susikūrimas pleište

vienodo storio interferencinės juostelės, lygiagretės su pleišto briauna. Kadangi kampas α mažas, geometrinis spindulių eigų 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, atspindėjęs nuo paviršiaus AB, keičia fazę dydžiu π ir optinis eigų skirtumas Δ_1 tarp

spindulių 1 ir 2 šviesiai juostelei bus lygus:

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

Jei paviršiai tolsta vienas nuo kito išlaikydami kampą α , konkrečioje vietoje pleišto storis d_1 didėja ir Δ_1 jau nebus lygus $m\lambda$. Kai storis įgyja tokią vertę d_2 , kad eigų skirtumas tampa lygus $(m + 1)\lambda/2$, nagrinėjamame taške vėl susikuria šviesi juostelė. Tada tenkinama tokia lygybė:

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

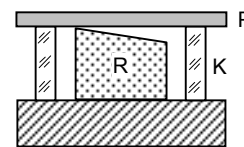
Taigi pasislinkus interferenciniam vaizdai per vieną juostelę, pleišto storis konkrečioje vietoje pakinta tokiu dydžiu:

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

Tokiu metodu galima išmatuoti 10^{-5} cm eilės storio pokyčius.

Šiuo metodu galima, pvz., matuoti kietųjų kūnų šiluminio plėtimosi koeficientą. Tam naudojamas prietaisas, vadinamas *dilatometru* (4.12.1.7 pav.), Jame yra žiedas K, pagamintas iš lydyto kvarco su menku

šiluminio plėtimosi koeficientu. Ant žiedo padėta stiklo plokštelė – etalonas P. Žiedo viduje yra tiriamais stulpelio pavidalo bandinys R, kurio galiniai paviršiai gerai nupoliruoti. Bandinys dedamas taip, kad tarp jo viršutinio paviršiaus ir stiklo plokštelės apatinio paviršiaus susidarytų pleišto pavidalo oro sluoksnis. Apšvietus iš viršaus monochromatine šviesa, matomos interferencinės vienodo storio juostelės.



4.12.1.7 pav Interferencinio dilatometro schema

Kadangi žiedo K ir bandinio R šiluminio plėtimosi koeficientai skirtingi, kaitinant oro sluoksnio storis kinta ir interferencinės juostelės pasislenka. Iš juostelių poslinkio galima nustatyti bandinio matmenų pokytį ir kartu apskaičiuoti šiluminio plėtimosi koeficientą.

Interferenciniu metodu galima matuoti mažus ilgio pokyčius ir dėl kitų priežasčių: mechaninių tempimų, lenkimų ir t. t.

4.12.2. INTERFERENCINĖ REFRAKTOMETRIJA

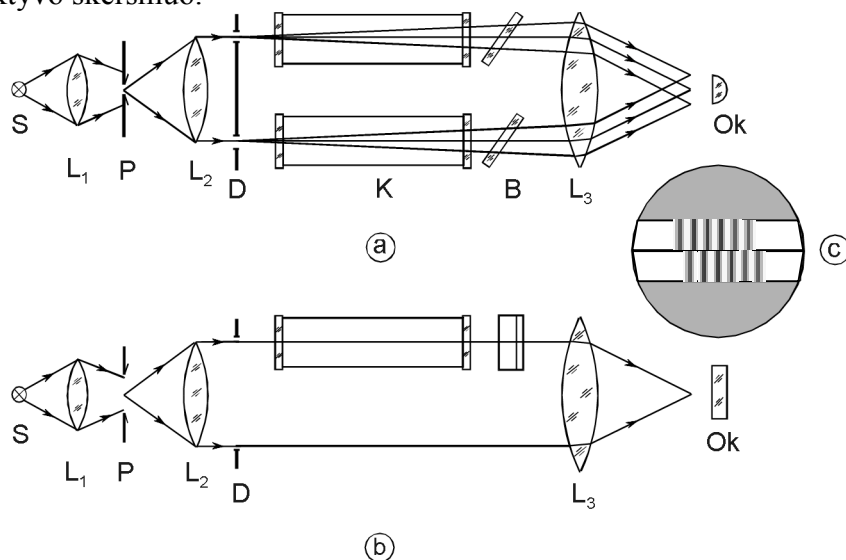
Refraktometrija yra medžiagų fizikinių ir cheminių tyrimo metodų visuma, skirta lūžio rodikliui nustatyti. Tarp visų metodų, naudojamų refraktometrijoje, jautriausias yra interferencinis metodas, kuriuo galima išmatuoti labai mažus (iki 10^{-8}) dujų arba skysčių lūžio rodiklio skirtumus.

Medžiagos lūžio rodiklį nusako jos sandara, bet kartu jis priklauso nuo išorinių sąlygų (pvz., temperatūros, slėgio). Sukurta keletas interferencinių metodų, kuriais matuojami dujų lūžio rodikliai ir skysčių bei kietųjų kūnų lūžio rodiklių nedideli skirtumai.

Daugumoje interferometrų šviesos pluoštelis dalijamas į du, kurie po to dengiasi ir interferuoja. Tokie prietaisai vadinami *dvispinduliniais interferometrais*. Vienas iš tokių yra Reilio interferometras, skirtas dujų ir skysčių lūžio rodikliui matuoti.

Reilio interferometro optinė schema pavaizduota 4.12.2.1 pav. Šviesa iš spindulio S krinta į siaurą plyšį P, esantį kolimatoriaus objektyvo L_2 židinio plokštumoje. Lygiagretus spindulių pluoštelis, sklindantis iš objektyvo, dalijamas dviem diafragmos D plyšiais į dvi antrines koherentines šviesos bangas. Difragavę šviesos pluošteliai pereina dvi vienodas kiuvetes K, surenkami objektyvu L_3 židinio plokštumoje ir interferuoja. Kiuvetės užima tik viršutinę erdvės dalį tarp diafragmos D ir objektyvo L_3 . Per apatinę dalį spinduliai sklinda šalia kiuvečių. Susidaro dvi interferencinių juostelių sistemos (4.12.2 c pav.), kurios matomos pro okuliarą Ok. Kadangi kiuvetės

nelabai siauros, tai atstumas tarp plyšių pakankamai didelis ir interferencinės juostelės yra labai arti viena kitos. Jas stebėti reikia pro didelio didinimo okuliarą. Jis pagamintas iš $2 \div 3$ mm skersmens cilindrinės lazdelės, kuri orientuota lygiagrečiai su įeinamuoju plyšiu. Švytinčio taško atvaizdas, žiūrint pro tokį okuliarą, atrodo kaip vertikali šviesi linija, kurios ilgi lemia objektyvo skersmuo.



4.12.2.1 pav. Reilio interferometro optinė schema

(a - vaizdas iš viršaus, b - vaizdas iš šono, c - vaizdas pro okuliarą)

Maksimumų ir minimumų padėtis priklauso nuo interferuojančių pluoštelių optinio eigos skirtumo. Kadangi apatinę juostelių sistemą sukuriančių spindulių perėjimo interferometrą sąlygos nekinta, tai maksimumų ir minimumų padėtys yra pastovios. Apatinė juostelių sistema yra nejudama ir gali būti atskaitos sistema, kurio atžvilgiu nagrinėjama viršutinė juostelių sistema.

Panagrinėsime viršutinę juostelių sistemą. Jei optinė sistema visiškai simetriška ir kiuvetėse esančių medžiagų lūžio rodikliai vienodi (pvz., oro slėgis abiejose kiuvetėse yra vienodas), tai viršutinės juostelių sistemos centre bus šviesi juostelė – nulinis maksimumas, nes spindulių optinių kelių skirtumas iki šio taško lygus nuliui $\Delta = l_n - l_n = 0$ (čia l – kiuvetės ilgis, n – oro lūžio rodiklis). Abiejose nulinio maksimumo pusėse yra tamsios juostelės – minimumai susidarantys, kai eigos skirtumas $\Delta = \pm (2m + 1) \lambda / 2$. Kitiems maksimumams eigos skirtumas $\Delta = \pm \lambda, \pm 2\lambda$ ir t. t. Taigi kiekvie-

nai interferencijos juostelei galima nustatyti jas lemiančių bangų eigos skirtumus.

Jei vienoje kiuvetėje esančių dujų lūžio rodiklis pakinta, maksimumų ir minimumų padėtys keičiasi ir viršutinė interferencinių juostelių sistema pasislenka. Tai įvyksta dėl spindulių optinių kelių skirtumo pokyčio:

$$\Delta l = l n_1 - l n = l(n_1 - n).$$

Žinant per kiek juostelių apatinės atžvilgiu pasislenka viršutinė juostelių sistema, galima nustatyti, kuris interferencijos maksimumas atsiranda centriniame taške. Taigi galima nustatyti spindulių, lemiančių šio maksimumo susidarymą, eigos skirtumą. Jei vaizdas pasislenka per k juostelių, tai centre atsiranda m -tasis maksimumas, taigi eigos skirtumas lygus $k\lambda$. Todėl

$$l(n_1 - n) = k\lambda.$$

Naudojant monochromatinę šviesą, centrinės juostelės negalima atskirti nuo gretimų ir, pakitus spindulių eigos skirtumui sveiku bangos ilgių skaičiumi, galima nepamatyti juostelių poslinkio. Apšvietus baltąją šviesą, centrinė abiejų interferencinių vaizdų juostelė yra achromatinė, o šalia išsidėsčiusios – salvotos. Tai palengvina aptikti centrinės juostelės padėtį.

Kiuvetėje esančių dujų lūžio rodiklis matuojamas kompensaciniu metodu. Kiuvetės pereinančiųjų spindulių kelyje yra įstatytas kompensatorius B, sudarytas iš dviejų pakreiptų gretasienių stiklo plokštelių. Viena plokštelė įtvirtinta nejudamai, o kitos polinkio kampą galima keisti. Dėl to kinta spindulių optinis eigos skirtumas ir viršutinė interferencinių juostelių sistema paslenka. Taigi viršutinės juostelių sistemos poslinkį, lemiamą dujų lūžio rodiklio pokyčiu vienoje iš kiuvečių, galima kompensuoti mikrometriniu sraigtu, atitinkamai pasukus kompensacinę plokštelę.

4.12.3. INTERFERENCINĖ METROLOGIJA

Iki 1960 m. tarptautiniu susitarimu ilgio etalonas buvo atstumas tarp dviejų plonų brūkšnelių, nubrėžtų ant platinos iridžio X skerspjūvio formos strypo, esančio 273 K temperatūroje. Šis strypas vadinamas tarptautiniu metro etalonu (standartinis metras) ir saugomas Prancūzijoje. Etalono kopijos yra daugelyje pasaulio metrologinių laboratorijų.

Po to, kai buvo galima tiksliai išmatuoti bangos ilgį interferenciniais metodais, iškilo mintis palyginti kokios nors spektrinės linijos bangos ilgį su standartinio metro ilgiu. Pirmą kartą tokį palyginimą atliko 1892 m. Maikelsonas ir Benua. Tam jie naudojo šiek tiek pakeistą Maikelsono interferomet-

rą. Palyginimui buvo naudota raudonoji kadmio linija, sužadinama tam tikromis sąlygomis (ore, esant 288 K temperatūrai ir 760 mm Hg slėgiui). Išmatuotasis kadmio linijos bangos ilgis buvo lygus 643,84696 nm. Išmatuota $0,5 \cdot 10^{-6}$ tikslumu. Su šiuo pirminiu bangos ilgių etalonu lyginami visų kitų linijų bangos ilgiai. Taigi standartinis metras sudaro raudonosios kadmio linijos 1553163,5 bangos ilgius. Vėliau, naudojant Fabri ir Pero interferometro sistemą, matavimų tikslumas padidėjo iki $0,2 \cdot 10^{-6}$.

Norint, kad šaltinis spinduliuotų pakankamai siaurą monochromatinę spektro liniją, reikia pagal galimybes pašalinti visas priežastis, sukeliančias spinduliavimo trikdymą. Spinduliuotė turi vykti žemo slėgio garuose. Tada gerokai sumažėja spektro linijos išplitimas dėl atomų susidūrimo. Trikdantis garų jonais sukurtų elektrinių laukų poveikis bus nedidelis, jei išlydžio srovės stipris minimalus. Sunkiausia pašalinti Doplerio reiškinių poveikį, kurį lemia šiluminis spinduliuojančiųjų atomų judesys, dėl ko linija išplinta. Todėl reikia naudoti spinduliuojančią medžiagą, sudarytą iš sunkesnių atomų pakankamai žemose temperatūrose. Be to, gamtinių medžiagų atomai yra izotopų mišinys, dėl ko atsiranda supersmulkioji linijos struktūra.

1960 m. 11-oji matų ir svorių generalinė konferencija apibrėžė metrą šviesos bangos ilgiais. Pasiūlyta panaudoti bangos ilgį (vakuume) spinduliuotės, kurią skleidžia masės skaičiaus 86 kriptono atomas, vykstant šuoliui tarp lygmenų $2p_{10}$ ir $5d_5$ (bangos ilgis 605,78021 nm). Tada metras yra ilgis, lygus 1650763,73 minėtų bangos ilgių. Naujuoju metro etalonu galima metrą atkurti dviem eilėm tiksliau už platinos iridžio etaloną. Metras atkuriamas šviesos bangos ilgiais naudojant lempą, užpildytą ^{86}Kr izotopu, kuri statoma prieš interferometrą.

Tačiau šviesos bangos ilgio, kaip pirminio ilgio standarto, parinkimas nepašalina galimybės naudoti pagalbinius mechaninius standartus. Tokie standartai geresni yra ne brūkšniniai, bet galiniai matai, nes juos patogiau tiesiogiai palyginti su šviesos bangos ilgiu bei naudoti gamybinėje praktikoje.

V SKYRIUS

ŠVIESOS DIFRAKCIJA

Sklindant elektromagnetinei bangai vienalytėje terpėje geometrinė bangos fronto forma nekinta. Jei banga sklinda nevienalytėje terpėje, kurioje yra neskaidrių kliūčių arba sričių su staigiu lūžio rodiklio pokyčiu, bangos frontas iškrypsta ir jos intensyvumo pasiskirstymas erdvėje pakinta. Vyksta reiškinys, vadinamas *difrakcija*. Difrakcija suprantamas bet koks šviesos nuokrypis nuo tiesaus sklidimo, nepaaiškinamas atspindžiu ir lūžiu.

Ryškiausi difrakcijos reiškiniai matomi sklindant šviesai arti neskaidrių kliūčių, nors jie vyksta ir už skaidrių objektų. Difrakcija vyksta visada, kai amplitudės arba fazės pokytis nevienodas visame bangos fronto paviršiuje, t. y. kai pažeistas lokalinis bangos frontas. Šviesos pluošto apertūrą bandymuose visada lemia prietaisų angos, diafragmos, todėl difrakcija tam tikru laipsniu vyksta visuose optiniuose prietaisuose. Dažnai difrakcijos reiškiniai užmaskuoti optinių atvaizdų neidealumu dėl lęšių aberacijų ir kitomis priežastimis. Kai kitos priežastys yra minimalios, difrakcija dominuoja. Difrakcija lemia optinių prietaisų galimybes ir matavimų tikslumą.

Optikoje skiriamos dvi difrakcijos rūšys: *Frenelio difrakcija* ir *Fraunhoferio* (Fraunhofer) *difrakcija*. Frenelio difrakcija (sferinių bangų difrakcija) yra bendresnė palyginus su Fraunhoferio (plokščiųjų bangų difrakcija).

Problemos, su kuriomis susiduriama nagrinėjant difrakcijos reiškinius, yra sudėtingiausios optikoje ir retai jas pasiseka išspręsti iki galo. Daugumoje atveju dėl matematinių sunkumų naudojami artutiniai metodai, grindžiami Hiuigenso principu.

5.1. FRENELIO DIFRAKCIJA

5.1.1. HIUIGENSO IR FRENELIO PRINCIPAS

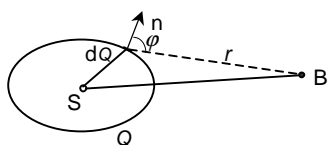
Hiuigenso principas teigia, kad kiekvienas bangos fronto taškas yra antrinių sferinių bangų šaltinis, o bangos frontas bet kurio kitu laiko momentu yra šių elementariųjų bangų gaubtinė.

Pagal tokią Hiuigenso principo formuluotę galima spręsti užduotis, susijusias su bangos fronto sklaidimo kryptimi, tačiau ji nenusako įvairiomis kryptimis sklindančių bangų intensyvumo. Be to Hiuigenso teiginyje nieko nekalbama apie bangos ilgį; reiškia teiginys taikomas bet kokio ilgio bangoms.

Frenelis papildė Hiuigenso principą teiginiu, kad antrinės bangos yra koherentinės ir interferuoja tarp savęs. Formaliai nusakyta antrinių bangų gaubtinė įgauna fizikinę prasmę – tai paviršius, kuriame dėl antrinių bangų tarpusavio interferencijos atstojamosios bangos intensyvumas yra didžiausias.

Papildytas Hiuigenso principas vadinamas *Hiuigenso ir Frenelio principu*. Jis yra pagrindinis bangų optikos principas, kuris padeda nusakyti atstojamosios bangos intensyvumą įvairiomis kryptimis, t. y. spręsti šviesos difrakcijos užduotis.

Apgaubkime spindulį S paviršiumi Q ir panagrinėkime trikdį taške B už Q ribų (5.1.1.1 pav.). Pašalinkime spindulį S , o paviršių Q laikysime



5.1.1.1 pav. Švytinčiojo paviršiaus poveikis

švytinčiuoju. Spinduliuotė iš atskirų jo elementų dQ pasiekia tašką B ir savo visuma nusako trikdį jame. Virpesių amplitudė (kartu ir intensyvumas) taške B priklauso nuo elemento dQ matmenų, atstumo r ir kampo φ tarp r ir normalės n . Kadangi visų elementų dQ elementariųjų antrinių bangų fazės nusakomos banga atėjusia iš S , tai jie

yra koherentiniai ir sklindančios iš dQ antrinės bangos interferuoja tarp savęs. Jų poveikį galima įvertinti kaip interferencijos reiškinį ir Hiuigenso idėja apie gaubiamosios vaidmenį nustoja būti prielaida ir tampa tik interferencijos dėsnių pasekmė.

Jei paviršius Q yra sfera, visų elementų dQ fazės vienodos. Jei Q kitoks, dQ fazės nevienodos, tačiau patys elementai lieka koherentiniais.

Kai tarp spindulio S ir taško B yra neskaidri kliūtis su anga, reikia įskaityti šios kliūties poveikį. Papildomas paviršius parenkamas taip, kad anga jame būtų taip užpildyta šviesa, kad būtų patogų spręsti norimą uždutį. Manoma, kad kliūties paviršiuje amplitudės yra lygios nuliui, o pereinančiame kliūties angą paviršiuje jos parenkamos taip, lyg kliūties visai nebūtų, t. y. manoma, kad neskaidrus kliūtis nevaicina jokio vaidmens.

Įvertinant elementų dQ skleidžiamų antrinių bangų interferencijos rezultata, nustatoma intensyvumo vertė bet kuriame taške už kliūties. Visų elementų poveikio sumavimas yra sudėtingas integralinis skaičiavimas. Frenelis parengė du sumavimo metodus:

- geometrinį, naudojamą ašinės simetrijos uždutims (Frenelio zonų metodas);
- bendrąjį analitinį, naudojant Frenelio integralus. Jis labai patogus sprendžiant uždutis apie šviesos difrakciją ekrano krašte, stačiakampiame plyšyje ir kt.

5.1.2. FRENELIO ZONŲ METODAS

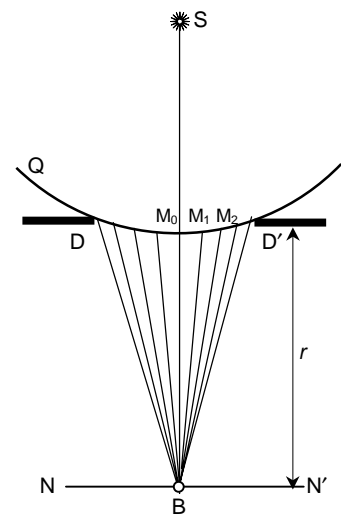
Panagrinėsime šviesos sklidimą pro apskritą angą neskaidrioje kliūtyje. Tarkim, kad apskrita anga DD' praleidžia dalį sferinės bangos, sklindančios iš taškinio spindulio S (5.1.2.1 pav.).

Nusakysime bangos poveikį taške B atstumu r už kliūties. Suskirstysime bangos paviršių Q į žiedines zonas (*Frenelio zonas*) taip, kad atstumai nuo zonos kraštų iki taško B skirtųsi $\lambda/2$, t. y.

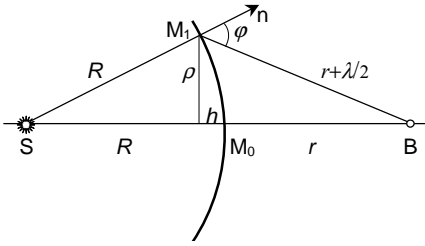
$$M_1B - M_0B = M_2B - M_1B = \dots = \lambda/2.$$

Taip suskirsčius bangos frontą, į tašką B ateinančiųjų virpesių fazės iš atitinkamų gretimų zonų bus priešingos.

Rasime tokiu būdu sukurtų zonų matmenis. Pirmajai zonai (5.1.2.2 pav.) sudaroma tokia išraiška:



5.1.2.1 pav. Frenelio zonos



5.1.2.2 pav. Pirmoji Frenelio zona

$$\begin{aligned}\rho^2 &= R^2 - (R-h)^2 = \\ &= (r + \lambda/2) - (r+h)^2.\end{aligned}$$

Kadangi R ir $r \gg \lambda$, tai

$$h = \frac{r}{R+r} \frac{\lambda}{2}. \quad (5.1.2.1)$$

Sferinio segmento, kurio spindulys ρ , plotas $\sigma_0 = 2\pi R h$. Įrašius (5.1.2.1) išraišką gaunama tokia lygybė:

$$\sigma_0 = \frac{\pi R r}{R+r} \lambda.$$

Taigi Frenelio metodu bangos frontas suskirstomas į vienodo ploto σ_0 zonas. Iš atskirų zonų į tašką B ateinančių virpesių amplitudės priklauso nuo atstumo r ir kampo φ . Didėjant zonos numeriui k didėja atstumas r_k ir kampas φ . Todėl iki taško B iš atskirų zonų ateinančių virpesių amplitudės monotoniškai mažėja:

$$a_1 > a_2 > \dots > a_k > a_{k+1} > \dots$$

Kadangi iš gretimų zonų į tašką B ateinančių virpesių fazės yra priešingos, tai suminio virpesio amplitudė

$$A_B = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 - \dots \pm a_k. \quad (5.1.2.2)$$

Ženklas prie a_k teigiamas kai k nelyginis, ir neigiamas kai k lyginis.

Akivaizdu, kad esant lyginiam zonų skaičiui jų poveikis poromis silpnina viena kitą ir suminio virpesio amplitudė A_B taške B nedidelė. Kai zonų skaičius nelyginis, vienos zonos poveikis lieka nesusilpnintas ir A_B yra didesnė.

Tikslesnę A_B vertę galima nustatyti tokiu būdu. (5.1.2.2) išraiškoje nelyginiai nariai padalijami į du:

$$a_1 = \frac{a_1}{2} + \frac{a_1}{2}; \quad a_3 = \frac{a_3}{2} + \frac{a_3}{2}; \dots$$

Tada kai k nelyginis suminė amplitudė

$$\begin{aligned}A_B &= \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2} \right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2} \right) + \dots \\ &\quad + \left(\frac{a_{k-2}}{2} - a_{k-1} + \frac{a_k}{2} \right) + \frac{a_k}{2},\end{aligned} \quad (5.1.2.3)$$

o kai k lyginis:

$$A_B = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2} \right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2} \right) + \dots \quad (5.1.2.4)$$

$$+ \left(\frac{a_{k-3}}{2} - a_{k-2} + \frac{a_{k-1}}{2} \right) + \frac{a_{k-1}}{2} - a_k.$$

Kadangi amplitudės a_k monotoniškai mažėja didėjant k , apytiksliai galima manyti, kad zonos k poveikio amplitudė lygi $(k-1)$ ir $(k+1)$ zonų sukeltų virpesių amplitudžių sumos pusei:

$$a_k = \frac{a_{k-1} + a_{k+1}}{2}.$$

Tada visi dedamieji skliausteliuose (5.1.2.3) ir (5.1.2.4) išraiškose bus lygūs nuliui ir

$$A_B = \frac{a_1}{2} + \frac{a_k}{2}, \quad \text{kai } k \text{ nelyginis, o}$$

$$A_B = \frac{a_1}{2} + \frac{a_{k-1}}{2} - a_k, \quad \text{kai } k \text{ lyginis.}$$

Kai zonų pakankamai daug, $(k-1)$ ir k zonų sukeltų virpesių amplitudės mažai skiriasi tarpusavyje, t. y.

$$\frac{a_{k-1}}{2} - a_k = -\frac{a_k}{2}.$$

Tada

$$A_k = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_k}{2};$$

čia ženklas „+“ atitinka nelyginį k , o „-“ – lyginį zonų skaičių k .

Skylutėje telpančių zonų skaičius priklauso nuo angos ploto santykio su atskiros zonos plotu bei nuo angos padėties atžvilgiu spinduolio. Tariant, kad h mažas dydis, iš 5.1.2.2 pav. galima išreikšti centrinės zonos spindulį

$$\rho_0 = \sqrt{\frac{Rr}{R+r}} \lambda$$

ir k -sios zonos spindulį

$$\rho_k = \sqrt{k \frac{Rr}{R+r}} \lambda.$$

Šios zonos spindulys yra kartu ir nagrinėjamosios angos spindulys. Taigi spindulio $\rho = \rho_k$ anga atidengia dalį bangos fronto, kuriame telpa k zonų:

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \frac{\rho(R+r)}{Rr}. \quad (5.1.2.4)$$

Suminio virpesio amplitudė taške B priklauso nuo atidengtųjų zonų skaičiaus, kurį lemia taško vieta. Įvairiems taškams k skirtingas. Tuose taškuose, kuriuose k nelyginis, A_B didesnė, o kuriuose k lyginis – A_B mažesnė.

Kadangi amplitudės kvadratas nusako intensyvumą, tai išilgai linijos M_0B šviesos intensyvumas kinta. Jei spindulio, angos ir stebimo taško B tarpusavio padėtis pastovi, tai intensyvumas taške B priklauso nuo angos spindulio ρ ir bangos ilgio λ .

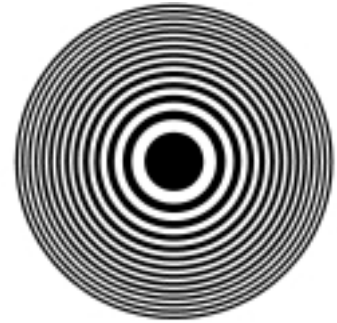
Jei angos matmenys begaliniai, paskutiniosios zonos a_k poveikis nykstamasis ir suminio virpesio amplitudė $A_B = a_1/2$, t. y. kai bangos frontas visiškai atidarytas, visos bangos poveikis ekvivalentus pusei centrinės zonos poveikiui. Kai k didelis, tai $a_k/2$ mažas ir A_B beveik nesiskiria nuo A_B , kai anga begalinė. Taigi kai atidengtų zonų skaičius didelis, angos matmenys neįtakoja intensyvumui taške B. Jei šviesa sklįsta tiesiai, angos matmenys iš viso neturėtų įtakoti intensyvumui taške B. Todėl galima teigti, kad išvados, išplaukiančios iš bangų įvaizdžių ir įvaizdžių apie tiesialinijinį šviesos sklindimą, sutampa, kai atidengtųjų zonų skaičius didelis.

Iš (5.1.2.4) išraiškos galima įvertinti šių zonų skaičių. Pvz., jei sklinda plokščioji banga ($R = \infty$), stebimas taškas B yra atstumu $r = 50$ cm nuo angos, angos spindulys $\rho = 0,5$ cm, bangos ilgis $\lambda = 500$ nm, tada $k = 100$. Toliau didinimas neturi įtakos šviesos intensyvumui taške B, t. y. atrodytų, kad šviesa sklinda tiesiai. Padidinus r iki 50 m, $k = 1$ ir tada banginis šviesos sklindimo pobūdis akivaizdus.

5.1.3. ZONINĖ PLOKŠTELĖ

Suskirsčius bangos frontą į nelygines ir lygines Frenelio zonas, galima padaryti tokį difrakcinę kliūtį, kuri išskirtų lygines arba nelygines zonas. Tokia kliūtis vadinama *zonine plokštele*. Suminis tik lyginių arba tik nelyginių zonų poveikis, žinoma, bus didesnis nei visiškai atviro bangos fronto.

Zoninė plokštelė – tai bendracentrinių žiedų sistema, kurioje kas antras žiedas yra neskaidrus (5.1.3.1 pav.). Atstumų skirtumas tarp žiedo kraštų iki ekrano lygus $\lambda/2$. Skaidriųjų zonų poveikis stebimame taške dėl interferencijos yra stiprinantis. Jei yra k žiedų (skaidriųjų arba neskaidriųjų), tai stebimame taške amplitudė padidėja $2k$ kartų.



5.1.3.1 pav. Zoninė plokštelė

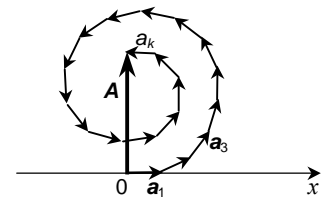
Intensyvumą galima dar labiau padidinti, jei pereinančiąsias lygines (arba nelygines) zonas šviesai sudaryti papildomą fazės vėlavimą puse periodo. Tada visų zonų fazės vienodos ir amplitudė padidėja $4k$ kartų.

Tokios zoninės plokštelės vadinamos *fazinėmis zoninėmis plokštelėmis*. Pagal veikimą fazinė zoninė plokštelė analogiška lęšio veikimui, nors židinio vieta labai priklauso nuo bangos ilgio. Praktikoje jos retai naudojamos, nes tokiu būdu atvaizdų sukūrimo teorija yra gan sudėtinga.

5.1.4. GRAFINIS ATSTOJAMOSIOS AMPLITUDĖS NUSTATYMAS

Atstojamąją šviesos bangos poveikį taške B patogiu nagrinėti grafiniu virpesių sudėties būdu. Naudojamas amplitudės vektorius \mathbf{a} , kurio ilgis nusakoma amplitudės vertę, o kampas tarp vektoriaus ir kokios nors krypties x – pradinę virpesio fazę. Sudedant keletą virpesių, suminis virpesys nusakomas vektoriumi \mathbf{A} , lygiu vektorinei \mathbf{a}_i sumai.

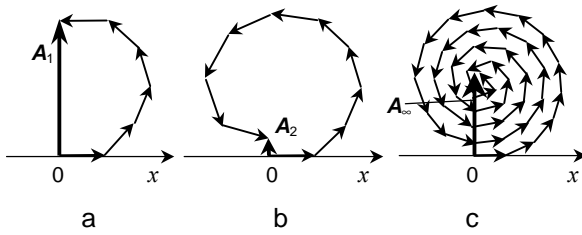
Suskirstykime bangos fronto paviršių į vienodo ploto žiedines zonas, panašias į Frenelio zonas, bet gerokai siauresnes (pazones). Pirmosios tokios pazonės sukeltas virpesys taške B vaizduojamas vektoriumi \mathbf{a}_1 . Tarkim, kad pradinė šio virpesio fazė lygi nuliui. Tada \mathbf{a}_1 nukreiptas palei x ašį (5.1.4.1 pav.). Antrosios pazonės poveikį nusakoma vektorius \mathbf{a}_2 , kuris pakrypęs, nes antrosios pazonės fazė skiriasi nuo pirmosios. Šio vektoriaus ilgis beveik toks pats kaip ir pirmojo. Taip dëlįojant vektorius toliau susidaro laužtė. Atstojamasis virpesys stebimame taške B bus nusakomas vektoriumi \mathbf{A} , jungiančiu pirmojo vektoriaus pradžią su vektoriaus \mathbf{a}_k galu, atitinkančiu paskutiniosios atvirosios zonos sukeltąjį



5.1.4.1 pav. Grafinė atskirų zonų virpesių amplitudžių vektorių sudėtis

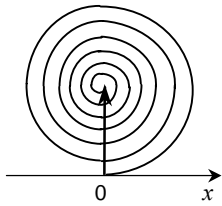
virpesį.

Jei bangos frontas suskirstytas taip, kad gretimųjų pazonių sukeltų virpesių fazių skirtumas pastovus ir lygus, pavyzdžiui, $\pi/6$, tai paskutiniojo



5.1.4.2 pav. Virpesių amplitudžių vektorių sudėtis

vektorius A_1 lemia centrinės Frenelio zonos sudaromą bangos amplitudę. Analogiškai vektorius A_2 (5.1.4.2 b pav.) sąlygoja dviejų pirmųjų Frenelio zonų atstojamąją amplitudę. Šiuo atveju vektoriaus A_2 ilgis gerokai mažesnis už A_1 ilgį. Tai atitinka anksčiau pateiktą išvadą, kad taške B amplitudė yra didesnė, kai atvira viena zona nei dvi. Priklausomai nuo atvirųjų zonų skaičiaus, susidaro skirtingos virpesių amplitudės taške B. Visiškai atidengtam bangos frontui atitinka be galo didelis zonų skaičius ir laužtė asimptotiškai artėja į centrą (5.1.4.2 c pav.). Iš palyginimo galima teigti, kad $A_\infty = A_1/2$, o tai sutampa su algebrinio sumavimo rezultatu.



5.1.4.3 pav. Visos bangos poveikio diagrama

vektorius fazė pirmojo vektoriaus atžvilgiu priešinga (5.1.4.2 a pav.), t. y. pirmosios šešios nagrinėjamosios pazonės atitinka vieną pirmąją (centrinę) Frenelio zoną. Pirmųjų šešių vektorių a_i sumos

Ribiniu atveju, kai yra be galo daug zonų ir pazonės nykstamai siauros, laužtė virsta spirale (5.1.4.3 pav.). Taigi visa banga nusakomi virpesiai taške B faze sutampa su virpesiais, kuriuos galėtų sukurti centrinė Frenelio zona ir amplitudės vertė yra lygi tik pusei šio virpesio amplitudės.

5.1.5. FRENELIO METODO TAIKYMAS

Frenelio metodu galima išspręsti daug difrakcijos užduočių. Panagrinėsime keletą. Manysime (pagal Frenelį), kad dalis šviesos bangos, kuri uždengta neskaidria kliūtimi, neturi poveikio, o neuždengtoji dalis veikia taip, lyg ir nebūtų kliūtis. Ši prielaida nėra triviali ir arti kliūtis krašto tai ne visai teisinga. Tačiau daugumoje praktinių atvejų Frenelio metodas pakankamai teisingai nusako reiškinį ir galima jį sėkmingai taikyti.

5.1.5.1. DIFRAKCIJA APSKRITOJE ANGOJE

Tarkim, kad sklindanti iš taškinio spinduolio S banga Q (5.1.5.1.1 pav.) krinta į neskaidrią kliūtį MM' su apskrita anga. Išsiaiškinsi-
me koks bus šviesos intensyvumo pasiskirsty-
mas ekrane NN' lygiagrečiai pastumtame su
 MM' ir nutolusiame tam tikru atstumu. Jei šviesa
sklistų tiesiai, tai matytųsi skritulys lygiais
kraštais, bet iš tikrųjų matomas sudėtingas vaiz-
das.

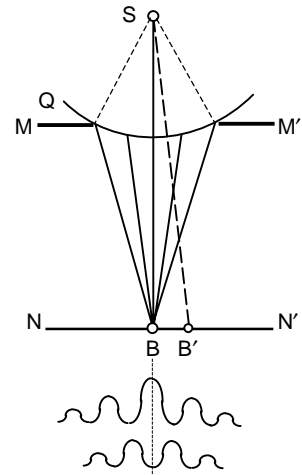
Atstojamąjį poveikį taške B nustatėme
anksčiau (žr. § 5.1.2). Intensyvumas taške B bus
didesnis arba mažesnis už intensyvumą kai
frontas visiškai atviras, ir priklauso nuo to, nely-
ginis ar lyginis Frenelio zonų skaičius telpa an-
goje.

Dėl difrakcijos kliūties simetrijos AB li-
nijos atžvilgiu šviesos intensyvumas (apšvieta)
įvairiuose ekrano taškuose priklauso tik nuo at-
stumo iki difrakcinio vaizdo centro (taško B).

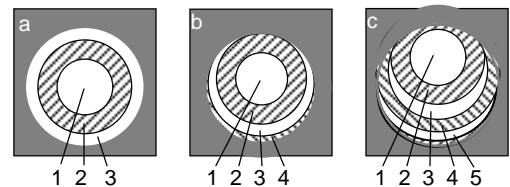
Kaip anksčiau minėta, taške B intensyvumą nusako atvirųjų Frenelio zonų
skaičiaus lygiškumas. Jei, pvz., angoje telpa trys zonos (5.1.5.1.2 a pav.),
difrakcinio vaizdo centre bus
intensyvumo maksimumas. Į
tašką B ateina šviesa iš visų
trijų zonų. Pasislinkime į tašką
 B' . Tada AB' nebus ekrano
 MM' su anga simetrijos ašis.

Taške B' Frenelio zonos atrodys
jau kitaip. Angos kraštai užden-

gia dalį trečiosios zonos, bet kartu iš dalies atidengia ketvirtąją zoną
(5.1.5.1.2 b pav.). Dėl to intensyvumas sumažėja ir esant tam tikrai taško B'
vietai tampa lygus nuliui. Einant toliau į tašką B'' , angos kraštai iš dalies
uždengia ne tik trečiąją, bet ir antrąją Frenelio zoną, nors kartu iš dalies at-
sidengia penktoji zona, ir į tašką B'' ateina šviesa iš visų pirmosios ir iš at-
skirų $2 \div 5$ zonų taškų (5.1.5.1.2 c pav.). Atvirųjų nelyginių zonų dalių po-



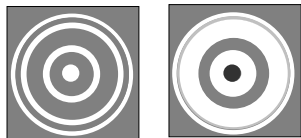
5.1.5.1.1 pav. Difrakcija
apskritoje angoje



5.1.5.1.2 pav. Frenelio zonų padėtys

veikis viršija lyginių zonų atvirųjų vietų poveikį ir intensyvumas bus didelis, nors gerokai mažesnis nei taške B.

Taigi difrakcinis vaizdas už apskritos angos yra pasikartojančių šviesių ir tamsių bendracentrinių žiedų sistema (5.1.5.1.3 pav.). Centre yra arba šviesi (kai zonų skaičius nelyginis), arba tamsi (kai lyginis) dėmė. Šie vaizdai keičia vienas kitą, jei ekranas NN' stumdomas lygiagrečiai su MM' .

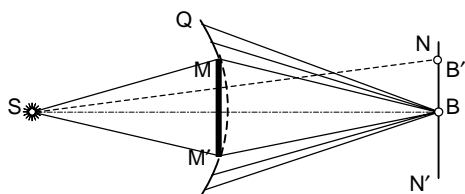


5.1.5.1.3 pav. Difrakcijos už apskritos angos vaizdai

Jei anga atidengia ne daugiau kaip vieną Frenelio zoną, ekrane bus išplitusi šviesi dėmė, šviesūs ir tamsūs žiedai nematomi. Kai anga atidengia didelį zonų skaičių, šviesių ir tamsių žiedų kaita matoma tik labai siauroje srityje arti geometrinio šešėlio, o arti taško B apšviestumas beveik tolygus.

5.1.5.2. DIFRAKCIJA NESKAIDRIAME DISKELYJE

Tarkim, kad neskaidrus diskelis MM' (5.1.5.2.1 pav.) uždengia pirmąsias k Frenelio zonas. Tada į tašką B ateina virpesiai iš visų likusiųjų zonų, pradedant $(k+1)$ -ja. Suminė visų likusiųjų zonų amplitudė taške B lygi $A_B = a_{k+1}/2$. Kai uždengta nedaug zonų, $a_{k+1} \approx a_1$, ir tada šviesos intensyvumas taške B mažai skiriasi nuo intensyvumo, kai kliūtis tarp A ir B nėra. Žiūrint iš



5.1.5.2.1 pav. Difrakcija apskritame ekrane

taško B' matyti, kad diskelis uždengia dalį $(k+1)$ -osios Frenelio zonos ir iš dalies atidengia k -ąją zoną, dėl ko intensyvumas taške B' susilpnėja. Toliau vėl susidaro silpnėsnis maksimumas, vėl minimumas ir t. t.

Taigi neskaidraus diskelio atveju difrakcinis vaizdas yra pasikartojantys šviesūs ir tamsūs žiedai. Centre nepriklausomai nuo k vertės visuomet bus šviesi dėmė. Ši šviesi dėmė literatūroje žinoma kaip *Puasono* (Poisson) dėmė.

5.1.5.3. DIFRAKCIJA UŽ TIESAUS KLIŪTIES KRAŠTO

Šviesos bangos kelyje pastatykime neskaidrią plačią kliūtį D su tiesia briauna (5.1.5.3.1 pav.), o atstumu $b = BM_0$ ekraną NN' vaizdo stebėjimui. Bangos paviršių suskirstykime taip, kad ilgiai BM_0, BM_1, BM_2, \dots ir BM_1', BM_2', \dots skirtųsi pastoviu dydžiu δ . Dėl to ateinantys į tašką B virpesiai iš gretimųjų zonų skirsis pastovaus dydžio faze.

Nubrėžkime per bangos fronto centrą S ir taškus M_i plokštumas, lygiagrečius su briauna D. Tada bangos paviršius bus suskirstytas į zonas, kurių plotai tarpusavyje nevienodi.

Ivertinsime zonos plotą. Tarkime, kad spindulio yra toli nuo kliūties ir į ją krinta plokščioji banga. Tada pirmosios zonos plotis (5.1.5.3.2 pav.) lygus:

$$d_1 = \sqrt{(b + \delta)^2 - b^2} = \sqrt{2b\delta + \delta^2} \approx \sqrt{2b\delta}$$

o pirmųjų k zonų bendras plotis

$$\begin{aligned} d_1 + d_2 + \dots + d_k &= \sqrt{(b + k\delta)^2 - b^2} = \\ &= \sqrt{2bk\delta + k^2\delta^2} \approx \sqrt{2bk\delta} = d_1 \sqrt{k}. \end{aligned}$$

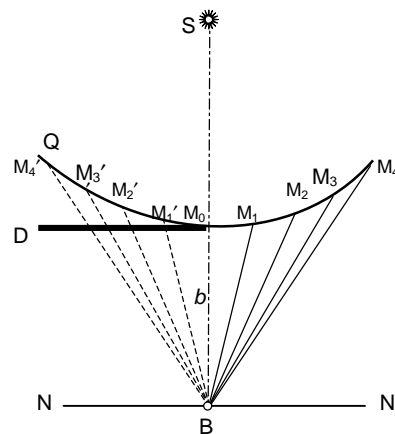
$$\text{Tada } d_k = \sum d_i - \sum d_{i-1} = d_1 (\sqrt{k} - \sqrt{k-1})$$

ir santykiai tarp zonų pločių:

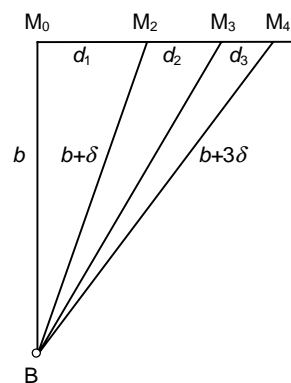
$$d_1 : d_2 : d_3 : d_4 : \dots = 1 : 0,41 : 0,32 : 0,27 : \dots \quad (5.1.5.3.1)$$

Tokie pat santykiai bus ir tarp zonų plotų.

Suskaidykime kiekvieną zoną į atskiras pazones vienodo fazių pokyčio principu naudojant grafinį metodą. Šių pazonių plotai santykiauja taip pat kaip ir zonų pločiai (5.1.5.3.1). Atskirų pazonių sukeltų virpesių amplitudės taške B iš pradžių mažėja greitai, o po to lėčiau. Taip grafiškai su-

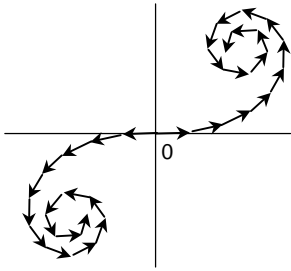


5.1.5.3.1 pav. Difrakcija už tiesaus kliūties krašto



5.1.5.3.2 pav. Zonos pločio skaičiavimas

muojant atskirų pazonių virpesius, laužtė pradžioje lėkštesnė negu žiedinių pazonių atveju, kurių plotai beveik vienodi. Kadangi zonos k ir k' išsidės-



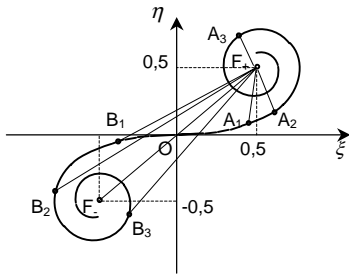
čiusios simetriškai B taško atžvilgiu, tai atitinkamų zonų virpesius nusakantieji vektoriai išsidės-
simetriškai O atžvilgiu (5.1.5.3.3 pav.). Kai zonos plotis nykstamai mažas, laužtė tampa kreive, vadinama *Korniu* (Cornu) *spirale* (5.1.5.3.4 pav.).

Korniu spiralės lygties analitinė išraiška parametrinėje formoje tokia:

5.1.5.3.3 pav. Grafinė amplitudžių vektorių sudėtis, esant difrakcijai už kliūties krašto

$$\eta = \int_0^v \sin\left(\frac{\pi u^2}{2}\right) du; \quad \xi = \int_0^v \cos\left(\frac{\pi u^2}{2}\right) du.$$

Tai Frenelio integralai. Jei integravimo ribos $\pm \infty$, tai kiekvieno integralo vertė $\pm 0,5$. Parametras v išreiškiamas taip:



5.1.5.3.4 pav. Korniu spirale

$$v = x' \sqrt{\frac{2a}{\lambda b(a+b)}};$$

čia a – atstumas nuo spindulio iki kliūtis su briauna, b – atstumas nuo briaunos iki stebimos plokštumos NN' , x' – atstumas nuo B iki nagrinėjamosios nykstamai siauros zonos vektoriaus projekcijos į ekraną.

Kai banga plokščioji, $a = \infty$ ir tada

$$v = x' \sqrt{\frac{2}{\lambda b}}.$$

Vertės v žymimos spiralėje. F_+ ir F_- – spiralės židiniai, kurių koordinatės $\eta = \pm 0,5$; $\xi = \pm 0,5$.

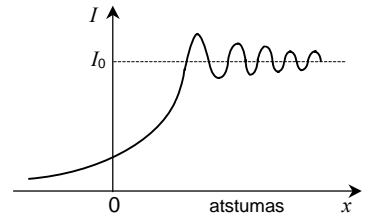
Naudojant Korniu spiralę galima nustatyti virpesių amplitudes taškuose, esančiuose bet kuriuo atstumu nuo geometrinio šešėlio krašto. Jei nagrinėjamas taškas B yra geometrinio šešėlio riboje, visos brūkšneliu pažymėtos zonos bus uždengtos. Nebrūkšniuotųjų zonų virpesius nusako dešinioji spiralės dalis. Todėl atstojamasis virpesys nusakomas vektoriumi OF_+ .

Jei nagrinėjami taškai pastumti į geometrinio šešėlio pusę, ekranas su briauna vis labiau uždengia nebrūkšniuotas zonas. Todėl atstojamoji ampli-

tudė nusakoma vektoriumi, kurio pradžia slenka dešiniąja spiralės dalimi paeiliui iš taškų A_1, A_2, A_3, \dots (atkarpos $A_1F_+, A_2F_+, A_3F_+, \dots$) ir artėja į židinį F_+ . Amplitudės vertė monotoniškai artėja į nulį.

Jei taškas B slenka nuo ribos į dešinę, prie nebrūkšniuotųjų zonų papildomai atsidengia vis daugiau brūkšniuotųjų zonų. Atstojamąją amplitudę nusako vektorius, jungiantis židinį F_+ paeiliui su taškais B_1, B_2, B_3, \dots (atkarpos $F_+B_1, F_+B_2, F_+B_3, \dots$). Amplitudės vertės didėja ir mažėja, t. y. matysime maksimumus ir minimumus.

Kai bangos frontas visiškai atidengtas, amplitudę nusako atkarpa F_+F_- , kuri yra du kartus didesnė už amplitudę geometrinio šešėlio riboje. Atitinkamai intensyvumas riboje sudaro $\frac{1}{4} I_0$; čia I_0 – intensyvumas kai nėra kliūtis. Intensyvumo skirstinys ekrane pavaizduotas 5.1.5.3.5 pav.

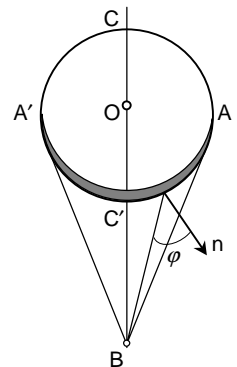


5.1.5.3.5 pav. Šviesos intensyvumo skirstinys kai šviesa difraguoja už kliūtis krašto

5.1.6. PASTABOS FRENELIO METODUI

Iš nagrinėtųjų įvairių difrakcinių vaizdų (difrakcija apskritoje angoje, už neskaidraus diskelio, už tiesios kliūtis briaunos) išplaukia, kad Frenelio metodas teisingai nustato atstojamosios bangos amplitudę, jei kliūtis arba angos matmenys nėra bangos ilgio eilės. Tačiau Frenelio metode yra principinių neaiškumų.

1. Vertinant elementariųjų bangų sklidančiųjų iš atskirų zonų interferenciją, tenka manyti, kad bangos fronto elemento virpesio amplitudė priklauso nuo kampo φ tarp statmens į bangos paviršių ir linkmės į stebimą tašką B (5.1.6.1 pav.). Didžiausia amplitudė yra virpesių, ateinančių į tašką B iš paviršiaus elemento C' , kuriame $\varphi = 0$. Amplitudės iš taškų A ir A' , kuriuose $\varphi = \pi/2$, lygios nuliui. Amplitudės virpesių iš visų paviršiaus elementų, kuriuose $\varphi > \pi/2$, taip pat lygios nuliui.



5.1.6.1 pav. Antrinių bangų amplitudės priklausomybė nuo kampo φ

2. Frenelio metodas pateikia neteisingą suminio virpesio fazės vertę, kuri skiriasi nuo matomos dydžiu $\pi/2$. Ir tikrai,

jei skylutė praleidžia mažą centrinės Frenelio zonos dalį, tai virpesiai taške B vaizduojami pirmąją rodyklėle, nukreipta išilgai x . Jei bangos frontas visiškai atviras, virpesiai taške B nusakomi vektoriumi A_∞ , kuris statmenas x (žr. § 5.1.4.2 pav.), t. y. atstojamoji fazė atsilieka dydžiu $\pi/2$.

Taigi Frenelio metodas teisingai įvertina pagalbinių spinduolių sklindžiamųjų bangų amplitudes, bet neteisingai nusako jų fazes.

3. Pagal Hiuigenso principą turėtų būti dvi bangos: viena sklinda nuo spinduolio pirmyn ir antroji, susidaranti taip pat kaip elementariųjų bangų gaubiamoji ir nukreipta į priešingą pusę, į spinduolį. Hiuigenso principu nutylima apie atbulinę bangą. Nieko neminima ir Hiuigenso bei Frenelio principu.

Atbulinės bangos neigimas tam tikru laipsniu paslėptas Frenelio prielaidoje apie antrinių bangų amplitudės priklausomybę nuo kampo φ . Ši priklausomybė 5.1.6.1. pav. pavaizduota apskritimo linijos storio kitimu.

Atbulinės bangos nebuvimą galima aiškinti taip. Iš kiekvieno paviršiaus S taško trikdys sklinda kaip pirmyn taip ir atgal. Tačiau prieš paviršių S trikdžio dar nėra ir poveikis iššaukia tokį trikdį, kurį matome. Tuo tarpu už paviršiaus S (užnugaryje) trikdys jau atėjo ir S poveikis nukreiptas tam, kad šį atėjusį trikdį kompensuotų. Abiejų poveikių – tiesioginio ir atbulinio – rezultate trikdys pereina S ir sklinda toliau į B.

Analogiškas tokio poveikio pavyzdys yra impulso sklidimas susiliečiančių rutulių grandinėje. Rutulys, kuris smūgiavo kitą rutulį, deformuojasi ir po to stengdamasis sugrįžti į pradinę padėtį pats tampa impulso šaltiniu, nukreiptu kaip pirmyn, taip ir atgal. Bet atgal nukreiptas impulsas iš-eikvojamas užlėkusio iš užnugario rutulio stabdymui, o pirmyn nukreiptas impulsas pastumia kitą rutulį pirminio impulso linkme. Reiškia impulsas perduodamas pirmyn nuo rutulio prie rutulio.

Nežiūrint šių trūkumų, Frenelio metodu galima teisingai apskaičiuoti intensyvumus (tuo pačiu ir apšviestumą) sudėtingose su difrakcija susijusiose užduotyse. Frenelio darbų dėka bangų optika tvirtai atsistojo ant kojų ir gavo platų pripažinimą.

Vėliau Kirchhofas (*Kirchhoff*) matematiškai pagrindė Hiuigenso ir Frenelio metodą ir formaliai pašalino visus minėtus Frenelio metodo trūkumus. Tenka pabrėžti, kad ir Kirchhofo teorijoje liko silpnų vietų. Pvz., Kirchhofo metode nekreipiamas dėmesys į ekrano medžiagos poveikį šviesos laukui arti jo. Tiksliai sprendžiant difrakcijos užduotis bangų funkciją reikia spręsti naudojant kraštines sąlygas, kurias nusako kliūčių fizikinės savybės.

Griežtas difrakcijos užduoties sprendimas, kai elektromagnetinė banga sklinda arti kliūtis, buvo sėkmingas tik palyginti nedaugeliui paprastųjų atvejų. Zomerfeldas (*Sommerfeld*) išsprendė difrakcijos už idealiai laidaus ekrano krašto užduotį. Čia atsiradę nesutapimai aiškinami tuo, kad bandyme negalima tiksliai realizuoti teorines sąlygas, nes realus ekranas nėra idealiai laidus bei nyksta plonas ir neturi idealiai aštraus krašto.

5.2. FRAUNHOFERIO DIFRAKCIJA

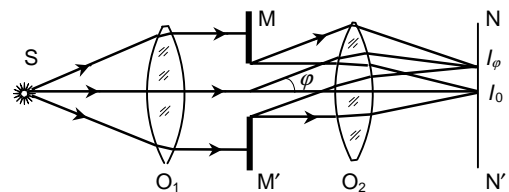
Iki šiol nagrinėjome sferinių bangų difrakciją, tiriant apšviestumo skirstinį ekrane, esančiame baigtiniu atstumu nuo kliūtis ir stebėjimas vyko be kokių nors optinių prietaisų. Kitokią difrakcijos reiškinių stebėjimo metodą pasiūlė Fraunhoferis.

Jei atstumas nuo kliūtis iki stebimo taško yra labai didelis palyginus su jo matmenimis, tada stebimame taške antrinės bangos bus plokščiosios. Fraunhoferio metodu difrakcinis vaizdas stebimas lęšio židinio plokštumoje, kurioje surenkamos plokščiosios šviesos bangos, iš dalies užtvirtos neskaidria kliūtimi. Taigi čia nagrinėjama šviesos difrakcija lygiagrečiuose spinduliuose. Ji pavadinta *Fraunhoferio difrakcija*.

Iš principo Fraunhoferio difrakcija nesiskiria nuo Frenelio difrakcijos, tačiau detalus šio difrakcijos tipo nagrinėjimas yra svarbus, nes jis plačiai naudojamas sprendžiant daugelį užduočių, susijusių su optinių prietaisų (difrakcinių gardelių, optinių instrumentų ir t. t.) veikimu. Kita vertus, matematinis daugumos svarbių difrakcijos lygiagrečiuose spinduliuose klausimų sprendimas nėra palyginti sunkus ir yra baigtinis.

Fraunhoferio sąlygoms artimos sąlygos susidaro tada, kai taškinis spindulius S yra lęšio O_1 židinyje, o antrasis lęsis O_2 surenka šviesą židinio plokštumoje NN' (5.2.1 pav.).

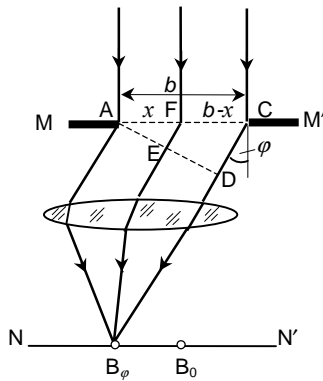
Šis lęsis įvairiose židinio plokštumos vietose surenka visus spindulius perėjusius angą, tame tarpe ir nukrypusius nuo tiesios linkmės. Priklausomai nuo angos matmenų ir formos, dalis šviesos nukrypsta įvairiomis kryptimis. Atvaizdas ekrane atrodo kaip dėmė, kurios apšvieta įvairiose vietose yra skirtinga.



5.2.1 pav. Plokščiųjų bangų difrakcijos stebėjimo schema

5.2.1. DIFRAKCIJA VIENAME PLYŠYJE

Tarkim, kad į ilgą (ilgis gerokai didesnis už plotį) plyšį MM' , kurio plotis b , krinta plokščioji banga (5.2.1.1 pav.). Už plyšio yra lėšis ir jo židinio plokštumoje ekranas NN' . Jei šviesa sklįsta tiesiai, ekrane matytųsi siaura šviesi juostelė. Iš tikrųjų bangos sklinda į visas puses, nes kiekvienas plyšį pasiekusios bangos fronto taškas, pagal Hiuigensą, yra antrinių sferinių bangų šaltinis. φ kampu nukrypę spinduliai susirenka taške B_φ .



5.2.1.1 pav. Difrakcija viename plyšyje

Norėdami nustatyti virpesių amplitudę kuriame nors ekrano taške B suskirstykime atvirą bangos paviršiaus dalį į zonas – vienodo pločio siauras juosteles, lygiagrečias su plyšio kraštais. Kiekviena iš šių zonų nagrinėjama kaip į tašką B_φ ateinančių bangų šaltinis. Greitimųjų zonų fazės skiriasi vienodu dydžiu. Elementariųjų bangų amplitudės vienodos, nes zonų plotai vienodi, ir jos vienodai palinkusios į stebimą tašką.

Elementariosios dx pločio zonos sužadintoji amplitudė

$$dA = C dx;$$

čia C – proporcingumo koeficientas, nepriklausantis nuo φ .

Visų zonų siunčiamų virpesių amplitudžių algebrinė suma

$$A_0 = \int_0^b dA = \int_0^b C dx = Cb.$$

$$\text{Iš čia } C = \frac{A_0}{b}. \text{ Tada } dA = \frac{A_0}{b} dx.$$

Šviesos trikdys atitinkamoje plyšio dalyje išreiškiamas taip:

$$dS = \frac{A_0}{b} dx (\cos \omega t).$$

Norint nustatyti viso plyšio poveikį kryptimi φ , reikia įskaityti iš įvairių zonų į tašką B_φ ateinančių bangų fazių skirtumą. Tam brėžiama plokštuma AD , statmena difragavusiems spinduliams. Čia susidaro fazių

skirtumas, nes lęšis nesukuria papildomo fazių skirtumo. Iš 5.2.1.1 pav. matyti, kad spindulių eigos skirtumas

$$FE = x \sin \varphi.$$

Tada AD plokštumos taškuose šviesos trikdys

$$dS = \frac{A_0}{b} dx [\cos(\omega t - k x \sin \varphi)];$$

čia $k = 2\pi/\lambda$.

Visos atviros bangos paviršiaus dalies atstojamasis trikdys taške B_φ reiškiamas integralu x vertėms nuo 0 iki b :

$$\begin{aligned} S &= \int_0^b \frac{A_0}{b} \cos(\omega t - k x \sin \varphi) dx = \\ &= \frac{A_0}{b} \left(-\frac{\lambda}{2\pi \sin \varphi} \right) \left[\sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right) - \sin \omega t \right] = \\ &= A_0 \frac{\sin \left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right). \end{aligned}$$

Prieš kosinusą esančio nario modulis yra atstojamosios bangos amplitudė A_φ taške B_φ :

$$A_\varphi = \left| A_0 \frac{\sin \left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} \right|.$$

Viduriniajam taškui B_0 kampas $\varphi = 0$. Tada $(\pi/\lambda)(b \sin \varphi) = 0$ ir $A_\varphi = A_0$, t. y. iš visų elementariųjų zonų bangos į tašką B_0 ateina vienoda faze. Todėl atstojamoji amplitudė lygi dedamųjų bangų amplitudžių algebrinei sumai.

Kai kampų vertės φ tenkina sąlygą $(\pi/\lambda)(b \sin \varphi) = \pm m\pi$ ($m = 1, 2, \dots$), t. y. kai

$$b \sin \varphi = \pm m \lambda,$$

atstojamoji amplitudė šiomis kryptimis $A_\varphi = 0$. Ši sąlyga nusako mažiausios apšvietos (*minimumų*) padėtis. Pirmasis minimumas susidaro linkme, apibrėžta sąlyga $\sin \varphi = \pm \lambda/b$.

Tarp minimumų išsidėstę antriniai maksimumai, kurie yra gerokai silpnesni už centrinį maksimumą. Jie susidaro φ vertėms, tenkinančioms sąlygas:

$$\sin \varphi_1 = \pm 1,43 \lambda/b, \quad \sin \varphi_2 = \pm 2,46 \lambda/b, \dots$$

Kadangi intensyvumas proporcingas amplitudės kvadratui, tai

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)^2};$$

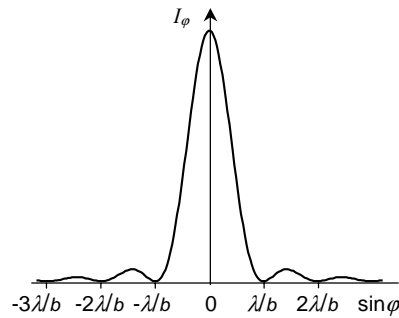
čia I_0 – šviesos intensyvumas difrakcinio vaizdo viduryje, I_φ – intensyvumas B_φ taške φ kryptimi. Šios funkcijos grafikas pavaizduotas 5.2.1.2 pav. Minimumų skaičius priklauso nuo santykio b/λ . Antrinių maksimumų intensyvumas sparčiai mažėja. Jei $I_0 = 1$, tai

$$I_0 : I_1 : I_2 : \dots = 1 : 0,045 : 0,016 : \dots$$

Maksimumų ir minimumų padėtys priklauso nuo bangos ilgio.

Iš išraiškos $b \sin \varphi = \pm m\lambda$ išplaukia, kad atstumas nuo difrakcinio vaizdo centro iki minimumų didėja mažėjant plyšio pločiui b , t. y. siaurėjant plyšiui centrinis maksimumas plečiasi. Kai $b \approx \lambda$, tai $\sin \varphi \approx 1$ ir $\varphi \approx \pi/2$, t. y. pirmasis minimumas pasislenka į begalinio ekrano kraštą. Tolimesnis plyšio siaurinimas praranda prasmę, nes tada matomas tik monotoniškas apšviestumo mažėjimas visame ekrane.

Didinant plyšio plotį, pirmieji minimumai slenka prie difrakcijos vaizdo centro ir centrinis maksimumas vis labiau ryškėja. Santykinis maksimumo intensyvumas nekinta, o absoliuti vertė didėja, nes didėja energija, pereinanti platų plyšį. Esant tam tikram plačiam plyšiui, centre matomas pakankamai ryškus spinduolio atvaizdas.



5.2.1.2 pav. Intensyvumo skirstinys kai difrakcija vyksta viename plyšyje

5.2.2. DIFRAKCIJA DVIEJUOSE PLYŠIUOSE

Difrakcijos viename plyšyje vaizdas nekinta, jei plyšys stumdomas lygiagrečiai su ekranu. Jei šviesa pereina du vienodus tarpusavyje lygiagrečius plyšius, susidaręs vaizdas daug sudėtingesnis, nes čia pasireiškia iš abiejų plyšių sklindančių bangų tarpusavio interferencija.

Tarkim, kad plokščioji banga statmenai krinta į du plyšius (5.2.2.1 pav.), kurių kiekvieno plotis b , atstumas tarp jų d . Suprantama, kad minimumų, susidariusių difragavus šviesai viename plyšyje, vieta nepasikeis ir vykstant difrakcijai dviejuose plyšiuose, nes tos vietos, kurių kryptimi nė vienas plyšys atskirai nesiučia šviesos, negaus jos ir dviejų plyšių atveju. Tačiau dėl bangų iš dviejų plyšių tarpusavio interferencijos difrakciniame vaizde atsiranda papildomų maksimumų ir minimumų.

Eigos skirtumas

$$AD = AC \sin \varphi = d \sin \varphi.$$

Šviesos intensyvumo pasiskirstymą ekrano plokštumoje nusako tokia išraiška:

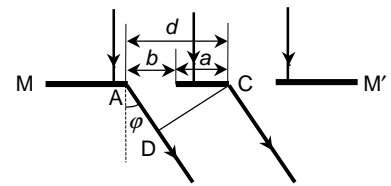
$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)^2} \cos^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} d \sin \varphi \right).$$

Pirmasis šios formulės daugiklis apibūdina intensyvumo skirstinį ekrane difraguojant šviesai b pločio plyšyje, o antrasis daugiklis – intensyvumo skirstinį interferuojant šviesos pluošteliams, sklindantiems iš dviejų plyšių. Funkcijos grafikas pavaizduotas 5.2.2.2 pav.

Jei $d \sin \varphi = m \lambda$ (čia $m = 0, 1, 2, \dots$), susidaro maksimumas, t. y. vieno plyšio poveikį sustiprinama kitas plyšys. Šie maksimumai vadinami *pagrindiniais*.

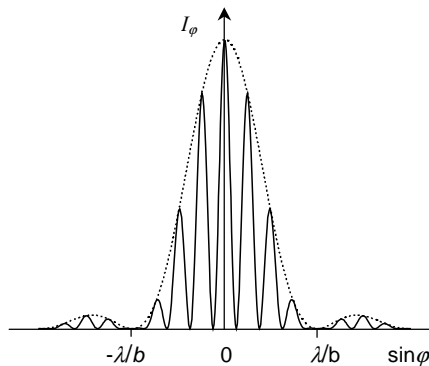
Jei $d \sin \varphi = (m + 1/2) \lambda$, susidaro papildomi minimumai, t. y. dviejų plyšių siunčiamos bangos naikina viena kitą.

Difrakcijos dviejuose plyšiuose vaizdą sudaro:



5.2.2.1 pav. Difrakcija dviejuose plyšiuose

$$\begin{array}{ll}
 \text{Pirminiai minimumai} & b \sin \varphi = \lambda, \quad 2\lambda, \quad 3\lambda, \dots \\
 \text{Papildomi minimumai} & d \sin \varphi = \lambda/2, \quad 3\lambda/2, \quad 5\lambda/2, \dots \\
 \text{Pagrindiniai maksimumai} & d \sin \varphi = 0, \quad \lambda, \quad 2\lambda, \quad 3\lambda, \dots
 \end{array}$$



11.5 pav. Intensyvumo skirstinys difraguojant šviesai dviejuose plyšiuose

Taigi susidaro esminis intensyvumo pasiskirstymo pokytis: tarp dviejų pagrindinių maksimumų atsiranda papildomas minimumas.

Atstumas tarp pirminių minimumų, kai šviesa difraguoja viename plyšyje, priklauso nuo plyšio pločio b , o atstumas tarp papildomų minimumų – nuo b ir d dalmens.

Kadangi difrakcinio viename plyšyje vaizdo centrinis

maksimumas gerokai intensyvesnis už antrinius maksimumus, tai difrakciniame dviejų plyšių vaizde centrinio maksimumo srityje, t. y. $\sin \varphi = \pm \lambda/b$ srityje, susitelkusi beveik visa šviesa.

Jei atstumas tarp plyšių pastovus, o jų plotis mažėja, difrakcinio maksimumo plotis didėja ir tarp jo ribų susidaro daugiau, bet mažesnio intensyvumo juostelių. Kai naudojama baltoji šviesa, centrinis maksimumas yra baltas, o kiti iš kraštų spalvoti.

Difrakcija dviejuose plyšiuose turi svarbią savarankišką reikšmę. Dailinai, žinomas Jungo interferencinis bandymas, kai šviesa difraguoja dviejuose plyšiuose. Šį atvejį naudojo Reilis interferometre, kuriame du interferuojantys spinduliai susidaro dėl difrakcijos dviejuose plyšiuose.

Difrakcijos dviejuose plyšiuose nagrinėjimas yra svarbus astronomijoje, nustatant nutolusių žvaigždžių kampinį skersmenį ir kampinį atstumą tarp dvigubų žvaigždžių. Žvaigždžių skersmens matavimo principas naudojamas taip pat submikroskopinių dalelių matmenų nustatymui, kurių matmenys yra maži ir negalima tiesiogiai išskirti jų mikroskopu.

5.2.3. DIFRAKČINĖ GARDELĖ

Difrakcinė gardelė yra difrakcinis elementas, sudarytas iš didelio skaičiaus periodiškai išdėstytų rėžių (griovelių, plyšių, iškilumų) plokščiame arba įgaubtame optiniame paviršiuje. Difrakcinė gardelė naudojama spektriniuose prietaisuose kaip dispersinė sistema, skaidanti elektromagnetinę spinduliuotę į spektrą. Difrakcinės gardelės rėžiai išskaido krintančiosios šviesos bangos frontą į atskirus koherentinius pluoštelių, kurie difragavę rėžiuose interferuoja sukurdami atstojamąjį erdvinį šviesos stiprio pasiskirstymą, t. y. spinduliuotės spektrą.

Difrakcinės gardelės skirstomos į *atspindžio* ir *skaidriąsias* gardeles. Atspindžio gardelėse rėžiai padaryti veidrodžio (metalo) paviršiuje ir atstojamasis interferencinis vaizdas susidaro atsispindint šviesai nuo gardelės. Skaidriosiose gardelėse rėžiai padaryti skaidriame (stiklo) paviršiuje ir interferencinis vaizdas susikuria pereinančioje šviesoje.

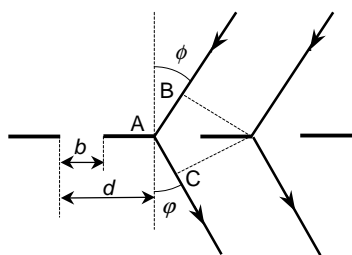
Plokščiosios atspindžio gardelės, kurių rėžiai daromi specialiu deimantiniu rėžtuku, turi tiesius griežtai lygiagrečius vienodos formos rėžius. Rėžio formą lemia rėžtuko briaunos profilis. Tokia difrakcinė gardelė yra periodinė struktūra, kurioje atstumas tarp rėžių d yra pastovus ir vadinamas *difrakcinės gardelės periodu*.

Yra *amplitudinės* ir *fazinės* difrakcinės gardelės. Amplitudinėse gardelėse periodiškai kinta atspindžio arba praleidimo faktorius, kas iššaukia krintančiosios šviesos bangos amplitudės kaitą. Tokia gardelė yra plyšių sistema neskaidriame ekrane.

Tarkim, kad į plokščiąją difrakcinę gardelę krinta lygiagretus šviesos pluoštelis. Iš visų gardelės rėžių N sklindantys koherentiniai pluošteliai interferuoja ir erdvinis šviesos intensyvumo pasiskirstymas gali būti išreikštas dviejų funkcijų sandauga:

$$I_{\varphi} = I_N I_g.$$

Funkcija I_g nusako šviesos difrakciją atskirame rėžyje, o funkcija I_N – iš gardelės rėžių sklindančių koherentinių N pluoštelių interferenciją. Ši funkcija susijusi su periodinės gardelės struktūra. Konkrečiam bangos ilgiui λ funkciją I_N nusako gardelės periodas d , bendras rėžių skaičius N ir pluoštelių kritimo ϕ bei difrakcijos φ kampas (5.2.3.1 pav.), bet nepriklauso nuo rėžių formos. Šios funkcijos išraiška yra tokia:

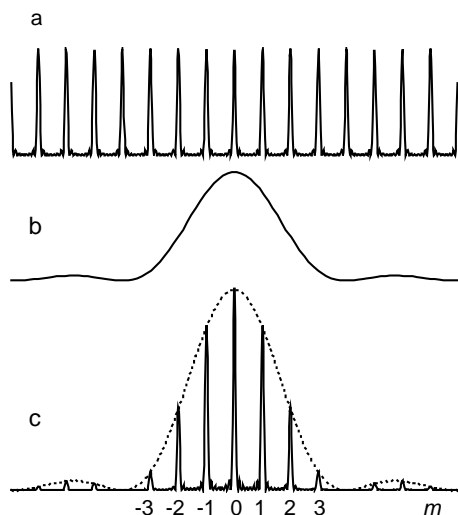


5.2.3.1 pav. Spindulių eiga
amplitudinėje plyšinėje difrakci-
nėje gardelėje

$$I_N = \frac{\sin^2(N\theta)}{\sin^2\theta} ; \quad (5.2.3.2)$$

čia $\theta = \pi \Delta / \lambda$, o $\Delta = d(\sin\phi + \sin\theta)$ yra eigos skirtumas tarp koherentinių lygiagrečių pluoštelių, difragavusių ϕ kampu gretimuosiuose gardelės režiuose ($\Delta = AB + AC$).

I_N yra periodinė funkcija, turinti ryškius stiprius pagrindinius maksimumus ir silpnus antrinius maksimumus (5.2.3.2 a pav.). Tarp gretimų pagrindinių maksimumų yra $N - 2$ antrinių maksimumų ir $N - 1$ minimumų. Pagrindinių maksimumų padėtį nusako sąlyga: $\sin\theta_{\max} \rightarrow 0$. Tada



5.2.3.2 pav. Difrakcinės gardelės
interferencinių funkcijų grafikai

$$\frac{\sin(N\theta)}{\sin\theta} \rightarrow N$$

ir I_N vertė yra didžiausia. Todėl $\theta_{\max} = \pm m\pi$; čia $m = 0, 1, 2, \dots$ – sveikasis skaičius. Tada galioja ši lygybė:

$$\Delta = d(\sin\phi + \sin\theta) = \pm m\lambda, \quad (5.2.3.3)$$

t.y. pagrindiniai maksimumai susidaro tokiomis kryptimis, kuriomis eigos skirtumas tarp gretimų koherentinių pluoštelių yra lygus sveikajam bangos ilgių skaičiui. Visų pagrindinių maksimumų intensyvumas yra vienodas ir proporcingas N^2 , o antri-

nių maksimumų intensyvumas yra mažas ir neviršija $1/23$ pagrindinio.

Įvertinsime pagrindinių maksimumų kampinį plotį.

Papildomojo minimumo sukūrimui reikia, kad dviejų gretimųjų spindulių eigos skirtumas $d(\sin\phi + \sin\theta)$ skirtųsi dydžiu λ/N . Atitinkamai dviejų gretimųjų spindulių fazės skirsis dydžiu $2\pi/N$, t. y. tuo mažiau, kuo didesnis plyšių skaičius N . Kadangi fazių skirtumas lygus $d(\sin\phi + \sin\theta)2\pi/\lambda$, tai pokytis $\delta\phi$ (kampinis plotis), nusakantis reikiamo fazių skirtumo $2\pi/N$ susidarymą, nusakomas iš sąlygos:

$$\delta \left(\frac{2\pi}{\lambda} d (\sin\phi + \sin\varphi) \right) = \frac{2\pi}{N};$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} d \cos\varphi \delta\varphi = \frac{2\pi}{N}.$$

Iš čia

$$\delta\varphi = \frac{1}{N} \frac{\lambda}{d \cos\varphi}.$$

Taigi didėjant režių skaičiui N ženkliai mažėja pagrindinių maksimumų plotis ir perėjimas nuo maksimumo prie minimumo vyksta griežčiau. Kai N didelis, maksimumų kampinis plotis menkas – maždaug N kartų mažesnis už kampinį atstumą tarp gretimųjų pagrindinių maksimumų.

Iš (5.2.3.3) išraiškos, kuri vadinama *gardelės lygtimi*, išplaukia, kad esant tam tikram spindulių kritimo kampui ϕ **pagrindinio maksimumo kryptis φ_{\max} priklauso nuo bangos ilgio λ** . Tai reiškia, kad difrakcinė gardelė skirtingų bangos ilgių spinduliuotę suskaido erdvėje. Jei gardelėje difragavusią spinduliuotę nukreipti į objektyvą, jo židinio plokštumoje susidaro spektras. Kai $m \neq 0$, susidaro keletas spektrų kiekvienai m vertei atskirai. Dydis m yra spektro eilė. Nulinėje eilėje ($m = 0$) spektras nesusidaro, nes (5.2.3.3) sąlyga tenkinama bet kokiems bangos ilgiams (visų bangos ilgių pagrindinių maksimumų vieta sutampa). Kai $m = 0$, taip pat išplaukia, kad $\varphi_0 = -\phi$, t. y. nulinės eilės maksimumo kryptį lemia veidrodinis atspindys nuo gardelės paviršiaus; krintantis ir difragavęs nulinės eilės šviesos pluošteliai yra simetriški atžvilgiu statmens į gardelę. Į abi puses nuo nulinės eilės maksimumo išsidėstę $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3$ ir t. t. eilių maksimumai ir spektrai.

Funkcija I_g , lemianti atstojamąjį intensyvumo pasiskirstymą spektre, apibūdina šviesos difrakciją atskirame režyje. Ji priklauso nuo dydžių d, λ, ϕ ir φ , taip pat nuo režio formos (jo profilio). Skaičiavimai, įskaitantys Hiui-zenso ir Frenelio principą, pateikia tokią funkcijos I_g išraišką:

$$I_g = E_0^2 \int \exp[ik(x\delta + y\mu)] dl \int \exp[-ik(x\delta + y\mu)] dl; \quad (5.2.3.4)$$

čia E_0 – krintančiosios bangos amplitudė, $k = 2\pi/\lambda$ – bangų skaičius, $\delta = \cos\phi + \cos\varphi$, $\mu = \sin\phi + \sin\varphi$, x ir y – taškų koordinatės režio profilyje.

Kai amplitudinė plokščioji gardelė sudaryta iš siaurų plyšių neskaidriame ekrane arba siaurų atspindinčių juostelių plokštumoje, tada funkcijos I_g pavidalas toks:

$$I_g = E_0^2 b^2 \frac{\sin^2 u}{u^2}; \quad (5.2.3.5)$$

čia $u = \frac{b\pi}{\lambda}(\sin\phi + \sin\varphi)$, b – plyšio (arba atspindinčios juostelės) plotis.

(5.2.3.1) išraiška nusako difrakcinį intensyvumo pasiskirstymą Fraunhoferio difrakcijoje b pločio plyšyje. Jos grafikas pateiktas 5.2.3.2 b pav. Pagrindinio difrakcijos maksimumo kryptis nustatoma iš sąlygos:

$$u = \frac{b\pi}{\lambda}(\sin\phi + \sin\varphi) = 0 \quad \text{arba} \quad (\sin\phi + \sin\varphi) = 0. \quad (5.2.3.6)$$

Iš čia $\varphi_0 = -\phi$, t. y. ši kryptis atitinka veidrodinio atspindžio nuo difrakcinės gardelės plokštumos kampą.

Taigi pagrindinio difrakcijos maksimumo kryptis sutampa su nulinės eilės spektro kryptimi.

(5.2.3.1) išraiška, nusakanti šviesos intensyvumo pasiskirstymą plokščiajai amplitudinei difrakcinei gardelei, gali būti užrašyta taip:

$$I_\varphi = I_0 \left(\frac{\sin\alpha}{\alpha} \right)^2 \left(\frac{\sin N\beta}{\sin\beta} \right)^2; \quad (5.2.3.7)$$

čia $\alpha = \frac{b\pi}{\lambda}(\sin\phi + \sin\varphi)$, $\beta = \frac{d\pi}{\lambda}(\sin\phi + \sin\varphi)$, I_0 – nedifragavusio šviesos srauto intensyvumas.

Panagrinėsime kaip keičiasi narys $\frac{\sin^2(N\beta)}{\sin^2\beta}$ priklausomai nuo difrakcijos kampo. Kai eigos skirtumas tarp dviejų gretimųjų režimų skleidžiamųjų bangų $d(\sin\phi + \sin\varphi) = 0$, tai $\beta = m\pi$ ir $\sin\beta = 0$. Tada

$$(I_\varphi)_{\max} = I_0 \left(\frac{\sin\alpha}{\alpha} \right)^2 N^2.$$

Taigi tenkinant maksimumo sąlygą (5.2.3.3), šviesos intensyvumas N plyšių sistemoje padidėja N^2 kartų. Tai yra tiesioginis difrakcijoje vykstančios interferencijos rezultatas.

Jei plyšiai būtų išsidėstę netvarkingai, interferencija nepasireikštų ir suminis intensyvumas būtų proporcingas plyšių skaičiui.

(5.2.3.7) išraišką panagrinėsime ir kitu aspektu.

Kadangi $\alpha = \frac{b\pi}{\lambda} (\sin\phi + \sin\varphi)$ ir $d(\sin\phi + \sin\varphi) = m\lambda$, tai $\alpha = \pi mb/d$

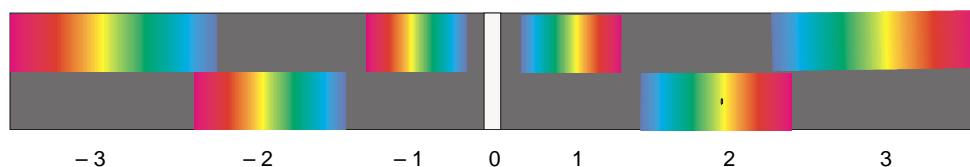
ir m -tojo pagrindinio maksimumo intensyvumas

$$I_m = I_0 N^2 d^2 \frac{\sin^2(\pi mb/d)}{\pi^2 b^2} \frac{1}{m^2}$$

mažėja didėjant difrakcijos eilei ($1/m^2$).

Didžiausia abiejų funkcijų sandaugos $I_N I_g$ vertė, kartu ir didžiausias intensyvumas, yra nulinės eilės spektro. Kitų spektro eilių ($m \neq 0$) intensyvumas yra atitinkamai mažesnis (12.2 c pav.). Taigi amplitudines difrakcines gardeles spektriniuose prietaisuose naudoti nenaudinga, nes didžioji į difrakcinę gardelę krentančios šviesos energijos dalis nukreipiama į nulinę eilę, kur nėra skleidimo į spektrą, o kitų eilių spektro intensyvumas yra menkas.

Taigi esant dideliame rėžių skaičiui, perėjusi gardelę šviesa susirenka atskirose siaurose ekrano srityse. Šių sričių vieta, nusakoma formule $d(\sin\phi + \sin\varphi) = m\lambda$, priklauso nuo bangos ilgio. Jei gardelę apšviesta baltąja šviesa, maksimumų kryptis įvairioms bangoms bus skirtinga, t. y. baltąji šviesa išskaidoma į spektrą. Kuo mažesnis bangos ilgis, tuo mažesniai difrakcijos kampui atitinka maksimumo padėtis. Vidinis spektro kraštas violetinis, o išorinis – raudonas. Aukštesniųjų eilių spektrai išsidėsto simetriškai nulinio spektro atžvilgiu į abi puses (5.2.3.4 pav.). Didėjant m , atstumai tarp atitinkamų linijų didėja, t. y. didėja dispersija. Aukštesniųjų eilių spektrai gali persidengti.



5.2.3.4 pav. Įvairių spektro eilių išsidėstymas

Pagrindines difrakcinės gardelės charakteristikas – kampinę dispersiją $d\varphi/d\lambda$ ir skiriamąją gebą $R = \lambda/\delta\lambda$ – nusako tik funkcijos I_N savybės

Difrakcinės gardelės *kampinė dispersija*, apibūdinanti skirtingų bangos ilgių spindulių erdvinio išskleidimo didumą, išreiškiama taip:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos\varphi}.$$

Konkrečią spektro eilę m atitinkanti kampinė dispersija tuo didesnė, kuo mažesnis gardelės periodas. Be to ji didėja didėjant difrakcijos kampui ϕ . Tam tikro režio profilio gardele galima sutelkti energiją didesnėmis difrakcijos kryptimis ϕ . Taigi galima pagaminti didelio šviesumo spektrinius prietaisus, pasižyminčius didele kampine dispersija.

Difrakcinės gardelės *skiriamoji geba* $R = \lambda / \delta\lambda$; čia *skyra* $\delta\lambda$ yra mažiausias skirtumas tarp dviejų vienodo intensyvumo monochromatinių bangų (λ ir $\lambda + \delta\lambda$), kurias spektre dar galima atskirti. Difrakcinės gardelės *skiriamoji geba*

$$R = m N = L (\sin \phi + \sin \varphi) / \lambda ; \quad (5.2.3.8)$$

čia $L = N d$ – visos difrakcinės gardelės režinės dalies plotis.

Iš (5.2.3.8) išraiškos išplaukia, kad esant konkrečioms kampams ϕ ir φ skiriamąją gebą galima padidinti tik didinant gardelės matmenis. Skiriamoji geba didėja didėjant difrakcijos kampui φ , tačiau lėčiau už kampinę dispersiją $d\phi/d\lambda$. Skiriamąją gebą ir kampinę dispersiją sieja šis sąryšis:

$$R = D_{\phi} d\phi/d\lambda;$$

čia $D_{\phi} = L \cos \phi$ – gardelėje ϕ kampu difragavusio lygiagretaus pluošto plotis.

Kiekvienai d periodo gardelei yra ribinis bangos ilgis λ_{\max} , kuriam gaunamas nenulinės eilės spektras. Jis nustatomas iš pagrindinės gardelės lygties, kai $m = 1$, $\phi = \varphi = 90^\circ$. Tada $\lambda_{\max} = 2d$.

Išnagrinėtoji gardelė vadinama amplitudine, nes pereinant šviesai gardele, sudarytą iš pasikartojančių skaidrių ir neskaidrių reželių, susidaro periodinis krintančiosios bangos amplitudės kitimas.

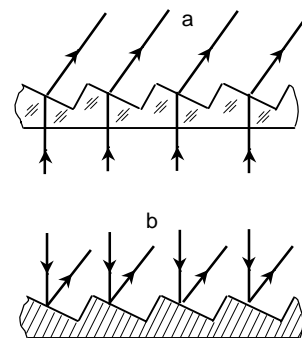
Tokias gardes pirmą kartą pagamino XIX a. pradžioje Fraunhoferis. Tai buvo didelis plonų laidelių skaičius (apie 140/cm), kurie ištempti lygiagrečiai vienas su kitu vienodais atstumais. Tarpai tarp jų suprantami kaip plyšiai. Vėliau Fraunhoferis padarė gardelę raižydamas stiklo plokštelę.

5.2.4. FAZINĖS DIFRAKČINĖS GARDELĖS. EŠELETAI

Labai svarbus praktinis difrakcinių gardelių patobulinimas buvo Reilo nurodytas ir Vudo (*Wood*) įgyvendintas energijos pasiskirstymo spektre pakeitimas, grindžiamas papildomo eigos skirtumo įvedimu kiekvieno gardelės režio ribose. Tam gardelė graviruojama taip, kad kiekvienas režis yra tam tikro profilio (profiluotas režis). Dėl to šviesai atsispindint (arba pereir-

nant) susidaro papildomas eigos skirtumas nuo vieno režio krašto iki kito (5.2.4.1 pav.). Parenkant režio profilį, galima sutelkti energiją vienoje arba kitoje spektro eilėje, susilpninant kitose, tame tarpe ir nulinėje, eilėse. Tokios gardelės, vadinamos *fazinėmis difrakcinėmis gardelėmis*, skiriasi nuo amplitudinių savo sugebėjimu keisti bangos fazę.

Teoriniu požiūriu galima nagrinėti arba tik amplitudines, arba tik fazines gardeles. Realiosios difrakcinės gardelės, pagamintos darant režius stiklo arba metalo paviršiuje, vienu metu keičia amplitudę ir fazę. Tai susiję su tuo, kad norimo režio profilio padarymas yra labai sunki užduotis, nes yra dideli reikalavimai tiksliai režių išdėstymui.



5.2.4.1 pav. Fazinės gardelės
(a – praleidžiančioji, b – atspindinčioji)

Šiuolaikinė difrakcinė gardelė – tai režių sistema, kurioje praktiškai nėra plokščių tarpelių. Stiklo arba metalo paviršiuje padaryta didžiulis specialaus profilio režių skaičius (iki 2400/mm). Dėl to, kad krintančiosios plokščiosios bangos paviršius įvairias režio vietas pasiekia skirtingais laiko momentais, fazės atsilieka. Šis vėlavimas veikia difrakcinio vaizdo apskaičiavimą taip, kad funkciją $(\sin\alpha)/\alpha$ reikia pakeisti kita, gerokai sudėtingesne ir priklausančia nuo režio geometrijos. Atitinkamai pasikeičia ir intensyvumų pasiskirstymas tarp pagrindinių maksimumų.

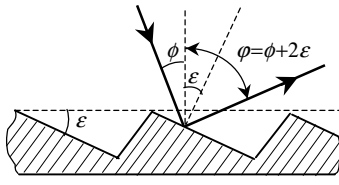
Antrasis narys $[\sin(N\beta)/\sin\beta]$, nusakantis difragavusiųjų pluoštelių sąveiką, praktiškai lieka nepakitęs.

Bendrajame pavidale galima užrašyti taip:

$$A_{\varphi} = A_0 F(b, \lambda, \varphi) \frac{\sin(N\beta)}{\sin\beta} ;$$

čia $F(b, \lambda, \varphi)$ – funkcija, įskaitanti režio plotį b , bangos ilgį λ ir difrakcijos kampą φ ir nusakanti režio ypatumus (jo profilį, atspindžio arba praleidimo gebą). Specialiai parinkus funkcijos F išraišką, galima sutelkti energiją atskirų eilių spektruose.

Atspindžio laiptinio profilio difrakcinės gardelės dar vadinamos *sutelkiančiomis* arba *spindinčiomis*. Tai susiję su tuo, kad atspindžio gardelėms didžiausias difragavusios šviesos intensyvumas susidaro kryptimi spindulio, veidrodžiškai atspindėjusio ne nuo gardelės paviršiaus, o nuo režio plokštumų. Tai reiškia, kad krintant šviesai į difrakcinę gardelę ϕ kampu



5.2.4.2 pav. Spindžio kampas atspindžio difrakcinėje gardelėje

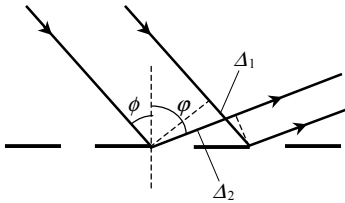
(5.2.4.2 pav.), difragavusios šviesos maksimumas susidaro „spindžio kampu“ $\varphi = \phi + 2\varepsilon$; čia ε – kampas tarp darbinio režio briaunos ir gardelės paviršiaus. Keičiant režio briaunos kampą ε , galima sutaptinti funkcijos I_g maksimumo centrą su bet kuriuo funkcijos I_N pagrindiniu norimos eilės $m \neq 0$ interferencijos maksimumu. Tokio sutapdinimo sąlyga yra tokia: kampas ϕ ir φ_{\max} turi vienu metu ten-

kinti šiuos sąryšius:

$$d(\sin\phi + \sin\varphi_{\max}) = m\lambda \quad \text{ir} \quad \phi + \varphi_{\max} = 2\varepsilon.$$

Nusakysime eigos skirtumą tarp gretimųjų šviesos pluoštelių atspindžio gardelėje (5.2.4.3 pav.).

$$\Delta = \Delta_2 - \Delta_1 = d \sin\varphi - d \sin\phi.$$



5.2.4.3 pav. Įstrižas spindulių kritimas į difrakcinę gardelę

Interferavę šviesos pluošteliai sudaro maksimumą, kai eigos skirtumas lygus lygiam pusbangių skaičiui:

$$\Delta = d(\sin\varphi - \sin\phi) = m\lambda.$$

Išskleidus gaunama:

$$2d \sin \frac{\varphi - \phi}{2} \cos \frac{\varphi + \phi}{2} = m\lambda.$$

Praktikoje dažnai naudojamose autokolimacinėse schemose ϕ ir φ kampai maži. Tada $\cos[(\varphi + \phi)/2] \approx 1$, o $\varphi - \phi = 2\varepsilon$ ir gardelės lygtis atrodo taip:

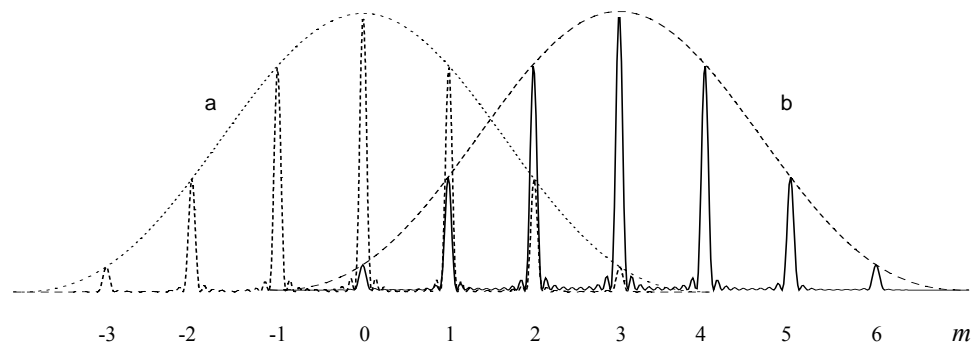
$$2d \sin\varepsilon = m\lambda.$$

Iš šios išraiškos galima nusakyti tą spektro eilę, kurioje turėtų būti didžiausias intensyvumas:

$$m = \frac{2d \sin\varepsilon}{\lambda}.$$

Dabar intensyvumo pasiskirstymas pagrindiniuose maksimumuose lyg pasislenka atžvilgiu pasiskirstymo, kuris nusakomas funkcija $[(\sin\alpha)/\alpha]^2$ ir bus didžiausias, kai $m = 0$. Pvz., jei ε vertė tenkina sąlygą $(2d \sin\varepsilon)/\lambda = 3$, didžiausias bangos ilgio λ spinduliuotės intensyvumas pasislenka į trečiąją eilę, kur intensyvumas amplitudinės gardelės atveju kai $d/b = 3$ yra nedide-

lis (5.2.4.4 pav.). Taigi keičiant kampo ε vertę, galima sutelkti šviesą norimoje eilėje.



5.2.4.4 pav. Intensyvumo skirstiniai
amplitudinei gardei (a) ir profiliuoto rėžio atspindžio gardei (b)

Fazinės difrakcinės gardelės, kurių rėžių profilis yra trikampis, sutelkiančios didžiąją krintančiosios į gardelę šviesos srauto dalį (iki 80%) nenulinėje spektro eilėje, vadinamos *ešeletais*.

Difrakcinės gardelės gaminamos, kaip taisyklė, raižant deimantiniu rėztuku minkšto metalo paviršių. Gardelės pagrindas yra stiklo plokštelė, nupoliruota $1/10 \lambda$ tikslumu. Ant plokštelės užgarinama chromo ir ant jo aliuminio sluoksnis. Raižomas aliuminio paviršius. Rėžio profilį ir jo atspindžio paviršiaus polinkį lemia rėztuko užgalandinimas ir deimanto padėtis.

Idealios difrakcinės gardelės visų rėžių gylis ir forma turi būti vienodas, atstumai tarp jų taip pat vienodi. Realiai šių reikalavimų tenkinti neįmanoma. Todėl realios gardelės turi tam tikrus defektus. Labiausiai paplitusi defektų pasekmė – netikros linijos, atsirandančios simetriškai apie kiekvieną intensyvią spektrinę liniją. Tai vadinamos *Roulendo* (Rewland) *šmėklos*. Geroje gardelėse šių šmėklų ryškis yra nedidesnis – 0,01 % pagrindinės linijos ryškio.

Apart plokščiųjų atspindžio gardelių plačiai naudojamos įgaubtosios difrakcinės gardelės, kuriose sutapdinamos įgaubtojo sferinio veidrodžio savybės su dispersinėmis gardelės savybėmis. Tai supaprastina spektrinio prietaiso schemą, nes nereikia naudoti atskiros fokusuojančios optikos. Gaunama vadinama Roulendo sistema.

Įgaubtose gardelėse, skirtingai nuo plokščiųjų, pasireiškia astigmatizmas, kuris menkina spektrinius parametrus. Astigmatizmą galima pašalinti,

jei režius daryti ant asferinio (pvz., toroidinio) įgaubto paviršiaus arba gardelę suraižyti nevienodais, o kintančiais tam tikru dėsningumu, atstumais tarp režių.

Atspindžio metalinės gardelės (ešeletai) keičia krintančiosios į ją šviesos poliarizaciją. Tą lemia skirtingas atspindžio faktorius bangoms, kurių elektrinis vektorius nukreiptas palei režius ir jiems statmenas.

Plokščiosiose difrakcinėse gardelės yra apie 10^5 režių. Tokios gardelės naudojamos pirmojoje, antrojoje arba trečiojoje eilėje. Jei profiliuotu režiu gardele blyksnio linkme matomi ($5 \div 10$) eilės spektrai, tokios gardelės vadinamos *ešeletais*, o jei intensyviausias spektras susidaro labai aukštose eilėse (iki 100), vadinamos *ešele*.

Plokščiosios difrakcinės gardelės – ešeletai taip pat naudojamos vietoj vieno veidrodžio keičiamo generacijos dažnio lazerių rezonatoriuose.

Skirtingose spektro eilėse naudojamos difrakcinės gardelės su skirtingais periodais, kartu ir skirtingu režių skaičiumi milimetrai: UV srityje – ($3600 \div 1200$) režių/mm, regimoje srityje – ($1200 \div 600$) režių/mm, IR srityje – ($300 \div 1$) režių/mm.

Tiesioginė difrakcinių gardelių gamyba yra labai brangi, nes reikia naudoti sudėtingas ir brangias raižymo mašinas. Padėtis pakito, kai buvo patobulinti difrakcinių gardelių kopijų (*replikų*) gavimo metodai. Iš vienos gardelės (originalo) galima pagaminti iki šimto plastmasinių kokybiškų kopijų.

Įdomu pabrėžti, kad replikų kokybė kartais yra didesnė už originalą. Tai aiškinama tuo, kad plastmasė blogai perteikia mažus režio defektus ir jis replikoje yra „glotnesnis“ nei buvo originale. Po pagaminimo plastmasinės kopijos dengiamos atspindinčiu metalo sluoksniu.

5.3. DIFRAKCIJA ERDVINĖSE STRUKTŪROSE

5.3.1. DIFRAKCIJA DAUGIAMATĖJE GARDELĖJE

Anksčiau buvo nagrinėtas vienmatis uždavinys apie plokščiosios bangos difrakciją taisyklingoje sistemoje su daugeliu plyšių. Didelį susidomėjimą ir praktinę vertę turi difrakcija erdvinėje struktūroje, kuri gali būti sistema su netvarkingai arba periodiškai išsidėsčiusiais netolygumais. Čia banga sklinda jau ne vienalytėje terpėje, o terpėje, kurioje yra sričių su skirtingais bangos greičiais, t. y. skirtingo lūžio rodiklio sritys.

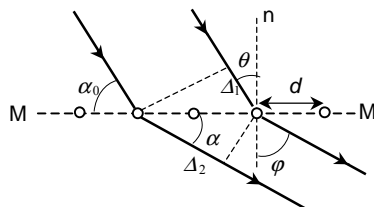
Jei terpė vienalytė, t. y. lūžio rodiklis visur vienodas, šviesos banga joje sklinda nepakeisdama krypties. Jei kuriuo nors būdu vienalytiškumas pažeidžiamas, t. y. terpėje susidaro bangos ilgio eilė skirtingo lūžio rodiklio sritys, tai tokiuose nevienalytiškumuose pasireiškia difrakcijos reiškiniai ir dalis šviesos nukrypsta nuo pradinės linkmės. Tokie reiškiniai dažnai matomi gamtoje. Tai visų pirma šviesos sklidimas rūke, difrakcija smulkiuose vandens lašeliuose, dėl ko matoma vaivorykštė, žiedai apie Saulę bei Mėnulį.

Difrakcija erdvinuose nevienalytiškumuose gerai matoma tada, kai jų skaičius pakankamai didelis, o matmenys maži. Tokia terpė vadinama drumsta, o difrakcijos reiškinys – *šviesos sklaida*.

Regimajai šviesai terpės molekulės nesudaro nevienalytiškumo, nes jų matmenys gerokai mažesni už bangos ilgį. Nevienalytiškumą čia sudaro atsitiktiniai molekulių susikaupimai. Tačiau labai trumpoms bangoms (pvz., rentgeno) pati molekulė jau sudaro terpės nevienalytiškumą ir gaunama rentgeno bangų difrakcija.

Difrakcija laisvos formos erdvinuose nevienalytiškumuose yra sudėtingas reiškinys. Apsiribosime paprastesniu atveju, kai nevienalytiškumai yra taisyklingo periodinio pobūdžio, t. y. struktūra, kuri vadinama gardele. Šis periodiškumas bendruoju atveju yra erdvinis. Taigi galima nagrinėti vienmatis, dvimatis ir trimatis gardelės.

Tiesinė vienmatė gardelė. Tarkim, kad yra eilė vienodų sklaidančiųjų centrų palei MM' atstumu d vienas nuo kito (5.3.1.1 pav.). θ kampu krinta lygiagrečių koherentinių spindulių pluoštelis. Iš visų išsklaidytųjų spindulių nagrinėsime tuos, kurie yra brėžinio plokštumoje ir sudaro kampą φ su normale n į gardelės paviršių.



5.3.1.1 pav. Difrakcija tiesinėje gardelėje

Eigos skirtumas tarp gretimųjų spindulių pluoštelių

$$\Delta = \Delta_1 - \Delta_2 = d \sin \theta - d \sin \varphi.$$

Kai eigos skirtumas Δ lygus sveikajam bangos ilgių skaičiui, susidaro, kaip žinoma, pagrindiniai maksimumai:

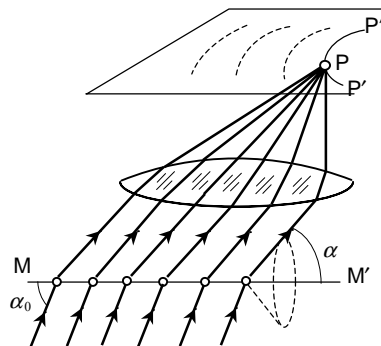
$$d (\sin \theta - \sin \varphi) = m_1 \lambda_1 ;$$

čia $m_1 = 0, 1, 2, \dots$.

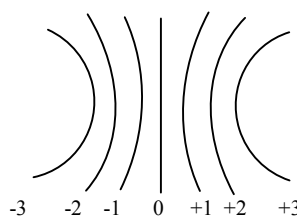
Naudojant papildomuosius kampus α_0 ir α , išreiškiama taip:

$$d (\cos \alpha_0 - \cos \alpha) = m_1 \lambda \quad (5.3.1.1)$$

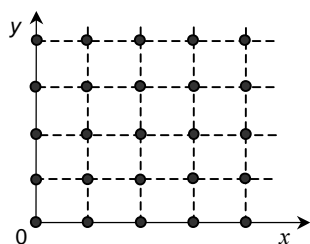
Pastoviai kampo α vertei atitinka spindulių visuma, kurie yra lygiagretūs su MM' ašies kūgio sudaromąja; kūgio kampas viršūnėje α (5.3.1.2 pav.). Šie spinduliai, tenkinantieji (5.3.1.1) sąlygą, stiprina vienas kitą ir ekrane susidaro šviesi dėmė P. Spinduliai, lygiagretūs su kita kūgio sudaromąja, sukuria kitą šviesią dėmę ir ekrane atsiranda šviesi juostelė $P'PP''$. Skirtingoms m_1 vertėms atitinka skirtingos α vertės ir skirtingi kūgiai. Lęšio židinio plokštumoje susidaro juostelių sistema – hiperbolės (5.3.1.3 pav.), jei lęšis lygiagretus su MM' . Centre susidaro nulinės eilės juostelė (tiesė), kai $\alpha_0 = \pi/2$. Jei sklaidančiųjų centrų yra daug, interferuojančiųjų pluoštelių bus irgi daug ir juostelės tampa labai ryškios.



5.3.1.2 pav. Bangų difrakcija tiesinėje gardelėje



5.3.1.3. pav. Tiesinėje gardelėje difragavusių spindulių hiperbolės

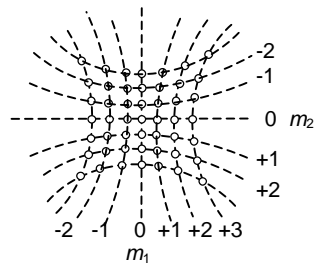


5.3.1.4 pav. Dvimatė difrakcinė gardelė

Dvimatė gardelė. Panagrinėsime difrakcinę gardelę, kurioje sklaidantieji centrai yra kvadratinės gardelės mazguose. Tai savotiškos dvi tiesinės gardelės, dengiančios viena kitą. Tarkim, kad gardelių periodai d yra vienodi (5.3.1.4 pav.) ir į jas krinta lygiagrečiųjų spindulių pluoštelis, sudarantis su x ir y ašimis kampus α_0 ir β_0 . Tada centrų išsklaidytos bangos lęšio židinio plokštumoje sukuria maksimumus tomis linkmėmis, kurioms tenkinamos tokios sąlygos:

$$\left. \begin{aligned} d (\cos \alpha_0 - \cos \alpha) &= m_1 \lambda; \\ d (\cos \beta_0 - \cos \beta) &= m_2 \lambda. \end{aligned} \right\} \quad (5.3.1.2)$$

Kiekvienai šių sąlygų atitinka sava hiperbolių sistema (5.3.1.5 pav.). Tačiau (5.3.1.2) sąlygos vienu metu tenkinamos tik hiperbolių susikirtimo taškuose, t. y. kai šviesa monochromatinė, difrakcinis vaizdas sudarytas iš šviesių dėmelių sistemos. Kai banga nemonochromatinė, kiekviena dėmelė



5.3.1.5 pav. Schematinis intensyvumo pasiskirstymas, difraguojant dvimatėje gardelėje

ištįsta į spektrą. Skirtingoms m_1 ir m_2 vėrtėms atitinka skirtingų eilių spektrai.

Jei dvi tiesinių gardelių sistemos tarpusavyje nestatmenos, o sudaro kažkokį kampą, maksimumų padėtys priklauso nuo šio kampo. Iš to išplaukia, kad pagal maksimumų išsidėstymą galima nusakyti paviršiaus struktūrą, kurioje vyksta šviesos bangos difrakcija. Jei paviršiaus struktūra neperiodinė, vaizdas bus sudėtingesnis. Pavyz-

džiui, jei struktūra sudaryta iš artimų savo forma ir matmenimis dalelių, ji ekvivalenti paprastųjų įvairių orientacijų gardelių visumai, ir difrakcinis vaizdas bus bendracentriniai apskritimai. Tokie reiškiniai lengvai stebimi žiūrint į ryškų spinduolį pro apdulkintą stiklo plokštelę arba pro lengvai apšalusį lango stiklą. Reiškia, yra galimybė eksperimentiškai atskirti tvarkingą difraguojančiųjų elementų išsidėstymą nuo netvarkingojo. Maža to, detalus simetrijos tyrimas ir intensyvumo įvertinimas difrakciniame vaizde leidžia nusakyti tokių dalelių išsidėstymo plokštumoje pobūdį.

Trimatė gardelė. Paprasčiausias atvejis bus tada, kai sklaidos centrai išsidėstę kristalo kubinės gardelės mazguose (pvz., NaCl, 5.3.1.6 pav.). Tokią gardelę galima suskirstyti į trijų tiesinių gardelių sistemą, kurių periodai d , lygiagretūs su x , y ir z ašimis. Krintantį spindulį nusakysime kampais α_0 , β_0 ir γ_0 , o difragavusį – α , β ir γ . Tada maksimumų susidarymo sąlygos užrašomos taip:

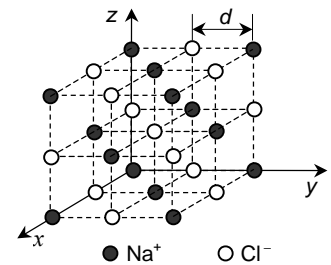
$$\left. \begin{aligned} d(\cos \alpha_0 - \cos \alpha) &= m_1 \lambda; \\ d(\cos \beta_0 - \cos \beta) &= m_2 \lambda; \\ d(\cos \gamma_0 - \cos \gamma) &= m_3 \lambda. \end{aligned} \right\} \quad (5.3.1.3)$$

Čia dar turi galioti geometrinės sąlygos:

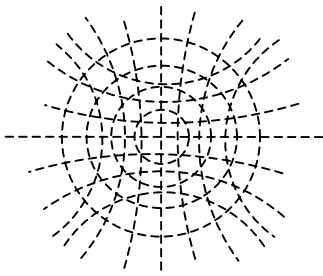
$$\left. \begin{aligned} \cos^2 \alpha_0 + \cos^2 \beta_0 + \cos^2 \gamma_0 &= 1; \\ \cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (5.3.1.4)$$

Šias sąlygas tenkinti vienu metu labai sunku.

Tarkim, kad krintančiosios plokščiosios bangos normalė nukreipta palei z ašį, o ekranas pastatytas statmenai šiai ašiai. Tada lygiagrečių su z ašimi tiesinių gardelių sukuriama maksimumai išsidėsto kūgių paviršiuose,



5.3.1.6 pav. Trimatė difrakcinė gardelė (NaCl kristalas)



5.3.1.6 pav. Difrakcinis
vaizdas su trimate gardele

kurie ekrane sudaro apskritimų sistemą. Kiekvienas apskritimas atitinka tam tikrą bangos ilgį ir tam tikrą skaičių m_3 . Interferencinių juostelių išsidėstymas ekrane trimatės gardelės atveju pavaizduotas 5.3.1.6 pav. Kad būtų tenkinamos (5.3.1.3) ir (5.3.1.4) sąlygos konkrečiam bangos ilgiui reikia, kad apskritimai eitų per hiperbolių susikirtimo taškus. Tai mažai tikima. Tačiau apšvietus ištisinio spektro

spinduoliu (baltąja šviesa) visada atsiras tinkamas bangos ilgis, tenkinantis difrakcijos sąlygas. Norint išreikšti tokį bangos ilgį, (5.3.1.3) lygčių sistema užrašoma taip:

$$\left. \begin{aligned} \cos\alpha_0 - m_1\lambda/d &= \cos\alpha; \\ \cos\beta_0 - m_2\lambda/d &= \cos\beta; \\ \cos\gamma_0 - m_3\lambda/d &= \cos\gamma. \end{aligned} \right\}$$

Pakėlus kvadratu ir panaudojus (5.3.1.4), užrašoma:

$$\lambda = 2d \frac{m_1 \cos\alpha_0 + m_2 \cos\beta_0 + m_3 \cos\gamma_0}{m_1^2 + m_2^2 + m_3^2}. \quad (5.3.1.5)$$

Ši išraiška nusako reikalingą bangos ilgį, kad nagrinėjamojoje erdvinėje struktūroje konkrečiai krintančiosios bangos krypties (α_0 , β_0 ir γ_0) susidarytų aiškūs difrakciniai maksimumai, kurių kryptys nusakomi kampais α , β ir γ .

Taigi, jei vienmatė taisyklinga struktūra apšviečiama baltąja šviesa, susidaro maksimumai kiekvienam bangos ilgiui (spektras). Jei lygiagretus baltosios šviesos pluoštelis krinta į dvimatę difrakcinę gardelę, susidaro maksimumai visiems bangos ilgiams ir išsidėsto tam tikra tvarka plokštumoje, lygiagrečioje su gardelės plokštuma (spalvotos dėmelės). Jei visų bangos ilgių šviesa nukreipiama į periodinę trimatę struktūrą, tai maksimumai susidaro tik kai kuriems bangos ilgiams, tenkinantiems (5.3.1.5) sąlygą. Šiuo atveju trimatė gardelė veikia kaip siaurajuostis filtras.

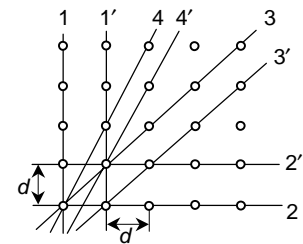
Tiesinė difrakcinė gardelė sukuria difrakcinius maksimumus tada, kai $\lambda < 2d$. Priešingu atveju jokioms α_0 ir α vėrtėms nebus tenkinama (5.3.1.1) sąlyga. Analogiškos sąlygos turi būti tenkinamos dvimatei ir trimatei gardelei. Jei gardelės periodas gerokai didesnis už bangos ilgį ($d \gg \lambda$), difrakcijos sąlygos bus tenkinamos aukštomis eilėms m ir tokius maksimumus pamatyti sunku. Iš to išplaukia, kad difrakcija erdvinėse gardelėse matoma, jei

jos periodas yra kelių bangos ilgių eilės. Tokių gardelių ($d \approx 10^{-4}$ cm) techninė gamyba regimajai šviesai yra labai sudėtinga. Panašią erdvinę struktūrą galima sukurti ultragarso bangomis skysčiuose arba dujose. Be to, gamtoje yra natūraliosios tokios erdvinės gardelės (kristalai), kurių $d \approx 10^{-8}$ cm, tačiau elektromagnetinių bangų difrakciją galima matyti tik tokio pat ilgio eilės bangoms (pvz., rentgeno bangomis).

5.3.2. RENTGENO SPINDULIŲ DIFRAKCIJA

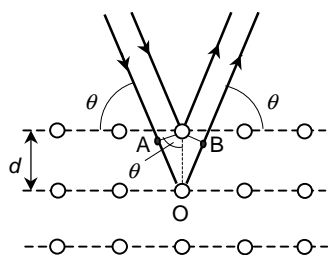
Rentgeno spinduliuotė yra gerokai trumpesnių (apie 0,1 nm) nei regimosios spinduliuotės bangos ilgių elektromagnetinės bangos. Rentgeno spindulių difrakciją galima stebėti naudojant natūraliąją erdvinę kristalo gardelę. Atomai ir molekulės kristale išsidėstę taisyklingos trimatės gardelės pavidalu. Tokių gardelių periodai yra rentgeno spindulių bangos ilgio eilės. Kiekvienas tokios kristalo gardelės atomas arba atomų grupė sklaido rentgeno spindulius. Išsklaidytosios bangos yra koherentinės, nes jos sužadina mos ta pačia krintančiąja banga. Šios bangos interferuodamos tarpusavyje atitinkamomis kryptimis sudaro maksimumus. Pagal jų vietą ir santykinį intensyvumą galima nusakyti sklaidančiųjų centrų išsidėstymą kristalo gardelėje ir šių centrų prigimtį.

Tarkim, kad xyz koordinačių sistemos ašys nukreiptos palei kubo briaunas (5.3.2.1 pav.). Bet kuri plokštuma, kertanti kristalą statmenai xy plokštumai, palieka joje tiesės pavidalo pėdsaką (pvz., 1, 1', 2, 2'). Taigi visą kristalą galima suskaidyti į eilę plokštumų 1, 1', ... arba 2, 2', ..., lygiagrečių su jo natūraliomis briaunomis. Šiose plokštumose (atomų plokštumose) atomai išsidėstę vienodu tankiu ir jos nutolusios vienodu atstumu d , lygiu elementariosios kubinės gardelės briaunai. Tačiau galima analogiškai suskaidyti ir kitais būdais, pvz., plokštumos 3, 3', ... ir 4, 4', ..., besiskiriančios nuo anksčiau minėtųjų kitokiu atomų tankiu bei atstumu tarp plokštumų.



5.3.2.1 pav. Atomų plokštumos

Panagrinėsime vieną plokštumų sistemą, pvz., 1, 1', ... arba 2, 2', ... (5.3.2.2 pav.). Tarkim, kad į ją krinta lygiagretus monochromatinių λ bangos ilgio spindulių pluoštelis. Kadangi atomai suprantami kaip naujų elementariųjų koherentinių bangų šaltiniai, kiekviena plokštuma atspindi nulinės eilės spindulius kampu lygiu kritimo kampui. Viena kuri nors plokštuma



5.3.2.2 pav. Rentgeno spindulių atspindys nuo atomų plokštumų

atspindi visiškai vienodai bet kokio ilgio bangas, nes visų spindulių kelių ilgiai tarpusavyje vienodi, ir tada spindulių eigos skirtumas visada lygus nuliui. Kadangi atspindys vyksta ne nuo vienos plokštumos, o nuo vienodai išsidėsčiusių plokštumų sistemos, tai reikia įskaityti koherentinių spindulių, atspindėjusių nuo įvairių plokštumų, interferenciją. Kaip ir difrakcinėje gardelėje stiprinimas vyksta linkmėmis, kuriomis eigos skirtumas tarp gretimųjų bangų lygus karto-

tiniam λ . Iš 5.3.2.2 pav. matyti, kad spindulių eigos skirtumas

$$\Delta = AO + OB = 2d \sin \theta;$$

čia θ – kampas tarp krintančiųjų spindulių ir plokštumos.

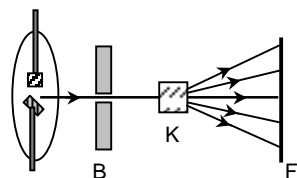
Linkmės, kuriomis susidaro maksimumai, nusakomos tokia sąlyga:

$$2d \sin \theta = m \lambda. \quad (\text{čia } m = 1, 2, 3, \dots) \quad (5.3.2.1)$$

Pastaroji išraiška vadinama *Vulfo (Вульф) ir Bregų (Bragg) formule*.

Kadangi kristale atspindys vyksta nuo daugelio plokštumų, t. y. tarpusavyje interferuoja didelis pluoštelių skaičius, tai maksimumai yra pakankamai ryškūs.

(5.3.2.1) išraiška nepasikeičia, jei nagrinėsime atspindį nuo kitų atomo plokštumų sistemų (pvz., 3, 3', ...; 4, 4', ... ir t. t.). Tik šiuo atveju d vertė kitokia.

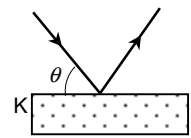


5.3.2.3 pav. Laue metodo schema

Ekspperimentiniame rentgeno spindulių difrakcijos stebėjimo metode, pasiūlytame Laue (*Laue*), siauras rentgeno ištisinio spektro spinduliuotės pluoštelis, išskirtas apskrita anga storame švino ekrane B, nukreipiamas į nejudantį monokristalą K (5.3.2.3 pav.). Difragavę pluošteliai registruojami foto plokštelėje F kaip nedidelės dėmelės. Dėmelių tarpusavio išsidėstymas nusako kristalo struktūrą. Pagal atstumus tarp dėmelių ir jų intensyvumus galima nusakyti atomų išsidėstymą kristalo gardelėje ir atstumus tarp jų.

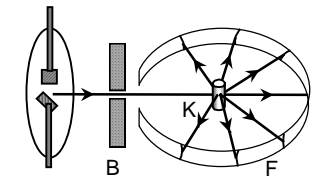
Vulfo ir Bregų metodu galima nustatyti slydimo kampą θ kiekvienam bangos ilgiui λ , kai veidrodinio atspindžio kryptimi atspindėjusioji banga sudaro maksimumą. Tarkim, kad į kristalo K paviršių (5.3.2.4 pav.), kuris

yra natūralioji jo briauna, krinta monochromatinis rentgeno spindulys. Sukant kristalą apie ašį, pereinančią tašką O ir statmeną brėžinio plokštumai, galima keisti slydimo kampą θ . Kai θ įgyja vertę, kuri tenkina (5.3.2.1) formulę, veidrodinio atspindžio kryptimi susidaro maksimumas. Kitoms θ vertėms atspindėjusiojo spindulio praktiškai nėra. Jei į kristalo paviršių krinta įvairių bangos ilgių rentgeno spindulių pluoštelis, tai kampui θ_i , kurio vertė vienam kažkuriam bangos ilgiui tenkina (5.3.2.1) formulę, pluoštelis atspindi nuo kristalo briaunos ir imtuve matysime atitinkamus rodmenis. Sukant kristalą iš eilės gaunami $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ bangos ilgių spinduliai, t. y. gaunamas rentgeno spinduliuotės spektras. Tai rentgeno spektrinių prietaisų konstrukcijos pagrindas.



5.3.2.4 pav. Rentgeno spindulių atspindys nuo kristalo

Laue metodas gerai tinka pakankamai dideliems monokristalams. Tačiau gamtoje tik kai kurios medžiagos yra didelių kristalų pavidalu. Todėl buvo sukurtas metodas, vadinamas *miltelių metodu*, kuriuo galima tirti ir smulkių kristalų struktūrą. Monochromatinis rentgeno spindulys nukreipiamas į bandinį K, kuris yra supresuotas kristalo miltelių strypelis K (5.3.2.5 pav.). Kadangi miltelių mikrokristalų orientacija yra netvarki, tai bandinyje visuomet bus kristalėlių, kurie spindulio atžvilgiu išsidėstę kampu, tenkinančiu Vulfo ir Bregų sąlygą naudojamam bangos ilgiui. Tada atspindėję spinduliai sklinda palei 2θ kampo kūgio paviršių. Jei bandinys apjuosiamas foto juostele F, kūgiai juostelėje palieka išlenktų linijų pavidalo pėdsakus, atitinkančius konkretų bangos ilgį bei atspindžio eilę.



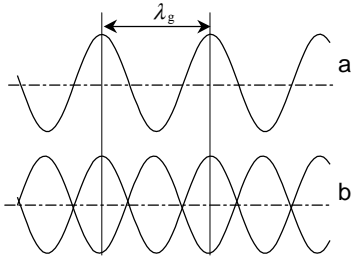
5.3.2.5 pav. Kristalo miltelių metodo schema

5.3.3. ŠVIESOS DIFRAKCIJA ULTRAGARSO BANGOSE

Ultragarso bangomis galima dirbtinai suformuoti tvarkingą erdvinę gardelę. Ultragarsas – tai akustinės bangos, kurių dažniai didesni už žmogaus ausimi priimamus dažnius. Tai dažniai nuo $2 \cdot 10^4$ Hz iki 10^{13} Hz, t. y. atitinka dažnius bangų, kurių ilgiai palyginami su tarpmolekuliniais atstumais.

Žinoma, kad kvarco plokštelėje (arba kokiame nors kitame pjezoelektrike) galima sužadinti didelio dažnio (iki 10^8 Hz) mechaninius virpesius. Tokia virpanti plokštelė skleidžia garso greičiu sklindančias elastines ultra-

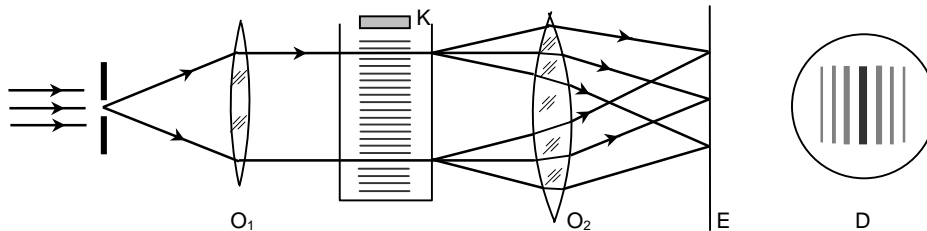
garso bangas, kurių greitį lemia terpės savybės. Bėgančioji skystyje (pvz., ksilole, vandenyje) ultragarso banga sudaryta iš sekančių viena po kitos ter-



5.3.3.1 pav. Tankio skirstinys bėgančiojoje (a) ir stovinčiojoje (b) ultragarso bangoje

pės sutankėjimo ir praretėjimo sričių. Terpės tankis, kart ir lūžio rodiklis, periodiškai kinta bangos sklaidimo kryptimi. Skystyje, kuriame sklinda ultragarsas, susiformuoja fazinė difrakcinė gardelė. Jei sklindantis skystyje ultragarsas atsispindi nuo kiuvetės sienelės, abi bangos užsikloja ir susidaro stovinčioji banga. Ją galima nagrinėti kaip periodinę kintamo tankio, kartu ir kintamo lūžio rodiklio, struktūrą. Tiek bėgančiosios, tiek ir stovinčiosios ultragarso bangos sukurtos fa-

zinės gardelės periodas yra lygus ultragarso bangos ilgiui (5.3.3.1 pav.). Pvz., ultragarso greitis ksilole ≈ 1000 m/s, dažnis 10^8 Hz, bangos ilgis $\lambda_g = 10^{-3}$ cm = 10 μ m. Taigi ksilole susidaro fazinė difrakcinė gardelė, kurios periodas 10 μ m, ir galima matyti šviesos bangų difrakciją. Šviesos difrakcijos ultragarso bangose stebėjimo schema pavaizduota 5.3.3.2 pav. Lygiagrečiųjų šviesos spindulių pluoštelis pereina kiuvetę su skysčiu statmenai ultragarso sklaidimo iš kvarco generatoriaus K kryptčiai. Susidaręs difrakcinis vaizdas D matomas ekrane E.



5.3.3.2 pav. Šviesos difrakcijos ultragarso bangose stebėjimo schema

Jei garso bangos skystyje ilgis λ_g , o m -sios eilės difrakcinio spektro nuokrypio kampas θ , bus tenkinamas sąryšis:

$$\lambda_g \sin \theta_m = m \lambda.$$

Pažymėjus a atstumą tarp ekrano ir garso bangos, o h_m – atstumą tarp centrinio ir m -sios eilės maksimumų centrų, tai esant $a \gg h_m$, galima užrašyti: $\sin \theta_m \approx h_m / a$. Tada

$$h_m = m a \frac{\lambda}{\lambda_g}.$$

Iš šios išraiškos išplaukia, kad mažinant ultragarso bangos ilgį (didinant garso dažnį) didėja atstumas tarp difrakcinių maksimumų, kurių kaip ir atstumą a galima išmatuoti dideliu tikslumu. Kadangi šviesos bangos ilgis žinomas, galima pakankamai tiksliai nustatyti garso bangos ilgį ir greitį skystyje.

Kada skystyje vienu metu sužadinamos trys ultragarso bangos, sklindančios tarpusavyje statmenomis kryptimis, tada dėl atspindžio nuo kiuvetės sienelių jos sudaro stovinčiųjų bangų sistemą, kurių mazgai išsidėsto taisyklingos erdvinės gardelės pavidalu. Stovinčios ultragarso bangos suformuotoje gardelėje lūžio rodiklis periodiškai kinta ne tik erdvėje, bet ir laike ultragarso periodu, t. y. maždaug ($10^7 \div 10^8$) kartų per sekundę. Dėl to difragavusios šviesos intensyvumas periodiškai kinta tuo pačiu dažniu, t. y. šviesa moduluojama.

Taigi, jei į ultragarsu suformuotą difrakcinę gardelę krinta monochromatinė ν (10^{14} Hz) dažnio šviesa, difragavusiuos šviesos dažnis kinta ir lygus $\nu \pm f$ (čia f – ultragarso virpesių dažnis). Kadangi f neviršija 10^8 Hz, šviesos dažnis pakinta nedaug, tačiau šis pokytis jau matomas eksperimente.

Stovinčiųjų bangų metode svarbu, kad atsispindėjusios bangos intensyvumas būtų artimas pereinančiosios bangos intensyvumui. Todėl geriau naudoti terpes, kurios silpnai sugeria ultragarso bangas (vandenį, ksilolą).

Bėgančiosios ultragarso bangos atveju taip pat kinta dažnis. Tai susiję su šviesos atspindžiu nuo judančiųjų paviršių, kurie yra bėgančiosios bangos fronto paviršiai. Čia pasireiškia Doplerio (*Doppler*) reiškinys. Bėgančiosios į tą pačią pusę, kaip ir krintančioji banga, difragavusios šviesos dažnis padidėja ($\nu + f$), o priešpriešiais bėgančiosios – sumažėja ($\nu - f$).

5.4. FURJE OPTIKOS PRADMENYS. ABĖS TEORIJA

Lęšiai ir sudėtingesnės optinės sistemos (objektyvai) naudojamos objektų atvaizdams sukurti. Objekto atvaizdas yra optinės sistemos perteiktas sklindančios nuo objekto šviesos intensyvumo pasiskirstymas. Realūs lęšiai yra baigtinių matmenų, o be to optinėse sistemose dažnai naudojamos įvairios diafragmos, todėl sklindanti šviesos banga difraguoja. Difrakcija turi esminės įtakos sukuriamų atvaizdų kokybei.

Dažniausiai naudojamas koherentinis arba nekoherentinis objektų apšvietimo būdas. Kai apšviečiama koherentinėmis bangomis, iš įvairių ob-

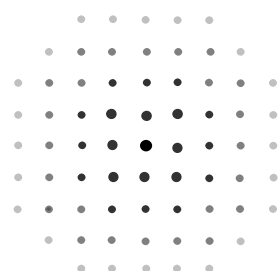
objektyvo židinio plokštumoje susidaręs amplitudės pasiskirstymas bus aprašomas kita funkcija $T(\xi, \eta)$, kuri išreiškiama taip:

$$T(\xi, \eta) \sim \iint t(x, y) \exp[i 2 \pi (x \xi + y \eta) / \lambda f] dx dy. \quad (5.4.1)$$

Ši išraiška matematikoje žinoma kaip Furje transformacija. Todėl taip išreikšta funkcija $T(\xi, \eta)$ vadinama objekto $t(x, y)$ *Furje spektru*.

(5.4.1) išraiškoje x ir y yra taško koordinatės objekto plokštumoje, o ξ ir η – taško koordinatės lęšio židinio, kurio nuotolis f , plokštumoje.

Taigi objektyvo židinio plokštumoje F atsiranda Fraunhoferio difrakcinis vaizdas, kurį sudaro nuosekliai išsidėstę įvairių eilių maksimumai (5.4.2 pav.). Jis vadinamas difrakcinės gardelės Furje spektru (arba *erdviniu spektru*). Norint aprašyti šį reiškinį matematiškai, reikia naudoti *erdvinio dažnio* sąvoką. Erdvinis dažnis – tai dydis, atvirkščias struktūros erdviniam periodui.



5.4.2 pav. Erdvinio spektro vaizdas lęšio židinio plokštumoje

Kiekvienas lęšio židinio plokštumos taškas yra antrinių koherentinių bangų šaltinis. Iš jų sklindančios bangos tarpusavyje interferuoja ir sukuria objekto atvaizdą atvaizdo plokštumoje P' . Į kiekvieną atvaizdo tašką ateina spinduliai, kiekvienas iš kurių perėjo atitinkamą erdvinio spektro maksimumą. Neiškraipytas gardelės atvaizdas su visomis detalėmis susidaro tada, kai šviesos pasiskirstymas plokštumoje P' nusakomas visomis Furje spektro dedamosiomis. Kitaip tariant, norint sukurti tikslų objekto atvaizdą, reikia erdvinio spektro visų dažnių harmonikų. Tačiau tai neįmanoma, nes objektyvo anga yra ribota. Praktiniams tikslams pakanka angos, praleidžiančios tokias erdvines harmonikas, kurių energija yra ženkli. Be to konkrečiam bangos ilgiui λ ir gardelės periodui d pagrindiniai maksimumai yra ne didesnės kaip $m_{\max} = d/\lambda$ eilės. Juose yra informacija apie Furje dedamąsias, kurių erdvinis periodas ne mažesnis kaip

$$l_{\min} = \frac{d}{m_{\max}} = \lambda.$$

Struktūros detalės, kurių gardelės periodas mažesnis, neturi reikšmės difrakciniam vaizdai.

Objekto atvaizde gali atsirasti iškreiptų detalių, jei pašalinamos kai kurios erdvinės harmonikos.

Periodinė struktūra, susidedanti iš N vienetų s pločio plyšių, tarp kurių yra neskaidrūs tarpeliai, sudaro vienmatę gardelę su periodu d . Lęšio židinio plokštumoje F , kurioje susidaro ryškūs Furje spektro maksimumai, įtaisyta stačiakampė diafragma, kurios šoninės kraštinės lygiagrečios su plyšiais. Matematiškai nusakant šviesos intensyvumo skirstinį atvaizde gaunama, kad santykinis intensyvumas atvaizdų plokštumoje P' reiškiamas taip:

$$\frac{I(x')}{I_0} = 1 + 2 \sum_{1 \leq m \leq k} \frac{\sin(m\pi s/d)}{m\pi s/d} \cos(2\pi m x'/d'); \quad (5.4.3)$$

čia x' – atvaizdo, kurio periodas d' , taško koordinatė; I_0 – nuo skaičiaus m nepriklausanti pastovioji; $k = ad/\lambda f$ (čia a – diafragmos ilgis); $d' = -D'd/f$ (čia D' – atstumas nuo objektyvo židinio plokštumos iki atvaizdo plokštumos).

Pirmasis (5.4.3) išraiškos narys nusako santykinį intensyvumą, kai $m = 0$. Jei diafragma labai ilga, tai sumuojant $k = \infty$ ir tada atvaizdas visiškai panašus į objektą.

Jei diafragmos ilgis a toks mažas, kad atvaizdui sukurti naudojamas tik nulinės eilės spektras, t. y. jei k yra taisyklingoji trupmena, tai $I(x') = \text{const}$; tada atvaizdo plokštuma tolygiai apšviesta.

Jei per diafragmą pereina nulinė ir dvi pirmosios harmonikos ($m = 0, \pm 1$), t. y. jei k šiek tiek didesnis už vienetą, tai

$$\frac{I(x')}{I_0} = 1 + 2 \frac{\sin(\pi s/d)}{\pi s/d} \cos(2\pi x'/d').$$

Tada į kiekvieną atvaizdo tašką ateina ne mažiau kaip du spinduliai iš atitinkamų objekto taškų. Atvaizdo periodas d' taisyklingas ir šviesos intensyvumas pasiskirsto taip, kad tolygiai pereinama nuo šviesių ruožų prie tamsių. Ši sąlyga tenkinama tada, kai pirmos eilės difrakcijos kampas yra ne didesnis už objektyvo apertūros kampą u (kampas tarp optinės ašies ir spindulio, nubrėžto iš daikto centro į objektyvo kraštą).

Didžiausia erdvinės harmonikos eilė m_{\max} , kuri turi įtakos atvaizdo kokybei, reiškiamą taip:

$$\sin \alpha = m_{\max} \frac{\lambda}{d} \leq \sin u.$$

Iš čia

$$m_{\max} \leq \frac{d}{\lambda} \sin u,$$

o mažiausias išskiriamų detalių matmuo lygus jos periodui:

$$l_{\min} = \frac{d}{m_{\max}} = \frac{\lambda}{\sin u}.$$

Jei tarp gardelės ir objektyvo yra n lūžio rodiklio imersinė terpė, tai

$$l_{\min} = \frac{\lambda}{n \sin u}.$$

Jei plokščioji banga krinta į gardelę kampu u , tai nenukrypusi banga (nulinės eilės harmonika) sklinda objektyvo apertūros kraštu, o kitu kraštu – $2m_{\max}$ eilės pluoštelis, kuris sudarytas iš dvigubai mažesnio periodo erdvinės harmonikos, negu apšviečiant statmenai. Jei apšviečiama įstrižai, tai

$$l_{\min} = \frac{0,5 \lambda}{n \sin u}; \quad (5.4.4)$$

čia $n \sin u$ – objektyvo skaitinė apertūra. (5.4.4) išraiška nusako objektyvo ribinę skyrą. Kuo l_{\min} vertė mažesnė, tuo optinės sistemos skiriamoji geba didesnė.

Nepanašus į objektą atvaizdas susidaro tada, kai jo sukūrimui naudojamos aukštesnių eilių erdvinio spektro harmonikos. Jei, pavyzdžiui, pašalinamos visos harmonikos išskyrus pirmosios eilės, tai atvaizdo periodas lygus $d'/2$. Taigi tokiame atvaizde yra dvigubai daugiau „linijų“ negu objekte. Analogiškas atvaizdas sukuriamas ir tada, kai pašalinamos visos nelyginės harmonikos ($\pm 1, \pm 3, \dots$), o paliekamos lyginės ($\pm 0, \pm 2, \pm 4, \dots$), kurios lemia dvigubai mažesnio periodo gardelės difrakcinį atvaizdą. Šie du gardelės atvaizdai vienas kito atžvilgiu yra atvirkštiniai, t. y. vietoje šviesių juostų susidaro tamsios, ir atvirkščiai. Tam turi būti tenkinama sąlyga: $0,5 \leq s/d \leq 1$.

Jei objektas dvimatė difrakcinė gardelė ir lęšio židinio plokštumoje yra plyšys, kuris praleidžia visas vertikalčiai išsidėsčiusias harmonikas, tai atvaizdo plokštumoje atvaizdas susidaro horizontaliųjų gardelės rėžių sistemos pavidalu.

Taigi optinės sistemos židinio plokštumoje dedant specialias diafragmas (erdvinius filtrus), galima keisti Furjė dedamųjų santykinės amplitudės bei fazės ir kartu atvaizdo pobūdį. Toks metodas vadinamas *erdvinių harmonikų filtravimu* ir plačiai taikomas optinėse sistemose informacijai doroti.

VI SKYRIUS

OPTINĖ HOLOGRAFIJA

Holografija vadinamas šviesos bangų struktūros užrašymo ir atgaminimo metodas, grindžiamas koherentinių šviesos pluoštelių difrakcija ir interferencija. Kaip ir fotografijoje, ji užtikrina stebimųjų objektų atvaizdų užrašymą, saugojimą ir atgaminimą. Tačiau įprastoji fotografija pateikia tik plokščią tūrinio objekto atvaizdą, kuris matomas tik iš tam tikros vietos. Apžiūrint fotonuotrauką negalima pažiūrėti už daiktų, esančių priekiniame plane. Holografija užregistruoja ir atgamina ne dvimatį apšvietos skirstinį nuotraukos plokštumoje, o objekto išsklaidytas šviesos bangas su visomis jų charakteristikomis – sklidimo linkme, amplitude, faze, bangos ilgiu, poliarizacija. Atgamtos holograma šviesos bangos sukuria pilnutinę realiai stebimo daikto iliuziją. Matomas erdvinis daikto atvaizdas. Artimi ir tolimi daiktai matomi vienodai ryškiai. Keičiant stebėjimo vietą, galima matyti įvairias detales.

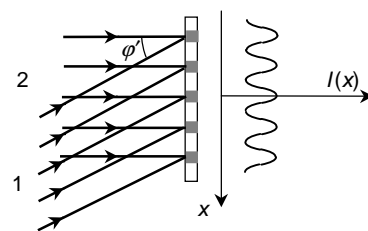
Hologramoje registruojama ne optinis objekto atvaizdas, bet interferencinis vaizdas, susidaręs persidengus objektu išsklaidytajai šviesos bangai su jai koherentine atramine banga. Šis interferencinis vaizdas fiksuoja informaciją apie daikto bangos amplitudės ir fazės skirstinį. Hologramos apšvietimas atgaminančiąja banga, kuri identiška atraminei registravimo metu, sukuria difrakcines bangas, viena iš kurių yra daugiau ar mažiau tiksli daikto išsklaidytos bangos kopija. Patekusi į stebėtojo akį, ši banga iššaukia tokius pat pojūčius, kaip ir žiūrint į daiktą tiesiogiai.

Holografijos idėjų įgyvendinimo reali pradžia 1947 ÷ 1948 m (Gaboras). Norint praktiškai realizuoti holografiją, reikia turėti didelio erdvinio ir laikinio koherentiškumo spinduolius, todėl plačiai ji išsivystė sukūrus lazerius (1963 m.). Storasluoksnių fotoemulsijų metodu vaizdai atgaminami baltojoje šviesoje.

6.1. HOLOGRAFIJOS PRINCIPAS. PLOKŠČIOJI HOLOGRAMA

Holografijos principus aiškinti lengviau, nagrinėjant paprasčiausius objektus. Paprasčiausias yra **plokščiosios bangos** holografinis užrašymas ir atgaminimas.

Tarkim, kad sklindanti iš daikto plokščioji banga 1 krinta į fotoplokštelę kampu φ' (6.1.1 pav.). Momentinis šviesos virpesių fazių pasiskirstymas plokštelės paviršiuje priklauso nuo bangos krypties, bet šviesai jautrus sluoksnis registruoja tik vidutinį apšvietos skirstinį eksponavimo metu ir plokštelė bus vienodai pajuodavusi. Iš pajuodavimo laipsnio sprendžiama apie šviesos virpesių amplitudes, bet informacijos apie jų fazes nėra. Tokiu būdu nusakyti plokštelę veikiančiosios bangos 1 kryptį negalima.



6.1.1 pav. Plokščiosios bangos hologramos sukūrimas

Tarkim, kad tuo pačiu metu į fotoplokštelę kartu su „daikto“ banga 1 krinta jai koherentinė plokščioji „atraminė“ banga 2. Abi bangos interferuoja ir fotoplokštelės paviršiuje susidaro stacionarios tarpusavyje lygiagrečios interferencinės juostelės, orientuotos statmenai brėžinio plokštumai. Intensyvumo pasiskirstymas išilgai x ašies išreiškiamas taip:

$$I(x) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos [k \Delta(x)] ; \quad (6.1.1)$$

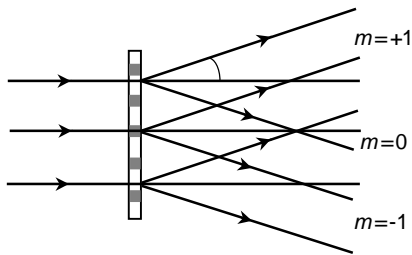
čia $k = 2\pi/\lambda$ – bangų skaičius, $\Delta(x) = x \sin \varphi'$ – jų eigos skirtumas.

Atstumas tarp gretimųjų juostelių yra lygus:

$$d = \frac{2\pi}{k \sin \varphi'} = \frac{\lambda}{\sin \varphi'} .$$

Taigi hologramoje susidaro savotiška difrakcinė gardelė, kurios praleidimas išreiškiamas sinuso funkcija. Užregistruotų hologramoje interferencinių juostelių struktūroje yra informacija apie daikto bangos fazių pasiskirstymą.

Nesunku suprasti, kaip tokia holograma galima atgaminti užrašytą joje daikto bangą. Į hologramą nukreipiama atgaminančioji banga (6.1.2 pav.), identiška atraminei 2, kuri buvo naudota užrašymo metu. Jai difragavus sinusinio praleidimo gardelėje, susidaro trys plokščiosios bangos. Viena iš jų



6.1.2 pav. Plokščiosios bangos atkūrimas holograma

atitinka pagrindinį $m = 0$ eilės maksimumą ir sklinda krintančiosios bangos kryptimi. Kitų dviejų bangų pagrindinių maksimumų eilė $m = \pm 1$. Holografijoje svarbiausia yra $m = 1$ eilės banga, kurios kryptis φ nusakoma tokia sąlyga:

$$d \sin \varphi = \lambda.$$

Kadangi $d = \lambda / \sin \varphi'$, tai $\varphi = \varphi'$,

t. y. šios bangos kryptis bei kitos cha-

rakteristikos yra tokios pat, kaip ir daikto bangos 1, užrašant hologramą. Apžiūrint hologramą, patekusi į akį difragavusi atgaminančioji banga iššaukia tokį pat pojūtį, kaip ir tiesiogiai žiūrint į daiktą.

Sudėtingo objekto holograma sukurama jį apšvietus koherentiniu lazerio pluoštelio. Išsklaidytą objektu bangų lauką, pagal Furje teoremą, galima suprasti kaip plokščiųjų bangų visumą. Kiekviena iš jų, interferuodama su atramine lazerio pluoštelio banga, sukuria foto plokštelėje savą interferencinių juostelių sistemą su jai būdinga orientacija ir periodu. Išryškinus hologramoje susidaro difrakcinių gardelių visuma. Atgaminimo metu kiekviena iš jų formuoja jai atitinkančią pradinę elementariąją plokščiąją bangą ir sukuria pagrindinį difrakcinį maksimumą $m = 1$. Visos atgamintos elementariosios bangos turi tokį pat amplitudžių ir fazių santykį, kaip ir užrašant hologramą. Jų visuma sudaro pilnutinį objekto išsklaidytąją šviesos lauką, t. y. ten, kur anksčiau buvo daiktas, sukuriamas jo menamasis atvaizdas.

Be difrakcijos gardelių visumos, kurios gaunamos interferuojant elementarioms daikto bangoms su atramine, hologramoje susidaro papildoma struktūra, atsirandanti dėl elementariųjų daikto bangų tarpusavio interferencijos. Tačiau atraminė banga gerokai intensyvesnė už daikto, todėl ši papildoma struktūra yra silpnai išreikšta. Atgaminimo metu ji sudaro papildomas difrakcines bangas, susitelkiančias šalia atraminės bangos krypties. Jos netrukdo stebėtojų, jei atraminės bangos kritimo kampas pakankamai skiriasi nuo daikto bangos kritimo kampo.

Holografijos principą galima paaiškinti nagrinėjant atskirų objekto taškų išsklaidytų **sferinių bangų** užrašymą ir atkūrimą. Iš daikto taško S (6.1.3 a pav.) plintančios sferinės ir jai koherentinės plokščiosios atraminės bangų interferencija sudaro stacionarų bendracentrinių žiedų vaizdą. Intensyvumo pasiskirstymas interferenciniame vaizde irgi nusakomas (6.1.1) formule, bet eigos skirtumas tarp plokščiosios atraminės ir sferinės daikto bangos priklauso nuo atstumo x :

$$\Delta(x) = \sqrt{R^2 + x^2} - R \approx \frac{x^2}{2R}.$$

m -ojo šviesaus žiedo spindulys x_m apskaičiuojamas naudojant sąlygą $\Delta(x_m) = m\lambda$. Tada

$$x_m = \sqrt{2Rm\lambda}.$$

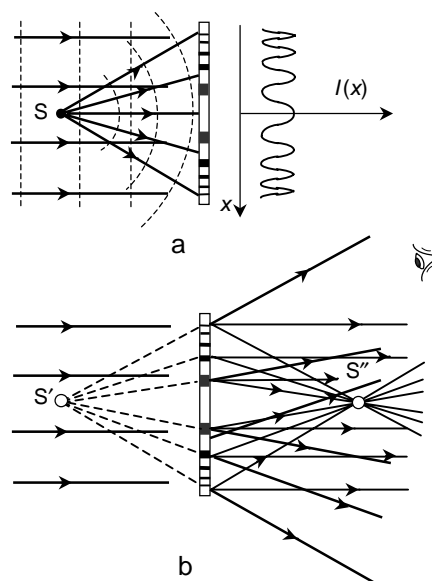
Kaip tik toks turi būti žiedo spindulys zoninėje Frenelio plokštelėje, kurios židinio nuotolis $f = 2R$. Taškinio spinduolio holograma skiriasi nuo zoninės plokštelės tuo, kad perėjimas nuo šviesių žiedų prie tamsių yra tolygus pagal kosinuso dėsnį (6.1.1).

Gautoji holograma atkūrimo metu apšviečiama plokščiąja banga, identiška atraminei (6.1.3 b pav.). Kaip ir zoninėje plokštelėje dėl difrakcijos susidaro ne tik tiesiai pereinančioji banga, bet dar ir susiglaudžiančioji ir prasiskleidžiančioji sferinė banga. Perėjimas nuo šviesių žiedų prie tamsių yra tolygus ir susidaro (panašiai kaip difrakcinėje gardelėje su sinusiniu praleidimu) tik trys pagrindiniai maksimumai $m = 0, \pm 1$.

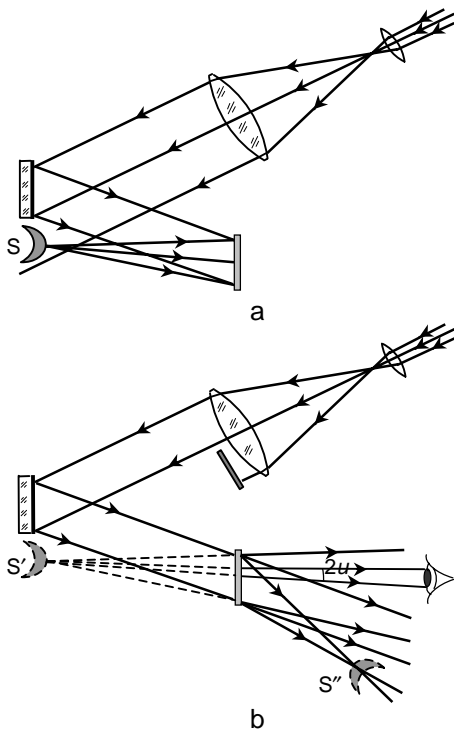
Prasiskleidžiančių difragavusių spindulių centras S' yra toje pat vietoje, kur buvo taškinis spinduolis S užrašant hologramą. Iš tikrųjų, kai difragavusiųjų spindulių tęsiniai kertasi taške S' , eigos skirtumas tarp spindulių, sklindančių iš gretimųjų šviesių hologramos žiedų, lygus bangos ilgiui λ . Tokius spindulius akis priima kaip išeinančiuosius iš taško S' . Jie sudaro menamąjį spinduolio atvaizdą. Stebėtojas pro hologramą mato spinduolį taške S' , nors jo tenai nėra.

Susiglaudžiančioji difrakcinė sferinė banga sukuria tokį pat regimąjį atvaizdą, kaip ir plintančioji daikto banga. Taške S'' susikuria tikrasis atvaizdas. Norint jį pamatyti, reikia čia padėti ekranėlį. Šis atvaizdas susikuria be papildomų lęšių arba veidrodžių.

Norint pamatyti menamąjį atvaizdą S' , stebėtojo akis turi būti virš arba žemiau hologramos. Kitaip tiesiai perėjusioji arba susiglaudžiančioji banga gerokai trukdo. Todėl naudojamas kampinis perėjusios ir difragavusios bangų išskyrimas, nukreipiant atraminę bangą kampu.



6.1.3 pav. Taškinio spinduolio hologramos užrašymas (a) ir atgaminimas (b)



6.1.4 pav. Hologramos sukūrimo (a) ir vaizdo atkūrimo (b) schema

Viena iš hologramos užrašymo ir vaizdo atkūrimo schemų pavaizduota 6.1.4 pav. Lygiagrečiųjų spindulių lazerio pluoštelis, papildomai išplėstas paprasta optine sistema, nukreipiamas į objektą ir į greta esantį veidrodį. Atsispindėjusioji nuo veidrodžio banga yra koherentinė su daikto išsklaidytomis bangomis ir naudojama kaip atraminė. Atkūrimo metu tiesiai perėjusioji banga ir difragavusios bangos, sukuriančios menamąjį S' ir tikrąjį S'' atvaizdą, yra gerai išskirtos erdvėje, ir be trukdymų galima pamatyti menamąjį atvaizdą.

Sudėtingas objektas, sklaidantis koherentinę lazerio šviesą, gali būti suprantamas kaip taškinių spindulių, skleidžiančių sferines bangas, visuma. Dėl jų interferencijos su atramine banga hologramoje susidaro sudėtinga persiden-

giančių zoninių gardelių visuma. Objekto atvaizdo atkūrimo metu difraguojant atraminei bangai kiekviena tokia gardelė formuoja bangą, prasiskleidžiančią iš centro, kur buvo atitinkamas sklaidantysis šviesą daikto taškas hologramos užrašymo metu. Šių bangų visuma, sukurianti viso objekto menamąjį atvaizdą, nesiskiria nuo objekto išsklaidytų bangų užrašymo metu, kadangi nusakoma tokiu pat amplitudžių ir fazių pasiskirstymu. Todėl holograma pilnutinai atkuria jo turinę struktūrą ir perteikia ne tik matomą erdvinį daiktų išsidėstymą, bet ir sukuria paralakso reiškinių, t. y. šio išsidėstymo kitimą, keičiant žiūrėjimo vietą.

Susiglaudžiančiųjų bangų visuma, susidariusi difraguojant atgaminančiajai bangai hologramoje, be jokių lęšių sukuria tikrąjį daikto atvaizdą. Jį galima pamatyti tik iš tam tikros vietos, kai atvaizdas yra tarp hologramos ir akies. Tada daikto atvaizdas yra invertuotas, iškilios daikto vietos atrodo įdubusiomis, o įdubusios – iškilomis, t. y. atvaizdas lyg išverstas (pseudoskopinis).

Svarbi hologramos savybė yra ta, kad daikto bangą galima atkurti ir nedideliu hologramos plotu. Jei dalis difrakcinės gardelės uždengiama, difragavusių spindulių kryptis nepakinta, tik sumažėja jų intensyvumas ir šiek tiek išplinta pagrindiniai maksimumai. Ši išvada teisinga ir zoninei plokštei, nedidelę dalį kurios galima nagrinėti kaip difrakcinę gardelę su išlinkusiais režiais ir palaipsniui besikeičiančiu periodu. Bet kokia zoninės plokštelės dalis atkuria vienos ir tos pačios sferinės bangos dalį.

Kiekvienoje hologramos dalyje yra užkoduota informacija apie visus daikto taškus. Mažėjant hologramos matmenims, sumažėja skiriamoji geba ir siaurėja regėjimo laukas.

Menamojo atvaizdo stebėjimas faktiškai yra ekvivalentus pačio daikto stebėjimui pro angą, sutampančią su darbine hologramos dalimi. Kai akies padėtis yra fiksuota, naudojama tik dalis difragavusios spinduliuotės, kurią riboja veikiantysis patenkančių į akį spindulių kūgis. Aišku, kad stebint tam tikrą daikto tašką, šiame kūgyje sklinda šviesa, patyrusi difrakciją nedidelėje hologramos dalyje (6.1.4 b pav.). Jei akies vieta pakinta, to paties taško atvaizdas atkuriamas kita hologramos dalimi.

Holograma, kaip ir bet kokia kita optinė sistema, sukurtas atvaizdas (menamasis arba tikrasis) yra difrakcinė dėmelė, kurios matmenys ir forma nusakoma difragavusios hologramoje šviesos, formuojančios taško atvaizdą, kampine apertūra. Mažiausias atstumas l_{\min} tarp artimų daikto taškų, išskiriamų atvaizde, nusakomas (kaip ir mikroskope) išraiška:

$$l_{\min} = \frac{\lambda}{\sin u} \quad \text{arba} \quad l_{\min} = \frac{\lambda}{2 \sin u},$$

kai atraminė banga krinta kampu. Čia $2u$ – kampas, kuriuo iš daikto matoma veikiančioji hologramos dalis. Vizualiai stebint menamąjį atvaizdą, akis priima tik dalį atkurtosios holograma bangos. Veikiančiąją hologramos dalį (ir apertūrą $2u$) riboja ne hologramos matmenys, o patenkančių į akį difragavusių spindulių kūgis. Šiuo atveju ribinę skyrą lemia akis, t. y. neišnaudojama pilnutinė hologramos skiriamoji geba.

Holografijoje naudojamos fotografinės emulsijos turi būti aukštos kokybės, grūdelių matmenys neturi riboti hologramos skiriamosios gebos. Tam naudojamos specialios emulsijos, registruojančios keletą tūkstančių linijų viename milimetre.

Vaizdo atkūrimui vienodai tinka kaip hologramos pozityvas, taip ir negatyvas. Zoninėje plokštelėje tai labai akivaizdu – jos poveikis vienodas, esant lyginiam arba nelyginiam atvirų Frenelio zonų skaičiui.

Hologramos užrašymo metu atraminė banga turi būti koherentinė su visų objekto taškų išsklaidytąja šviesa. Norint sukurti didelių objektų hologramas, reikia naudoti didelio laikinio ir erdvinio koherentiškumo spinduliotę. Koherentiškumo ilgis turi viršyti maksimalų eigos skirtumą tarp atraminės ir daikto bangų, kuris trimačiui objektui praktiškai sutampa su jo matmenimis. Erdvinio koherentiškumo srities matmenys turi būti didesni už hologramos matmenis. Šias sąlygas galima tenkinti tik naudojant lazerinę spinduliotę. Norint gauti ryškų interferencinį vaizdą užrašant hologramą, reikia, kad eksponavimo metu visi elementai nejudėtų (bangos ilgio dalių tikslumu).

Jei atkūrimo metu šviesos pluoštelis identiškas atraminiam užrašymo metu, tai menamasis atvaizdas bus toje pat vietoje, kur buvo daiktas ir visiškai jam panašus. Tačiau atkūrimo metu galima naudoti ir kitokios sklaidymo krypties šviesą. Tada menamasis S' ir tikrasis S'' atvaizdas pasislenka atitinkamu kampu.

Atkūrimo metu galima naudoti ir kitokio negu užrašant bangos ilgio monochromatinę šviesą. Tada atkurto atvaizdo tiesiniai matmenys skiriasi nuo daikto matmenų ir jis bus kitokiu atstumu nuo hologramos. Be to atraminė ir atkuriančioji bangos gali būti ne tik plokščiosios, bet ir sferinės.

Visada, kai atkuriančioji banga ne identiška atraminei, difragavusių hologramoje spindulių pluošteliai, formuojantys atskirų daikto taškų atvaizdus, praranda bendracentriškumą. Atkurtasis atvaizdas daugiau arba mažiau pasižymi sferine aberacija, chromatizmu, koma, astigmatizmu ir distorsija, panašiai kaip ir optinėse sistemose.

6.2. TŪRINĖ HOLOGRAMA

Anksčiau nagrinėta, kai šviesai jautraus sluoksnio storis gerokai mažesnis už registruojamojo interferencinio vaizdo erdvinį periodą. Tokios hologramos vadinamos *plokščiosiomis* (dvimatėmis). Jei sluoksnio storis gerokai viršija šį periodą (atstumą tarp interferencinių juostelių), kalbama apie *tūrines* (trimates, storasluoksnes) hologramas.

Norint suprasti storasluoksnių hologramų ypatumus, panagrinėsime paprasčiausią plokščiųjų atraminės ir daikto bangų interferenciją.

Erdvės taške, kurio vieta nusakoma radius-vektoriumi \mathbf{r} , užsiklojus dviem plokščiosioms monochromatinėms ω dažnio bangoms

$$E_1 = a_1 \cos(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega t + \delta_1) ;$$

$$E_2 = a_2 \cos(\mathbf{k}_2 \mathbf{r} - \omega t + \delta_2) ,$$

kurių bangų vektoriai \mathbf{k}_2 ir \mathbf{k}_1 , pradinės fazės δ_1 ir δ_2 , atstojamosios to paties dažnio bangos amplitudės kvadratas išreiškiamas taip:

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\mathbf{K} \mathbf{r} + \delta_2 - \delta_1);$$

čia $\mathbf{K} = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$.

Atstojamasis intensyvumas

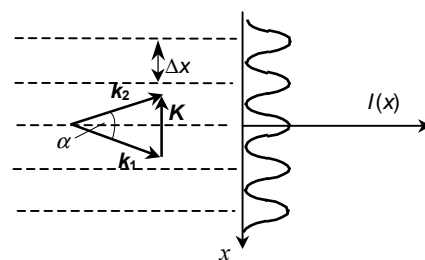
$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\mathbf{K} \mathbf{r} + \delta_2 - \delta_1) \quad (6.2.1)$$

priklauso nuo registruojamo taško vietos. Vienodo intensyvumo paviršiai nusakomi lygtimi $\mathbf{K} \mathbf{r} = \text{const}$. Tai bus plokštumos, statmenos vektoriui $\mathbf{K} = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ (6.2.1 pav.). Intensyvumas didžiausias tada, kai kosinusas (6.2.1) išraiškoje lygus +1. Atstumas Δx tarp gretimųjų maksimalaus intensyvumo plokštumų nusakomas sąlyga: $K \Delta x = 2\pi$. Bangų vektorių \mathbf{k}_1 ir \mathbf{k}_2 moduliai yra vienodi ir lygūs $k = 2\pi/\lambda$. Tada $K = 2k \sin(\alpha/2)$; čia α – kampas tarp \mathbf{k}_1 ir \mathbf{k}_2 , t. y. tarp interferuojančiųjų bangų kryptių.

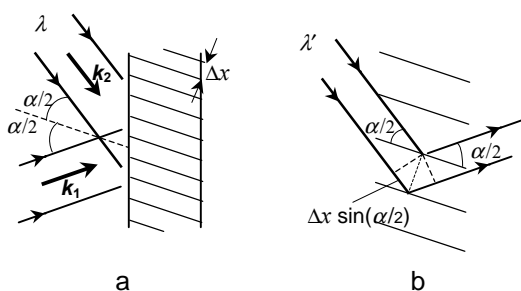
Tada

$$\Delta x = \frac{2\pi}{K} = \frac{\pi}{k \sin(\alpha/2)} = \frac{\lambda}{2 \sin(\alpha/2)} \approx \frac{\lambda}{\alpha}. \quad (6.2.2)$$

Po išryškinimo emulsijoje didžiausių intensyvumų vietose susidaro savotiška pusskaidrių veidrodinių paviršių sistema. Paviršiai išsidėsto palei pusiaukampinę tarp daikto ir atraminės bangos kryptių (6.2.2 a pav.). Atspindint monochromatinei šviesai nuo dviejų ir daugiau pajuodavimo paviršių, sudarančių tūrinę hologramą, vyksta šviesos difrakcija ir interferencija. Vieni spinduliai sumuojasi stiprėdami, kiti – silpnėdami. Stiprinama tada, kai spindulių eigos skirtumas lygus sveikajam bangos ilgių skaičiui. Visi spinduliai, kuriems ši sąlyga



6.2.1 pav. Vienodų intensyvumų plokštumos ir intensyvumo skirstinys interferuojant plokščiosioms bangoms



6.2.2 pav. Tūrinių hologramų savybių aiškinimas

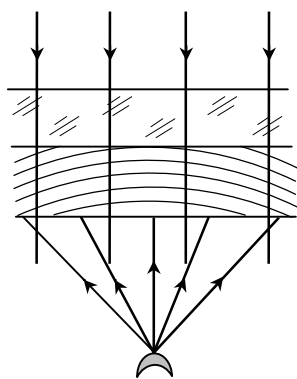
(Vulfo ir Bregų sąlyga) netenkinama, atspindėję nuo pajuodavimo plokštumų, silpnėja. Šviesos lūžio emulsijoje neišskaitysime. Atstumas tarp plokštumų yra Δx . Tarkim, kad į hologramą krinta λ' bangos ilgio plokščioji banga, kurios kryptis kaip ir atraminės su veidrodiniu paviršiumi sudaro kampą $\alpha/2$ (6.2.2 b pav.). Eigų skirtumas tarp bangų, atspindėtų gretimomis plokštumomis tuo pačiu kampu $\alpha/2$, yra lygus

$$\Delta = 2 \Delta x \sin \frac{\alpha}{2}.$$

Išraišką (6.2.2) išraišką matyti, kad eigų skirtumas $\Delta = \lambda$, t. y. lygus bangos ilgiui bangos, kuri buvo naudota užrašant hologramą. Šios bangos daugiaspindulinėje interferencijoje stiprina viena kitą, jei tenkinama sąlyga $\lambda' = \lambda$. Jei $\lambda' \neq \lambda$, tai įvairių plokštumų atspindėtos bangos turi įvairius fazių skirtumus ir nesudaro konstruktyvios interferencijos.

Apšvietus hologramą baltosios šviesos pluoštelio, atgaminime dalyvaus tik tos bangos, kurių $\lambda' = \lambda$. Tai reiškia, kad atgaminimo procese storasluoksnė holograma veikia kaip interferencinis filtras, išskiriantis iš krantinčiosios šviesos spinduliuotę tokio bangos ilgio, kuris buvo naudotas užrašymo metu. Kuo daugiau atspindinčiųjų paviršių tūrinėje hologramoje, tuo atkurtasis pluoštelis bus monochromatiškesnis.

Jei atgaminama monochromatine šviesa tokio pat bangos ilgio kaip ir užrašant, tai atspindėtos veidrodiniais sluoksniais bangų fazių skirtumas pastovus ir interferuojant stiprina viena kitą tik tada, kai atgaminančiojo pluoštelio kryptis tokia pati kaip atraminio. Holograma veikia kaip *optinis kolimatorius*. Atspindėtos bangos yra tos pačios krypties kaip ir daikto bangos (6.2.2 b pav.). Todėl tūrinė holograma atkuria tik vieną daikto atvaizdą – menamąjį arba tikrąjį, priklausomai nuo to, iš kokios pusės ją apšviečia koherentinis šviesos pluoštelis atkūrimo metu.



6.2.3 pav. Tūrinės hologramos gavimo schema

Atspindėtos bangos yra tos pačios krypties kaip ir daikto bangos (6.2.2 b pav.). Todėl tūrinė holograma atkuria tik vieną daikto atvaizdą – menamąjį arba tikrąjį, priklausomai nuo to, iš kokios pusės ją apšviečia koherentinis šviesos pluoštelis atkūrimo metu.

Tūrinės hologramos kaip interferencinio filtro ypatumai labiausiai išryškėja tada, kai atspindintys paviršiai išsidėstę beveik lygiagrečiai su emulsijos paviršiumi, t. y. kai atraminė ir daikto bangos sklinda beveik priešpriešiais (6.2.3 pav.).

Tarkim, kad plokščioji atraminė lazerio banga krinta į foto plokštelę iš stiklo pusės ir perėjusi ($15 \div 20$) μm foto sluoksnį apšviečia daiktą, kuris ją

išsklaido ir sklinda beveik priešpriešiais atraminei bangai. Bangos interferuoja ir emulsijoje susikuria sistema iš kelių dešimčių tarpusavyje lygiagrečių pusskaidrių atspindinčių sluoksnių. Apšvietus tokią hologramą baltąja šviesa, ji atkuria tik vieną atvaizdą. Pakeitus atkuriančiojo pluoštelio kryptį, vaizdo atspalvis pakinta.

Natūraliųjų spalvų atvaizdą galima gauti tada, kai vienoje tūrinėje hologramoje užregistruojami interferenciniai vaizdai, apšviečiant daiktą bangomis, turinčiomis savo spektre tris pagrindines monochromatines dedamąsias (raudoną, žalią ir mėlyną), kurios kartu sukuria baltosios šviesos pojūtį. Atkūrimo metu naudojant baltosios šviesos spindulį, susidaro trys sutapdinti daikto atvaizdai trimis spektro spalvomis ir akis priima kaip vieną tūrinį atvaizdą, perteikiantį natūralųjį daikto nuspalvinimą.

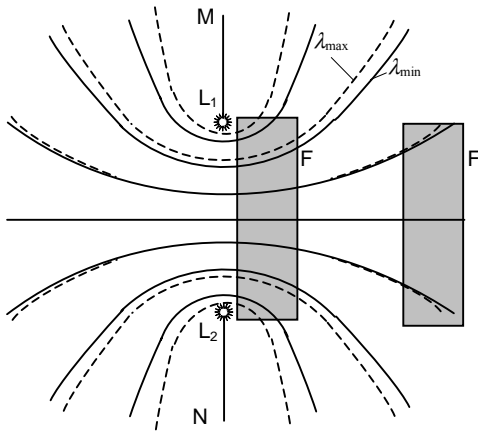
6.3. LAIKINIS IR ERDVINIS KOHERENTIŠKUMAS

Interferencinio vaizdo erdvėje stacionarumą, be kitų sąlygų, nusako šviesos koherentiškumas, t. y. sugebėjimas sudaryti nejudantį didelio kontrasto interferencinį vaizdą.

Nagrinėjant šviesos savybes dažnai manoma, kad šviesa visiškai koherentinė, kad spindulio yra taškinis ir skleidžia be galo ilgą monochromatinę sferinių arba plokščiųjų bangų vorą. Iš tikrųjų visuomet realiųjų spindulių spinduliuotės koherentiškumas yra baigtinis. Ši spinduliuotė charakterizuojama *laikiniu ir erdviniu koherentiškumu*.

Laikinis koherentiškumas. Bet kokio spindulio spinduliuotė charakterizuojama monochromatiškumu $\lambda_{\text{vid}}/\Delta\lambda$; čia $\Delta\lambda = \lambda_{\text{max}} - \lambda_{\text{min}}$ yra skirtumas tarp didžiausios ir mažiausios bangos ilgių verčių spinduliuotės spektre; $\lambda_{\text{vid}} = 1/2 (\lambda_{\text{max}} + \lambda_{\text{min}})$ – vidutinis spinduliuotės bangos ilgis. Šviesos monochromatiškumas, susijęs su elektromagnetinių virpesių dažnio kitimu ir tuo pačiu su bangos voros ilgiu, vadinamas *laikiniu* (arba *chromatinu koherentiškumu*). Laikinį koherentiškumą galima įvertinti nagrinėjant arba spektro plotį, arba bangų voros ilgį.

Tarkim, kad spindulio skleidžia šviesą, kurios bangos ilgis kinta taip, kad spektro plotis menkas palyginus su bangos ilgiu. Kiekviena spektro dedamoji sukuria savąjį interferencinį vaizdą. Registravimo (eksponavimo) trukmėje, vidurkinant pagal laiką ir skirtingas spindulio vietas, interferencinio vaizdo atskirų dedamųjų apšvieta susividurkina. Tai susilpnina kontrastą. Norint įvertinti šviesos monochromatiškumo įtaką interferencinio



6.3.1 pav. Interferencinių vaizdų persidengimas naudojant du taškinis spindulius, skleidžiančius dviejų bangos ilgių šviesą

vaizdo kontrastui, panagrinėsime du taškinis tarpusavyje koherentinius spindulius.

Tarkim, kad spindulio skleidžia šviesą, kurios bangos ilgis netvarkingai kinta registravimo metu nuo λ_{\min} iki λ_{\max} (6.3.1 pav.). Susidariusių didžiausio intensyvumo hiperbolių skaičius N lygus sveikajam skaičiui pusbangių, telpančių atkarpoje L_1L_2 . Kintant bangos ilgiui kinta N ir didžiausio intensyvumo paviršių išsidėstymo erdvėje vaizdas deformuojasi. Didžiausio intensyvumo

paviršiai atsiranda arba išnyksta, pereinant nuo vieno bangos ilgio prie kito, arti tiesių L_1M ir L_2N , ir todėl kaip tik čia labiausiai deformuojasi interferenciniai paviršiai. Tolstant nuo šių tiesių, deformacija silpnėja ir visiškai išnyksta prie ekvatorinės plokštumos, kur bet kokio bangos ilgio šviesa interferuojant stiprinama.

Užregistruotųjų paviršių skaičius šviesai jautriame storame sluoksnyje F priklauso nuo jo matmenų ir išsidėstymo vietos taškų L_1 ir L_2 atžvilgiu. Kai šviesai jautrus sluoksnis yra prie pat L_1 ir L_2 , didžiausio intensyvumo paviršiai apimami beveik pilnutinai. Tada interferencinis vaizdas registruojamas geriausiai. Kintant bangos ilgiui interferencinis vaizdas išplinta ir tuo labiau, kuo toliau nuo ekvatorinės plokštumos yra paviršiai. Kontrasto silpimas palaipsniui mažėja, artėjant prie ekvatorinės plokštumos.

Atomų spinduliuotės spektro plotį lemia bangos voros ilgis. Kadangi vora yra baigtinio ilgio, atomas per stebėjimo trukmę išspinduliuoja ne vieną kokį nors dažnį, o dažnių spektrą, kurio plotis tuo didesnis, kuo mažesnis voros ilgis. Lėtai gėstanti vora artima sinusoidai ir tuo pačiu monochromatinei bangai. Šiuo atveju, kaip žinoma, juostelės gerai išskiriamos netgi esant dideliame eigos skirtumui (kai spindulio matmenys pakankamai maži). Greitai gėstanti vora atitinka neharmoninius virpesius, t. y. nemonochromatinę spinduliuotę, ir juostelių skyra mažėja didėjant eigos skirtumui.

Anksčiau (žr. § 4.2) buvo naudotos sąvokos: koherentiškumo laikas τ_{koh} , nusakantis voros trukmę; ir koherentiškumo ilgis $L_{\text{koh}} = c \tau_{\text{koh}}$, nusa-

kantis voros ilgi. Tarp koherentiškumo laiko τ_{koh} ir spinduliuotės spektro pločio $\Delta\nu$ (spektro linijos pločio) yra paprastas sąryšis:

$$\tau_{\text{koh}} = 1/\Delta\nu.$$

Tada koherentiškumo ilgis yra lygus:

$$L_{\text{koh}} = c \tau_{\text{koh}} = \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{\lambda_{\text{vid}}^2}{\Delta\lambda}; \quad (6.3.1)$$

čia λ_{vid} – vidutinis bangos ilgis, atitinkantis vidutiniam spinduliuotės dažniui ν_0 ; $\Delta\lambda$ – spinduliuotės spektro plotis bangos ilgių skalėje.

Kai spinduolis taškinis, interferencinės juostelės matomos tik tada, kai eigos skirtumas Δ neviršija tam tikros vertės. Tarkim, kad spinduolis sklaidžia nedidelio spektrinio ruožo $\Delta\lambda$ bangas. Norint gauti kontrastines interferencines juosteles, reikia, kad interferencijos eilės $m = \Delta/\lambda$ pokytis, susijęs su bangos ilgio pokyčiu, būtų gerokai mažesnis už vienetą, t. y. turi būti tenkinama tokia nelygybė:

$$\Delta m = \Delta \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{\text{vid}}^2} \ll 1.$$

Iš čia eigos skirtumas tarp dviejų interferuojančiųjų bangų

$$\Delta \ll \frac{\lambda_{\text{vid}}^2}{\Delta\lambda}. \quad (6.3.2)$$

Iš (6.3.1) ir (6.3.2) išraiškų išplaukia, kad:

$$\Delta \ll L_{\text{koh}} = c \tau_{\text{koh}},$$

t. y. norint gauti didelio kontrasto juosteles, reikia, kad eigos skirtumas būtų mažas palyginus su koherentiškumo ilgiu.

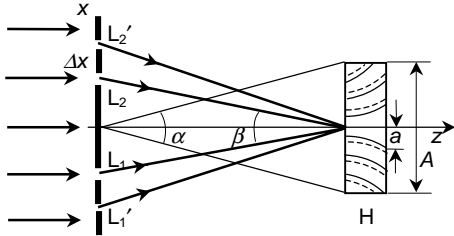
Holografijoje koherentiškumo ilgis apsprendžia leidžiamą eigos skirtumą tarp atraminio ir daikto pluoštelių. Tai riboja daikto gylį.

Erdvinis koherentiškumas. Dviejų šviesos pluoštelių kontrastingo interferencinio vaizdo sukūrimui nepakanka vien tik šviesos monochromaticumo. Antroji svarbi sąlyga yra griežtas sklindančiųjų iš spinduolio šviesos spindulių kryptingumas, arba *erdvinis koherentiškumas*, kurį lemia realiųjų spindulių matmenys.

Erdvinis koherentiškumas nusako spinduliuotės koherentiškumą šviesos sklidimui statmena kryptimi. Realios spinduliuotės amplitudė ir fazė kinta ne tik bangos sklidimo kryptimi, bet ir plokštumoje statmenoje šiai

krypčiai. Atstumas skersai spindulio, kuriame virpesių fazė pakinta 180° , apibūdina erdvinio koherentiškumo didumą.

Kiekvieną taškinį spinduolį pakeiskime į du artimus spinduolius (6.3.2 pav.). Interferencinis vaizdas, sukurtas spinduolių L_1 ir L_2 šviesa,



6.3.2 pav. Interferencinių vaizdų užsiklojimas tūrinėje hologramoje naudojant dviejų taškinį spinduolių poras, skleidžiančias vieno bangos ilgio šviesą

hologramoje H pavaizduotas ištisinėmis linijomis, o sukurtas spinduo-
liais L'_1 ir L'_2 – punktyrinėmis. At-
stumas tarp interferencinio vaizdo
paviršių $a \approx \lambda/\beta$; čia β – kampas,
kuriuo matoma spinduolių L_1 ir L_2
pora. Kadangi didžiausias paviršių
poslinkis hologramos kraštuose turi
būti gerokai mažesnis už atstumą
tarp jų, interferencinio vaizdo kon-
trastas nesusilpnėja, jei spindulio

matmenys x linkme tenkina tokią sąlygą:

$$L_1 L'_1 = L_2 L'_2 = \Delta x \ll a \approx \frac{\lambda}{\beta}.$$

Kai hologramos matmuo A lygus atkarpos $L_1 L_2$ ilgiui, kampas $\beta \approx \alpha$.

Taigi kuo toliau nuo spindulio yra holograma, t. y. kuo mažesnis kampas β , tuo galimi didesni spindulio matmenys Δx .

Analogiškai įvertinama ir kitomis kryptimis: $\Delta y \ll \lambda/\beta$ ir $\Delta z \ll \lambda/\beta$. Iš to išplaukia, kad, norint gauti didelį interferencijos kontrastą, reikia arba turėti labai mažų matmenų monochromatinius spinduolius, arba nutolinti juos pakankamai dideliu atstumu. Abiem atvejais spindulio turi tilpti erdvinio koherentiškumo tūryje, kuris nusakomas dydžiais Δx , Δy , Δz . Be to kuo geriau tenkinamos nelygybės, tuo didesnis erdvinis koherentiškumas. Taškinio spindulio ($\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0$) erdvinis koherentiškumas didžiausias ir lygus vienetui.

6.4. HOLOGRAFIJOS TAIKYMAS

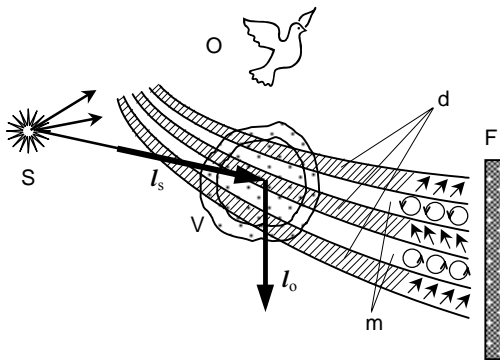
Praktinė holografijos pusė labai plati. Ji išsiskverbė į visas tradicines taikomosios optikos sritis. Holografijos principai leido iš naujo nagrinėti kai kurias sritis infraraudonojoje bei labai aukštų dažnių technikoje, rentgeno ir elektroninėje mikroskopijoje, akustikoje, t. y. tas sritis, kuriose pagrindinį vaidmenį vaidina bangų interferencija. Holografija naudojama matuojant įvairių kūnų deformacijas, tiriant dujų srautų struktūrą aerodinamikoje, šalinant trūkumus optinėse sistemose, difrakcinių gardelių gamyboje, optinių atvaizdų kūrime, atpažinant simbolius skaičiavimo technikoje, saugant informaciją, radiolokacijoje ir t. t.

Vaizduojamoji holografija. Tai mokslinių tyrimų visuma ir hologramų paruošimo technika, skirta demonstravimui parodose, muziejaus eksponatų, reklamoje, mokomajame procese. Holografijos naudojimas tokiems tikslams svarbus, nes nėra kitų priemonių, atkuriančių originalą tokiu dideliu tikslumu ir plačia menine galimybe.

Priklausomai nuo hologramos paskirties ir objekto pobūdžio vaizduojamojoje holografijoje gali būti naudojamos įvairios užrašymo ir atkūrimo schemas, o taip pat įvairios registruojančios medžiagos. Pavyzdžiui, didelių tūrinių objektų demonstravimui sukurta eilė holografinių įrenginių, kuriuose objekto apžiūros kampas siekia 360^0 . Atraminis pluoštas sukuriamas išgaubtu kūginiu (arba sferiniu) veidrodžiu. Po holografavimo objektas šalinamas, o jo vietoje stebėtojas pro plėvelę mato atkurtą atvaizdą, kurį galima matyti bet koku kampu.

Naudojamos taip pat hologramos, kurios atkuria atvaizdus lazerio šviesoje (monochromatinis atvaizdas). Tačiau vaizduojamojoje holografijoje privalumu pasižymi hologramos, atkuriamos baltąja šviesa. Labiausiai paplitusios yra atspindinčios tūrinės hologramos, sukuriamos priešpriešiniais pluoštais.

Greitai vykstančių procesų tyrimas. Į hologramą galima užrašyti judančiųjų objektų išsklaidytos spinduliuotės bangų laukus. Atspindžiu pasižymi ne tik stovinčios, bet ir bėgančios bangos, susikuriančios interferuojant įvairių dažnių bangų laukams. Tokios bangos susikuria, pvz., registruojant judančio objekto O hologramą, kai objektas išsklaido nejudančio koherentinio spindulio S spinduliuotę (6.4.1 pav.). Išsklaidytoji spinduliuotė, kurios dažnis krintančiosios atžvilgiu yra pakitęs dėl Doplerio reiškimo, sumuojasi su krintančiąja sukurdamą bėgančių bangų sistemą. Visa ši



6.4.1 pav. Judančio objekto holograma
(d – didžiausio, m – mažiausio intensyvumo
sluoksniai)

sistema slenka objekto judėjimo kryptimi. Jei supanti objektą erdvė (tūris V) užpildyta netiesine terpe, kurioje dielektrinė skvarba proporcinga šviesos intensyvumui, tai dėl netiesinės lauko sąveikos su terpe tūryje V susikuria bėgančiųjų veidrodinių paviršių sistema su frenelinio atspindžiu. Veidrodinių paviršių forma identiška izofazinių bangų sluoksnių paviršiams. Tokiai

judančiajai sistemai būdingos visos pagrindinės holografijos savybės. Spindulio S banga, atsispindėjusi nuo judančiųjų veidrodžių paviršių, tampa objekto banga, t. y. spindulio vektorius I_s tampa spindulio vektoriumi I_o . Atstumas tarp veidrodžių užtikrina tokią atspindėtų bangų sudėtį, kad stiprinama tik to bangos ilgio spinduliuotė, kuri eksponavo hologramą. Taigi holograma atkuria užregistruotos spinduliuotės spektrinę sudėtį. Be to skirtingai nuo įprastinės hologramos šiuo atveju judantieji veidrodžiai atkuria ne tik objekto bangos fazių ir amplitudžių pasiskirstymą, bet ir objekto bangos dažnio pokytį dėl objekto judėjimo.

Holografinė interferometrija. Šiuo metodu galima stebėti užregistruotų skirtingais laiko momentais bangų interferenciją. Naudojant vieną ir tą patį atraminį pluoštelį vienoje foto plokštelėje galima du kartus paeiliui užregistruoti išsklaidytas daikto bangas. Jei tarp eksponavimų kokios nors daikto dalys pasislinko arba deformavosi, tai atgaminimo metu tarp dviejų vienu metu susikūrusių koherentinių daikto bangų bus tam tikras eigos skirtumas ir daikto atvaizdo paviršius bus padengtas interferencinėmis juostelėmis, analogiškoms įprastinėms vienodo storio juostelėms. Pagal šių juostelių išsidėstymą galima nusakyti pokyčius daikte, įvykusius tarp eksponavimų. Be to tiriamasis objektas gali šviesą atspindėti difuziškai, turėti sudėtingą reljefą ir šiurkštų paviršių, nes visi šie veiksniai vienodai veikia abi atstatomąsias daikto bangas. Nežiūrint to, kad bangų paviršių forma yra labai sudėtinga, šios bangos visiškai panašios ir sukuria paprastas ir lengvai stebimas interferencines juosteles.

Dvejopo eksponavimo metodu galima tirti ir pokyčius, vykstančius skaidriuose (faziniuose) objektuose. Objektą prašviečiamo pluoštelio kelyje statomas skaidrus sklaidantysis ekranas (matinis stiklas). Tada šviesa iš kiekvieno objekto taško patenka į visą hologramos paviršių. Kadangi šis ekranas ir objektas nejuda ir eksponuojama du kartus, jų optiniai nevienalytiškumai, kokie jie bebūtų, neįtakoja interferencinių juostelių išsidėstymui. Šios juostelės nusako lokalinius objekto optinio storio pokyčius tarp dviejų eksponavimų.

Holografijos naudojimas **mikroskopijoje** leidžia įveikti rimtą mikroskopo trūkumą kai yra didelis didinimas – labai mažą atvaizdo ryškumo gylių. Vietoje to, kad registruoti atvaizdą, galima stebėti daikto detales, esančias įvairiose plokštumose, stumdant tik optinę stebėjimo sistemą.

Naudojant ultragarso bangas galima sukurti **akustinę hologramą**. Garsas prasiskverbia į optiškai neskaidrius objektus, todėl akustine holograma galima sukurti trimatį vidinių objekto dalių atvaizdą, pvz., žmogaus kūno organų, vandenyno gelmių, todėl yra plačios galimybės panaudoti medicinoje, povandeniniuose tyrimuose, archeologijoje ir kt.

Specialiai pagamintos hologramos gali būti naudojamos kaip tam tikri optiniai elementai. **Holograma-zoninė plokštelė** gali atlikti kai kurias lęšio funkcijas, **holograma-difrakcinė gardelė** – dispersinis elementas spektriniuose prietaisuose, storasluoksnė holograma su lygiagrečiais atspindinčiais sluoksniais – **interferencinis filtras**.

Vienoje hologramoje galima užrašyti ir atkurti labai didelį informacijos kiekį. Labai svarbu, kad šios didžiulės informacijos dekodavimas atgaminimo metu vyksta paprastai ir labai greitai. Tai perspektyvu kompiuterių atminties sistemoms.

Naudojant programinę įrangą, galima sukurti įvairiausias hologramas ir gauti atvaizdus neegzistuojančių objektų.

VII SKYRIUS

ŠILUMINIS SPINDULIAVIMAS

Žinoma, kad visi kūnai, kurių temperatūra virš nulio, skleidžia elektromagnetines bangas, t. y. praranda energiją. Jų vidinė energija kartu ir temperatūra turi mažėti. Jei temperatūra nekinta, reiškia yra pastovus energijos papildymas.

Kūno skleidžiamoji elektromagnetinė spinduliuotė, atsirandanti dėl jo vidinės energijos mažėjimo, vadinama *šilumine* arba *temperatūrine*. Didėjant kūno temperatūrai, spinduliuotės tankis didėja.

Kūnas ne tik spinduliuoja, bet ir sugeria šiluminę spinduliuotę. Gali nusistovėti termodinaminė pusiausvyra tarp spinduliuotės ir kūno. Iš visų spinduliuočių tik šiluminė gali būti *pusiausvyrioji*.

Tarkim, kad ertmėje, kuri apsupta idealiai atspindinčiu sluoksniu, yra kūnas. Jo skleidžiamoji spinduliuotė neišsisklaido erdvėje, bet atspindėjusi nuo sienelių pasilieka ertmėje, krinta vėl į kūną ir iš dalies sugeriama. Tokiomis sąlygomis jokio energijos nuostolio nėra. Tačiau tai nereiškia, kad kūnas ir spinduliuotė tarpusavyje yra pusiausvyroje. Tokios sistemos energiją sudaro spinduliuotės energija, t. y. elektromagnetinių bangų energija, ir kūno vidinė energija. Sistemos būseną bus pusiausvyrioji, jei su laiku energijos pasiskirstymas tarp spinduliuotės ir kūno nesikeičia.

Įdėkime į ertmę įkaitintą kūną. Jei per vienetinį laiką kūnas išspinduliuoja daugiau energijos nei sugeria, jo temperatūra krinta. Šiuo atveju spinduliuotė susilpnėja iki to momento, kai susidaro pusiausvyra. Tokia pusiausvyrioji būseną yra stabili.

7.1. PAGRINDINIAI ŠILUMINIO SPINDULIAVIMO DĖSNIAI

Pagrindinis šiluminę spinduliuotę nusakantis dydis yra jo *temperatūra*. Tarkim, kad turime kelis kūnus, įkaitintus iki skirtingų temperatūrų ir esančių ertmėje, apsuptoje šilumos nepraleidžiančiuoju apvalkalu ir idealiai atspindinčiomis sienelėmis, o viduje vakuumas, t. y. nėra šilumos apsikeitimo laidumo ir konvekcijos būdu. Kūnai energiją keičiasi spinduliuotės būdu. Kiekvieno kūno spinduliuotė priklauso nuo jo temperatūros. Be to, šiltesnieji kūnai vėsta, nes spinduliuoja didesnę energijos kiekį, negu gauna iš su-

pančiųjų kūnų, o šaltesnieji kūnai įkaista, nes gauna daugiau energijos, negu atiduoda. Ertmės vidus visuomet užpildytas spinduliuotės energija. Bandymai rodo, kad galiausiai nusistovi stacionarioji būseną (šiluminė pusiausvyrą), kurioje visi kūnai įgyja vienodą temperatūrą. Tokioje būsenoje kūnai per vienetinį laiką sugeria tiek energijos, kiek atiduoda, ir spinduliuotės energijos tankis erdvėje įgyja tam tikrą vertę, atitinkančią duotąją temperatūrą. Iš to išplaukia, kad jei dviejų kūnų sugerties geba skirtinga, jų spinduliavimo geba negali būti vienoda. Kitaip tariant, jei du kūnai sugeria skirtingą energijos kiekį, tai ir jų spinduliuotės yra skirtingos.

Kūno *spinduliavimo geba* E yra energijos srautas, skleidžiamas vienetiniu kūno paviršiumi visomis kryptimis: $E = d\Phi/dS$.

Jei į vienetinį paviršių krinta šviesos srautas $d\Phi$, tai jo dalį $d\Phi'$ kūnas sugeria. Tada santykis $A = d\Phi'/d\Phi$ vadinamas kūno *sugerties geba*.

Šiluminėje spinduliuotėje yra įvairios spektrinės sudėties elektromagnetinių bangų, todėl spinduliavimo ir sugerties gebos turi būti priskiriamos tam tikram spektriniam ruožui $d\nu$:

$$d\Phi_\nu = E_\nu d\nu;$$

čia E_ν – koeficientas, nusakantis kūno spinduliavimo gebą dažniui ν .

Prisiminus sąryšį $\lambda = c/\nu$, galima išreikšti taip:

$$d\lambda = -\frac{c}{\nu^2} d\nu = -\frac{\lambda^2}{c} d\nu.$$

Minuso ženklas čia fizikinės prasmės neturi.

Galima ir taip parašyti:

$$d\Phi_\lambda = E_\lambda d\lambda.$$

Jei $d\lambda$ ir $d\nu$ atitinka tą patį spektrinį ruožą, tai $d\Phi_\nu = d\Phi_\lambda$ ir

$$E_\nu = E_\lambda \frac{\lambda^2}{c} = E_\lambda \frac{c}{\nu^2}.$$

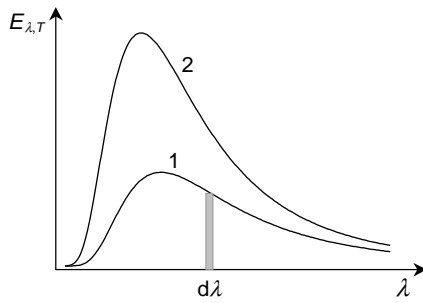
Bandymuose pastebėta, kad spinduliavimo geba priklauso ne tik nuo dažnio (arba bangos ilgio), bet ir nuo spinduliuojančiojo kūno temperatūros, todėl reikia dar prirašyti ir indeksą T :

$$d\Phi_\nu = E_{\nu,T} d\nu.$$

Įvertinus kūno spinduliuotę kiekviename spektro ruože, galima apskaičiuoti pilnutinę spinduliavimo gebą:

$$E_T = \int d\Phi_v = \int_0^\infty E_{v,T} dv.$$

Šiluminio spinduliavimo gebos skirstinys spektre pavaizduotas 7.1.1 pav. Užbrūkšniuota juostelė atitinka energiją dE_T , skleidžiamą ruože



7.1.1 pav. Spinduliavimo gebos spektrinis skirstinys skirtingose temperatūrose

$d\lambda$. Pilnutinė spinduliavimo geba nusakoma kreivės ribojamu plotu. Didėjant temperatūrai, kūno spinduliuojama energija didėja (2-oji kreivė); didėja skirstinio kreivės ribojamas plotas, t. y. didėja pilnutinė kūno spinduliavimo geba.

Kūno sugerties geba taipogi priklauso nuo dažnio (arba bangos ilgio) ir temperatūros. Kūnas, kuris visiškai sugeria krintančiąją į jį visų dažnių spinduliuotę, vadinamas *juodoju kūnu*; jo sugerties geba $A_{v,T} = 1$.

Sąryšį tarp kūno spinduliavimo gebos ir sugerties gebos nusako **Kirchhofo dėsnis**: *spinduliavimo ir sugerties gebos dalmuo nepriklauso nuo kūno prigimties*. Santykis $E_{v,T}/A_{v,T}$ yra vienodas visiems kūnams ir yra universalioji dažnio ir temperatūros funkcija, nors atskirai įvairių kūnų $E_{v,T}$ ir $A_{v,T}$ gali gerokai skirtis.

Juodajam kūnui (jo sugerties geba lygi vienetui) galima užrašyti taip:

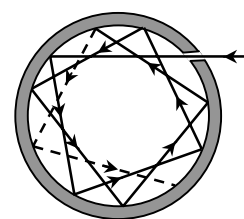
$$\frac{E_{v,T}}{A_{v,T}} = \varepsilon_{v,T};$$

čia $\varepsilon_{v,T}$ – juodojo kūno spinduliavimo geba.

Taigi universalioji Kirchhofo funkcija yra ne kas kita, kaip juodojo kūno spinduliavimo geba.

Gamtoje nėra kūnų, kurie savo savybėmis atitiktų juodąjį kūną. Suodžiais arba platinos juodulių padengtų kūnų sugerties geba artima vienetui tik ribotame bangos ilgių ruože. Tolimojoje infraraudonojoje spektro srityje jų sugerties geba mažesnė už vienetą. Tačiau galima pagaminti įrenginį, kuris savo savybėmis labai artimas juodajam kūnui. Tai beveik uždara ertmė (7.1.2 pav.) difuziškai atspindinčiomis sienelėmis su nedidele skylute. Bet koks spindulys, patekęs per skylutę į ertmės vidų, išeina iš jos tik po labai didelio atspindžių skaičiaus. Jei vieno atspindžio metu atsispindi šviesos

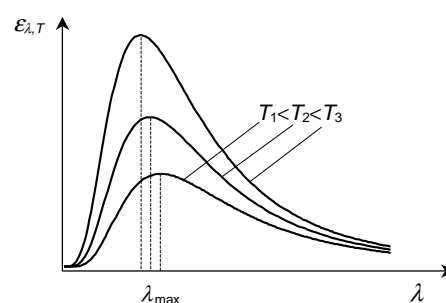
srauto dalis k , tai po n atspindžių jis susilpnėja k^n kartų. Kadangi $k < 1$, tai esant dideliui n dydis k^n tampa menkas. Reiškia, tik labai maža šviesos dalis sugeba išeiti iš ertmės, ir tokio įrenginio sugerties geba labai artima vienetui visiems bangos ilgiams.



7.1.2 pav. Juodojo kūno modelis

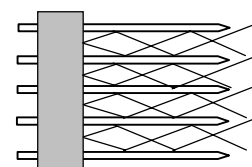
Paviršiaus, kurio $A_\lambda \approx 1$, spinduliavimo geba pagal Kirchhofo dėsnį artima juodojo kūno spinduliavimo gebai. Ertmės sienelių skleidžiama spinduliuotė sklinda jos viduje, iš dalies atspindi nuo sienelių, iš dalies sugerama. Ertmės viduje nusistovi pusiausvyra tarp spinduliavimo ir sugerties. Jos vidų užpildo elektromagnetinės įvairaus ilgio, poliarizacijos ir intensyvumo bangos, netvarkingai judančios visomis kryptimis. Išėjusi iš skylutės, ši spinduliuotė nusako juodojo kūno, kurio temperatūra T lygi sienelių temperatūrai, spinduliavimo gebą.

Realizavus tokį juodojo kūno modelį, galima tirti sklindančiosios iš ertmės per skylutę spinduliuotę, naudojant jautrų imtuvą bei spektrinį prietaisą, t. y. galima gauti eksperimentinę funkcijos $\varepsilon_{\lambda,T}$ pavidalą, esant įvairioms temperatūroms (7.1.3 pav.).



7.1.3 pav. Juodojo kūno spinduliuotės energijos skirstinys skirtingose temperatūrose

Kirchhofo dėsnis yra bendrasis ir visiškai nepriklauso nuo sugerties pobūdžio. Bet kuri smarkiai sugerianti sistema smarkiai ir spinduliuoja. Pvz., poliruotų plieno adatų sistema (7.1.4 pav.) smarkiai sugeria šviesą, nes spinduliai prieš išeidami į išorę patiria daugkartinį atspindį nuo įvairių adatų plotelių. Nors adatų paviršiai sugeria nedidelę šviesos srauto dalį, tačiau bendroji sistemos sugertis bus ženkli. Įkaitinus tokią sistemą, ji smarkiai ir spinduliuoja, nes kiekvienas adatos paviršiaus plotelis ne tik pats spinduliuoja, bet ir atspindi į išorę daugelį spindulių, kuriuos skleidžia kiti ploteliai.



7.1.4 pav. Poliruotų plieno adatų sistema

Taip aiškinama suodžių, barchato ir kt. medžiagų smarki sugertis. Dėl jų poriškumo patekusi į jas šviesa medžiagos sluoksnyje daug kartų atspindi. Taip aiškinama ir sodri barchato spalva.

Kūnai, kurių sugerties geba mažesnė už vienetą, vadinami *pilkaisiais*. Jų spinduliavimo geba mažesnė už juodojo kūno spinduliavimo gebą.

Kirchhofo dėsnis iškėlė šiluminio spinduliavimo teorijai svarbią užduotį – nustatyti analitinę funkcijos $\varepsilon_{\lambda,T}$ išraišką. Ilgą laiką daugelis mėgimų neišsprendė bendrosios užduoties. Teorinė Kirchhofo funkcijos išraiška buvo nustatyta tik pakeitus kai kuriuos fizikos pagrindus ko pasekmėje atsirado kvantinė teorija.

Pirmasis etapas tiriant šiluminį spinduliavimą buvo **Stefano ir Bolcmano dėsnis**, kuris teigia, kad *juodojo kūno suminė* (visiems bangos ilgiams) *spinduliavimo geba proporcinga temperatūrai ketvirtajame laipsnyje*:

$$\varepsilon_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu,T} d\nu = \sigma T^4 ;$$

čia σ – Stefano ir Bolcmano pastovioji, kuri lygi $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$.

Remdamasis termodinamika ir elektromagnetine šviesos teorija Vynas nustatė, kad juodojo kūno spinduliavimo geba išreiškiama taip:

$$\varepsilon_{\nu,T} = c \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right);$$

čia c – šviesos greitis; $f(\nu/T)$ – funkcija, kurios išreikšti pagal termodinamikos įvaizdžius nepasisekė.

Vyno formulę galima ir taip užrašyti:

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{c^5}{\lambda^5} f\left(\frac{c}{\lambda T}\right). \quad (7.1.1)$$

Iš šios išraiškos galima gauti sąryšį tarp bangos ilgio λ_{\max} , kurį atitinka didžiausia funkcijos $\varepsilon_{\lambda,T}$ vertė, ir temperatūros T . Tam (7.1.1) išraišką reikia išdiferencijuoti pagal λ ir pirmąją išvestinę prilyginti nuliui. Tada gaunama:

$$T \lambda_{\max} = b; \quad (7.1.2)$$

čia b – Vyno pastovioji, nepriklausanti nuo temperatūros ($b = 0,29 \text{ cm} \cdot \text{K}$).

(7.1.2) išraiška vadinama **Vyno postūmio dėsniu**, kuris teigia, kad *didėjant temperatūrai juodojo kūno spinduliavimo gebos maksimumas slenka į trumpesniųjų bangų sritį*.

Reilis ir Džinsas (*Jeans*), pasinaudoję klasikinės statistikos teorema apie energijos tolygų pasiskirstymą pagal laisvės laipsnius, pateikė tokią išraišką:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \quad \text{arba} \quad \varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT.$$

Tai **Reilio ir Džinso formulės**.

Šios išraiškos patenkinamai atitinka eksperimentinius duomenis tik ilgųjų bangų srityje ir gerokai skiriasi mažųjų bangų srityje. Atsiranda prieštaravimai. Pvz., integruojant pagal λ , išreiškiama taip:

$$\varepsilon_T = \int_0^\infty \varepsilon_{\lambda,T} d\lambda = 2\pi c k T \int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda^4} = \infty,$$

t. y. juodojo kūno pilnutinė spinduliavimo geba turi būti be galo didelė. Tai reiškia, kad pusiausvyra tarp materialųjų kūnų ir spinduliuotės gali susidaryti tik esant begaliniam spinduliuotės tankiui. Tačiau bandymuose gaunama, kad pusiausvyra tarp spinduliuotės ir kūno susidaro bet kokioje temperatūroje ir šioje pusiausvyroje spinduliuotės energijos tankis, atvirkščiai, yra menkas palyginus su energijos tankiu, esančiu materialiuose kūnuose.

Taigi Reilio ir Džinso formulė, išreikšta remiantis klasikine fizika, prieštarauja faktui – didesnioji energijos dalis šiluminės spinduliuotės spektre yra trumpesniųjų bangų srityje. Tokia padėtis pavadinta *ultravioletine katastrofa*.

Reilio ir Džinso formulė kokybiškai tinka ilgesniųjų bangų srityje. 1896 m. Vynas pateikė tokią formulę:

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{A}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{B}{\lambda T}\right)$$

(čia A ir B – pastoviosios), kuri šiek tiek tinka trumpesniųjų bangų srityje, bet netinka ilgesniųjų bangų srityje.

Taigi XIX a. pabaigoje buvo dvi formulės, kurios kokybiškai atitiko eksperimentinius rezultatus ribotose spektro srityse, bet nė viena nenusakė visos eksperimentinės kreivės. Tapo aišku, kad klasikinė fizika nesusidoroja su šiluminiu spinduliavimu ir reikia iš esmės peržiūrėti jos pagrindinius teiginius.

7.2. PLANKO FORMULĖ

Klasikinė elektrodinamika galėjo sėkmingai aiškinti tik tuos optinius reiškinius, kuriuose elementarieji šviesos sąveikos su medžiaga procesai nėra esminiai. Tuo tarpu nagrinėjant šiluminį spinduliavimą, šie procesai yra svarbūs. Todėl šiluminio spinduliavimo problemų klasikinė elektrodinamika išspręsti nepajėgė.

Klasikinės fizikos pagrindus peržiūrėjo Plankas (1900 m.). Jis iškėlė mintį, kuri iš esmės prieštaravo klasikinei statistinei fizikai ir elektrodinamikos įvaizdžių sistemai. Jo hipotezė teigia, kad *elektromagnetinė spinduliuotė spinduliuojama ne tolygiai, o atskiromis porcijomis (kvantais)*, kurių energijos dydis proporcingas dažniui:

$$\varepsilon = h\nu = h \frac{c}{\lambda};$$

čia $h = 6,622 \cdot 10^{-34}$ J·s – universalioji pastovioji, vėliau pavadinta Planko konstanta.

Planko hipotezė aiškiai prieštarauja klasikinei fizikai, nes iš jų išplaukia, kad visi dydžiai (energija, impulsas, poveikis) gali laisvai įgyti bet kokias kiek norima mažas vertes ir gali kisti tolygiai. Pagal klasikinius dėsnius ν dažnio osciliatorius gali turėti savyje įvairią energiją, kuri proporcinga amplitudei kvadratu. Tai reiškia, kad osciliatorius per vienetinį laiką gali spinduliuoti bet kokią energijos kiekį. Teoriškai modeliuojant juodąjį kūną kaip begalinę harmoninių osciliatorių visumą, kiekvienas iš kurių skleidžia atskirą monochromatinę bangą, o visi kartu – ištisinę juodąją spinduliuotę, ir naudojantis dėsniais, valdančiais šių osciliatorių veikimą, galima nustatyti tokios sistemos juodojo kūno spinduliavimo dėsnį.

Tačiau toks kelias nedavė norimų rezultatų. Tik Planko teiginys, kad *harmoninis ν dažnio osciliatorius gali turėti tokį energijos kiekį, kuriame yra kartotinis elementariųjų dydžių $h\nu$ skaičius ($E_n = nh\nu$)*, pateikė teisingą rezultatą. Reikia nagrinėti ne medžiagos osciliatorius – spinduliuotojus, o spinduliuotės osciliatorius, atinkančius elektromagnetinėms bangoms; čia atliekamas taip vadinamas „skleidimas į osciliatorius“.

Remiantis naujaisiais kvantiniais įvaizdžiais ir statistiniais metodais, Plankas pateikė spinduliavimo gebos išraišką, sutampančią su eksperimentu:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}; \text{ arba } \varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}.$$

Tai *Planko formulė*.

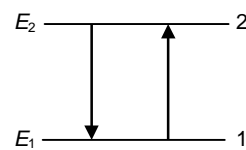
Teoriniuose skaičiavimuose vietoje spinduliavimo gebos $\varepsilon_{\nu,T}$ naudojamas spektrinis spinduliuotės energijos tankis $u_{\nu,T}$, tarp kurių toks sąryšis:

$$\varepsilon_{\nu,T} = (c/4) u_{\nu,T}.$$

Pateiksime Planko formulės išvedimą pagal Einšteino samprotavimus. Tačiau prieš tai susipažinsime su kai kuriais kvantinės teorijos įvaizdžiais.

Naudodamas Planko idėjas, Boras išvystė atomo spinduliavimo kvantinę teoriją. Pagal ją atomas nusakomas tam tikromis stacionariomis būsenomis, kuriose jis būdamas nespinduliuoja. Energijos spinduliavimas arba sugertis susijusi su atomo šuoliu iš vienos stacionariosios būsenos į kitą (7.2.1 pav.). Tokio šuolio metu spinduliuojama arba sugerama monochromatinė banga, kurios dažnį lemia stacionariųjų būsenų energijų skirtumas:

$$h \nu = E_2 - E_1.$$



7.2.1 pav. Energijos lygmenų schema

Einšteinas papildė Boro kvantinę teoriją kiekybiškai aprašydamas šviesos sugerties ir spinduliavimo procesus.

Panagrinėsime vienodų atomų dujas. Pagal Borą kiekvienas atomas gali būti stacionariosiose būsenose 1, 2, 3, ..., kurių energijos E_1, E_2, E_3, \dots . Vidutinis atomų skaičius i -oje būsenoje, kurios energija E_i , vadinamas i -ojo lygmens užpilda, priklausanti nuo išorinių sąlygų. Jei, pvz., dujos temperatūroje T yra termodinaminėje pusiausvyroje, tai užpilda nusakoma Bolcmano skirstiniu:

$$N_i = N_0 \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right); \quad (7.2.1)$$

čia N_0 – atomų skaičius vienetiniame tūryje apatiniame lygmenyje.

Bendriausiu atveju (7.2.1) formulėje reikia įrašyti statistinį lygmens svorį g_i , nusakantį lygmens išsigimimą.

Nagrinėdamas spinduliuotės sąveiką su atomais, Einšteinas išskyrė tris procesus: savaiminį (spontaninį) spinduliavimą, sugertį ir priverstinį (indukuotąjį) spinduliavimą. Visi procesai nagrinėjami statistiškai, t. y. naudojant tikimybės sampratą.

Jei atomas yra būsenoje 2 ir nepatiria išorinio poveikio, jis gali savaime (spontaniškai) pereiti į būseną 1, kur energija mažesnė ir atiduoda energijos skirtumą $E_2 - E_1$ fotono pavidalu. Toks procesas vadinamas *savaimi-*

niu šviesos spinduliavimu, kuris nusakomas savaiminio šuolio $2 \rightarrow 1$ tikimybe A_{21} per vienetinį laiką. Dydis A_{21} dar vadinamas *savaiminio šuolio Einšteino koeficientu*.

Žemiausiame lygmenyje esantys nesužadintieji atomai, veikiami išorinio elektromagnetinio lauko, pereina į sužadintąją būseną sugerdami energijos $E_2 - E_1 = h\nu$ fotoną. Suprantama, sugerties šuolio tikimybė dažnių ruože nuo ν iki $\nu + d\nu$ proporcinga spektriniam spinduliuotės energijos tankiui u_ν . Šia prasme galima kalbėti apie poveikio į nagrinėjamą procesą galimybę. Sugerties tikimybė per vienetinį laiką lygi $B_{12}u_\nu$. Koeficientas B_{12} , nusakantis atominės sistemos sužadinimo tikimybę, vadinamas *sugerties Einšteino koeficientu*.

Apart to Einšteinas pateikė ir *priverstinio (indukuotojo) spinduliavimo* įvaizdį. Veikiant išoriniam elektromagnetiniam laukui, sužadintoje būsenoje esantys atomai (pvz., būsenoje E_2), pagal Einšteiną, gali ne tik sugerti energiją, bet ir sugrįždami į žemesnį energijos lygmenį išspinduliuoti energijos $h\nu = E_2 - E_1$ fotoną. Pastarieji šuoliai yra priverstiniai ir nusako priverstinį spinduliavimą. Kitaip tariant, $h\nu$ energijos fotonas gali sukelti kvantinį šuolį atome iš lygmens E_2 į E_1 , dėl ko atsiranda dar vienas $h\nu$ energijos fotonas. Dėl priverstinių šuolių atsiradę spinduliuotės parametrai (dažnis, fazė, sklaidimo kryptis, poliarizacija) yra tokios pat, kaip ir pirminės spinduliuotės. Tokių šuolių tikimybė per vienetinį laiką yra $B_{21}u_\nu$. Koeficientas B_{21} vadinamas *priverstinio spinduliavimo Einšteino koeficientu*. Jei išorinio lauko nėra ($u_\nu = 0$), priverstiniai šuoliai nevyksta.

Taigi išorinis elektromagnetinis laukas iššaukia šuolius, lydimus kaip sugertimi, taip ir spinduliuote.

Pereisime prie Planko formulės išvedimo.

Tarkime, kad uždame tūryje yra dujos tam tikroje termodinaminėje temperatūroje T ir elektromagnetinis laukas, kurio spektrinis energijos tankis $u_{\nu,T}$. Sistema yra termodinaminėje pusiausvyroje. Tarp atomų ir lauko vyksta pastovus energijos apsikeitimas. Atomai sugeria ir spinduliuoja kvantus, pereidami iš vienos būsenos į kitą. Šie procesai visumoje nesuardo sistemos termodinaminės pusiausvyros.

Atomų skaičius, spontaniškai pereinantis per vienetinį laiką iš viršutinio lygmens į apatinį, proporcingas jų skaičiui viršutiniame lygmenyje N_2 ir lygus $A_{21}N_2$.

Atomų skaičius, pereinantis iš viršutinio sužadintojo lygmens į apatinį veikiant spinduliuotei, proporcingas sužadintųjų atomų skaičiui N_2 ir krantinčiosios spinduliuotės spektriniam energijos tankiui $u_{\nu,T}$. Sužadintųjų ato-

mų priverstinių šuolių per vienetinį laiką skaičius į žemesnį lygmenį lygus $B_{21}N_2u_{\nu,T}$. Suminis savaiminių ir priverstinių šuolių skaičius, t. y. bendrasis išspinduliuotų kvantų skaičius, lygus $A_{21}N_2 + B_{21}N_2u_{\nu,T}$. Lygmenyje E_1 esantys atomai gali pereiti į aukštesnįjį E_2 tik krintančiosios spinduliuotės energijos sąskaita, todėl tokių šuolių ir sugertųjų kvantų per vienetinį laiką skaičius bus lygus $B_{12}N_1u_{\nu,T}$.

Nusistovėjus pusiausvyrai tarp spinduliavimo ir dujų, sugertųjų ir išspinduliuotųjų per vienetinį laiką kvantų skaičius vienodas, t. y.

$$A_{21}N_2 + B_{21}N_2u_{\nu,T} = B_{12}N_1u_{\nu,T}. \quad (7.2.2)$$

Čia atomų skaičius lygmenyse nusakomas Bolcmano skirstiniu:

$$N_1 = N_0 \exp(-E_1/kT); \quad N_2 = N_0 \exp(-E_2/kT).$$

Jų dalmuo yra lygus

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) = \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right). \quad (7.2.3)$$

Iš (7.2.2) formulės panaudojus (7.2.3) galima išreikšti taip:

$$u_{\nu,T} = \frac{A_{21}/B_{21}}{(B_{12}/B_{21})(N_1/N_2) - 1} = \frac{A_{21}/B_{21}}{(B_{12}/B_{21})\exp(h\nu/kT) - 1}. \quad (7.2.4)$$

Einšteino koeficientus A_{21} , B_{21} , B_{12} galima tiksliai apskaičiuoti tik žinant elektromagnetinio lauko sąveiką su atomu dėsnius. Tačiau (7.2.4) išraiškoje esančių šių koeficientų dalmenis galima nustatyti iš paprastų bendrųjų samprotavimų:

1. Kai temperatūros labai aukštos ($T \rightarrow \infty$), $\exp(h\nu/kT) \rightarrow 1$ ir (7.2.4) išraiška įgyja tokį pavidalą:

$$u_{\nu,T} = \frac{A_{21}/B_{21}}{(B_{12}/B_{21}) - 1}.$$

Manant, kad elektromagnetinis laukas ertmės viduje yra šiluminis, galima išreikšti spinduliuotės gebą:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{c}{4} u_{\nu,T} = \frac{c}{4} \frac{A_{21}/B_{21}}{(B_{12}/B_{21}) - 1}.$$

Tačiau be galo aukštoje temperatūroje atomų energija turi būti be galo didelė ir jų spinduliavimo geba $\varepsilon_{\nu,T} \rightarrow \infty$. Taip atsitiks, jei vardiklis taps lygus nuliui, t. y. kai $B_{12} = B_{21}$. Įrašius į (7.2.4), išreiškiama taip:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{c}{4} \frac{A_{21}/B_{21}}{\exp(h\nu/kT) - 1}. \quad (7.2.5)$$

2. Mažų dažnių srityje atskiro kvanto energija mažesnė už šiluminio judėjimo energiją, t. y. $h\nu \ll kT$. Tada per vienetinį laiką spinduliuojama ir sugerama toks didelis kvantų skaičius, kad spinduliuotė gali būti suprantama tolydine. Kitaip tariant, mažų dažnių srityje (7.2.5) išraiška turi būti tapatinga Reilio ir Džinso formulėi.

Kai $h\nu \ll kT$, tai $h\nu/kT \ll 1$. Tada eksponentinę funkciją galima išskleisti eilute ir apsiriboti dviem jos nariais:

$$\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) = 1 + \frac{h\nu}{kT}.$$

Irašoma į (7.2.5) formulę ir prilyginama Reilio ir Džinso išraiškai:

$$\varepsilon_{\nu,T} \approx \frac{c}{4} \frac{A_{21}}{B_{21}} \frac{kT}{h\nu} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT.$$

Iš čia

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3},$$

ir išplaukia Planko formulė:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}.$$

Ribiniu atveju, kai dažniai maži, Planko formulė tampa Reilio ir Džinso formule. Kai dažniai labai dideli, $h\nu \gg kT$ ir vardiklyje galima nekreipti dėmesio į vienetuką. Gaunama Vyno formulė, kuri gerai aprašo eksperimentinius rezultatus trumpųjų bangų srityje. Dažnių skalėje Vyno formulė atrodo taip:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right).$$

Iš fizikinės pusės tai reiškia, kad spinduliuote lydimuose šuoliuose įskaitomi tik savaiminiai šuoliai, nusakomi koeficientais A_{mn} . Taigi trumpųjų bangų srityje priverstinę spinduliuotę sukeliantys šuoliai vaidina mažą

vaidmenį ir visas spinduliavimas vyksta dėl savaiminių šuolių. Ilgųjų bangų srityje, atvirkščiai, pagrindinai vyksta priverstiniai šuoliai.

Planko formulė gerai atitinka eksperimentinius duomenis ir yra pilnutinis Kirchhofo iškeltos pagrindinės užduoties sprendinys. Planko formulė apima savyje du pagrindinius juodojo kūno spinduliavimo dėsnius – Stefano ir Bolcmano bei Vyno dėsnius.

Planko formulė fotonų kalboje reiškia, kad šviesos bangos lauko energija yra fotonų, sukuriančių šį lauką, energijų suma. Pusiausvyrosios spinduliuotės energijos tankis išreiškiamas taip:

$$u(\omega) = \hbar \omega N(\omega);$$

čia ω – ciklinis dažnis ($\omega = 2\pi\nu$), $\hbar = h/2\pi$, funkcija $N(\omega)$ vadinama fotonų pasiskirstymo pagal dažnius funkcija:

$$N(\omega) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k T}\right) - 1}.$$

Anksčiau buvo pabrėžta, kad kai $\hbar \omega \ll kT$ Planko formulė tampa Reilio ir Džinso formule. Tai reiškia, kad aukštose temperatūrose, kai vidutinė osciliatorių energija gerokai didesnė už atstumą tarp jo būsenų, osciliatoriaus energijos kvantavimo efektas yra neesminis.

VIII SKYRIUS

ŠVIESOS STIPRINIMAS IR GENERAVIMAS

Fizikos sritis, vadinama *kvantine elektronika*, yra mokslas, nagrinėjantis elektromagnetinių bangų sąveikos su medžiaga teoriją ir generavimo metodus dėl priverstinio (indukuotojo) kvantinių sistemų (molekulių, atomų, jonų) spinduliavimo, o taip pat įrangas, kuriose vyksta elektromagnetinės spinduliuotės generavimas optinėje bangų srityje. Tokie įrenginiai vadinami *lazeriais* (arba *optiniais kvantiniais generatoriais*). Žodis „lazeris“ atsirado 1960 m., kai amerikiečių mokslininkas Meimenas sukūrė pirmąjį pasaulyje optinį kvantinį generatorių, skleidžiantį raudonąją šviesą. Šis žodis yra angliškos frazės „Light amplification by stimulated emission of radiation“ (šviesos stiprinimas indukuotuoju spinduliavimu) santrumpa.

8.1. SAVAIMINIS IR PRIVERSTINIS SPINDULIAVIMAS

Optinio kvantinio generatoriaus veikimas grindžiamas tokiais elektromagnetinės bangos sąveikos su medžiaga procesais: savaiminiu (spontaniu) ir priverstiniu (indukuotuoju) spinduliavimu bei sugertimi. Šių klausimų nagrinėjime didelį indėlį įnešė Einšteinas. Įvedęs į kvantinę spinduliavimo teoriją statistines sąvokas ir panaudojęs detaliosios pusiausvyros principą – *kai sistema yra statistinėje pusiausvyroje, bet kokių tiesioginių šuolių iš vienos būsenos į kitą skaičius yra lygus atvirkščiųjų šuolių skaičiui*, – jis ne tik naujai pagrindė Planko šiluminio spinduliavimo dėsnį, bet ir giliau įsiskverbė į elektromagnetinio lauko ir medžiagos sąveikos esmę. Nustatyta, kad šalia anksčiau žinomų procesų – sugerties ir savaiminio spinduliavimo – yra trečiasis procesas – priverstinis spinduliavimas.

Savaiminis spinduliavimas. Savaiminio spinduliavimo dėsnį Einšteinas suformulavo kaip tikimybinį: kai nėra išorinio spinduliuotės lauko, yra tam tikra dalelės savaiminio šuolio iš aukštesniojo E_2 energijos lygmens 2 į žemesnįjį E_1 energijos lygmenį 1 tikimybė (8.1.1 a pav.). Šuolių skaičius per vienetinį laiką vadinamas *šuolio tikimybe* A_{21} .

Savaiminės spinduliuotės galia išreiškiama taip:

$$W_{\text{sav}} = A_{21} N_2 h \nu.$$

čia N_2 – dalelių skaičius lygmenyje 2.

Koeficientas A_{21} nusako savaiminio spinduliavimo tikimybę ir vadinamas savaiminio spinduliavimo *Einšteino koeficientu*. Jis susijęs su sužadintosios būsenos gyvavimo trukme τ , kai nėra nespindulinių šuolių, tokiu sąryšiu:

$$A_{21} = \frac{1}{\tau}.$$

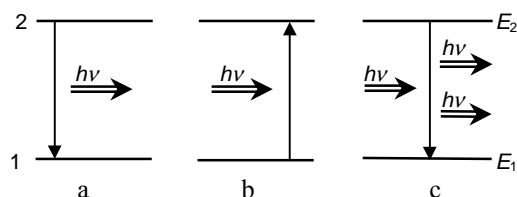
Savaiminės spinduliuotės galia išreiškiama taip:

$$W_{\text{sav}} = W_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right).$$

Čia $W_0 = A_{21} N_{20} h\nu$ nusako savaiminės spinduliuotės galią pradiniu laiko momentu.

Savaiminiuose šuoliuose įvairios dalelės spinduliuoja ne vienu metu ir nepriklausomai viena nuo kitos, todėl jų spinduliuojamųjų fotonų fazės nesusietos tarpusavyje, t. y. savaiminė spinduliuotė yra nekoherentinė. Be to spinduliojamojo fotono sklidimo linkmė ir poliarizacija yra atsitiktinės, o dažnis kinta kažkokiam tai ruože.

Priverstinis spinduliavimas. Einšteino teiginio prasmė apie priverstinį spinduliavimą yra ta, kad veikiant ν dažnio elektromagnetiniam laukui molekulė gali pereiti iš žemesniojo energijos lygmens E_1 į aukštesnįjį E_2 sugerdama energijos kvantą $h\nu = E_2 - E_1$ (8.1.1 b pav.), arba pereiti iš aukštesniojo lygmens E_2 į žemesnįjį E_1 išspinduliuodama energijos kvantą $h\nu = E_2 - E_1$ (8.1.1 c pav.). Pirmasis procesas vadinamas *sugertimi*, antrasis – *priverstiniu (indukuotuoju) spinduliavimu*. Kiekvieno proceso sparta proporcinga atitinkamoms tikimybėms $B_{12}u$ ir $B_{21}u$ (čia B_{12} ir B_{21} – sugerties ir priverstinio spinduliavimo Einšteino koeficientai, u – spinduliuotės spektrinis energijos tankis). Iš detaliosios pusiausvyros principo išplaukia, kad esant termodinaminei pusiausvyrai šviesos kvantų skaičius dN_1 , sugertų per laiką dt šuolio $1 \rightarrow 2$ metu, turi būti lygus kvantų skaičiui dN_2 , išspinduliuotų atvirkštinių šuolių $2 \rightarrow 1$ metu. Sugertųjų kvantų skaičius, pagal



8.1.1 pav. Trijų procesų schema
(a – savaiminis spinduliavimas, b – sugertis,
c – priverstinis spinduliavimas)

Einšteiną, proporcingas spektriniam veikiančiosios spinduliuotės tankiui u ir dalelių skaičiui N_1 apatiniame lygmenyje:

$$dN_1 = B_{12} u N_1 dt. \quad (8.1.1)$$

Sandauga $B_{12} u N_1$ yra sugerties šuolių skaičius per vienetinį laiką.

Analogiškai spinduliuotę sukeliančiųjų šuolių skaičius dN_2 išreiškiamas taip:

$$dN_2 = (A_{21} + B_{21} u) N_2 dt; \quad (8.1.2)$$

čia N_2 – sužadintųjų dalelių skaičius būsenoje 2.

Koeficientų B_{12} ir B_{21} išraiškos ir jų sąryšis su A_{21} gaunamos kvantinėje elektrodinamikoje. Tačiau pateiksime tik sąryšius tarp Einšteino koeficientų. Tam tikslui panagrinėsime uždara ertmę, kurios sienelės sugeria ir spinduliuoja elektromagnetinę spinduliuotę. Esant statistinei pusiausvyrai, spinduliuotė ertmės viduje nusakoma spektriniu spinduliuotės energijos tankiu $u_{\nu,T}$, nusakomu Planko formule:

$$u_{\nu,T} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}.$$

Kadangi esant termodinaminei pusiausvyrai $dN_2 = dN_1$, naudojant (8.1.1) ir (8.1.2) išraiškas galima užrašyti taip:

$$B_{12} u_{\nu,T} N_1 = (A_{21} + B_{21} u_{\nu,T}) N_2.$$

Iš čia

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12} u_{\nu,T}}{A_{21} + B_{21} u_{\nu,T}}. \quad (8.1.3)$$

Esant termodinaminei pusiausvyrai dalelių skirstinys energijos lygmenyse nusakomas Bolcmano dėsnio:

$$N = N_0 g \exp\left(-\frac{E}{kT}\right).$$

Tada

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right). \quad (8.1.4)$$

čia g_1 ir g_2 – statistiniai lygmenų svoriai, kurie nurodo, kiek nepriklausomų atominės sistemos būsenų turi vienodą energiją (paprastumo dėlei manysime, kad $g_1 = g_2 = 1$).

Sulyginus (8.1.3) ir (8.1.4) išraiškas ir kadangi $E_2 - E_1 = h \nu$, galima užrašyti taip:

$$u_{\nu,T} = \frac{A_{21}}{B_{12} \exp(h\nu/kT) - B_{21}}. \quad (8.1.5)$$

Kai $T \rightarrow \infty$, spektrinis spinduliuotės tankis u turi neribotai didėti, t. y. (8.1.5) išraiškos vardiklis turi būti lygus nuliui. Tada

$$B_{12} = B_{21}. \quad (8.1.6)$$

Sulyginus (8.1.5) išraišką su Planko formule, galima užrašyti taip:

$$B_{21} = \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} A_{21}. \quad (8.1.7)$$

(8.1.6) ir (8.1.7) sąryšiai tinka visoms sistemoms, jos nesusietos su išorės temperatūra, reiškia tinka ir nesant pusiausvyrai.

Savo savybėmis priverstinis spinduliavimas iš esmės skiriasi nuo savaiminio. Svarbiausia yra tai, kad susikūrus srautas sklinda ta pačia linkme kaip ir pradinis žadinantysis. Be to priverstinio ir pirminio srautų dažniai ir poliarizacijos griežtai vienodos. Priverstinis srautas yra koherentinis su pradiniu žadinančiuoju.

8.2. ŠVIESOS STIPRINIMAS IR GENERAVIMAS

Sugerties ir priverstinio spinduliavimo reiškiniai visuomet pasireiškia ir sudaro dvi neatskiriamas puses vieno ir to paties proceso – šviesos sąveikos su medžiaga. Plintančiojo kažkokia kryptimi šviesos srauto dalį medžiaga sugeria ir tuo pat metu kažkokią sugertosios energijos dalį gražina priverstinio spinduliavimo būdu. Todėl eksperimento metu negalima išmatuoti atskirai sugerties arba priverstinės spinduliuotės galių; nustatomas jų skirtumas:

$$W_{\text{sug}} = (B_{12} N_1 - B_{21} N_2) u h \nu.$$

Dažniausiai $B_{12} N_1 > B_{21} N_2$, todėl $W_{\text{sug}} > 0$ ir perėjęs terpę šviesos srautas dėl sugerties susilpnėja. Tačiau jei sistema yra būsenoje, kurioje dalelių skaičius N_2 lygmenyje 2 tampa didesniu už dalelių skaičių N_1 lygmenyje 1, tai $B_{12} N_1 < B_{21} N_2$, t. y. sugerties galia tampa neigiama ($W_{\text{sug}} < 0$). Tokia terpė veikiant šviesai ne sugeria, o išskiria šviesos energiją ir stiprina į ją krintančiąją spinduliuotę. Pradžioje šis reiškinyss pavadintas *neigiama*

sugertimi. Dabar dažniau naudojamas terminas – *stiprinimas*. Stiprinimo galia $W_{st} = -W_{sug}$.

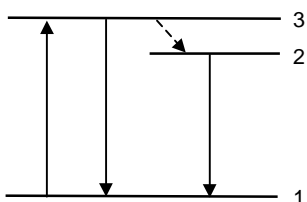
Vienas iš svarbiausių optinių medžiagos parametrų yra sugerties koeficientas k^{sug} , kuris išreiškiamas taip:

$$k_{12}^{sug} = \frac{W_{sug}}{cu} = \frac{h\nu}{c} (B_{12} N_1 - B_{21} N_2) = \frac{B_{12} h\nu}{c} (N_1 - N_2).$$

Stiprinimo koeficientas k^{st} , nusakantis šviesos srauto intensyvumo prieauglį pereinant vienetinio ilgio sluoksni, yra lygus

$$k_{21}^{st} = -k_{12}^{sug} = \frac{h\nu}{c} (B_{21} N_2 - B_{12} N_1) = \frac{B_{21} h\nu}{c} (N_2 - N_1).$$

Iš šios išraiškos išplaukia, kad tarp dviejų energijos lygmenų vykstančiųjų optinių šuolių metu stiprinimas ($k^{st} > 0$) bus tada, kai viršutinio lygmens užpildą N_2 viršija apatinio lygmens užpildą N_1 , t. y. kai yra taip vadinamas *inversinis dalelių skirstinys* energijos lygmenyse ($N_2 > N_1$). Terpė su inversine energijos lygmenų užpilda vadinama *aktyviaja*. Svarbu pabrėžti, kad norint sukurti aktyviąją terpę visuomet reikalinga išorinė papildomoji energija, kuri po to priverstiniame spinduliavime iš dalies pasikeičia į stiprinamosios elektromagnetinės spinduliuotės energiją. Dviejų lygmenų optinio sužadavimo ypatumas tame, kad negalima perkelti į sužadintąją būseną daugiau nei pusę dalelių ir todėl negalima sukurti inversinę lygmenų užpildą. Tokia padėtis susidaro todėl, kad yra priverstinis spinduliavimas.



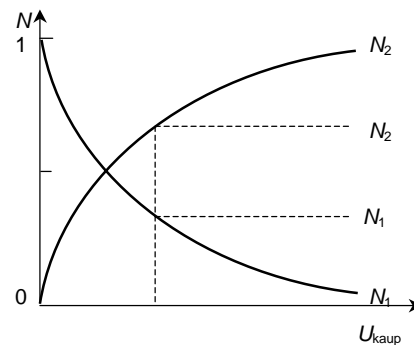
8.2.1 pav. Šuoliai trijų lygmenų sistemoje žadinant kanale $1 \rightarrow 3$

Kai kurių spinduliuotės sąveikos su medžiaga savybių negalima aprašyti dviejų lygmenų modelių. Labai dažnai po sužadavimo sistema ne optiniu būdu pereina į kokią nors trečiąją būseną (8.2.1 pav.). Tokia situacija yra, pvz., rubine. Trečioji būsena 2 yra *metastabilioji* (ilgai gyvuojanti).

Dalelių skaičiaus N_1 ir N_2 priklausomybės nuo išorinės žadinančiosios spinduliuotės intensyvumo pavaizduotos 8.2.2 pav. Dalelių

skaičius lygmenyje 3 menkas, t. y. lygmuo 3 yra savotiškas „virsimo“ punktas, kuriame dalelės ilgai neužsilaiko. Didėjant kaupinančiosios energijos tankiui u_{kaup} , N_2 vertė staigiai auga, o N_1 mažėja. Skirtingai nuo dviejų lygmenų sistemos, šiuo atveju dalelių skaičius pradiniam lygmenyje 1 gali sumažėti iki nulio ir visos dalelės gali susikaupti metastabiliajame lygme-

nyje 2. Po kreivių $N_2(u_{\text{kaup}})$ ir $N_1(u_{\text{kaup}})$ susikirtimo taško susidaro inversinė lygmenų užpilda ($N_2 > N_1$). Kai $u_{\text{kaup}} < u_{\text{kaup}}^{\text{inv}}$, sugerties koeficientas kanale $1 \rightarrow 2$ teigiamas. Inversijos taške jis lygus nuliui, o kai $u_{\text{kaup}} > u_{\text{kaup}}^{\text{inv}}$, jis tampa neigiamu, t. y. tenkinama pagrindinė spinduliuotės stiprinimo sąlyga.



8.2.2 pav. Lygmenų užpildos priklausomybė nuo kaupinimo intensyvumo kanale $1 \rightarrow 3$

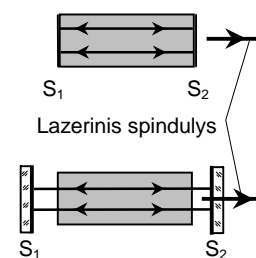
Inversinės užpildos sudarymas dar ne garantuoja didelio išeinančiojo iš aktyviosios medžiagos šviesos srauto intensyvumo. Stiprinimo laipsnį lemia stiprinimo koeficientas k_{st} ir aktyvaus sluoksnio ilgis l . Ši priklausomybė paprasčiausiu atveju gali būti išreikšta taip:

$$I_i = I_0 \exp(k_{\text{st}} l) ;$$

čia I_0 – krintančiosios į sugeriantįjį medžiagos sluoksnį šviesos intensyvumas, I_i – išeinančiojo iš jo šviesos intensyvumas, $k_{\text{st}} = -k_{\text{sug}}$.

Jei pasisektų smarkiai padidinti aktyvaus strypo ilgį, išeinančioji iš jo galų spinduliuotė būtų pakankamai intensyvi. Be to ji būtų ir tada, kai nėra išorinio srauto. Pirminis impulsas būtų savaiminių šuolių metu išspinduliuota spinduliuotė, kuri daug kartų stiprinama sklindant didelio ilgio sluoksniu. Šis reiškinys vadinamas *superluminescencija*.

Aktyvioji medžiaga gali tapti šviesos virpesių generatoriumi, jei skleidžiamosios šviesos dalis visą laiką yra aktyviojoje medžiagos zonoje ir sukelia vis naujų ir naujų dalelių priverstinę spinduliuotę, t. y. kai yra grįžtamasis ryšys. Tam aktyvioji medžiaga įdedama tarp dviejų lygiagrečių veidrodžių. Tarkim, pavyzdžiui, kad aktyvioji medžiaga yra cilindrinis strypas, o veidrodžių S_1 ir S_2 plokštumos statmenos strypo ašiai (8.2.3 pav.). Tada daug kartų atsispindėjęs nuo veidrodžių šviesos spindulys daug kartų pereis aktyvųjį strypą, kiekvieną kartą stiprėdamas dėl dalelių priverstinių šuolių. Gaunamas atvirasis *optinis rezonatorius*, savotiškas Fabri ir Pero interferometras, užpildytas aktyviąja terpe. Dėl daugkartinio šviesos spindulio atspindžio rezonatoriaus viduje susikau-



8.2.3 pav. Optiniai rezonatoriai

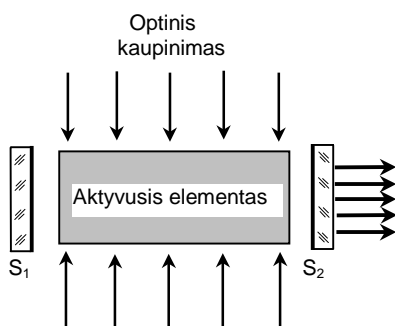
pia ženklus šviesos srauto tankis. Jo dalis, lygi $1 - R$ (R – iš dalies skaidraus veidrodžio atspindžio faktorius), išeina į išorę ir sudaro lazerinę spinduliuotę. Tokia situacija susidaro netgi tada, kai nėra jokios išorinės spinduliuotės, t. y. sistema tampa generatoriumi.

Toks generatorius yra savarankiškas elektromagnetinės spinduliuotės šaltinis. Generatoriaus spinduliuotė nusakoma kaupinimo galia ir metodu, veidrodžių atspindžio ir praleidimo ypatumais, rezonatoriaus viduje pasireiškiančiais energijos nuostoliais.

Bangos srauto dalis iš rezonatoriaus išeina. Be to yra ir kitokie nuostoliai, kurie nusakomi šviesos sklaida terpės netolygumuose bei veidrodžiuose, sugertimi, difrakcija ir kt. Generavimas galimas tik tada, kai krantinčiosios į pusksaidrų veidrodį bangos energiją yra ne mažesnė už energiją ankstyvesniojo kritimo atveju. Tai reiškia, kad šviesos stiprinimas turi būti pakankamai didelis, viršijantis tam tikrą slenkstinę vertę. Jei stiprinimas dviejuose perėjimuose rezonatoriuje didesnis už suminius nuostolius, tai kiekvieno perėjimo atveju bangos intensyvumas didėja. Tačiau šis didėjimas yra ne begalinis. Esant konkrečiai kaupinančiojo šaltinio galiai, darbinių lygmenų inversinė užpilda mažėja, didėjant spinduliuotės energijos tankiui

rezonatoriuje ir sumažėja stiprinimo koeficientas. Dėl šio *netiesinio isotinimo* reiškinio lazeryje nusistovi stacionarus generavimo režimas, kai suminiai energijos nuostolius tiksliai kompensuoja stiprinimas aktyviojoje terpėje.

Principinė lazerio su optiniu kaupimu schema pavaizduotas 8.2.4 pav. Aktyvusis elementas kaupinamas specialiųjų ksenono dujų išlydžio impulsinių lempų šviesa. Blyksnio trukmė apie 10^{-3} s.



8.2.4 pav. Principinė optinio lazerio schema

Taigi lazerio veikimas grindžiamas šiais pagrindiniais momentais:

1. Atominių sistemų priverstiniu spinduliavimu;
2. Termodinamiškai nepusiausvyriųjų sistemų naudojimu, kuriose galima stiprinti šviesą, t. y. inversinių sistemų sukūrimu;
3. Teigiamas grįžtamasis ryšys, kuris stiprinančiąją sistemą paverčia koherentinės spinduliuotės generatoriumi.

8.3. LAZERIO SPINDULIUOTĖS SAVYBĖS

Lazeris yra naujas elektromagnetinių bangų šaltinis. Jo spinduliuotės savybės yra unikalios, smarkiai besiskiriančios nuo įprastinių spindulių: kaitrinių lempų, liuminescencinių lempų, elektros lanko, kibirkšties ir t. t.

Lazerio spinduliuotės **kryptingumas** yra viena iš pagrindinių jos savybių. Lazerio spindulio plėtra yra kelios kampinės minutės, o kartais net kelios sekundės. Pavyzdžiui, Mėnulyje susidariusi lazerio pluoštelio dėmė yra tik keli kilometrai. Spinduliuotės kryptingumą lemia tai, kad maksimaliai stiprinami tie spinduliai, kurie sklinda lygiagrečiai su rezonatoriaus ašimi. Griežtai lygiagrečių spindulių sukurti, žinoma, negalima, nes tam trukdo šviesos difrakcija. Spindulių plėtos kampas principiai negali būti mažesnis už difrakcijos ribą $\delta\varphi \approx \lambda/D$ (čia D – pluoštelio plotis).

Lazerio spinduliuotės **monochromatiškumas** išskirtinai didelis. Atomų sistemos sugertis ir spinduliuotė nusakoma tam tikru dažnių ruožu, kuris vadinamas spektrinės linijos pločiu. Lazerio spinduliuotėje šis ruožas yra labai siauras, t. y. didelis monochromatiškumas.

Pagrindinį vaidmenį lazerio spinduliuotės spektro linijos susiaurėjime vaidina optinis rezonatorius. Optinių rezonatorių ypatumas tame, kad jų matmenys gerokai didesni už bangos ilgį. Dėl to vienu metu sužadinama daug nuosavųjų virpesių. Tokie virpesiai vadinami rezonatoriaus *modomis*. Moda nusako stovinčiosios elektromagnetinės bangos rezonatoriuje konfigūraciją.

Fabri ir Pero tipo rezonatoriaus modos pirmuoju artiniu gali būti suprantamos kaip dviejų plokščiųjų elektromagnetinių bangų, sklindančiųjų priešpriešiais palei rezonatoriaus ašį, superpozicija. Taip manant nesunkiai gaunami rezonansiniai dažniai, jei tenkinama sąlyga, kad rezonatoriaus ilgis L lygus sveikajam pusbangių skaičiui, t. y.

$$L = m \frac{\lambda}{2}; \quad (\text{čia } m = 1, 2, 3, \dots).$$

Ši sąlyga reikalinga tam, kad abiejų rezonatorių veidrodžių paviršiuose stovinčiosios elektromagnetinės bangos elektrinis laukas būtų lygus nuliui. Tada rezonansiniai dažniai:

$$\nu_m = m \frac{c}{2L}.$$

Dvi gretimąsias modas atitinkančių dažnių skirtumas:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L}.$$

Šios dvi modos skiriasi viena nuo kitos lauko pasiskirstymu palei rezonatoriaus ašį, t. y. išilgine linkme. Todėl jos vadinamos *išilginėmis modomis*. Be jų rezonatoriuje susidaro ir *skersinės modos*, kurios nusako lauko pasiskirstymą plokštumoje, statmenoje rezonatoriaus ašiai.

Lazerio spinduliuotės spektro plotį pagrindinai lemia generuojančiųjų modų skaičius. Optiniuose rezonatoriuose vienu metu gali būti sužadinama daug modų (taip vadinamas daugiamodis generavimo režimas). Lazeris spinduliuoja įvairių dažnių rinkinį, kurie yra aktyviosios terpės liuminescencijos linijos viduryje. Pvz., kietųjų kūnų lazerių, veikiančių daugiamodiniu režimu, spinduliuotės spektro linijos plotis $\Delta\nu_{\text{gen}}$ gali būti 1 GHz eilės. Reikia pabrėžti, kad daugiamodis lazerio režimas blogina koherentiškumą bei spinduliuotės kryptingumą.

Kartais reikia, kad lazeris generuotų tik vieną tam tikro dažnio modą. Tam naudojamos specialios priemonės, galinčios užslopinti nepageidaujamą aukštesniųjų eilių modas (taip vadinama *modų selekcija*). Užslopinus aukštesniųjų eilių virpesius, išorinė energija perduodama pagrindinei modai ir sutelkia šioje modoje ji gerokai padidėja. Teoriškai įvertinus vienmodžio 1 mW galios lazerio spektro linijos plotį gaunama vertė $\Delta\nu_{\text{gen}} \approx 5 \cdot 10^{-3}$ Hz. Praktiškai tokie reiškiniai, kaip vibracija, terminis išplitimas, padidina šią vertę. Dujų lazerio $\Delta\nu_{\text{gen}} = (50 \div 500)$ Hz, nors kartais gaunama kelių hercų linijos pločio vertė.

Lazerio spinduliuotės **koherentiškumas** yra didelis.

Bet kuri elektromagnetinė banga nusakoma *erdviniu* ir *laikiniu koherentiškumu*. Panagrinėsime konkrečiau.

Parinksime du taškus P_1 ir P_2 taip, kad laiko momentu t_0 per juos pereina elektromagnetinės bangos frontas. Sąlyga teigia, kad laiko momentu t_0 elektrinių laukų fazių skirtumas tuose taškuose lygus nuliui. Jei šis fazių skirtumas išlieka lygus nuliui bet kuriuo laiko momentu t , sakoma, kad tarp dviejų taškų yra pilnutinis koherentiškumas. Jei ši sąlyga tenkinama bet kokiai bangos fronto taškų porai, ši banga apibūdinama *pilnutiniu erdviniu koherentiškumu*.

Panagrinėsime bangos elektrinį lauką taške P laiko momentais t ir $t + \tau$. Jei trukmėje τ lauko virpesių fazių skirtumas išlieka toks pat bet kokių laiko momentu t , sakoma, kad trukmėje τ yra *laikinis koherentiškumas*. Jei

tokia sąlyga tenkinama bet kokiai τ vertei, banga apibūdinama *pilnutiniu laikiniu koherentiškumu*.

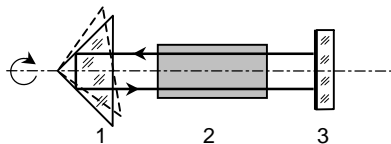
Vieną skersinę bangą generuojantis lazeris skleidžia pilnutinio erdvinio koherentiškumo spinduliuotę. Laikinis koherentiškumas priklauso nuo juostos pločio $\Delta\nu_{\text{gen}}$. Pavyzdžiui, nuolatinio režimu veikiančio dujų lazerio $\Delta\nu_{\text{gen}} = (50 \div 500)$ Hz ir koherentiškumo ilgis keli kilometrai, o įprastinių spindulių (pvz., natrio lempos) – $\tau_{\text{koh}} \approx 10^{-10}$ s ir $L_{\text{koh}} \approx 3$ cm.

Lazerio spinduliuotės **galia** priklauso ne tik nuo kaupinimo intensyvumo, bet ir nuo generavimo impulso trukmės. Panagrinėsime rubino lazerį, kuris dažniausiai veikia impulsiniu režimu. Rubino lazeris gali veikti dviem režimais: laisvojo generavimo ir kokybės moduliacijos. Rubino lazerio veikimas laisvojo generavimo režime tęsiasi tol, kol impulsinės lempos spinduliuotės intensyvumas netampa per daug mažas ir inversinė užpilda nesumažėja žemiau slenkstinės vertės. Įprastinių standartinių rubino kristalų, kurių ilgis keli centimetrai ir skersmuo 1 cm, pilnutinė spinduliuotės impulso energija šiame režime yra keli džauliai, generavimo impulso trukmė milisekundės ir vidutinė spinduliuotės galia keli kilovatai.

Jei generavimo impulsų trukmė sumažėja iki $(10^{-7} \div 10^{-9})$ s ir mažiau, tai generatoriaus išėjimo smailinė galia padidėja iki $(10 \div 1000)$ MW ir daugiau. Tokie trumpi galingi impulsai gaunami lazeriuose, kurie veikia valdomosios rezonatoriaus kokybės režime (*kokybės moduliavimas*).

Lazerio veikimo kokybės moduliavimo režime principas yra toks. Tarkim, kad į rezonatoriaus vidų įdėta užtūra. Kai užtūra uždaryta, generavimas nevyksta, ir todėl inversijos užpilda gali būti labai didelė. Kai kaupinimo galia pakankama, metastabiliajame lygmenyje galima sukaupti beveik visas aktyviosios medžiagos daleles. Tačiau generavimo sąlyga nebus tenkinama, nes rezonatoriaus nuostoliai gan dideli. Jei užtūra greitai atidaroma, stiprinimas lazeryje gerokai viršija nuostolius ir sukauptoji energija išsiskiria trumpo intensyvaus šviesos impulso pavidalu. Kadangi šiuo atveju rezonatoriaus kokybė kinta nuo mažų iki didelių verčių, tai toks režimas vadinamas *rezonatoriaus kokybės moduliavimo* režimu. Kai užtūra atidaroma greitai (per trumpesnę už lazerinio impulso susidarymą laiką), išėjusioji spinduliuotė yra vienas gigantiškas impulsas. Jei užtūra atidaroma lėtai, gali generuoti daug impulsų.

Optinio rezonatoriaus kokybės valdymui naudojami įvairūs įrenginiai, kurie skirstomi į aktyviuosius ir pasyviuosius. Aktyviesiems priklauso įvairūs optiniai mechaniniai, elektrooptiniai ir magnetooptiniai moduliatorių tipai. 8.3.1 pav. pavaizduota rezonatoriaus kokybės valdymo schema, nau-

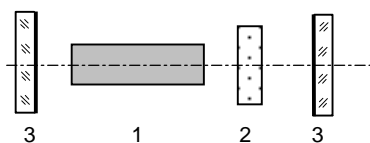


8.3.1 pav. Visiškojo vidaus atspindžio prizmės naudojimas kokybės valdymui (1 – besisukančioji prizmė, 2 – aktyvioji terpė, 3 – išeinamasis veidrodis)

dojant visiškojo vidaus atspindžio prizmės sukimą. Rezonatorius turi aukštą kokybę tik trumpoje trukmėje, kai prizmės briauna lygiagreti su nejudančiuoju veidrodžiu. Naudojant įprastinius apsisukimo greičius ($20000 \div 30000$) aps/min, kokybės perjungimo laikas yra apie 10^{-7} s. Dar trumpesni laikai (apie 10^{-9} s) gaunami elektrooptine užtūra, kurioje

naudojama Kero celė ir poliarizatorius. Aktyviuose moduliatoriuose nuostolių atjungimo momentas nusakomas išorinėmis sąlygomis.

Kokybės įjungimas pasyviaisiais moduliatoriais pilnutinai nusakomas spinduliuotės energijos tankiu rezonatoriaus viduje ir jų optinėmis savybėmis. Pasyvieji moduliatoriai (arba pasyviosios užtūros) gali būti skaidrėjančieji filtrai, spinduliuotės poveikyje yrančios plėvelės, puslaidininkiniai veidrodžiai, kurių atspindžio faktorius priklauso nuo šviesos intensyvumo, organiniai kristalai ir t. t. Ypatinę vietą užima užtūros, pagamintos iš skaidrėjančiųjų filtrų. Jos paprastos ir pasižymi geromis savybėmis. Jų veikimas grindžiamas skaidrėjančiųjų filtrų sugebėjimu grįžtamai keisti sugerties koeficientą, veikiant intensyviais šviesos srautais. Įdėjus į rezonatorių pasyviąją užtūrą (8.3.2 pav.), padidėja slenkstinis kaupinimo lygis, ir dėl to generavimo



8.3.2 pav. Pasyviosios užtūros naudojimas kokybės moduliavimui (1 – aktyvioji terpė, 2 – pasyvioji užtūra, 3 – rezonatoriaus veidrodžiai)

mo pradžios momentu metastabiliajame lygmenyje susikaupia didelis aktyviųjų dalelių skaičius. Kai prasideda generavimas, pereinant per užtūrą lazerinė spinduliuotė staigiai sumažina jos nuostolius ir sukauptoji energija išspinduliuojama galingo impulso pavidalu. Šio impulso trukmė beveik tokia pati, kaip ir momentinio kokybės įjungimo

režime. Tokios užtūros supaprastina generatorių konstrukciją ir išeinančiojo impulso parametrai tampa artimi ribiniams.

Kai lazerinė spinduliuotė pereina terpę su inversine užpilda, ji stiprinama dėl priverstinių šuolių, kuriuos lydi terpės molekulių, atomų arba jonų spinduliavimas. Tokie įrenginiai, kurie stiprina optinę elektromagnetinę spinduliuotę, vadinami *optiniais kvantiniais stiprintuvais*. Juose terpė su inversine užpilda sukurama taip pat kaip ir optiniuose lazeriuose. Naudojant kelis nuosekliai išdėstytus kvantinius stiprintuvus, lazerinės spinduliuotės galia padidėja iki 10^{12} W, kai spinduliuotės energija 10 J.

IX SKYRIUS

ŠVIESOS SKLIDIMAS JUDANČIOSE TERPĖSE

Prieš nagrinėdami judančiųjų terpių optinius reiškinius, trumpai pa-nagrinėsime šviesos greičio matavimo metodus. Šviesos greitis priklauso svarbiausioms fizikos konstantoms, kurios vadinamos pagrindinėmis (fundamentaliosiomis). Nė viena konstanta neturi tokios pagrindinės reikšmės teorinėje ir eksperimentinėje fizikoje, kaip šviesos greitis. Šviesos greičio kaip fizikinės konstantos reikšmė susijusi su jos invariantiškumu keičiant at-skaitos sistemas. Šviesos greitis vakuume – ribinis bet kokių fizikinių po-veikių sklaidimo greitis, o terpėje priklauso nuo dažnio. Labai didelė praktinė reikšmė. Tiksliai jos vertė reikalinga radijo ir šviesos lokacijoje, matuojant at-stumus nuo Žemės iki kitų planetų, valdant palydovus ir kosminius laivus. Šviesos greičio nustatymo užduotis priklauso svarbiausioms optikos (ir fizi-kos bendrai) problemoms.

9.1. ŠVIESOS GREIČIO MATAVIMO METODAI

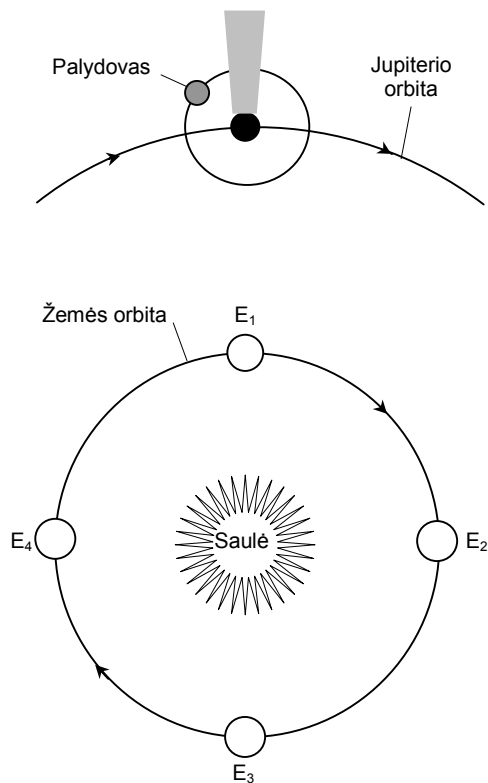
Šviesos greičio matavimo metodai skirstomi į tiesioginius ir netiesio-ginius. Pirmieji šviesos greičio matavimai grindžiami astronominiais stebė-jimais. Patikimą šviesos greičio vertę, artimą šiuolaikinei ($299792,5 \pm 0,4$) km/s, pirmą kartą nustatė 1676 m. Riomeris, stebėdamas Jupiterio palydovų užtemimus.

Riomerio metodas. Astronominiuose kokio nors reiškinio, vykstan-čio dangaus šviesulyje, stebėjimuose šviesos signalas pasiekia stebėtoją tuo vėliau, kuo toliau yra Žemė nuo šviesulio. Suprantama, kad reiškinys bus pastebėtas su tam tikru vėlavimu, kuris lygus laikui, reikalingam šviesai nu-eiti kelią nuo šviesulio iki Žemės, padalintam iš šviesos greičio.

Stebint kokį nors periodinį procesą, vykstantį nutolusioje nuo Žemės sistemoje, esant pastoviam atstumui tarp Žemės ir sistemos, nurodytas vėla-vimo laikas neįtakoja stebimajam periodui. Periodo pradžią ir pabai-gą atitinkantis laikas nusakomas vienodu vėlavimu, todėl jų skirtumas, kuris lygus periodui, lieka nepakitęs. Kitas reikalas, jei per periodo laiką Žemė nutolsta nuo sistemos arba priartėja prie jos. Pirmuoju atveju periodo pabai-ga bus užregistruota su didesniu vėlavimu nei pradžia, dėl ko bus netikras

periodo padidėjimas. Antruoju atveju, atvirkščiai, periodo pabaiga bus užfiksuota su mažesniu vėlavimu nei pradžia, dėl ko susidaro netikras periodo sumažėjimas. Netikrieji periodo pokyčiai abiem atvejais lygūs atstumui tarp Žemės ir sistemos periodo pradžioje ir pabaigoje padalintam iš šviesos greičio.

Aprašytieji samprotavimai yra šviesos greičio nustatymo Riomerio metodu pagrindas. Periodiniu procesu naudoti vieno iš Jupiterio palydovų



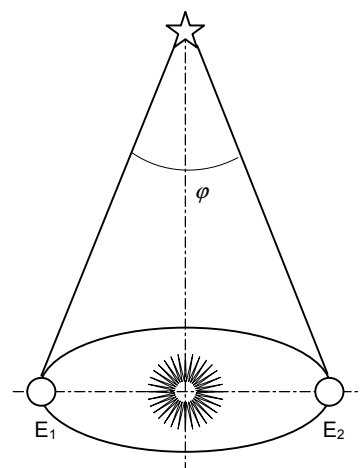
9.1.1 pav. Šviesos greičio nustatymo Riomerio metodu schema

užtemimais. Riomeris stebėjo palydovą Ijo, kurio apsisukimo periodas 42 val 27 min 33 s. Judant Žemei orbitos dalimi $E_1E_2E_3$ (9.1.1 pav.), ji nutolsta nuo Jupiterio ir turi susidaryti periodo padidėjimas. Ir atvirkščiai, judant Žemei orbitos dalimi $E_3E_4E_1$ stebimasis periodas bus mažesnis už tikrąjį. Kadangi atskiro periodo pokytis menkas, jį pamatyti sunku. Efektas gaunamas tik esant dideliame stebėjimų skaičiui, stebint ilgą laiką. Jei, pavyzdžiui, užtemimai stebimi pusės metų trukmėje, pradedant Žemės padėtimi E_1 iki padėties E_3 , tai trukmė tarp pirmojo ir paskutiniojo užtemimų bus 1320 s didesnė už teoriškai suskaičiuotąją. Užtemimų periodas teoriškai buvo apskaičiuotas Žemės padėtyje E_1 , kur atstumas tarp Žemės ir Jupiterio praktiškai nekinta laike.

Gautąjį neatitikimą galima paaiškinti tuo, kad per pusę metų Žemė pakeitė padėtį iš E_1 į E_3 ir šviesa pusmečio pabaigoje nuėjo didesnę kelią nei pradžioje, kuris lygus atkarpai E_1E_3 , t. y. Žemės orbitos skersmeniui. Taigi sunkiai stebimi atskiro periodo vėlavimai kaupiasi ir sudaro suminį vėlavimą. Riomerio nustatyta vėlavimo trukmė buvo 22 min. Žemės diametras $3 \cdot 10^8$ km ir tada šviesos greičio vertė lygi 226000 km/s. Riomerio nustatytoji šviesos greičio vertė yra mažesnė už šiuolaikinę. Vėliau buvo atlikti

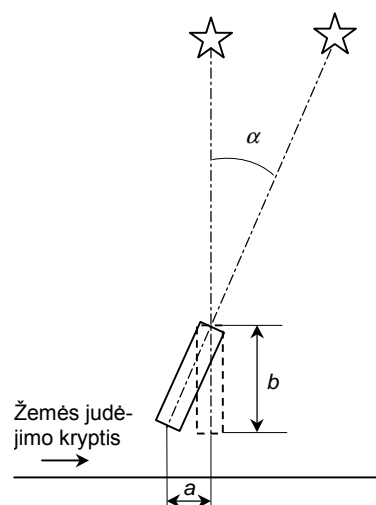
tikslesni matavimai, kurie pateikė tokius rezultatus: vėlavimo trukmė 16,5 min ir šviesos greitis 301000 km/s.

Šviesos aberacijos metodas. Žemėje esančiam stebėtojų stebėjimo spindulio kryptis į žvaigždę nevienoda, jei ši kryptis nustatoma įvairiu metų laiku, t. y. priklausomai nuo Žemės vietos jos orbitoje. Jei kryptis į kokią nors žvaigždę nustatoma kas pusę metų, t. y. esant Žemei priešinguose jos orbitos skersmens galuose, tai kampas tarp dviejų gautųjų kryptių vadinamas *metiniu paralaksu* (9.1.2 pav.). Kuo toliau nuo stebėtojo yra žvaigždė, tuo mažesnis jos paralakso kampas. Matuojant įvairių žvaigždžių paralakso kampus, galima nustatyti šių žvaigždžių atstumus iki mūsų planetos.



9.1.2 pav. Žvaigždės paralakso kampas

Bradlėjus (1725 ÷ 1728) m. matavo nejudančiųjų žvaigždžių metinį paralaksą. Stebėdamas vieną Drakono žvaigždyno žvaigždę Bradlėjus aptiko, kad jos padėtis kinta metų bėgyje. Per šį laiką ji nubrėžia nedidelį apskritimą, kurio kampinis matmuo lygus 40,9". Bradlėjaus išmatuotas postūmis buvo gerokai didesnis už laukiamą paralaksinį postūmį. Šį reiškinį, pavadintą *šviesos aberacija*, jis aiškino šviesos greičio baigtinumu. Per tą trumpą laiką, per kurį patekusi į teleskopo objektyvą šviesa sklinda nuo objektyvo iki okuliaro, okuliaras dėl Žemės judėjimo orbita paslenka kažkokia labai maža atkarpėle (9.1.3 pav). Dėl to žvaigždės atvaizdas paslenka atkarpa a . Iš naujo vėl nukreipus teleskopą į žvaigždę, jį tenka šiek tiek pakreipti Žemės judėjimo kryptimi norint, kad žvaigždės atvaizdas vėl patektų į okuliaro siūlų sankryžą.



9.1.3 pav. Šviesos aberacija

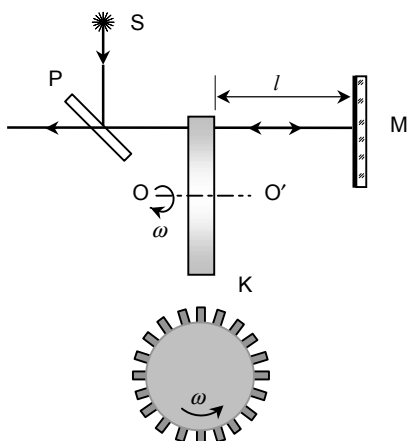
Tarkim, kad teleskopo pakrypimo kampas yra α , šviesos sklidimo atkarpoje b (atstumas nuo teleskopo objektyvo iki okuliaro) laikas τ , Žemės judėjimo orbita greitis v . Tada

$$a = v\tau; \quad b = c\tau; \quad \text{ir} \quad \operatorname{tg}\alpha = \frac{a}{b} = \frac{v}{c}.$$

Iš Bradlėjaus matavimų buvo žinoma, kad dviejose Žemės padėtyse, atitinkančiose vieną orbitos diametrą, žvaigždė atrodo paslinkusi nuo tikrosios padėties tuo pačiu kampu α . Kampas tarp šių stebėjimo kryptių $2\alpha = 40,9''$. Žinant Žemės judėjimo orbita greitį v , galima nustatyti šviesos sklaidimo greitį c . Bradlėjaus nustatyta vertė lygi $c = 306000$ km/s.

Reikia pabrėžti, kad šviesos aberaciją lemia Žemės greičio krypties pokytis metų bėgyje. Šis reiškinys aiškinamas korpuskuliniais šviesos prigimties įvaizdžiais. Šviesos aberacijos nagrinėjimas iš bangų pozicijų sudėtingesnis ir susijęs su Žemės judėjimo įtaka šviesos sklaidimui.

Nenutrūkstamasis metodas (Fizo metodas). Riomerio ir Bradlėjaus matavimai įrodė, kad šviesos greitis yra baigtinis. Tolimesnei teorijų plėtotei svarbu buvo žinoti ne tik šviesos greičio vertę pasaulinėje erdvėje, bet ir nustatyti, nuo ko priklauso šviesos greitis ir kaip jis keičiasi sklindant šviesai iš vienos terpės į kitą. Tam reikalingi metodai, kuriais galima būtų



9.1.4 pav. Fizo įrenginio schema

matuoti žemiškųjų spinduolių šviesos greitį. Pirmąjį eksperimentinį metodą pateikė 1849 m. Fizo (*Fizeau*). Bandymo schema pavaizduota 9.1.4 pav. Sklindanti iš spindulio S šviesa iš dalies atsispindi nuo pusiskaidrios plokštelės P ir nukrypsta į veidrodį M. Spindulio kelyje yra šviesos pertraukiklis – greitai besisukantis ratas K su mentelėmis, kurio ašis OO' lygiagreti su spinduliu. Šviesos spinduliai pereina tarpelius tarp mentelių, atsispindi nuo veidrodžio M ir grįžta atgal per ratą tarp mentelių ir plokštelę P į stebėtoją.

Kai ratas sukasi lėtai, perėjusi tarpelį tarp mentelių šviesa suspėja sugrįžti per tą patį tarpelį ir patenka į stebėtojo akį. Tuo momentu, kai spindulį užstoja mentelė, šviesa nepatenka į stebėtoją. Taigi, kai kampinis greitis ω mažas, stebėtojas mato mirksinčią šviesą. Jei rato sukimosi greitis didesnis, tai kažkokiai jo vertei $\omega = \omega_1$ perėjusi tarpelį šviesa ir sugrįžusi nuo veidrodžio nepataiko į tą patį tarpelį, o uždengiama šalia esančia mentele. Tada

esant greičiui ω_1 stebėtojas šviesos nemato (pirmasis užtemimas). Jei mentelių skaičius N , tai rato pasisukimo per pusę mentelės laikas

$$t_1 = \frac{1}{2N} \frac{2\pi}{\omega_1}.$$

Atstumą nuo rato iki veidrodžio M ir atgal šviesą nueina per laiką

$$t = \frac{2l}{c}.$$

Sulyginus šiuos laikus, galima išreikšti pirmojo užtemimo sąlygą:

$$\frac{2l}{c} = \frac{1}{2N} \frac{2\pi}{\omega_1}.$$

Iš čia šviesos greitis

$$c = \frac{2l2N\omega_1}{2\pi} = 4lN\nu_1;$$

čia ν_1 – apsisukimų skaičius per sekundę pirmojo užtemimo atveju.

Fizo bandyme bazė l buvo 8,63 km, rato mentelių skaičius 720 ir pirmasis užtemimas pastebėtas, kai $\nu = 12,6$ aps/s.

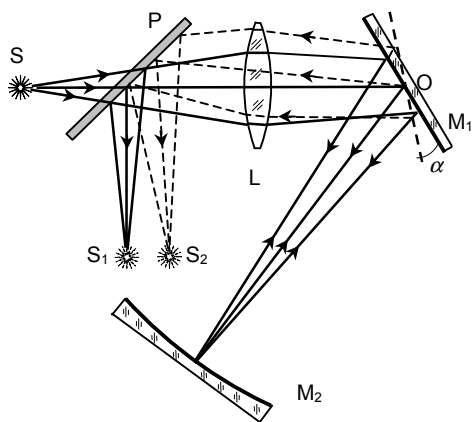
Padidinus rato apsisukimų greitį dvigubai, pastebimas prašviesėjimas, padidinus trigubai – vėl užtemimas ir t. t. Fizo apskaičiuotoji šviesos greičio vertė buvo lygi $c = 313300$ km/s.

Pagrindinis tokių matavimų sunkumas yra tikslus užtemimo momento nustatymas. Tikslumas padidėja didinant bazę, nes tada galima stebėti aukštesniųjų eilių užtemimus. 1902 m. Perotenas atliko šviesos matavimus su baze $l = 46$ km ir nustatė, kad $c = (299870 \pm 50)$ km/s.

Vietoje besisukančio rato galima naudoti kitus, labiau moderniškesnius šviesos pertraukimo metodus pvz., Kero celę. Tada greitai kintantis laukas pertraukinėja šviesos spindulį net 10^7 kartų per sekundę. Todėl galima sumažinti bazę. Pvz., Andersono įrangoje (1941 m.) su Kero cele ir fotoelektriniu registravimu bazė buvo tik 3 m. Jo matavimų rezultatas $c = (299776 \pm 14)$ km/s.

Besisukančio veidrodžio metodas (Fuko metodas). 1862 m. Fuko (*Foucault*) sukurtas šviesos greičio nustatymo metodas yra vienas iš pirmųjų laboratorinių metodų. Šiuo metodu Fuko išmatavo šviesos greitį terpėse, kurių lūžio rodiklis $n > 1$.

Fuko įrenginio schema pavaizduota 9.1.5 pav. Šviesa iš spinduolio S pereina pusskaidrią plokštelę P, lęšį L ir krinta į plokščiąjį veidrodį M_1 , ku-



9.1.5 pav. Fuko įrenginio schema šviesos greičio matavimui

ris gali suktis apie ašį O, statmeną brėžinio plokštumai. Atsispindėjęs nuo veidrodžio M_1 šviesos spindulys sklinda į nejudantį įgaubtąjį veidrodį M_2 , padėtą taip, kad šis spindulys visuomet kristų statmenai jo paviršiui ir atsispindėjęs sklistų tuo pačiu keliu į veidrodį M_1 . Jei veidrodis nejudą, atsispindėjęs nuo jo spindulys sugrįžta pirminiu keliu į plokštelę P ir iš dalies atsispindėjęs nuo jos sukuria spinduolio S atvaizdą S_1 .

Veidrodžio M_1 pasukimo kampas α per laiką, kol šviesa nueina atstumą $2l$ tarp abiejų veidrodžių pirmyn ir atgal, lygus:

$$\alpha = \omega t = \omega \frac{2l}{c} = 2\pi\nu \frac{2l}{c};$$

čia ν – veidrodžio M_1 apsisukimų skaičius per sekundę. Veidrodis tokiu momentu užima padėtį, 9.1.5 pav. pavaizduotą trukia linija. Atsispindėjęs nuo šio veidrodžio šviesos spindulys sukamas kampu 2α pirminio spindulio atžvilgiu ir susikuria spinduolio atvaizdas S_2 . Išmatavus atstumą S_1S_2 ir žinant įrangos geometriją, galima nustatyti kampą α ir apskaičiuoti šviesos greitį:

$$c = 2l \frac{\omega}{\alpha} = \frac{4\pi l \nu}{\alpha}. \quad (9.1.1)$$

Taigi Fuko metode tiksliai nustatomas šviesos sklidimo laikas atstumu $2l$ pagal veidrodžio M_1 pasisukimo kampą, kai jo sukimosi greitis žinomas. Posūkio kampas nustatomas iš poslinkio S_1S_2 matavimų. Fuko bandyme veidrodžio sukimosi greitis buvo iki 800 aps/s, bazė l kito nuo 4 m iki 20 m. Nustatyta šviesos greičio ore vertė lygi $c = (298000 \pm 500)$ km/s.

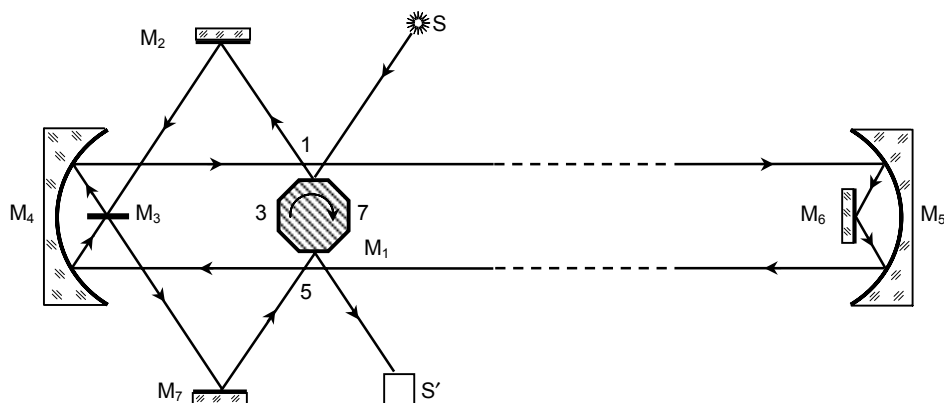
Savo įrenginiu Fuko pirmą kartą išmatavo šviesos greitį vandenyje. Posūkio kampas α vandenyje padidėjo $\frac{3}{4}$ karto ir apskaičiuotas iš (9.1.1) formulės šviesos sklidimo greitis vandenyje lygus $(\frac{3}{4})c$, t. y. mažesnis negu

vakuumė. Tai gerai derinasi su pagal bangų teoriją gauta lūžio rodiklio verte:

$$n = \frac{c}{v} = \frac{c}{(3/4)c} = \frac{3}{4} \approx 1,33$$

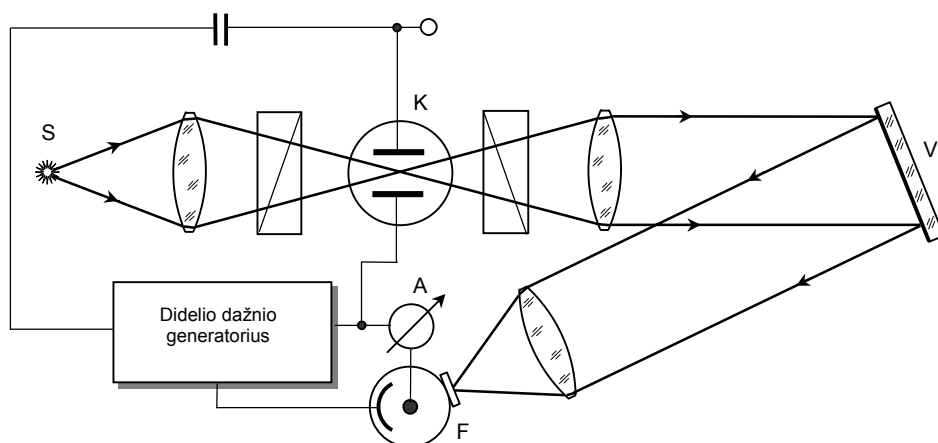
bei su tiesioginiu matavimu pagal sinusų dėsnį. Taigi šis eksperimentas eilinių kartą patvirtino bangų teorijos teisingumą.

Maikelsono metodas. Maikelsono įrenginys, kurio schema pavaizduota 9.1.6 pav., surinktas ant dviejų kalnų viršūnių. Šviesos spindulys sklinda nuo spindulio S iki imtuvo S'. Atsispindėjęs nuo pirmosios aštuonbriaunės veidrodinės prizmės briaunos, veidrodžių M₂ + M₇ ir penktosios briaunos, spindulys nuėjo 35,4 km kelią. Prizmės sukimosi greitis (apie 528 aps/s) toks, kad per šviesos sklidimo laiką nuo pirmosios briaunos iki penktosios prizmė suspėtų pasisukti 1/8 apsisukimo. Šiuo įrenginiu nustatyta šviesos greičio vertė lygi $c = (299796 \pm 4)$ km/s.



9.1.6 pav. Maikelsono įrenginio schema

Šiuolaikiniuose tiesioginio šviesos greičio matavimo metoduose klasikinis Fizo metodas išlieka, tik šviesa moduluojama Kero (*Kerr*) ląstele ir spinduliuotę priima ne akis, o fotoelementas arba fotodaugintuvas. 9.1.7 pav. pavaizduota principinė tokio tipo įrenginio schema. Šviesa iš spindulio S pereina Kero ląstelę ir siunčiama dideliu atstumu iki veidrodžio V. Atsispindėjęs nuo jo signalas priimamas fotoelementu F, kurio jautris moduluojamas didelio dažnio generatoriumi. Generatorius kartu maitina ir Kero ląstelę. Prietaisu A matuojama fotosrovė priklauso nuo fazių santykio tarp moduluotos šviesos ir imtuvo jautrio moduliacijos. Kintant atstumui iki



9.1.7 pav. Įrenginio su Kero ląstele schema šviesos greičiui nustatyti

veidrodžio V, stebimi fotosrovės maksimumai ir minimumai priklausomai nuo to, ar sutampa šviesos maksimumai su imtuvo jautrio maksimumais arba minimumais. Žinant moduliavimo dažnį ir atstumą galima rasti šviesos greitį.

Iš kitų šviesos nustatymo metodų galima paminėti 1972 m. atliktus matavimus, nustatant nepriklausomai šviesos bangos ilgį ir dažnį. Spinduliui naudotas helio-neono lazeris, generuojantis $3,39 \mu\text{m}$ spinduliuotę. Bangos ilgis nustatytas interferometru, lyginant su etaloniniu kriptono oranžinės spinduliuotės bangos ilgiu, o dažnis – radijo techniniais metodais. Nustatytas šiuo metodu šviesos greitis $c = \lambda\nu$ buvo lygus $(299792,456 \pm 0,001) \text{ km/s}$.

Pabaigoje reikia pabrėžti, kad nustatant šviesos greitį eksperimentiškai matuojamas grupinis jo greitis, kuris tik vakuume sutampa su faziniu.

9.2. OPTINIAI BANDYMAI SU JUDANČIAISIAIS KŪNAIS

Klausimas apie spindulio ir imtuvo judėjimo įtaką optiniams reiškiniams pirmą kartą iškilo Bradlėjui atradus šviesos aberaciją. Antrasis klausimas optikoje buvo klausimas apie galimą kūno judėjimo įtaką šviesos lūžiui jame, kai spindulio yra nejudantis dangaus šviesulys. Korpuskulinės teorijos požiūriu tokia priklausomybė visiškai galima. Pvz., galima buvo tikėtis, kad lęšio židinio nuotolis nustatytas naudojant Žemėje esantį spindulį, kuris nejuda lęšio atžvilgiu, bus skirtingas, jei matavimams naudoja-

ma žvaigždės šviesa. 1810 m. Agaro atliko tokį bandymą, bet gavo neigiamą rezultatą.

Bangų teorijai tokie klausimai buvo sunkesni. Ji rėmėsi įvaizdžiais apie eterį. Reikėjo supratimo kaip sąveikauja eteris su kūnais, ar skiriasi eteris kūnų viduje ir jų išorėje, kaip elgiasi eteris kūnuose jiems judant ir t. t.

Nagrinėjant problemas apie optinių reiškinių plėtotę judant sistemai, kurioje jie vyksta, svarbus buvo atsakymas į klausimą: ar galima nustatyti spinduolio ir šviesos imtuvo judėjimą atžvilgiu terpės, kurioje sklinda šviesa; o gal galima nustatyti spinduolio ir imtuvo judėjimą vienas kito atžvilgiu. Tai labai svarbios užduotys judančiųjų terpių optikoje ir bendrai elektrodinamikoje, nes dauguma bandymų vyksta Žemės sąlygomis, t. y. sistemoje, kuri juda kitų dangaus kūnų atžvilgiu.

9.2.1. ETERIO PROBLEMA

Šviesos bangų teorija sukūrė *pasaulinio eterio* sąvoką. Tai terpė, kurioje gali plisti elastiniai trikdžiai ir bangos. Ši terpė turi pasižymėti nykstančiais mažu tankiu, kad nesudarytų pastebimo pasipriešinimo dangaus kūnų judėjimui. Iš poliarizacijos reiškinių nagrinėjimo nustačius šviesos bangų skersinį pobūdį, reikėjo manyti, kad eteris nespūdus ir gali patirti tik elastines šlyties deformacijas. Kadangi šviesa sklinda ne tik vakuume, bet ir pereina įvairius skaidrius kūnus (stiklą, vandenį, orą ir kt.), iš to išplaukia, kad eteris užpildo ne tik tarpplanetinę erdvę, bet turi būti ir kūnų viduje. Šviesos greitis terpėje mažesnis nei erdvėje tarp kūnų, todėl eterio savybės kūnuose turi kisti.

Pagrindinis klasikinės mechanikos dėsnis, o taip pat išvados iš jo, turi vienodą pavidalą visose inertinėse atskaitos sistemose, t. y. sistemose, kurios juda tolygiai ir tiesiai viena kitos atžvilgiu. Šis teiginys vadinamas *Galilėjaus (Galilei) reliatyvumo principu*. Klasikinės mechanikos lygtys yra invariantai *Galilėjaus pakeitimų* atžvilgiu.

Iš Galilėjaus reliatyvumo principo išplaukia, kad klasikinės mechanikos plotmėje greičio sąvoka negali turėti absoliučios prasmės. Tačiau, jei yra pasaulinis eteris kaip visur prasiskverbianti terpė, tai susieta su eteriu atskaitos sistema turės privilegijuotą reikšmę visų kitų inertinių sistemų atžvilgiu, ir materialaus taško greitis šioje sistemoje bus absoliutus taško greitis erdvėje. Jei tai teisinga, tada galima rasti absoliutaus greičio matavimo metodus arba, kaip buvo sakoma, aptikti „eterio vėją“.

„Eterio vėjo“ ieškojimų rezultatai ir su tuo susijusių problemų nagrinėjimas privertė sukurti reliatyvumo teoriją.

9.2.2. FIZO IR MAIKELSONO BANDYMAI

Nagrinėjant pasaulinio eterio sąveiką su judančiais kūnais, galima manyti, kad:

1. Eterį visiškai patraukia judantys kūnai, pavyzdžiui, Žemė panašiai kaip judantis kūnas patraukia prie jo esančius dujų sluoksnius.

2. Eterį iš dalies patraukia judantys kūnai ir eteris įgauna greitį αv (čia v – kūno judėjimo greitis absoliučios atskaitos sistemos atžvilgiu, α – patraukimo koeficientas mažesnis už vienetą).

3. Eterio visiškai nepatraukia judantys kūnai.

XIX a. atsirado dvi priešingos teorijos: visiškojo eterio patraukimo teorija (Herco (*Hertz*) elektrodinamika) ir nejudančiojo eterio teorija (Lorenco (*Lorenz*) elektrodinamika). Bandymai turėjo išspręsti, kuri teorija teisinga. Iš visų eksperimentų, susijusių su šia problema, panagrinėsime du optikos bandymus, atliktus Fizo ir Maikelsono.

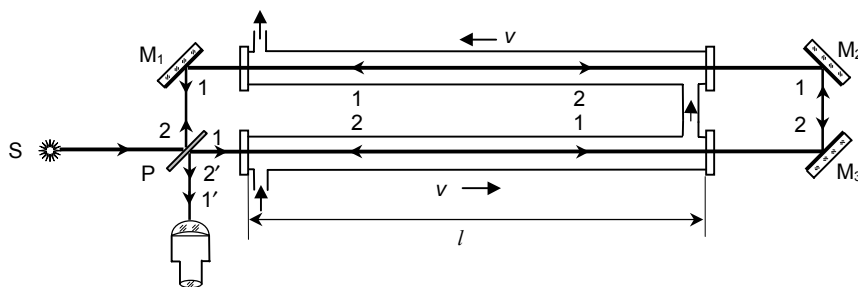
Fizo bandymas. Frenelis pateikė teiginį, atsveriantį dvi vieną kitą neigiančias hipotezes, apie dalinį eterio patraukimą. Pagal šį teiginį materialųjų kūnų viduje esantis eteris skiriasi nuo šių kūnų išorėje esančio tik tankiu, o kitos eterio savybės yra vienodos. Judantysis kūnas patraukia tik tą eterio dalį, kuri esanti jo viduje sudaro tankio skirtumą palyginus su tankiu erdvėje laisvoje nuo materialųjų kūnų. Tokiomis prielaidomis šviesos greitis u judančioje greičiu v terpėje pagal Frenelio apskaičiavimus yra lygus

$$u = \frac{c}{n} + v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right); \quad (9.2.2.1)$$

čia c – šviesos greitis laisvajame eteryje, n – terpės lūžio rodiklis, c/n – šviesos greitis nejudančioje terpėje.

(9.2.2.1) formulės prasmė ta, kad yra dalinis eterio patraukimas ir tuo didesnis, kuo didesnis n . Daugiklis $\alpha = 1 - 1/n^2$ pavadintas *Frenelio patraukimo koeficientu*. Vandeniui Frenelis nustatė tokią vertę: $\alpha = 0,438$.

Norint nustatyti, ar judantys kūnai patraukia eterį, Fizo atliko tokį bandymą. Šviesa iš spindulio S (9.2.2.1 pav.) puskaidria plokšte P dalijamas į du spindulius 1 ir 2. Atsispindėję nuo veidrodžių M_1 , M_2 ir M_3 ir nuėję vienodus atstumus $2l$, jie vėl krinta į plokštelę P. 1 spindulys iš dalies pereina plokštelę P, o 2 spindulys iš dalies atsispindi nuo jos. Dėl to susidaro du koherentiniai spinduliai 1' ir 2', kurie žiūrono židinio plokštumoje sukuria interferencinių juostelių vaizdą. 1 ir 2 spindulio kelyje yra vamzdžiai, kuriais gali tekėti vanduo greičiu v kryptimis, parodytomis paveiksle ro-



9.2.2.1 pav. Fizo bandymo schema

dyklėmis. 1 spindulys abiejuose vamzdžiuose sklinda palei vandens tėkmę, o 2 spindulys – prieš tėkmę. Kai vanduo neteka, abu spinduliai nueina kelią $2l$ per tą patį laiką.

Pažymėkime šviesos greitį vandenyje esančio eterio atžvilgiu raide u . Manykime, kad tekantis vanduo iš dalies patraukia eterį, suteikdamas jam įrenginio atžvilgiu greitį αv . Tada šviesos greitis įrenginio atžvilgiu spinduliui 1 bus lygus $u + \alpha v$, o spinduliui 2 lygus $u - \alpha v$. 1 spindulys nueina 2 spindulio kelią per laiką

$$t_1 = \frac{2l}{u + \alpha v},$$

o 2 spindulys – per laiką

$$t_2 = \frac{2l}{u - \alpha v}.$$

Laukiamas interferencinių juostelių poslinkis Δ nusakomas laikų skirtumo ir šviesos virpesių periodo T dalmeniu. Laikų skirtumas

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{4l\alpha v n^2}{c^2 - \alpha^2 v^2 n^2}.$$

Tada poslinkis

$$\Delta = \frac{\Delta t}{T} = \frac{c \Delta t}{c T} = \frac{c \Delta t}{\lambda} = \frac{4l\alpha v n^2}{c^2 - \alpha^2 v^2 n^2} \frac{c}{\lambda} \approx \frac{4l\alpha v n^2}{\lambda c}.$$

Fizo stebėjo, kad interferencinės juostelės iš tikro pasislenka. Pagal poslinkio didumą nustatyta vertė $\alpha = 0,46$. Tikslesni Maikelsono ir Morlio matavimai pateikė tokią vertę: $\alpha = 0,434 \pm 0,020$, kas gerai atitiko Frenelio skaičiavimus. Kartojant Fizo bandymą su judančiuoju oru, nebuvo gautas poslinkis. To ir reikėjo laukti, nes oro lūžio rodiklis mažai skiriasi nuo vienetų.

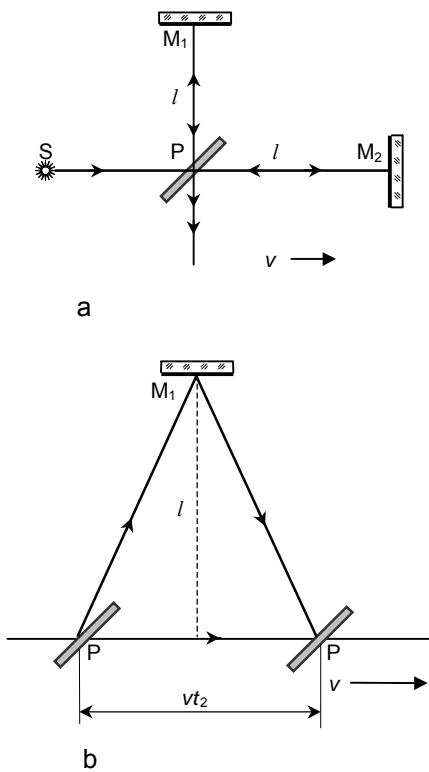
Fizo bandymų rezultatai įrodė, kad Herco teorija, kuri rėmėsi įvaizdžiais apie visišką eterio patraukimą, neteisinga.

Maikelsono ir Morlio bandymai. Priešingą požiūrį į judančiųjų terpių elektrodinamikos ir optikos problemą pateikė Lorencas. Jis manė, kad eteris visiškai nejuda ir nedalyvauja materialijų kūnų judėjime. Tokia prielaida reikalauja atsisakyti mechaninio reliatyvumo principo elektrodinamikoje bei optikoje ir leidžia įvesti absoliučią atskaitos sistemą, susijusią su nejudančiuoju eteriu. Pagal Lorenčą kūnų judėjimą eteryje turi lydėti „eterio vėjas“, kurio poveikį galima būtų aptikti optikoje. Ypatingai įdomūs bandymai terpėje, kurios lūžio rodiklis $n \approx 1$ (vakuume arba ore), nes tada patraukimo koeficientas $\alpha \approx 0$.

Pirmąjį tokių bandymą atliko 1881 m. Maikelsonas, o po to didesniu tikslumu pakartojo 1887 m. Maikelsonas su Morliu. Šiuose bandymuose buvo mėginama aptikti absoliutų Žemės judėjimą eteryje, matuojant šviesos

sklidimo greitį kryptimi, sutampančia su Žemės judėjimo kryptimi ir jai statmena. Tam Maikelsonas naudojo savo interferometrą (žr. § 4.11.1), kuris buvo pastatytas taip, kad vienas jo petys, pvz., PM_1 (9.2.2.2 a pav.) sutapo su Žemės judėjimo orbita greičio v kryptimi, o antrasis petys PM_2 statmenas šiai kryptimi. Šviesos spinduliui nueiti kelią iki veidrodžio M_1 ir atgal reikalingas laikas bus skirtingas laikui, reikalingam spinduliui nueiti kelią $PM_2 + M_2P$. Pasukus įrenginį 90° kampui, pečiai pasikeičia vietomis ir eigos skirtumas pakeičia ženklą, dėl ko interferencinės juostelės turi pasislinkti.

Paskaičiuokime laukiamą poslinkį. Surasime spindulio nueitų kelių $PM_2 + M_2P$ ir $PM_1 + M_1P$ trukmes t_1 ir t_2 . Trukmę galima nesunkiai apskaičiuoti antrosios eilės nario tikslumu atžvilgiu $\beta = v/c$:



9.2.2 pav. Maikelsono ir Morlio bandymo schema

$$t_1 = \frac{l}{c-v} + \frac{l}{c+v} = \frac{2l}{c} \frac{1}{1-v^2/c^2} \approx \frac{2l}{c} (1 + \beta^2). \quad (9.2.2.2)$$

Laiko t_2 , reikalingo šviesai nueiti kelią $PM_1 + M_1P$, įvertinimui reikia įskaityti tai, kad per šį laiką veidrodis M_1 pasislenka lygiagrečiai su savimi atkarpa vt_2 (9.2.2.2 b pav.). Kelias PM_1 lygus

$$\frac{t_2}{2} c = \sqrt{l^2 + \left(\frac{t_2}{2} v\right)^2},$$

o laikas t_2 lygus

$$t_2 = \frac{2l}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \approx \frac{2l}{c} \left(1 + \frac{\beta^2}{2}\right). \quad (9.2.2.3)$$

Iš (9.2.2.2) ir (9.2.2.3) formulių išplaukia, kad įskaitant Žemės judėjimą atsiranda pataisa

$$\beta^2 = \frac{v^2}{c^2},$$

t. y. dydis, nusakantis antrosios eilės mažumo reiškinius. Žemės judėjimo orbita greitis yra 30 km/s, o šviesos greitis – 300000 km/s. Todėl $\beta \approx 10^{-4}$ ir $\beta^2 \approx 10^{-8}$.

Trukmių skirtumas $\Delta t = t_1 - t_2$ nusako laukiamą interferencinių juostelių poslinkį dėl Žemės judėjimo sava orbita. Iš (9.2.2.2) ir (9.2.2.3) formulių galima išreikšti taip:

$$\Delta t = \frac{2l}{c} (1 + \beta^2) - \frac{2l}{c} \left(1 + \frac{\beta^2}{2}\right) = \frac{l}{c} \beta^2.$$

Interferencinių juostelių poslinkis matuojamas pasukus interferometrą 90° kampu pradinės padėties atžvilgiu. Dėl posūkio susidaro laikų skirtumo ženklų pakitimas ir to rezultate

$$\Delta t = \frac{2l}{c} \beta^2.$$

Jei Δt pakistų vienu šviesos virpesių periodu, interferencinės juostelės pasislinktų per vieną juostelę. Nagrinėjamoju atveju juostelės turi pasi-

slinkti tokia juostelės dalimi, kuri atitinka periodo T dalį, nusakoma dydžiu $(2l/c)\beta^2$, t. y.

$$\Delta = \frac{2l}{cT} \beta^2 = \frac{2l}{\lambda} \beta^2. \quad (9.2.2.4)$$

Norint padidinti matavimų jautrį, t. y. norint aptikti mažiausią juostelių poslinkį, interferometras Maikelsono ir Morlio bandyme buvo sumontuotas ant masyvios granito plytos, kuri plaukiojo gyvsidabryje. Tai gerokai sumažino vibravimus ir leido gana lengvai pasukti visą interferometrą 90° kampui. Naudojant daugkartinį atspindį, šviesos spindulio kelio ilgis praplėstas iki 11 m. Šviesos bangos ilgis buvo 590 nm. Įrašius į (9.2.2.4) formulę skaitines vertes, apskaičiuota, kad poslinkis turi būti lygus $\Delta = 0,4$ juostelės. Įrenginys galėjo aptikti interferencinės juostelės poslinkį iki 0,01 juostelės.

Bandymo metu interferencinių juostelių poslinkio nebuvo stebėta. Gautieji poslinkiai buvo atsitiktiniai ir neviršijo 0,02 juostelės, t. y. stebėjimo paklaidų ribose.

Taigi Maikelsono bandymai nepatvirtino nejudančiojo eterio teorijos. Šie bandymai galėjo būti aiškinami kaip įrodymas, kad kūnai visiškai patraukia eterį. Tačiau tada jie prieštarautų Fizo bandymo rezultatams.

Buvo dar ir kitų mėginimų paaiškinti neigiamą Maikelsono bandymų rezultatą, neatsisakant pasaulinio eterio įvaizdžio. Maikelsono bandymus kartojo įvairūs tyrinėtojai skirtinguose techniniuose lygiuose. Didelis tikslumas buvo pasiektas 1964 m. Taunso bandyme, naudojant du He-Ne lazerius. Iš Mesbauerio (*M. B. Mesbauer*) reiškinio pagrįsto bandymo išplaukė išvada, kad nėra „eterio vėjo“.

Taigi remiantis eksperimentais, kuriais buvo tikrinamas Maikelsono bandymas, galima teigti, kad neigiamas šio bandymo rezultatas įrodytas dideliu tikslumu. Tuo pačiu galima teigti, kad Žemės sistemoje šviesos greitis nepriklauso nuo jo sklidimo krypties. Kadangi bandymai buvo atliekami skirtingu metų laiku, tai tuo pačiu buvo realizuotos skirtingos inertinės sistemos. Maikelsono bandymas patvirtino vienodas inertinių sistemų savybes.

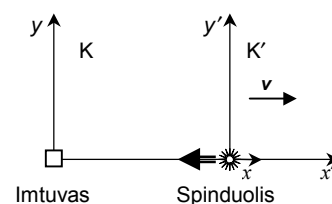
9.2.3. OPTINIS DOPLERIO REIŠKINYS

Nagrinėdamas šviesą kaip bangų trikdžių sklidimą eteryje, Dopleris pažbrėžė, kad priimamas imtuvu šviesos virpesių dažnis turi priklausyti tiek nuo spindulio greičio, tiek ir nuo imtuvo greičio eterio atžvilgiu. Šis dažnis

skiriasi nuo spindulio skleidžiamųjų šviesos virpesių dažnio. Numatytasis teorinis reiškiny, vėliau vadinamas *Doplerio reiškiniu*, pasireiškia bet kurioms bangoms, nepriklausomai nuo jų prigimtės, tame tarpe ir akustinėms bangoms.

Tačiau tarp Doplerio reiškinių akustinėms ir optinėms bangoms yra principinis skirtumas. Kai bangos akustinės, svarbiausias yra spindulio ir imtuvo judėjimas atžvilgiu terpės, kurioje plinta virpesiai. Kadangi ypatingos terpės, kuri būtų elektromagnetinių bangų nešėja, nėra, tai optinis Doplerio reiškiny turi būti nusakomas tik santykiniu spindulio ir imtuvo greičiu ir yra Lorencio pakeitimų pasekmė.

Tarkim, kad imtuvas yra koordinatų sistemos K , o spindulio – koordinatų sistemos K' pradžioje (9.2.3.1 pav.). x ir x' ašys nukreiptos palei greičio vektorių \mathbf{v} , kuriuo sistema K' (spindulio) juda sistemos K (imtuvo) atžvilgiu. Spindulio skleidžiamos bangos lygtis K' sistemoje atrodo taip:



9.2.3.1 pav.

$$E(x', t') = A' \cos \left[\omega' \left(t' + \frac{x'}{c} \right) + \alpha' \right];$$

čia ω' – registruojamasis dažnis atskaitos sistemoje, susietoje su spinduliu, t. y. spindulio skleidžiamosios šviesos dažnis; α' – pradinė fazė. Ženklas „+“, nes banga sklinda x' mažėjimo linkme.

Remiantis reliatyvumo principu, K sistemoje banga aprašoma tokia lygtimi:

$$E(x, t) = A \cos \left[\omega \left(t + \frac{x}{c} \right) + \alpha \right]; \quad (9.2.3.2)$$

čia ω – K sistemoje registruojamasis dažnis, t. y. imtuvo priimamas šviesos dažnis.

Bangos lygtis K sistemoje galima išreikšti iš (9.2.3.1) lygties, naudojant Lorencio pakeitimus:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad y' = y; \quad z' = z; \quad t' = \frac{t - (v/c^2)x}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Tada galima užrašyti taip:

$$\begin{aligned}
 E(x,t) &= A' \cos \left[\omega' \left(\frac{t - (v/c^2)x}{\sqrt{1-\beta^2}} + \frac{x - vt}{c\sqrt{1-\beta^2}} \right) + \alpha' \right] = \\
 &= A' \cos \left[\omega' \frac{1 - v/c}{\sqrt{1-\beta^2}} \left(t + \frac{x}{c} \right) + \alpha' \right].
 \end{aligned}
 \tag{9.2.3.3}$$

(9.2.3.2) ir (9.2.3.3) lygtys aprašo K sistemoje tą pačią bangą, todėl turi būti tenkinamas sąryšis:

$$\omega = \omega' \frac{1 - v/c}{\sqrt{1-\beta^2}} = \omega' \sqrt{\frac{1 - v/c}{1 + v/c}}$$

arba

$$v = v_0 \sqrt{\frac{1 - v/c}{1 + v/c}}. \tag{9.2.3.4}$$

Iš (9.2.3.2) ir (9.2.3.3) lygčių palyginimo išplaukia, kad $\alpha = \alpha'$, t. y. manant, kad (9.2.3.1) lygtyje $\alpha' = 0$, reikia ir (9.2.3.2) lygtyje α prilyginti nuliui. Tai aiškinama tuo, kad Lorencio pakeitimai numato tokią atskaitos pradžią sistemose K ir K', kad, kai $x' = 0$ ir $t' = 0$, vertės x ir t taip pat lygios nuliui.

Jei imtuvas yra K' sistemoje, o K sistemoje – spinduolis, tai gaunama tokia pati formulė kaip (9.2.3.4), kuri nusako *išilginį Doplerio reiškinių*. Kai $v \ll c$, (9.2.3.4) formulę galima apytiksliai užrašyti taip:

$$v \approx v_0 \frac{1 - v/2c}{1 + v/2c} = \frac{1 - \frac{v}{c} - \left(\frac{v}{2c}\right)^2}{1 - \left(\frac{v}{2c}\right)^2}.$$

Pasitenkinus pirmosios eilės nariais atžvilgiu v/c , užrašoma taip:

$$v = v_0 \left(1 - \frac{v}{c} \right).$$

Tada santykinis dažnio pokytis

$$\frac{v - v_0}{v_0} = \frac{\Delta v}{v_0} = -\frac{v}{c},$$

t. y. išilginis Doplerio reiškiny yra pirmosios eilės reiškinys atžvilgiu v/c .

Doplerio reiškinys pagal reliatyvumo teoriją turi pasireikšti ir tada, kai šviesos sklaidimo linkmė yra statmena judėjimo kryptiai, t. y. šviesos bangoms turi gautis ir *skersinis Doplerio reiškinys* (pvz., spinduoelis juda apskritimu, kurio centre yra imtuvas).

Tada iš analogiškų skaičiavimų išreiškiama taip:

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{v^2}{2c^2} \right)$$

ir santykinis dažnio pokytis

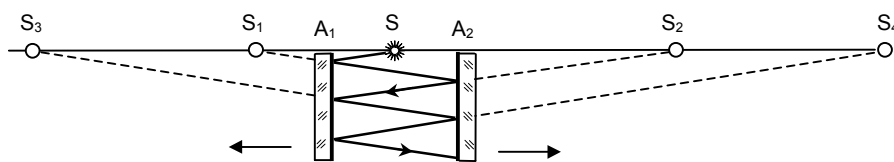
$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = - \frac{v^2}{2c^2},$$

t. y. skersinis Doplerio reiškinys yra antrosios eilės reiškinys atžvilgiu v/c .

Pirmą kartą Doplerio reiškinys optikoje eksperimentiškai patvirtintas astronominiais stebėjimais. Atradus spektrinę analizę ir nustačius cheminių elementų Žemėje ir dangaus kūnuose tapatingumą, buvo manoma, kad dėl Doplerio reiškinio turi susidaryti žvaigždžių spinduliuotės spektrinių linijų poslinkis. Pirmieji patikimi duomenys apie doplerinį Sirijaus spektro linijų poslinkį buvo stebėti, lyginant jų vietą su atitinkamomis dujų išlydžio vamzdelio spektro linijomis. Reikia pabrėžti, kad žvaigždžių spektro linijų doplerinio poslinkio matavimais, griežtai kalbant, negalima patikrinti Doplerio reiškinio, nes nėra galimybės nustatyti žvaigždės greitį. Tačiau šių duomenų pagrindu galima nustatyti žvaigždės greičio dedamąją palei liniją, jungiančią žvaigždę su Žeme, t. y. spindulinį žvaigždės greitį. Doplerio reiškinio dėka buvo atrastos spektriškai dvigubos žvaigždės. Tokių žvaigždžių spektrinės linijos periodiškai tampa dvigubomis, ką galima aiškinti prielaida, kad šviesos šaltinis yra du kūnai, besisukantys apie bendrąją masių centrą.

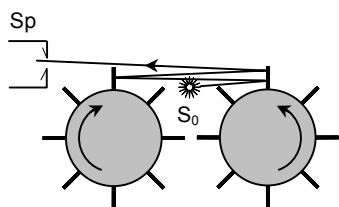
Nors astronominiais stebėjimais pasisekė patvirtinti Doplerio reiškinio taikymą sklindančiajai iš dangaus kūnų šviesai, būtina jį patikrinti laboratorinėmis sąlygomis. Pirmąjį laboratorinį bandymą atliko 1900 m. Belopolskis. Jo bandymo idėja tokia. Atsispindint šviesai nuo judančiojo veidrodžio, spindulio atvaizdas taip pat juda ir spindulio greitį lems veidrodžio judėjimo greitis. Naudojant daugkartinį atspindį nuo judančiųjų veidrodžių, galima padidinti spindulio judėjimo greitį.

Tarkim, kad šviesos šaltinis S_0 yra x atstumu nuo kiekvieno iš lygiagrečiųjų plokščiųjų veidrodžių A_1 ir A_2 (9.2.3.1 pav.). Tada atstumas nuo



9.2.3.1 pav. Spindulio atvaizdo slinkimas judant veidrodžiams

spindulio S_0 iki pirmojo jo atvaizdo S_1 lygus $S_0S_1 = 2x$. Jei spindulys atspindi nuo pirmojo veidrodžio ir krinta į antrąjį, atvaizdas susikuria atstumu $S_0S_2 = 4x$, po trečiojo atspindžio – atstumu $S_0S_3 = 6x$ ir t. t. Kiekvienas kitas atspindys atstumą padidina dydžiu $2x$ ir k -asis atvaizdas nuo spindulio bus atstumu $2kx$. Jei veidrodžiai juda statmeną jų paviršiui kryptimi greičiu $v = dx/dt$, tai k -ojo atvaizdo greitis $2kv = 2k(dx/dt)$. Taigi judantys veidrodžiai gali pakeisti spindulio judėjimą ir nagrinėjant atvaizdus kaip spindulius susidaro spektrografo atžvilgiu k kartų padidintas greitis.



9.2.3.2 pav. Belopolskio įrenginys Doplerio reiškiniui stebėti

Belopolskio įrenginys sudarytas iš dviejų ratų su aštuoniomis veidrodinėmis mentelėmis (9.2.3.2 pav.). Priešpriešiniai abiejų ratų veidrodžiai statomi griežtai lygiagrečiai vienas su kitu. Ratus suka elektros motoras pastoviu greičiu. Atspindėjusioji kelis kartus (6) šviesa nukreipiama į spektrografą Sp. Pradžioje fotografuojama kai veidrodžiai nejuda, o po to kai juda į vieną ir į kitą pusę. Belopolskio bandyme

greitis v buvo 500 m/s. Bandymo rezultatai atitiko teorinius 5 % tikslumu. Vėliau šie bandymai sėkmingai buvo pakartoti 2,5 % tikslumu.

Doplerio reiškinyje esminiai įtakoja spindulio spektrinių linijų struktūrai. Reikia pabrėžti, kad visuose dujų išlydžio spinduliuose atomai ir jonai laksto dideliais greičiais visomis kryptimis. Priklausomai nuo greičio jie sudaro skirtingą doplerinį spinduliuotės dažnio poslinkį, dėl ko spektrinės linijos išplinta. Šis reiškinyje vadinamas *dopleriniu spektro linijų išplitimu*.

Eksperimentiškai patvirtintas ir skersinis Doplerio reiškinyje, naudojant kanalinius spindulius. Kadangi šiuo atveju poslinkis mažesnis už išilginį, reikalingas kruopštesnis ir tikslesnis bandymas.

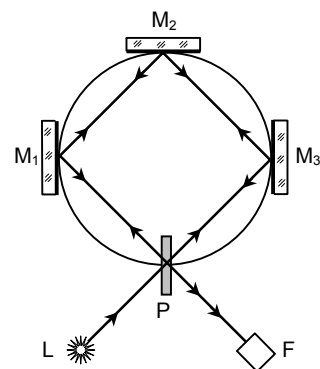
9.2.4. OPTINIAI BANDYMAI NEINERTINĖSE SISTEMOSE

Panagrinėsime kai kuriuos bandymus, skirtus šviesos sklido besisukančiose terpėse tyrimui. Tokios terpės priklauso neinertinėms sistemoms, ir šis neinertiškumas gali būti aptiktas optiniuose bandymuose. Jei tenkinama sąlyga, kad ant besisukančios terpės apskritimo esančių taškų greitis $v \ll c$, tai galima nagrinėti klasikinės fizikos plotmėje, nes tada v/c atžvilgiu yra pirmosios eilės reiškinys ir skaičiavimai pagal reliatyvumo teoriją ir pagal klasikinę teoriją pateikia tą patį rezultatą.

Pirmosios eilės bandymo idėja priklauso Maikelsonui. Šis bandymas taip pat buvo skirtas išaiškinti klausimą apie eterio patraukimą judančiais kūnais. Reikalas tame, kad po to, kai Maikelsono ir Morlio bandyme išaiškėjo, kad „eterio vėjo“ nėra, kai kurie fizikai buvo linkę sugrįžti prie eterio patraukimo idėjos, nors Fizo bandymas ir šviesos aberacijos reiškinys aiškiai tam prieštaravo. Pasiūlytame Maikelsono bandyme du koherentiniai spinduliai nubėgo Žemėje uždara kelią priešingomis kryptimis. Jei Žemė patraukia eterį, tai neturėtų būti kokio nors laiko skirtumo, sklindant šviesai abejomis kryptimis. Jei eteris nejuda, turi susidaryti sklido laiko skirtumas ir interferencinės juostelės pasislinks.

Tokio bandymo teoriją išnagrinėjo Laue iš reliatyvumo teorijos ir Lorencio elektrodinamikos pozicijų. Jis pateikė, kaip ir reikėjo laukti, vienodą rezultatą. Maikelsono idėją eksperimentiškai įgyvendino Sanjakas 1913 m.

Sanjako bandymas. Ant horizontalaus 50 cm skersmens disko kvadrato kampuose buvo padėti veidrodžiai M_1 , M_2 , M_3 ir pusškaidrė plokštelė P (9.2.4.1 pav.), kuri dalija pluoštėlį ir nukreipia spindulius priešais sukimosi kryptimi ir priešpriešiais sukimosi. Ant disko įtvirtintas spinduolis L ir interferometras su fotografavimo įrenginiu F . Jei diskas sukasi kažkuriuo kampiniu greičiu ω , palei sukimąsi nukreiptas spindulys turi nueiti didesnę kelią nei priešinga kryptimi sklindantysis. Tarp dviejų interferuojančiųjų spindulių atsiras eigos skirtumas, proporcingas kampiniam greičiui. Atsiradusį dėl to interferencinių juostelių poslinkį galima išmatuoti bandymo metu ir apskaičiuoti iš Laue formulės:



9.2.4.1 pav. Sanjako bandymo schema

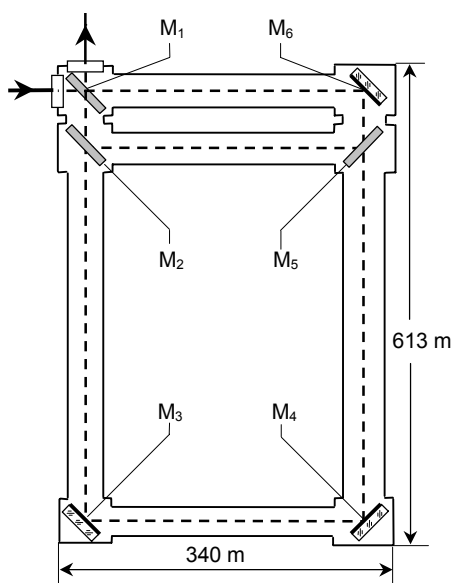
$$\Delta = \frac{4\omega S}{c\lambda}; \quad (9.2.4.1)$$

čia S – kontūro, kuriuo sklinda šviesos spindulys, plotas (kvadrato plotas).

Sanjako bandyme $\omega = 120$ aps/min; $S = 860$ cm²; $\lambda = 436$ nm ir skaičiavimai pateikia vertę $\Delta = 0,079$. Eksperimentinis rezultatas $\Delta = 0,077$.

Taigi iš Sanjako bandymo išplaukia, kad besisukantys kūnai nepatraukia eterio. Tačiau šis bandymas neatsakė į klausimą, ar Žemė patraukia eterį visumoje, ar iš dalies. Reikėjo bandymo, kuriame vietoje besisukančio kūno galima būtų naudoti Žemę. Tokį bandymą atliko Maikelsonas ir Heilis.

Maikelsono ir Heilio bandymas. Bandymo schema pavaizduota 9.2.4.2 pav. Kontūras $M_1M_3M_4M_6$ pagamintas iš 30 cm skersmens vamzdžių. Stačiakampio pavidalo kontūras orientuotas palei dienovidinius ir meridianus. Kad interferencinis vaizdas būtų stabilesnis, iš vamzdžių ištrauktas oras. Iš (9.2.4.1) formulės išplaukia, kad interferencinio vaizdo poslinkio nebus tada, kai kontūro ribojamas plotas praktiškai lygus nuliui. Norint sudaryti tokį mažą kontūrą, į bendrąją vamzdžių sistemą buvo įdėtas penktasis



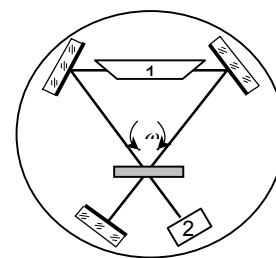
9.2.4.2 pav. Maikelsono ir Heilio bandymo schema

vamzdis šalia mažesnės stačiakampio kraštinės ir susidarė mažesnis kontūras $M_1M_2M_5M_6$. Matavimo metu reikėjo palyginti interferencinių juostelių padėtį abiem atvejais, t. y. sklindant šviesai mažuoju ir didžiuoju kontūru. Susidaręs dėl Žemės sukimosi juostelių poslinkis matuojamas įvairiomis dienomis, sklindant šviesai tiesiogine ir atbuline kryptimi. Sutinkamai su (9.2.4.1) formule reikėjo laukti, kad poslinkis $\Delta = (0,236 \pm 0,002)$ juostelės, jei manyti, kad eteris nejuda. Vidutinė 269 matavimų poslinkio vertė buvo lygi $\Delta = 0,230 \pm 0,005$. Taigi Maikelsono ir Heilio bandymas parodė, kad besisukanti Žemė eterio nepatraukia.

Sanjako bei Maikelsono ir Heilio bandymų rezultatai buvo pakankamai įtikinantys ir idėja apie eterio patraukimą buvo galutinai palikta.

Reikia pabrėžti, kad Sanjako bandymo metodu galima išmatuoti sistemos kampinį sukimosi greitį. Dalinai, Maikelsono ir Heilio bandymo metu buvo išmatuotas Žemės sukimosi greitis.

Šiuo metu tokio pobūdžio matavimams naudojami dujų lazeriai. Viena iš galimų Sanjako bandymo variantų viename interferometro petyje įmontuotas lazeris (9.2.4.3 pav.). Visa sistema sudaro taip vadinamą žiedinį lazerį. Bandyme matuojamas interferencinio vaizdo kitimo greitis (mušimų dažnis), priklausomai nuo sistemos kampinio sukimosi greičio. Tokie įrenginiai naudojami *lazeriniuose giroscopuose*, kurie dideliu tikslumu matuoja Žemės sukimosi kampinio greičio projekciją ir tuo pačiu nusako geografinę platumą duotajame taške.



9.2.4.3 pav. Sanjako bandymo schema naudojant lazerį
(1 – lazeris, 2 – foto imtuvas)

X SKYRIUS

NETIESINĖS OPTIKOS PAGRINDAI

Iki lazerių sukūrimo optikoje ir spektroskopijoje viešpatavo *tiesiškumo principas*. Pagal šį principą medžiagos atsakas į šviesos poveikį tiesiškai priklauso nuo veikiančiojo šviesos lauko stiprio. Iš to vienareikšmiškai išplaukia, kad optiniai spektriniai parametrai (lūžio rodiklis, sugerties koeficientas, liuminescencijos ir sklaidos efektyvumas ir kt.) nepriklauso nuo šviesos srautų intensyvumo ir nusakomi tik medžiagos savybėmis.

Šiuo principu iki lazerių sukūrimo nebuvo abejojama ir manoma, kad jis patikimai patvirtina bandymų ir teorinių darbų duomenis, nagrinėjant šviesos sklaidimą medžiagoje. Žinomi tik keli darbai, kuriuose pateikiama mintis, kad tiesiškumo principas optikoje yra pirmasis artinys aprašant optinius reiškinius.

Lazerių naudojimas optiniame bandyme atskleidė eilę reiškinių, nesuderinamų su tiesiškumo principu. Sukūrus pirmuosius lazerius, aptikti tokie netiesiniai optiniai reiškiniai, kaip harmonikų generavimas, šviesos srautų dažnių sudėtis ir atimtis, priverstinė Ramano sklaida, dvifotonė sugertis. Tapo aišku, kad pats lazeris – tai optinė sistema, kurioje svarbų vaidmenį vaidina šviesos stiprinimo išotrinimo reiškinys aktyviojoje terpėje. Prasidėjo platus teorinis ir eksperimentinis šviesos netiesinės sąveikos su medžiaga tyrimas ir sukurti praktiško optinių netiesinių reiškinių taikymo metodai moksle ir technikoje. Atsirado *netiesinė optika*.

Netiesinė optika suprantama pakankamai intensyvių šviesos pluoštų optika, kai stebimos netiesinės medžiagos optinės savybės. Reikia pabrėžti, kad optiškai netiesinėse terpėse pažeidžiamas pagrindinis tiesinės optikos principas – superpozicijos principas.

Bandymai, atlikti naudojant $(10^8 \div 10^{10}) \text{ W/cm}^2$ galios pluoštus, parodė, kad yra esminė kiekybinė ir, kas labai svarbu, kokybinė optinių reiškinių pobūdžio priklausomybė nuo spinduliuotės intensyvumo; susikuria reiškiniai, kurie keičia šviesos pluoštelio elgesį.

Pateiksime kelis būdingus pavyzdžius.

Pažiūrėkime **kaip sklinda lygiagretus ribotas šviesos pluoštelis terpėje**. Atsakymas jau seniai pateiktas Frenelio ir Kirchhofo darbuose: pirminis lygiagretus baigtinio skerspjūvio pluoštelis sklisdamas išplinta dėl dif-

rakcijos. Vyksta savotiška šviesos energijos difuzija skersai pluošto. Tai atsitinka tiek vakuume, tiek ir medžiagoje.

Būdingas atstumas, nuo kurio prasideda difrakcinis pluošto išplitimas (difrakcijos ilgis), yra lygus

$$L_d = k a^2 / 2 ; \quad (10.1)$$

čia a – pluošto spindulys. L_d atstumu atsiranda difrakcinė plėtra, nusakoma kampu

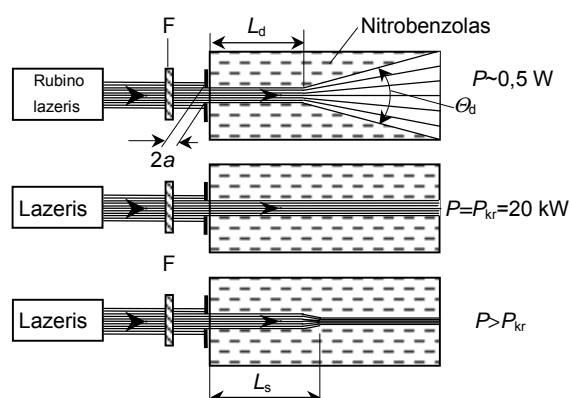
$$\Theta_d = \frac{1,22 \lambda}{n_0 2a} . \quad (10.2)$$

Iš (10.1) ir (10.2) formulių išplaukia, kad šviesos pluošto difrakcija nepriklauso nuo spinduliuotės intensyvumo. Šios teorijos rezultatus daug kartų patvirtino bandymai.

Tačiau bandymai, kuriuose naudojami galingi lazeriai, parodė, kad jei (10.1) ir (10.2) išraiškas galima naudoti praretintoms dujoms, tai sklindant galingiems šviesos pluošteliams skysčiuose ir kai kuriuose kristaluose, pateiktoji teorija yra neteisinga.

Bandymui naudokime rubino lazerį, spinduliuojantį $\lambda = 694,3$ nm bangos ilgio šviesą. Šviesos pluoštelis, perėjęs filtrą F (10.1 pav.), kuriuo galima keisti jo intensyvumą ir apskrita anga, patenka į kiuvetę su nitrobenzolu, kuris yra skaidrus raudonajai šviesai. Pluoštelis stebimas (fotografuojamas) iš šono. Tai galima padaryti, nes yra nedidelė šviesos sklaida, visuomet vykstanti terpėje.

Kai krintančiojo į kiuvetę šviesos pluošto galia 0,5 W, jo elgesys įprastinis ir gerai aprašomas (10.1) ir (10.2) formulėmis. Didinant pluošto galią vaizdas pradžioje pakinta kiekybiškai, o po to reiškinio pobūdis pakinta ir kokybiškai, t. y. didėjant šviesos pluošto galiai P jo plėtra mažėja ir esant kažkuriai galiai P_{kr} (nitrobenzoliui $P_{kr} = 20$ kW) pluoštelis sklinda nepatirdamas plėtros, o kai $P > P_{kr}$ pluoštelis



10.1 pav. Rubino lazerio spinduliuotės pluošto sklaidimas nitrobenzole, kai spinduliuotės intensyvumai skirtingi (pluošto fokusavimas)

terpėje susispaudžia – *susifokusuoja* kažkuriuo atstumu $L_s \sim 1/\sqrt{P}$. Tai esminis reiškiny s difrakcijoje.

Toki savotišką difrakcijos „gesinimą“, kai šviesos intensyvumas didelis, nusako terpės lūžio rodiklio priklausomybė nuo šviesos intensyvumo. Reiškinių suprasime, jei manysime, kad lūžio rodiklis didėja didėjant šviesos stipriui. Šviesos pluoštelio srityje medžiagos lūžio rodiklis didesnis, terpė tampa optiškai tankesnė, kas ir priverčia pluoštelį susiglausti.

Ar **pakinta šviesos dažnis jai pereinant medžiagą**? Teigiamas atsakymas žinomas seniai. Bet kurioje terpėje yra vidiniai judėjimai, kurie keičia šviesos dažnį. Pvz., molekulių šiluminis judesys sukelia terpės tankio kartu ir lūžio rodiklio pokytį. Atsitiktiniai tankio pokyčiai, nusakomi šiluminiais molekulių judesiais (juos galima vadinti šiluminėmis akustinėmis bangomis), pakeičia šviesos bangos ilgį ir sklidimo kryptį terpėje. Kitaip tariant, šiluminės akustinės bangos moduliuoja šviesos bangą. Dėl tokio moduliavimo šalia spektrinės ω dažnio linijos atsiranda šoniniai $\omega \pm \Omega_a$ dažnio (Ω_a – akustinės bangos dažnis) palydovai.

Analogiškas reiškiny s susidaro ir dėl vidinių virpesių molekulėje. Dėl jų poveikio į šviesos bangą atsiranda palydovai $\omega \pm \Omega_m$ (Ω_m – vidinių molekulių virpesių dažnis).

Taigi šviesos bangą moduliuoja ne tik bendrieji molekulių judėjimai, bet ir vidiniai judesiai atskirose molekulėse. Molekulė tampa elementariuoju šviesos moduliatoriumi.

Šviesos sklaida akustinėse bangose vadinama *Mandelštamo ir Brijuno* (Brillouin) *sklaida*, o vidiniuose molekulių virpesiuose – *Ramano sklaida*. Iš eksperimentinių šviesos sklaidos tyrimų galima nustatyti svarbius duomenis apie dujų, skysčių ir kietųjų kūnų savybes. Tiesa, sklaidos tyrimai su įprastiniais spinduliais yra sunkūs; išsklaidytos šviesos intensyvumas menkas ir norint ją registruoti reikia sudėtingų ir jautrių prietaisų. Palydovų intensyvumo santykis su krentančiosios spinduliuotės intensyvumu sudaro tik 10^{-6} .

Naudojant šviesos sklaidos tyrimams lazerius, stebimi nauji reiškiniai. Pasiekus kažkurią slenkstinę intensyvumo vertę I_{sl} , situacija iš esmės keičiasi. Palydovų intensyvumas gerokai padidėja, jie tampa palyginami su krentančiosios bangos intensyvumu. Pakinta ir palydovų skaičius, atsiranda papildomos dedamosios: $\omega \pm 2\Omega$, $\omega \pm 3\Omega$, $\omega \pm 4\Omega$, ...

Efektyvi yra rubino lazerinės spinduliuotės sklaida suspaustose dujose (H_2 , N_2). Kai spinduliuotės intensyvumas ($10^8 \div 10^9$) W/cm^2 , išsklaidytoje šviesoje padidėja tiek daug dedamųjų, kad išėjusioji iš dujų šviesa iš raudono-

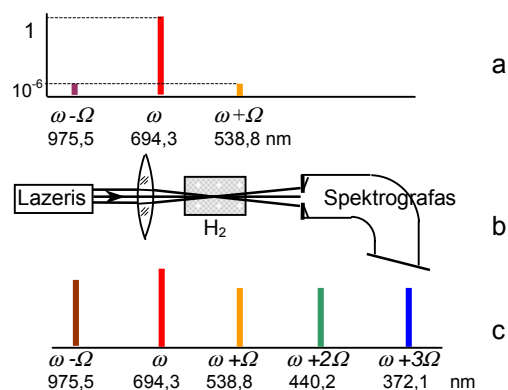
nosios tampa baltąja. Tai reiškia, kad sąveikaujant su terpe ryškiai keičiasi intensyvaus šviesos pluoštelio spektrinė sudėtis. Tokio bandymo schema pavaizduota 10.2 pav. Jame taip pat pavaizduota, kaip pakinta vandenilio Ramano sklaidos spektras, pakitus šviesos intensyvumui.

10.3 pav. pavaizduota analogiško bandymo schema, tiriant Ramano sklaidą skystyje. Kiuvetė su nitrobenzolu apšviečiama galingu rubino lazeriu. Sklaidos ypatumas tame, kad išeinančioji įvairių bangos ilgių spinduliuotė jau erdvėje yra išskirta (spalvoti žiedai).

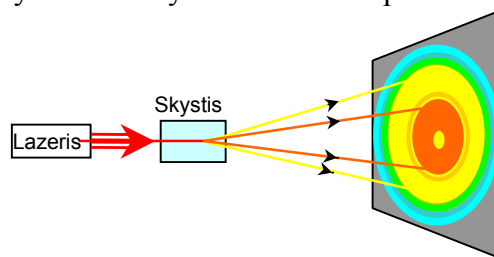
Ypatinga dar ir tai, kad kai vyksta intensyvios lazerinės spinduliuotės sklaida kai kuriuose skysčiuose ir kristaluose, šalia anksčiau aprašytųjų šoninių spektrinių palydovų aptinkamos ir kitos dėdamosios, kurių dažniai yra kartotiniai krintančiosios spinduliuotės ω dažnio: 2ω , 3ω ir t.t.. Jos vadinamos **optinėmis harmonikomis**. Iki lazerinės

technikos šis reiškinys nebuvo pastebėtas. Optinių harmonikų intensyvumas kai kuriuose kristaluose pakankamai didelis (30 ÷ 50 % išsklaidytos šviesos galios). Pvz., galingas rubino lazerio pluoštelis, perėjęs kvarco kristalą, išėjime šalia lazerio spinduliuotės $\lambda = 694,3$ nm sukuria ultravioletinę spinduliuotę bangos ilgio, tiksliai lygaus pusei rubino lazerio spinduliuojamo bangos ilgio, t. y. 347,1 nm. Efektyvus yra analogiškas bandymas su neodimio stiklo lazerio šviesos pluoštelio. Lazerio spinduliuotė $\lambda = 1060$ nm nematoma akimi – tai infraraudonoji spinduliuotė. Tačiau antroji harmonika yra žalia ($\lambda_2 = 533$ nm) ir gerai matoma.

Yra ir daug kitų reiškinių, kuriuose labai svarbų vaidmenį vaidina spinduliuotės intensyvumas. Galinguose pluošteluose iš esmės keičiasi terpės skaidris. Vienos terpės, skaidrios silpnai spinduliuotei, tampa neskaid-



10.2 pav. Rubino lazerio spinduliuotės Ramano sklaidos suspaustose vandenilio dujose tyrimo schema (b) ir Ramano sklaidos spektrai (a – spinduliuotės galia $P < P_{sl}$, c – $P > P_{sl}$)



10.3 pav. Priverstinė Ramano sklaida

riomis stipriai spinduliuotei (*terpės tamsejimas*), o kitos – atvirkščiai (*terpės skaidrėjimas*).

Stipriame šviesos lauke *dingsta raudonoji foto reiškinių riba*.

Taigi stiprūs šviesos pluošteliai, kurie sukuriama lazeriais, atskleidė naujus optinių reiškinių bruožus, naujus reiškinius, kurie nebuvo žinomi ikilazerinėje optikoje. Kalbama apie intensyvumo padidėjimą ($10^9 \div 10^{10}$) kartų (apie 10^{11} W/cm^2).

Optiniai reiškiniai, kurių pobūdis priklauso nuo spinduliuotės intensyvumo, vadinami *netiesiniais*, o optikos sritis, nagrinėjanti tokius reiškinius – galingų šviesos pluoštelių optika – *netiesinė optika*. Silpnų šviesos pluoštelių optika, kur intensyvumo skalė neesminė, vadinama *tiesine optika*.

10.1. NETIESINĖ TERPĖS POLIARIZACIJA

Netiesinių reiškinių, atsirandančių sklindant šviesai terpėje, teorinių nagrinėjimų pagrindas yra terpės poliarizuotumo \mathbf{P} priklausomybė nuo šviesos bangos elektrinio lauko stiprio \mathbf{E} . Kadangi poliarizuotumas \mathbf{P} yra atsakas į išorinį lauką, tai jis turi būti \mathbf{E} funkcija. Nors kai laukai silp (gerokai silpnesni už tarpatominius), \mathbf{P} tiesiškai priklauso nuo \mathbf{E} , bet bendruoju atveju jis yra netiesinė \mathbf{E} funkcija. Manoma, kad poliarizacija turi elektrinę dipolinę prigimtį. Bendruoju atveju vietoje \mathbf{P} reikia naudoti apibendrintąjį poliarizuotumą, į kurį įeina ne tik \mathbf{P} , bet ir visi kiti multipoliniai indėliai.

Pradžioje prisiminsime kai kuriuos tiesinės optikos momentus. Manysime, kad terpė izotropinė. Kai naudojami nelazeriniai spinduliai, medžiagos poliarizacija susijusi su elektrinio lauko stipriu tokiu sąryšiu:

$$\mathbf{P} = N \beta \mathbf{E} = \alpha \mathbf{E}; \quad (10.1.1)$$

čia α – dielektrinis jautris. Be to, dielektrinė skvarba

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\alpha. \quad (10.1.2)$$

Iš (10.1.1) ir (10.1.2) formulių išplaukia, kad silpnuose laukuose sąryšis tarp terpės poliarizuotumo ir elektrinio lauko stiprio yra tiesinis, t. y. terpės atsakas į išorinį lauką yra tiesinis. Tiesinis sąryšis tarp \mathbf{P} ir \mathbf{E} nusako visus tiesinės optikos ypatumus, pasireiškiančius dispersijoje, sugertyje, sklaidoje ir kituose reiškiniuose.

Netiesiniai optiniai reiškiniai stebimi tuo akivaizdžiau, kuo didesnis bangos elektrinio lauko stipris, kuris sufokusuotame lazerio pluoštelyje gali įgyti vertę ($10^6 \div 10^9$) V/cm, artimą vidiniam laukui terpėje ($10^8 \div 10^9$) V/cm.

Panagrinėsime fizikinės netiesinių optinių reiškinių susidarymo priežastis.

Veikiant krūvininkus (elektronus, jonus) elektriniam laukui jėga $F = eE$, jie medžiagoje pasislenka nuo pusiausvyros padėties atstumu $r(E)$ tuo labiau, kuo didesnis lauko stipris. Poliarizuotumas lygus krūvininkų tankiui ρ , jų didumui ir poslinkiui, t.y. $P = e \rho r(E)$.

Kai nėra išorinio lauko, kokio nors krūvininko judėjimas nusakomas elektrostatinėmis Kulono (*Coulomb*) jėgomis, veikiančiomis jį visų likusiųjų terpės krūvininkų. Pasislinkus dalelėms iš pusiausvyros padėties, šių jėgų balansas sutrinka ir dėl to atsiranda jėga, kuri stengiasi krūvininką sugražinti į pradinę vietą. Kai poslinkis nedidelis, gražinančioji jėga proporcinga jo didumui, o krūvininko potencinė energija proporcinga jo poslinkio kvadratui. Taigi vaizdumo dėlei terpės krūvininkus galima sutapatinti su osciliatorių sistema. Kai osciliatorių poslinkis nedidelis, kalbama apie harmoninių virpesių dėsnį ir parabolinį potencinės energijos kitimo pobūdį.

Didėjant lauko stipriui virpesių amplitudės didėja, tačiau šis didėjimas negali tęstis neribotai. Iš tikrųjų kai, pvz., elektrono, poslinkis labai didelis, jis gali atitrūkti nuo atomo. Todėl maksimaliai galimas poslinkis yra atomo matmenų a eilės dydis. Kai $r \approx a$, harmoninis virpesių dėsnis pažeidžiamas ir gražinančiojoje jėgoje atsiranda dedamosios, proporcingos poslinkio kvadratui ir aukštesniems jo laipsniams. Tada sakoma, kad virpesiai yra anharmoniniai ir potencinės energijos kitimas neparabolinis.

Dėl stipraus bangos lauko ir vidinių Kulono jėgų bendrojo poveikio krūvininko poslinkis kartu ir poliarizuotumas tampa sudėtinga elektrinio lauko stiprio funkcija. Poliarizuotumo sąryšį su elektrinio lauko stipriu bendruoju pavidalu galima išreikšti eilute:

$$P = \alpha(E)E = \alpha E + \chi E^2 + \theta E^3 + \dots \quad (10.1.3)$$

Kitaip tariant terpės atsakas į išorinį šviesos bangos lauko poveikį yra netiesinis. χ ir θ vadinami netiesiniais jautriais.

Netiesinėje optikoje nagrinėjami *grįžtamieji* terpės savybių pokyčiai: nutraukus terpės apšvietimą, jos savybės atsistato ir parametrai įgyja pradinės vertės. Veikiant intensyviai šviesai kinta terpės dielektrinis jautris. Su tuo susiję tokie reiškiniai kaip harmonikų generavimas, šviesos parametrinis generavimas – reiškiniai, kurie puikiai demonstruoja šviesos bangų superpozicijos principo terpėje pažeidimą.

(10.1.1) lygtis užrašyta gan paprastu pavidalu be vektorinės medžiagos poliarizacijos ir lauko stiprio prigimties įvertinimo, o taip pat kristalo savybių anizotropijos. Reikia patikslinti.

Dėl kristalo anizotropijos atsako poliarizacijos vektoriaus \mathbf{P} kryptis bendruoju atveju nesutampa su išorinio poveikio (stiprio vektoriaus \mathbf{E}) kryptimi. Todėl (10.1.1) lygtį reikia užrašyti tokiame pavidale:

$$P_i = \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} E_k ;$$

čia indeksai i ir k nusako skirtingas vektorių \mathbf{P} ir \mathbf{E} bei tenzoriaus α dedamasias. Jautris α yra antrojo laipsnio tenzorius.

Atitinkamai reikia perrašyti ir (10.1.3) lygtį:

$$\begin{aligned} P_i &= \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} E_k + \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 \chi_{ikl} E_k E_l + \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 \sum_{m=1}^3 \theta_{iklm} E_k E_l E_m + \dots = \\ &= P_i^{\text{ties}} + P_i^{\text{kv}} + P_i^{\text{kub}} + \dots; \end{aligned}$$

čia netiesiniai jautriai χ ir θ yra atitinkamai trečiojo ir ketvirtojo laipsnio tenzoriai; \mathbf{P}^{ties} – tiesinės poliarizacijos, o \mathbf{P}^{kv} ir \mathbf{P}^{kub} – netiesinės poliarizacijos vektoriai.

Tarkim, kad nagrinėjama izotropinė terpė skystis. Pakeitus koordinates priešingomis ($x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$, $z \rightarrow -z$), tenzoriaus dedamosios pasikeičia į atitinkamų koordinatinių sandaugas. Pavyzdžiui, χ_{123} keičiasi į sandaugą xyz , χ_{223} – į sandaugą yyz ir t. t. Pakeitus koordinates priešingomis, visos tenzoriaus dedamosios turi keisti ženklą, nes joms atitinka nelyginio koordinatinių skaičiaus sandaugos: $\chi_{ikl} \rightarrow -\chi_{ikl}$. Be to, kadangi izotropinės terpės jautris χ negali pakisti pakeitus koordinatinių ašių kryptis, tai $\chi_{ikl} = -\chi_{ikl}$. Reiškia $\chi_{ikl} = 0$. Iš to išplaukia, kad skysčiuose, o taip pat ir centrine simetrija pasižyminčiuose kristaluose, netiesinės kvadratinės poliarizacijos nėra. Tokių terpių netiesiškumas pirmuoju artiniu nusakomas kubiniu netiesiškumu; šios terpės vadinamos *kubiškai netiesinėmis*.

Izotropinei kubinei terpei (10.1.3) lygtis įgyja tokį pavidalą:

$$\mathbf{P} = \alpha \mathbf{E} + \theta E^2 \mathbf{E} .$$

Jei naudojamas kvadratinio jautrio kristalas, pagrindinį indėlį į netiesinę poliarizaciją įneša kvadratinė poliarizacija. Tokie kristalai vadinami *kvadratiškai netiesinėmis* terpėmis. Joms užrašoma taip:

$$P_i = \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} E_k + \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 \chi_{ikl} E_k E_l .$$

10.2. OPTINIS DETEKTAVIMAS IR HARMONIKŲ GENERAVIMAS

Panagrinėsime tuos reiškinius, kurie gali atsirasti, jei (10.1.3) skleidime apsiribosime pirmaisiais dviem nariais:

$$P = \alpha E + \chi E^2. \quad (10.2.1)$$

Tarkim, kad terpėje palei z ašį sklinda banga, nusakoma išraiška:

$$E = E_0 \sin(\omega t - kz); \quad (10.2.2)$$

čia $k = \omega/v = 2\pi/\lambda$; λ – šviesos bangos ilgis, v – fazinis jos greitis terpėje.

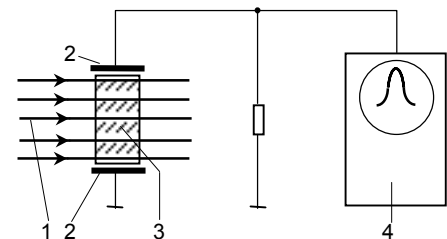
Irašius (10.2.2) į (10.2.1) išreiškiama taip:

$$P = \alpha E_0 \sin(\omega t - kz) + \frac{\chi E_0^2}{2} [1 - \cos(2\omega t - k'z)]. \quad (10.2.3)$$

Šioje formulėje yra trys nariai. Pirmasis narys nusako poliarizuotumo kitimą krintančiosios bangos dažniu ω .

Antrasis narys nepriklauso nuo laiko. Jis nusako taip vadinamą *optinį detektavimą* (optinį lyginimą), t. y. sklindant netiesinėje terpėje galingai šviesos bangai atsiranda pastovusis nekintantis laike poliarizuotumas. Šis reiškinys analogiškas sinusinės elektros srovės lyginimui.

10.2.1 pav. pa-
vaizduota schema bandymo, kuriame aptinkamas optinis detektavimas. Didelio intensyvumo lazerinė spinduliuotė 1 krinta į kvarco plokštelę 3, esančią tarp kondensatoriaus plokštelių 2. Šviesos srautas nukreipiamas τ trukmės impulsais. Dėl detektavimo lazerio šviesos impulsas sužadina tokios pat τ trukmės elektros srovės impulsą kondensatoriaus grandinėje, kuris matomas oscilografo 4 ekrane.



10.2.1 pav. Optinio detektavimo stebėjimo schema

Trečiasis (10.2.3) išraiškos narys rodo, kad tam tikromis sąlygomis pasireiškia reiškinys, kai netiesinės poliarizacijos 2ω dažnio banga, susikūrusi sklindant šviesos bangai ω dažnio netiesinėje kvadratinėje terpėje, gali perspinduliuoti 2ω dažnio šviesos bangą – antrąją optinę harmoniką. Nusakysime tas sąlygas.

Trečiasis (10.2.3) formulės narys harmoniškai kinta laike ir nusako dvigubo dažnio 2ω poliarizuotumo bangą su nauju bangos skaičiumi k' , ku-

ris bendruoju atveju nelygus $2k$. Lygybė būtų tada, kai ω dažnio bangos fazinis greitis v būtų lygus 2ω dažnio bangos greičiui v' . Tačiau, kadangi bendruoju atveju faziniai greičiai skirtingi $v \neq v'$, bangų skaičiai irgi skirtingi $k' \neq 2k$. Todėl, nuėjus ω ir 2ω dažnių bangoms kažkurį atstumą z , tarp jų susidaro fazių skirtumas

$$\Delta\varphi = z(k' - 2k),$$

kuris kinta sklindant bangoms.

Efektyviam energijos perdavimui nuo pirmosios bangos prie kitos reikia, kad jų greičiai sutaptų. Tada fazių skirtumas tarp pradinės šviesos bangos ir sužadintosios (generuojamos) kitokio dažnio bangos išlieka pastovus visame jų sklidimo kelyje. Kad būtų $\Delta\varphi = 0$, reikia, kad

$$k' = 2k; \text{ arba } \frac{2\omega}{c} n(2\omega) = 2 \frac{\omega}{c} n(\omega); \text{ arba } n(2\omega) = n(\omega). \quad (10.2.4)$$

Kai tenkinamos šios sąlygos, abiejų ω ir 2ω dažnių bangų fazės vienos bet kuriame erdvės taške, ir todėl (10.2.4) vadinama *bangų sinchronizavimo sąlyga*, nusakanti antrosios harmonikos generavimo galimybę, (10.2.4) lygybės atitinka didžiausią antrosios harmonikos generuojamos netiesinėje terpėje intensyvumą, esant tam tikrai pradinės spinduliuotės galiai.

Į antrosios harmonikos atsiradimą galima žiūrėti kaip į pradinės ω dažnio šviesos bangos sąveikos su pačia savimi rezultatą. Tai įvyksta kvadratinėje netiesinėje terpėje. Reikia pabrėžti, kad tokios spinduliuotės atsiradimas yra šviesos bangų, sklindančių tam tikrose terpėse, superpozicijos principo pažeidimas.

Iš skaičiavimų išplaukia, kad antrosios harmonikos galia W' apytiksliai išreiškiama tokia formule:

$$W' \approx \frac{k^2 \alpha' W z^2}{4} \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2; \quad (10.2.5)$$

čia $\beta = \frac{k' - 2k}{2} z = \frac{\omega(n' - n)}{c} z = \frac{4\pi}{\lambda'} (n' - n) z$; W – pradinės spinduliuotės galia; λ' – antrosios harmonikos bangos ilgis; n' – terpės lūžio rodiklis dvigubo dažnio bangai; n – terpės lūžio rodiklis ω dažnio bangai.

Iš (10.2.5) formulės išplaukia, kad taške $z = 0$, t. y. terpės pradžioje, nėra 2ω dažnio bangos. Krintančioji banga terpėje sukuria netiesinę poliarizaciją ir tada atsiranda 2ω dažnio banga. Didėjant z (einant gilyn), bangos galia didėja, bet iki tokio momento, kai kažkuriai vertei $z = z_0$ sinuso argu-

mentas $\beta \neq \pi/2$. Kai $z > z_0$, 2ω dažnio banga pradeda silpnėti iki taško $z = 2z_0$, kuriame galia krinta iki nulio, o sukaupioji bangoje energija perduodama krintančiajai bangai. Kai $z > 2z_0$, 2ω dažnio banga vėl didėja, po to vėl mažėja ir kai $z = 4z_0$ vėl tampa lygi nuliui. Taškus, kuriuose $W'' = 0$, galima surasti, jei β prilyginti kartotiniam π skaičiui:

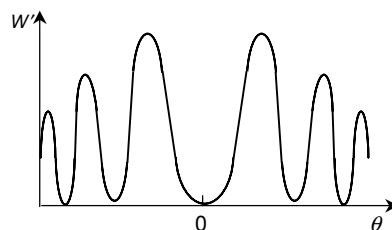
$$\frac{4\pi}{\lambda'} (n' - n) z = m\pi.$$

Tada atstumas tarp taškų m ir $m + 1$, kuriuose $W'' = 0$, lygus:

$$2z_0 = \frac{\lambda'}{4(n' - n)}. \quad (10.2.6)$$

Dydis $2z_0$ vadinamas *koherentiniu ilgiu*.

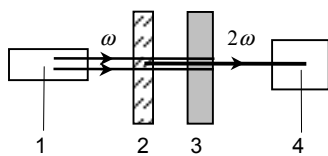
Jei galinga ω dažnio banga praleidžiama per kristalinę kvarco plokštelę, tai, keičiant spindulio optinio kelio ilgį plokštelėje (pvz., ją kreipiant), išeinančiosios iš plokštelės antrosios harmonikos energija taip pat kinta. Galima parinkti tokias sąlygas, kad srautas kistų nuo didžiausios vertės iki nulinės. Eksperimentinė išeinančiosios iš kvarco plokštelės antrosios harmonikos galios priklausomybė nuo kampo θ tarp krintančiosios bangos linkmės ir normalės į plokštelės paviršių pavaizduota 10.2.2 pav. Matyti, kad išeinančiosios iš kvarco plokštelės antrosios harmonikos galia kinta periodiškai įgydama didžiausias ir mažiausias vertes.



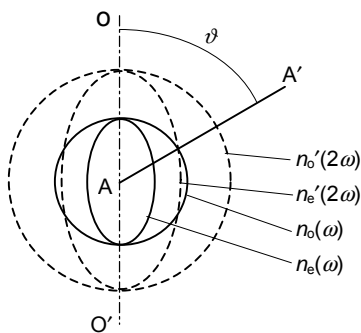
10.2.2 pav. Antrosios harmonikos galios priklausomybė nuo kritimo kampo į kristalo plokštelę

Kai tenkinamos bangų sinchronizmo sąlygos (10.2.4), koherentinis ilgis $2z_0$ tampa begalinis. Tada energijos perėjimas iš pradinės bangos į jos antrąją harmoniką labai intensyvus. Abi bangos sklinda vienodu faziniu greičiu, ir todėl fazių santykiai tarp jų išlieka pastovūs visą bangų sklidimo laiką. Su tuo, kaip ir bet kokio rezonanso atveju, yra susijęs apsikeitimo tarp sąveikaujančiųjų bangų efektyvumas.

Antrosios harmonikos generavimo eksperimento schema pavaizduota 10.2.3 pav. Sufokusuota lazerio 1 (pvz., rubino) šviesa nukreipiama į ploną kristalo plokštelę 2. Iš jos išeina ne tik pradinė raudonoji spinduliuotė ($\lambda = 694,3$ nm), bet taip pat ir ultravioletinė ($\lambda = 347,2$ nm). Ši spinduliuotė išskiriama šviesos filtru 3 arba spektriniu prietaisu ir registruojama atitinkamu imtuvu 4. Šį bandymą ypač patogų stebėti naudojant neodimio lazerį



10.2.3 pav. lazerinės spinduliuotės antrosios harmonikos generavimo stebėjimo schema



10.2.4 pav. KDP kristalo lūžio rodiklių priklausomybė nuo bangos normalės krypties

($\lambda = 1060 \text{ nm}$). Tada iš plokštelės 2 išeina žalias šviesos pluoštelis ($\lambda = 530 \text{ nm}$).

Bangų sinchroniškumo sąlygos gali būti tenkinamos naudojant paprastas ir nepaprastas bangas, susidarancias kai kuriuose kristaluose. Vienašio kristalo (KDP) paprastojo n_o ir nepaprastojo n_e lūžio rodiklio paviršių pjūviai pavaizduoti 10.2.4 pav. Išsitiesinės linijos atitinka dažniui ω , punktyrinės – dvigubam dažniui 2ω . Matyti, kad didėjant šviesos dažniui lūžio rodiklis didėja. Be to yra kryptys (pvz. AA'), palei kurias tenkinama bangų sinchroniškumo sąlyga:

$$n_o(\omega) = n_e(2\omega).$$

Šios kryptys vadinamos *sinchroniškumo kryptimis*, o kampas ϑ tarp jų ir optinės kristalo ašies OO' – *sinchroniškumo kampas*. Nors paprastoji ir nepaprastoji banga poliarizuota skirtingose plokštumose, jos gali netiesiškai tarpusavyje sąveikauti, nes kristalų kvadratinis

jautris yra tenzorius. Todėl esant bangų sinchroniškumui, turi vykti energijos perpumpavimas iš pradinės bangos į jos antrąją harmoniką. Reikia pabrėžti, kad KDP kristalui (KH_2PO_4) $n_o'(2\omega) > n_o(\omega)$ ir $n_e'(2\omega) > n_e(\omega)$, t. y. pasireiškia normalioji dispersija. Harmonikos generavimas vyksta siaurame kampiniame ruože, nes nukrypęs nuo linkmės ϑ pažeidžiamas bangų sinchroniškumas ir generavimo sąlygos blogėja.

Ne kiekvienas vienašis kristalas tinka harmonikos generavimui. Pvz., kvarcui bangų sinchroniškumo sąlyga netenkinama jokiais kryptimis.

Analogišku būdu gali vykti ir trečiosios harmonikos 3ω generavimas. Trečiosios harmonikos galia proporcinga krintančiosios bangos spinduliuotės galios kubui. Trečiosios harmonikos generavimo gavimo sunkumai susiję su maža poliarizuojamumo verte trigubam dažniui. Todėl tenka naudoti didelio intensyvumo srautus, kas dažnai suardo medžiagą. Tačiau nežiūrint į šiuos sunkumus, trečiosios harmonikos generavimas stebėtas Islandijos špate (CaCO_3), kuriam būdingas ryškus dvejetainis spindulių lūžis, o taip pat kai kuriuose optiškai izotropiniuose kristaluose (LiF , NaCl) bei skysčiuose.

Optinių harmonikų generavimas efektyvus tik lazerinei spinduliuotei. Čia labai svarbus spinduliuotės koherentiškumas, nes tada galima sutelkti didelę šviesos galią tam tikra kryptimi erdvėje ir tam tikru dažniu.

10.3. LAISVOJO DAŽNIO ŠVIESOS GENERAVIMAS IR DAŽNIŲ KEITIMAS

Antrosios harmonikos generavimas yra atskiras atvejis bendrojo laisvųjų dažnių bangų generavimo proceso, kuris vyksta ω_1 ir ω_2 dažnių bangų sumavimo sąskaita. Norint stebėti tokią anizotropiją, išorinis poveikis turi būti pakankamas, kad gerokai iškreiptų tarpatominius laukus. Susidariusios anizotropijos reiškiniai yra labai silpni ir juos stebėti galima tik interferometriniais mažų lūžio rodiklio pokyčių matavimo metodais. Tokius reiškinius galima naudoti šviesos pluošteliams moduluoti.

Kai kristalo lūžio rodiklis moduluojamas kintamuoju ω_1 dažnio lauku, bus moduluojama sklindančiosios kristale ω_2 dažnio šviesos bangos fazė ir atsiras kombinacinių dažnių šoninės dedamosios – suminė ir skirtuminė. Taigi moduluojant kristalo parametrus, galima sukurti įvairių dažnių spinduliuotę. Tokia sąveika vadinama *parametriniu dažnio keitimu*.

Kintantysis ω_1 dažnio laukas moduluoja lūžio rodiklį ir pats sau, dėl to generuojama antroji harmonika $2\omega_1$. Tas pats atsitinka ir su ω_2 dažnio banga. Tačiau netiesiniai priedai prie lūžio rodiklio tiek maži, kad juos aptikti galima tik tada, kai elektros laukas yra tarpatominių laukų eilės. Todėl antrąją $2\omega_2$ dažnio harmoniką galima gauti tik tada, kai ω_2 dažnio lauko stipris pakankamai didelis. Kartu su tuo sumos $\omega_1 + \omega_2$ ir skirtumo $\omega_1 - \omega_2$ dažnių bangos generuojamos netgi tada, kai ω_2 dažnio spinduliuotė yra mažo intensyvumo, jei tik ω_1 dažnio spinduliuotės intensyvumas pakankamai didelis.

Taigi terpės poliarizacijos netiesiškumas gali būti naudojamas norint aptikti silpnus signalus, kai nėra jautrių jiems imtuvų. Šiuo atveju naudojamas jo dažnio keitimas į regimąją sritį, kurioje jau nesunku registruoti, pvz., fotodaugintuvu. Toks procesas vadinamas *parametriniu dažnių keitimu aukštyne*.

Kai kuriose netiesinėse sąveikose energijos balansas yra toks, kad intensyviosios bangos (kaupinimo bangos) energija perduodama dviejų mažesnių dažnių bangoms. Jei toks kaupinimas pakankamai intensyvus jog sugeba kompensuoti nuostolius, nėra reikalo nukreipti tuos du mažesnio dažnio signalus iš šalies, nes jie gali atsirasti terpės viduje didėdami virš triukšmų lygio. Taigi galima sukurti keičiamo dažnio spindulį, vadinamą

šviesos parametriniu generatoriumi. Tai koherentinės šviesos šaltinis, kurio bangos ilgis parenkamas pagal eksperimentatoriaus pageidavimą.

Tarkim, kad netiesiniame kristale su kvadratinio netiesiškumu, t. y.

$$P = \kappa E + \chi' E^2, \quad (10.3.1)$$

sklinda didelės galios plokščioji banga

$$E_1 = E_{01} \sin(\omega_1 t - k_1 z) \quad (10.3.2)$$

ir tuo pat metu ta pačia kryptimi kartu sklinda kita plokščioji banga

$$E_2 = E_{02} \sin(\omega_2 t - k_2 z). \quad (10.3.3)$$

Krintantysis į kristalą suminis laukas

$$E = E_1 + E_2. \quad (10.3.4)$$

Įrašius (10.3.2), (10.3.3) ir (10.3.4) išraiškas į (10.3.1), galima užrašyti taip:

$$\begin{aligned} P = & \frac{\chi'}{2} (E_{01}^2 + E_{02}^2) + \kappa E_{01} \sin(\omega_1 t - k_1 z) + \kappa E_{02} \sin(\omega_2 t - k_2 z) - \\ & - \frac{\chi'}{2} E_{01}^2 \cos(2\omega_1 t - k_1' z) - \frac{\chi'}{2} E_{02}^2 \cos(2\omega_2 t - k_2' z) + \\ & + \chi' E_{01} E_{02} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - k''z] - \chi' E_{01} E_{02} \cos[(\omega_1 + \omega_2)t - k''z]. \end{aligned}$$

Šioje išraiškoje matyti, kad šalia pradinių ω_1 ir ω_2 dažnių bangų susidaro statinis poliarizuotumas (abiejų dažnių detektavimas). Be to yra antrosios harmonikos $2\omega_1$ ir $2\omega_2$, o taip pat suminio $(\omega_1 + \omega_2)$ ir skirtuminio $(\omega_1 - \omega_2)$ dažnių bangos.

Suminių arba skirtuminių dažnių spinduliuočių generavimas, suprantama, vyksta tada, kai tenkinamos bangų sinchroniškumo sąlygos. Pvz., suminio dažnio $\omega'' = \omega_1 + \omega_2$ ir bangų skaičiaus k'' bangai sinchroniškumo sąlyga bus tokie santykiai:

$$v_1 = \frac{\omega_1}{k_1} = \frac{\omega''}{k''} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{k''}.$$

Iš čia $k'' = k_1 (1 + \omega_2/\omega_1)$. Jei $\omega_2 \ll \omega_1$, tai mažesnio ω_2 dažnio spinduliuotė keičiasi į didesnio $\omega'' = \omega_1 + \omega_2$ dažnio spinduliuotę. Jei $\omega_1 = \omega_2$, generuojama antroji harmonika $2\omega_1$.

10.4. ŠVIESOS SAVAIMINĖ FOKUSUOTĖ

Panagrinėsime tuos netiesinius optinius reiškinius, kurių atsiradimui pastebimai veikia kubinis narys poliarizuotumo skleidime (10.1.3). Manysime, kad bangų sinchroniškumo sąlyga harmonikų generavimui netenkinama. Tada narį su χ' galima atmesti ir poliarizuotumas taip išreiškiamas:

$$P = P_1 + P_3 = \kappa E + \theta E^3. \quad (10.4.1)$$

Krintant bangai, kaip ir anksčiau, pavidalo

$$E = E_0 \sin(\omega t - k z),$$

poliarizuotumas P_3 išreiškiamas taip:

$$\begin{aligned} P_3 &= \theta E_0^3 \sin^3(\omega t - k z) = \\ &= \frac{3}{4} \theta E_0^3 \sin(\omega t - k z) - \frac{1}{4} \theta E_0^3 \sin 3(\omega t - k z). \end{aligned} \quad (10.4.2)$$

Čia mus domina tik ω dažnio banga, nes harmonikų nenagrinėsime.

Elektrinė indukcija

$$D = \varepsilon E = E + 4 \pi P.$$

Išraiškus (10.4.1) ir (10.4.2) išraiškas galima užrašyti taip:

$$D = E + 4\pi \kappa E + 3\pi \theta E_0^2 E = (1 + 4\pi \kappa + 3\pi \theta E_0^2) E = E(\varepsilon_0 + \varepsilon_2 E_0^2);$$

čia $\varepsilon_0 = 1 + 4\pi \kappa = n_0^2$; $\varepsilon_2 = 3\pi \theta = n_2^2$; n_0 – terpės lūžio rodiklis, kai laukai silpni (tiesinis lūžio rodiklis).

Tada

$$n^2 = n_0^2 + n_2^2 E_0^2 = n_0^2 \left(1 + \frac{n_2^2}{n_0^2} E_0^2 \right)$$

$$\text{arba } n = n_0 \sqrt{1 + (n_2/n_0)^2 E_0^2}.$$

Kadangi įprastiniu atveju $\varepsilon_2 E_0^2 \ll \varepsilon_0$, tai išskleidus pošaknio išraišką eilute ir apsiribojus dviem nariais galima užrašyti taip:

$$n = n_0 + n_2' E_0^2;$$

čia $n'_0 E_0^2$ – netiesinė lūžio rodiklio pataisa stipriuose šviesos laukuose; n'_2 – koeficientas netiesiniame lūžio rodiklio naryje, nusakantis terpės netiesinės optinės savybės.

Tokio lūžio rodiklio kitimo priežastys yra kelios. Netiesinėje terpėje dėl elektrostrikcijos šviesos banga keičia slėgį. Elektrostrikcinio slėgio poveikyje kinta terpės tankis, kartu ir lūžio rodiklis. Skysčiuose su anizotropinėmis molekulėmis stiprios šviesos bangos elektrinis laukas orientuoja molekules ir terpė tampa dvejopai laužiančioji. Paprastajam ir nepaprastajam lūžio rodikliui atsiranda pataisos, proporcingos pirmuoju artiniu lauko amplitudės kvadratui. Šis reiškinys panašus į Kero reiškinį. Lūžio rodiklis visuomet kinta dėl terpės išilimo sugeriant spinduliuotę.

Taigi jei vienalytę terpę pereina intensyvus šviesos pluoštelis, terpė tampa optiškai nevienalytė ir šviesos spindulys nukrypsta į didesniojo lūžio rodiklio pusę. Terpės lūžio rodiklis lemia sklindančiosios bangos intensyvumo skirstinį. Susidaro taip vadinama *netiesinė refrakcija*, kuri ir sukuria savaiminę fokusuotę. Netiesinė terpė tampa savotišku glaudžiamuoju lęšiu.

Kadangi koeficientas n'_2 gali įgyti teigiamas ir neigiamas vertes, tai esant $n'_2 > 0$ šviesos pluoštelis fokusuojasi, o kai $n'_2 < 0$ – defokusuojasi.

Susispaudęs šviesos pluoštelis tampa siauru kanalu ir toliau sklinda šio kanalo viduje, sudarydamas sau savotišką optinį bangolaidį. Toks šviesos pluoštelio sklaidimo režimas vadinamas *savikreipa*. Čia difrakcijos reiškinys visiškai užslopinamas.

Savaiminės fokusuotės reiškinys smarkiai padidina šviesos pluoštelio galios tankį ir lemia tolimesnį netiesinių šviesos reiškinų plėtojimąsi medžiagoje.

10.5. DAUGIAFOTONIAI REIŠKINIAI

Viena iš svarbiausių kvantinės optikos sąvokų yra *fotonas* – šviesos lauko kvantas.

Fotonas – tai stabili elementarioji dalelė, kurios ramybės masė ir elektros krūvis lygus nuliui. Fotono gyvavimo trukmę lemia tik sąveika su kitomis dalelėmis. Šiose sąveikose fotonas arba atsiranda, arba išnyksta. Pavyzdžiui, sklaidos metu išnyksta pradinis (krinantysis) fotonas ir atsiranda naujas („išsklaidytasis“).

Fotono energija $\varepsilon = \hbar\omega$, impulsas $p = \hbar k = \hbar\omega/c$. Šios išraiškos nusako korpuskulinių ir banginių savybių sąryšį; kairėje pusėje korpuskulinės fotono savybės, o dešinėje – banginės. Tai dalelinis-banginis dualizmas.

Svarbus mikroobjekto parametras yra *sukinys*. Jį galima interpretuoti kaip savotišką mikroobjekto impulso momentą, nesusietą su jo judėjimu. Šio impulso momento kvadratas lygus $\hbar^2 s(s + 1)$; čia s – tam tikras konkrečiam mikroobjektui sveikasis arba pusinis teigiamas skaičius. Paprastai šis skaičius vadinamas *sukiniu*; fotonui $s = 1$.

Fotonas nusakomas dviem nepriklausomom poliarizacijom. Fotono poliarizacijos tipai atitinka galimiems poliarizacijos tipams tos šviesos bangos, iš kurios „paimtas“ šis fotonas.

Bozoniniam fotonų kolektyvui būdinga kai kurios savitos savybės:

1. Fotonai tiesiogiai nesąveikauja vienas su kitu; vienas fotonų srautas laisvai pereina kitą. Tai *superpozicija*. Pusiausvyra fotonų dujose nusistovi tik dėl kitų dalelių buvimo, su kuriomis sąveikaudami fotonai atsiranda arba išnyksta. Pavyzdžiui, pusiausvyrusis šiluminis spinduliavimas ertmėje atsiranda dėl spinduliuotės sąveikos su ertmės sienelėmis. Fotonų sąveikos galimos tik terpėje.

2. Fotonams, skirtingai negu kitoms dalelėms, netaikoma dalelių skaičiaus pastovumo sąlyga. Fotonai gali atsirasti ir išnykti įvairiose būsenose nepažeisdami dujų pusiausvyros.

3. Fotonų dujoms negalioja klasikinė statistika. Fotonų dujos visuomet išsigimusios, jos visuomet aprašomos Boze-Einšteino statistika.

Jei optiniame šuolyje dalyvauja vienas fotonas, toks šuolis (spinduliuotės sąveikos su medžiaga procesas) vadinamas *vienfotoniu*. Vienfotonis šuolis lydimas arba fotono atsiradimu (spinduliuotė), arba išnykimu (sugertis). Fotono spinduliavimas gali būti savaiminis arba priverstinis. Vienfotoniai procesai nusako šiluminio spinduliavimo savybes ir medžiagos optinius spektrus. Su vienfotoniais procesais susijęs ir netiesinis optinis reiškiny, lemiantis terpės pašviesėjimą.

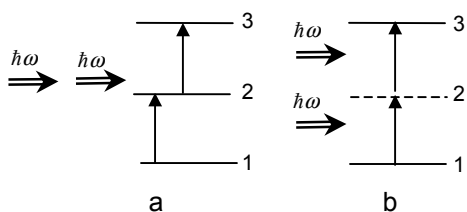
Daugiafotoniai šuoliai lemia daugelio netiesinių optinių reiškinių savybes. Šuolis (arba procesas) vadinamas daugiafotoniu, kai jame dalyvauja du arba daugiau fotonų.

Kartotinumio n procesą bendruoju atveju galima nagrinėti kaip procesą, kuriame atsiranda m fotonų ir išnyksta $n-m$ fotonų. Keičiant skaičių m nuo nulio iki n , galima nagrinėti įvairių n -fotoninių procesų visumą.

Reikia pabrėžti, kad n -fotoninius procesus detaliam nagrinėti laike iš principo negalima. Negalima, pavyzdžiui, teigti, kad pradžioje atsiranda m fotonų, o po to jau dingsta $n-m$ fotonų (arba atvirkščiai). Kitaip tariant, n -fotoninį procesą reikia nagrinėti kaip vieningą procesą, vykstantį laike vie-

ningai ir negalima suskirstyti į atskirus laiko etapus. Tuo n -fotoninis procesas skiriasi nuo n vienfotonių procesų sekos.

Daugiafotonų procesų tikimybė greitai mažėja didėjant proceso kartotinumui. Priverstinio n -fotoninio ir $(n-1)$ -fotoninio proceso tikimybių dalmuo proporcingas santykiui (E/E_a) ; čia E – pradinis šviesos bangos lauko stipris, E_a – vidinių laukų stipris. Kai šviesos spinduliai nelazeriniai, $E \ll E_a$, ir tada galima stebėti tik vienfotonius spinduliavimo ir dvifotonius šviesos sklaidos procesus. Daugiafotoniai procesai vyksta tik naudojant pakankamai galingus lazerius, kurių $E \approx E_a$. Veikiant tokių lazerių spinduliui terpe tampa netiesine, pasireiškia įvairūs netiesiniai optiniai reiškiniai.



10.5.1 pav. Fotoniniai šuoliai

10.5.1 a pav. pavaizduoti du vienfotoniai procesai: pradžioje sugeriamas vienas $\hbar\omega$ energijos fotonas ir mikrosistema peršoka iš lygmens 1 į lygmenį 2, o po to sugeriamas antrasis fotonas ir mikrosistema peršoka iš lygmens 2 į lygmenį 3. Dabar manykime, kad

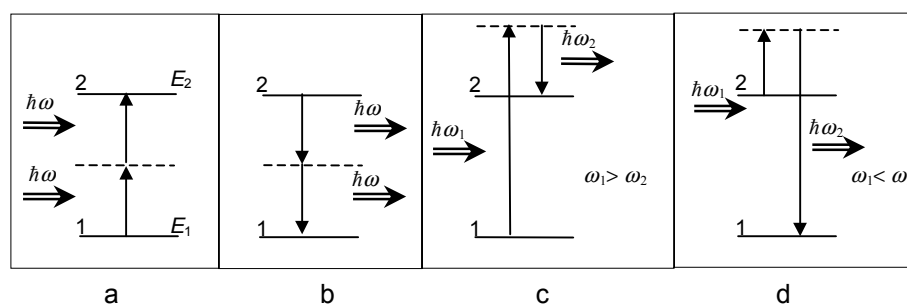
lygmens 2 nėra ir mikrosistema atlieka šuolį $1 \rightarrow 3$ sugerdama iš karto du $\hbar\omega$ energijos fotonus. Toks šuolis pavaizduotas 10.5.1 b pav., kuriame trūkia linija pažymėtas *virtualus lygmuo* – realiai neegzistuojantis medžiagoje lygmuo. Tokį lygmenį reikia naudoti tam, kad galima būtų aiškinti daugiafotonius procesus, kai tuo tarpu vienfotoniai aiškinami naudojant realius lygmenis. Taigi nagrinėjant daugiafotonius procesus naudojami šuoliai per virtualius lygmenis – *virtualūs šuoliai*. Virtualaus lygmens savitumas iš dalies pasireiškia tuo, kad atskiriems virtualiems šuoliams nereikia taikyti energijos tvermės dėsnio.

Dvifotoniai procesai. 10.5.2 pav. pavaizduoti keturi dvifotoniai procesai:

a – dvifotonė sugertis: elektronas peršoka iš lygmens 1 į lygmenį 2; šuoliai spinduliuotės lauke – išnyksta du fotonai. Šiuo atveju

$$2\hbar\omega = E_2 - E_1.$$

b – dvifotonis spinduliavimas: elektronas peršoka iš lygmens 2 į lygmenį 1; šuoliai spinduliuotės lauke – atsiranda du $\hbar\omega$ energijos fotonai.



10.5.2 pav. Dvifotoniai šuoliai

c – Ramano sklaida (stoksinė dedamoji): elektronas peršoka iš lygmens 1 į lygmenį 2; šuoliai spinduliuotės lauke – išnyksta $\hbar\omega_1$ energijos fotonas ($\hbar\omega_1 > E_2 - E_1$), atsiranda $\hbar\omega_2$ energijos fotonas. Pagal energijos tvermės sąlygą galima užrašyti taip:

$$\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2 = E_2 - E_1.$$

Išsklaidytos šviesos dažnis sumažėja.

d – Ramano sklaida (antistoksinė dedamoji): elektronas peršoka iš lygmens 2 į lygmenį 1; šuoliai spinduliuotės lauke – išnyksta $\hbar\omega_1$ energijos fotonas, atsiranda $\hbar\omega_2$ energijos fotonas ($\hbar\omega_2 > E_2 - E_1$). Pagal energijos tvermės sąlygą,

$$\hbar\omega_2 - \hbar\omega_1 = E_2 - E_1.$$

Išsklaidytos šviesos dažnis padidėja.

Šviesos sugerties ir spinduliavimo procesai pirmuoju artiniu yra vien-fotoniai. Dvifotoniai sugerties ir spinduliavimo procesai yra gerokai mažiau tikimi; šie procesai yra antrojo artinio eilės. Tuo tarpu šviesos sklaidos procesai yra pirmojo artinio dvifotoniai. Šiuose procesuose atitinkantys spinduliuotei iki sklaidos fotonai išnyksta ir atsiranda kiti, atitinkantys spinduliuotei po sklaidos. Be to šuoliai gali būti savaiminiai ir priverstiniai. Taigi galima nagrinėti kaip savaiminę, taip ir priverstinę Ramano šviesos sklaidą.

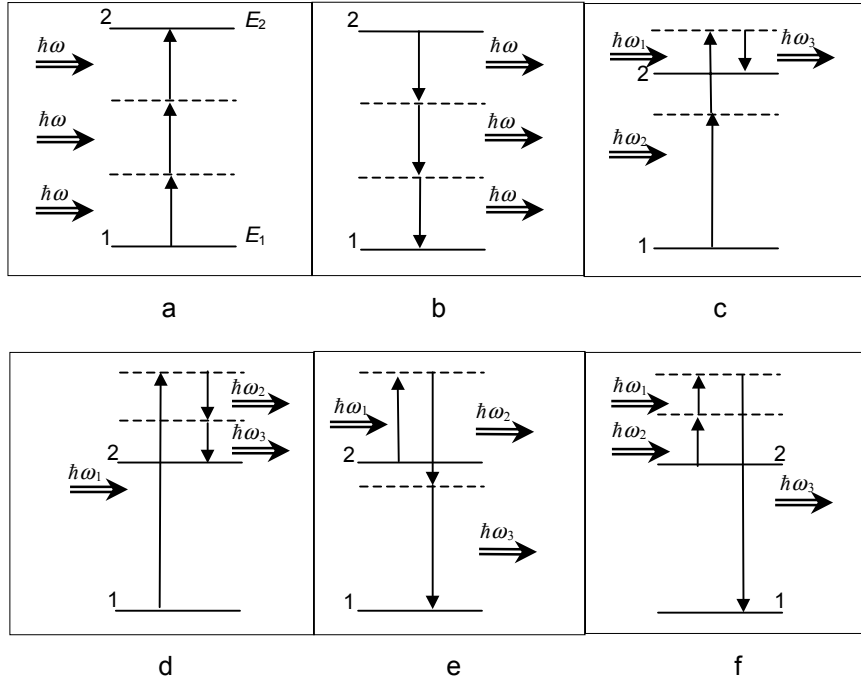
Trifotoniai procesai pavaizduoti 10.5.3 pav.:

a – trifotonė sugertis: elektronas peršoka iš lygmens 1 į lygmenį 2; šuoliai spinduliuotės lauke – išnyksta trys $\hbar\omega$ energijos fotonai. Pagal energijos tvermės sąlygą,

$$3 \hbar\omega = E_2 - E_1.$$

b – trifotonis spinduliavimas: elektronas peršoka iš lygmens 2 į lygmenį 1; šuoliai spinduliuotės lauke – atsiranda trys $\hbar\omega$ energijos fotonai,

$$3 \hbar\omega = E_2 - E_1.$$



10.5.3 pav. Trifotoniai šuoliai

c – trifotonis procesas kurio metu spinduliuojamų ω_1 ir ω_2 dažnių sklaida elektrone iššaukia ω_3 dažnio spinduliuotės atsiradimą. Elektronas peršoka iš lygmens 1 į lygmenį 2; šuoliai spinduliuotės lauke – išnyksta du $\hbar\omega_1$ ir $\hbar\omega_2$ energijos fotonai ir atsiranda vienas $\hbar\omega_3$ energijos fotonas. Pagal energijos tvermės sąlygą,

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 - \hbar\omega_3 = E_2 - E_1.$$

Jei $\omega_2 = \omega_1$, gaunama trifotonė Ramano sklaida.

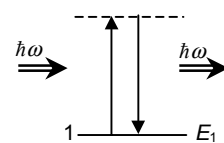
d – trifotonis sklaidos procesas. Elektronas peršoka iš lygmens 1 į lygmenį 2; šuoliai spinduliuotės lauke – vienas $\hbar\omega_1$ energijos fotonas išnyksta ir atsiranda du $\hbar\omega_2$ ir $\hbar\omega_3$ energijų fotonai. Pagal energijos tvermės sąlygą,

$$\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2 - \hbar\omega_3 = E_2 - E_1.$$

Jei $\omega_2 = \omega_3$, gaunamas trifotonė Ramano sklaida.

e ir f – analogiški procesai atitinkamai atvejams d ir c, tik skirtumas tame, kad čia elektronas peršoka iš lygmens 2 į lygmenį 1.

Reikia atskirai pabrėžti taip vadinamus *koherentinius daugiafotonius procesus*. Šiuose procesuose mikrosistemos būseną nepakinta, šuoliai vyksta tik spinduliuotės lauke. 10.5.4 pav. pavaizduotas koherentinis dvifotonis procesas. Kadangi elektrono būseną nepakinta, paveiksle pavaizduota tik vienas energinis lygmuo 1. Šuoliai spinduliuotės lauke yra tokie, kad vienas fotonas išnyksta ir vienas atsiranda. Abiejų fotonų energija vienoda; fotonai gali skirtis kitais parametrais (impulso kryptimi, poliarizacija).



10.5.4 pav.
Koherentinis
dvifotonis procesas

10.5.5 pav. pavaizduoti du koherentiniai trifotoniai procesai. 10.5.5 a pav.: dažnio sudvejinimas arba, kitais žodžiais, *antrosios harmonikos generavimas* – pradinės monochromatinės ω dažnio spinduliuotės pakeitimas $\omega' = 2\omega$ dažnio spinduliuote; šuoliai spinduliuotės lauke – išnyksta du $\hbar\omega$ energijos ir $\hbar\mathbf{k}_1$ ir $\hbar\mathbf{k}_2$ impulsų (fotonų impulsų moduliai vienodi, bet gali skirtis kryptimi) fotonai, atsiranda $\hbar\omega'$ energijos ir $\hbar\mathbf{k}'$ impulso fotonas. Pagal energijos tvermės sąlygą,

$$2\hbar\omega = \hbar\omega'$$

ir impulso tvermės sąlygą,

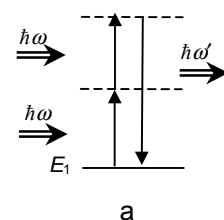
$$\hbar\mathbf{k}_1 + \hbar\mathbf{k}_2 = \hbar\mathbf{k}'.$$

Procesas 10.5.5 b pav.: *parametrinė šviesos sklaida* – ω dažnio spinduliuotės pakeitimas ω_1 ir $\omega_2 = \omega - \omega_1$ dažnių spinduliuote. Tam tikromis sąlygomis šis procesas virsta šviesos parametrinės generacijos procesu; šuoliai spinduliuotės lauke – išnyksta $\hbar\omega$ energijos fotonas, atsiranda du $\hbar\omega_1$ ir $\hbar\omega_2$ energijų fotonai. Pagal energijos tvermės sąlygą,

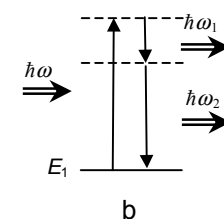
$$\hbar\omega = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$$

ir pagal impulso tvermės sąlygą,

$$\hbar\mathbf{k} = \hbar\mathbf{k}_1 + \hbar\mathbf{k}_2.$$



a



b

10.5.5 pav.
Trifotoniai procesai

Reikia pabrėžti, kad koherentiniuose procesuose mikrosistemos būseną nekinta; jos energijos lygmenų struktūra yra neesminė. Tačiau koherentinių procesų tikimybė priklauso nuo terpės savybių.

Vienas iš reiškinių, grindžiamų daugiafotone sugertimi, yra **daugiafotonis žadinimas ir daugiafotonis jonizavimas**. Šis reiškinys plačiai taikomas tiriant didelio sužadavimo atomų būsenas, o taip pat tiriant atomų spektrų trikdžius intensyviame šviesos lauke. Naudojant, pavyzdžiui, cezio atomo žadinimui rubino lazerį (fotono energija $\hbar\omega = 1,8$ eV), įvyksta dviejų fotonų sugertis, o po to vienfotonis šuolis, kurio metu atsiranda liuminescencinis fotonas ($\hbar\omega_1 = 1,9$ eV). Dvifotonio šuolio tikimybė didėja didėjant šviesos intensyvumui.

Rubino lazerio spinduliuote galima jonizuoti setyniafotonį ksenono atomą. Šiuo atveju atomo jonizavimo energija yra septynis kartus didesnė už lazerio spinduliuotės energiją.

Prie daugiafotonės atomų jonizacijos reiškinio priskiriamas ir **daugiafotonis išorinis fotoreiškinys**. Kai spinduliuotės intensyvumas pakankamas, gali atsirasti fotoelektronas sugėrus ne vieną, o iš karto kelis fotonus. Toks fotoreiškinys stebimas už raudonosios ribos, t. y. kai dažniai mažesni už $\omega_0 = A/\hbar$; čia A – elektrono išlaisvinimo darbas.

Daugiafotonis išorinis fotoreiškinys naudojamas tiriant zoninę metalų ir dielektrikų struktūrą, jų paviršių savybes. Šio reiškinio tikimybė priklauso nuo spinduliuotės koherentiškumo. Todėl daugiafotonį išorinį fotoreiškinį galima naudoti tiriant optinės spinduliuotės koherentiškumo savybes.

Terpės tamsėjimo reiškinys – tai netiesinės optikos reiškinys, pasireiškiantis grįžtamu pradinės skaidrios terpės tamsėjimu apšviečiant ją intensyvia šviesa. Tai ne kas kita, kaip *daugiafotonis vidinis foto reiškinys*. Jis ryškiai pasireiškia puslaidininkyje kaip dvifotonė šviesos sugertis. Į lazerio rezonatoriaus vidų įdedama puslaidininkio plokštelė, kurios draudžiamoji zona ΔE tenkina sąlygą:

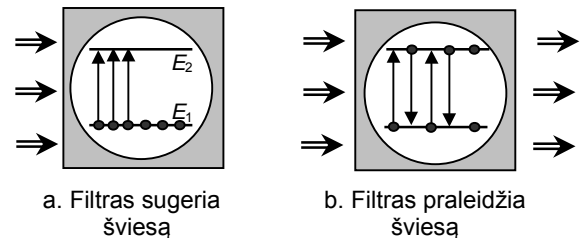
$$\hbar\omega < \Delta E < 2\hbar\omega;$$

čia ω – lazerio spinduliuotės dažnis. Santykinai nedidelio intensyvumo ω dažnio spinduliuotė pereina kiaurai puslaidininkio plokštelę be sugerties, nes fotono energija $\hbar\omega$ nepakankama, kad perkeltų elektroną iš valentinės zonos į laidumo. Tačiau didinant spinduliuotės intensyvumą didėja tikimybė, kad elektronas valentinėje zonoje sugers iš karto du fotonus ir įgijęs $2\hbar\omega$ energiją peršoks į laidumo zoną. Todėl didėjant spinduliuotės intensyvumui dėl dvifotonės sugerties didėja puslaidininkio plokštelės sukelti nuostoliai;

stebimas puslaidininkio tamsėjimas. Šis reiškinys naudojamas norint ištesti lazerio impulsą, t. y. norint realizuoti *neigiamą grįžtamąją ryšį*. Jis stabdantys veikia į priverstinio spinduliavimo procesą aktyviame lazerio elemente. Dėl to išeinančiojo šviesos impulso formavimo procesas užsitęsia, impulso trukmė padidėja, jo didžiausia galia sumažėja.

10.6. TERPĖS SKAIDRĖJIMAS

Terpės skaidrėjimas yra netiesinės optikos reiškinys, pasireiškiantis kai spinduliuotė intensyvi. Tokios terpės vadinamos *skaidrinančiaisiais filtrais*. Pradinėje filtro būsenoje visi sugeriantieji centrai yra apatiniame energijos lygmenyje E_1 (10.6.1 a pav.); filtro sugerties koeficientas didžiausias. Apsvietus filtrą fotonais, kurių energija $\hbar\omega = E_2 - E_1$, sugeriamieji centrai peršoka iš lygmens E_1 į lygmenį E_2 . Tuo pat metu fotonai iššaukia atvirkštinius šuolius, tačiau kai apatinio lygmens užpilda gan didelė, tokių šuolių skaičius per vienetinį laiką mažesnis už šuolių $E_1 \rightarrow E_2$ skaičių. Kai abiejuose lygmenyse susikuria vienodas centrų skaičius, filtrai visiškai prašviesėja. Krintantys į tokį filtrą fotonai iššaukia vienodą šuolių į viršų ir žemyn skaičių. To rezultate perėjusios filtrą šviesos intensyvumas nepakinta.



10.6.1 pav. Terpės skaidrėjimas

Skaidrėjantys filtrai plačiai naudojami lazerinėje technikoje. Įdėjus tokį filtrą į lazerio rezonatoriaus vidų, galima valdyti generavimo režimą – sukurti galingus šviesos impulsus, kurių trukmė ($10^{-9} \div 10^{-8}$) s arba seką supergalingų šviesos impulsų, kurių trukmė 10^{-12} s ir dažnis ($0,1 \div 1$) GHz (pikosekundiniai impulsai). Tokių skaidrėjančių filtrų sukūrimui naudojami, pavyzdžiui, organinių dažų tirpalai.

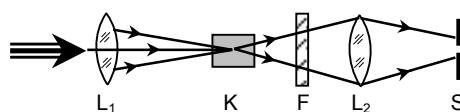
10.7. PRIVERSTINĖ RAMANO SKLAIDA

Ramano sklaida gali būti tiek savaiminė (spontaninė), tiek ir priverstinė. Priverstinės sklaidos tikimybė yra nedidelė. Šis reiškinys tapo įdomesnis sukūrus lazerius.

Ramano sklaidoje vyksta žadinančiosios šviesos dažnio ν_0 pokytis dydžiu, atitinkančiu saviems vidiniams molekulių virpesių dažniams ($\nu = \nu_0 \pm \nu_i$). Ramano spektre atsiranda stoksinė $\nu_s = \nu_0 - \nu_i$ (raudonasis palydovas) ir antistoksinė $\nu_{as} = \nu_0 + \nu_i$ (violetinis palydovas) dedamosios. Ši sklaida dar vadinama sklaida vidiniuose molekulių virpesiuose.

Naudojant nedidelio intensyvumo nekoherentinius spindulius, savaiminės nekoherentinės sklaidos intensyvumas nedidelis, sudaro $10^{-6} \div 10^{-7}$ žadinančiosios šviesos dalį. Kai žadinama intensyviais ($10^8 \div 10^9 \text{ W/cm}^2$) pluoštais, išsklaidytosios šviesos intensyvumas padidėja keliomis eilėmis. Be to šalia pirmosios eilės dažnių $\nu_0 \pm \nu_i$ atsiranda aukštesniųjų eilių dažniai $\nu_0 \pm 2\nu_i$, $\nu_0 \pm 3\nu_i$; pakinta išsklaidytosios šviesos indikatrixė, ji tampa labiau ištempta žadinančiosios šviesos sklaidimo kryptimi. Tokia sklaida vadinama *priverstine Ramano sklaida*.

Priverstinės Ramano sklaidos stebėjimo schema pavaizduota 10.7.1 pav. Lazerio spinduliuotės pluoštelį lęšis L_1 fokusuoja į kiuvetės K su tiriamąja medžiaga vidurį. Už kiuvetės yra filtras F, kuris sulaiko žadinančiąją spinduliuotę ir praleidžia pakitusio dažnio išsklaidytąją. Šią išsklaidytąją spinduliuotę lęšis L_2 nukreipia į spektinio prietaiso plyšį S.



10.7.1 pav. Priverstinės Ramano sklaidos stebėjimo schema

Priverstinė Ramano sklaida yra netiesinis ir koherentinis procesas. Tai pagrindinė jos savybė.

Reikia pabrėžti, kad kai lazerio spinduliuotės galia didelė, sužadinama ne tik priverstinė Ramano sklaida, bet ir kiti netiesiniai procesai, pvz., savaiminė fokusuotė, kurie iš esmės iškraipo ir padaro sudėtingesnę priverstinės Ramano sklaidos proceso nagrinėjimą.

Priverstinės sklaidos netiesiškumas apibūdinamas tuo, kad pereinant aktyviosios terpės sluoksnį Δl (10.7.2 a pav.) spinduliuojamos pirmosios stoksinės dedamosios intensyvumas I_{1s} padidėja dydžiu ΔI_{pr} , kuris proporcingas ne tik žadinančiosios spinduliuotės intensyvumui I , bet ir I_{1s} :

$$\Delta I_{1s} = \Delta I_{pr} + \Delta I_{sav} = k_1 I I_{1s} \Delta l + k_2 I \Delta l. \quad (10.7.1)$$

Dėl to pirmosios stoksinės dedamosios intensyvumas stiprėja kaip griūtis. Šis procesas schematiškai pavaizduotas 10.7.2 a pav. atitinkamos rodyklės plėtėjimu. Savaiminėje Ramano sklaidoje, kuri aprašoma antruoju (10.7.1) išraiškos nariu, intensyvumo prieauglis ΔI_{sav} visą laiką pastovus. Šiuo požiūriu priverstinė Ramano sklaida yra atvirkščias šviesos sugerčiai procesas. Žinoma, kad sugertyje šviesos intensyvumas Δl storio sluoksnyje (10.7.2 b pav.) mažėja dydžiu, proporcingu krintančiosios į sluoksnį šviesos intensyvumui:

$$\Delta I = -k I \Delta l.$$

Pagal tokį dėsnį perėjusios sugeriančiosios terpės sluoksnį l šviesos intensyvumas mažėja eksponentiškai:

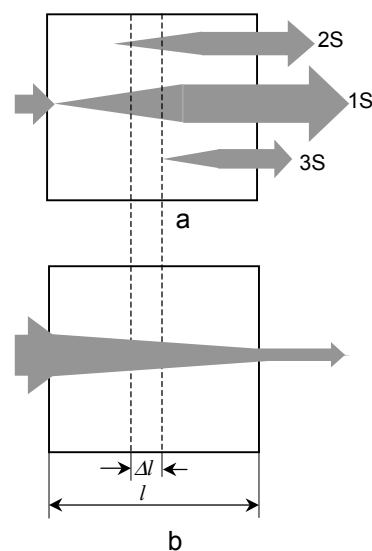
$$I = I_0 \exp(-k l).$$

Tuo tarpu priverstinės sklaidos intensyvumas, atvirkščiai, eksponentiškai didėja (jei nekreipiamas dėmesys į antrąjį narį ΔI_{sav} ir krintančiosios šviesos intensyvumas I pastovus):

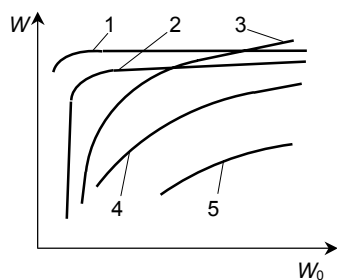
$$I_{1s} = A \exp(k_1 I l).$$

Greitą pirmosios stoksinės dedamosios intensyvumo augimą lemia tai, kad į šią dedamąją pereina ženkliai (apie 70 %) žadinančiosios spinduliuotės intensyvumo dalis. Todėl pirmoji stoksinė dedamoji pati pradeda vaidinti krintančiosios spinduliuotės vaidmenį ir sužadina antrąją stoksinę dedamąją I_{2s} . Sklindant spinduliuotei aktyvioje terpėje, antrosios dedamosios intensyvumas taip pat greitai auga ir ji savo ruožtu sužadina trečiąją stoksinę dedamąją ir t. t. Taigi vyksta pastovus krintančiosios spinduliuotės energijos „perpumpavimas“ į aukštesnes stoksines dedamąsias. Pradinis spinduliavimo intensyvumas I šiuo atveju atitinkamai krinta.

Įvairių stoksinių dedamųjų energijos eksperimentinės priklausomybės nuo žadinančiosios spinduliuotės energijos pavaizduotos 10.7.3 pav. Matyti, kad žadinančiosios spinduliuotės energija W , perėjusi aktyviąją terpę (1 kreivė), greitai įsisotina. Visas krintančiosios spinduliuotės energijos



10.7.2 pav. Šviesos stiprinimo ir sugerties procesų palyginimas



10.7.3 pav. Priverstinės Ramano sklaidos stoksinių dedamųjų energijos priklausomybės nuo žadinančiosios spinduliuotės energijos

prieauglis perpumpuojamas į pirmosios stoksinės dedamosios energiją. Įgijus W tam tikrą slenkstinę vertę, vyksta labai greitas beveik šuoliškas pirmosios stoksinės dedamosios energijos W_{1s} augimas (2 kreivė). Esant tam tikrai W_{1s} slenkstinei vertei, sužadinama ir pradeda greitai augti antrosios stoksinės dedamosios energija W_{2s} (3 kreivė), dėl ko W_{1s} didėjimas nutrūksta ir atsiranda sotis. Tokia pat priklausomybė stebima ir antrajai stoksinei dedamajai. Trečiosios (4 kreivė) ir ketvirtosios (5 kreivė) stoksinių dedamųjų W_{3s} ir W_{4s} priklausomybių nuo W_0 eiga yra tolygesnė ir jų energijų vertės gerokai mažesnės už antrosios stoksinės dedamosios energiją. Tai susiję su tuo, kad antrosios stoksinės dedamosios spinduliuotės energijos dalis sklinda ne palei sistemos ašį, o kažkokiu kampu į ją.

Priverstinės Ramano sklaidos spektras stoksinėje srityje sudarytas iš keleto linijų, kurių dažniai $\nu_{1s} = \nu_0 - \nu_i$, $\nu_{2s} = \nu_0 - 2\nu_i$ ir t. t. Spektre, kaip taisyklė, išryškėja tik vienas sklaidančiosios terpės virpesinis dažnis. Priverstinės Ramano sklaidos spektro linijų intensyvumas labai didelis ir yra žadinančiosios linijos intensyvumo eilės. Be to, kaip minėta, spektre atsiranda pakankamai didelio intensyvumo linijos ir antistoksinėje srityje, kurių dažniai $\nu_{1as} = \nu_0 + \nu_i$, $\nu_{2as} = \nu_0 + 2\nu_i$ ir t. t.

Taigi priverstine Ramano sklaida galima keisti galingą lazerio spinduliuotę iš vienos spektro srities į kitą. Tuo grindžiami įdomūs ir daug žadantys šio reiškinio praktiniai taikymai.

Dažnio keitimui parenkama terpė, kurioje Ramano sklaidoje vykstančio šuolio dažnio vertė yra didelė. Tai būdinga vandeniliui (4155 cm^{-1}), deuteriui (2993 cm^{-1}), skystajam azotui (2526 cm^{-1}) ir kt. terpėms. Žadiniui naudojant neodimio lazerį ($\lambda = 1,06 \text{ }\mu\text{m}$), pirmosios stoksinės dedamosios vandenilyje bangos ilgis $1,9 \text{ }\mu\text{m}$, o antrosios – $8,6 \text{ }\mu\text{m}$. Jei 50 ns trukmės lazerio impulso energija yra apie 100 J , tai pirmosios stoksinės dedamosios ji lygi apie 5 J , o antrosios – apie 1 J . Tokiu būdu palyginti nesudėtinga įranga galima gauti impulsinę 20 MW eilės galios spinduliuotę infra-raudonojoje spektro srityje. Parenkant įvairias terpes priverstinės Ramano sklaidos pagrindu galima sukurti derinamuosius lazerius plačiame bangos ilgių ruože.

Galingų derinamųjų lazerių naudojimas sukūrė spinduliuotės sąveikos su medžiaga tyrimo metodą, kuriame suderinti tokie priverstinės Ramano sklaidos privalumai, kaip didelis intensyvumas, sklaidos indikatrės anizotropija, su plačiomis savaiminėmis Ramano sklaidos spektroskopijos galimybėmis.

Į tiriamąją medžiagą nukreipiami du lazerio pluošteliai, kurių dažnių skirtumas sutampa su vienu iš savųjų molekulių virpesių dažniu. Tai pakeičia virpesinių lygmenų užpildą. Analizei naudojama papildomoji, vadinama bandomoji, banga. Tirama stoksinė ir antistoksinė bandomosios spinduliuotės sklaida. Toks metodas vadinamas *aktyviosios sklaidos spektroskopijos* metodu. Šiame metode bandomąją bangą galima naudoti, norint užregistruoti fazių santykius tarp elementariųjų sužadinių įvairiuose terpės taškuose, tarp įvairių molekulių virpesių fazių (*koherentinė aktyvioji spektroskopija*) bei nustatyti lygmenų užpildos skirtumą (*nekoherentinė aktyvioji spektroskopija*). Suprantama, abiem atvejais gautasis aktyviosios spektroskopijos metodu išsklaidytasis signalas iš esmės viršija savaiminėje Ramano sklaidoje gaunamo signalo lygį.

Svarbus koherentinės aktyviosios spektroskopijos metodo ypatumas yra ta aplinkybė, kad skirtingai nuo savaiminės sklaidos indikatrės smarkiai anizotropinė ir išsklaidytoji molekulių virpesiuose spinduliuotė yra gerai kolimuota ir praktiškai visiškai koherentinė. Jos didelis intensyvumas ir kryptingumas gali būti sėkmingai naudojama naujose šviesos sklaidos spektroskopijos srityse.

XI SKYRIUS

GEOMETRINĖS OPTIKOS PAGRINDAI

Geometrinė optika yra optikos skyrius, kuriame nagrinėjami šviesos sklaidimo 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 sklaidimo 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:

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

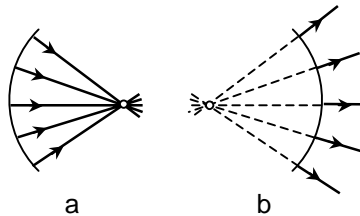
čia n ir n' – pirmosios ir antrosios terpės lūžio rodiklis, α – kritimo kampas (kampas tarp krantinčiojo į paviršių spindulio ir statmens į paviršių kritimo taške), α' – lūžio kampas (kampas tarp lūžusiojo spindulio ir statmens į paviršių kritimo taške). Lūžio dėsnį atrado XVII a. Snelijus (*Snellius*)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

3. *Atspindžio dėsnis*, kuris nusako spindulio krypties pokytį kai sutinkamas atspindintis (veidrodinis) paviršius: kritęs ir atspindėjęs 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 sklaidimo 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. Švytinčiasis taškas geometrinėje optikoje suprantamas kaip spinduolis be matmenų. Jei spinduliai išeina iš vieno



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

taško, kuris yra prasiskleidžiančiųjų spindulių pluoštelių 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.

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 $dL = n dl$ ir visas optinio kelio ilgis tarp taškų A ir B lygus:

$$L = \int_A^B n dl.$$

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

$$\delta \int_A^B n dl = 0.$$

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

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

Irodysime, 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

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

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

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

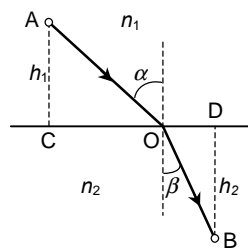
Panaudojus optinio kelio ilgio ekstremumo sąlygą $dl/dx = 0$ gaunama:

$$\frac{dl}{dx} = n_1 \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} - n_2 \frac{p-x}{\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}} = 0. \quad (11.3.1)$$

Bet

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

Irašius į (11.3.1) gaunama:



11.3.1 pav. Spindulio lūžis

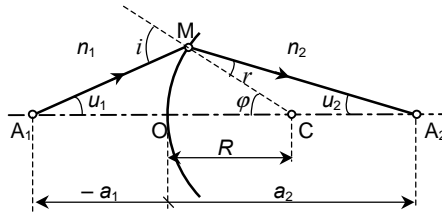
$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta,$$

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*.



11.4.1 pav. Paraksialųjų spindulių lūžis sferiniame paviršiuje

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*.

Naudojama ženklų taisyklė:

atkarpu ilgiai, matuojami nuo laužiamojo paviršiaus viršūnės O , teigiami, jei jie nukreipti į šviesos sklaidimo 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 MA_2C gaunama:

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

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

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

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

$$\frac{n_2}{a_2} - \frac{n_1}{a_1} = \frac{n_2 - n_1}{R} \quad (11.4.2)$$

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:

$$a_2 = \frac{n_2 R}{n_2 - n_1} = f_2, \quad (11.4.3)$$

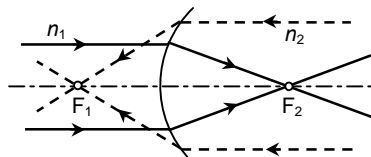
o kai $a_2 = \infty$:

$$a_1 = -\frac{n_1 R}{n_2 - n_1} = f_1. \quad (11.4.4)$$

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.).

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

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



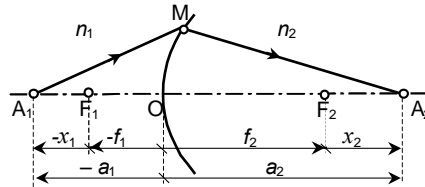
11.4.2 pav. Sferinio paviršiaus židiniai

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:

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

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:

$$x_1 x_2 = f_1 f_2, \quad (11.4.6)$$

vadinamas *Niutono formule*.

(11.4.2), (11.4.5) ir (11.4.6)

formulės yra viena kitai ekvivalen-

čios 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 židinytis 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 koku būdu daiktų atvaizdai gaunami tiesės atkarpos pavidalo.

11.5.1 pav. A_1 yra taškinis objektas, o A_2 – jo atvaizdas. Pasukus optinę ašį $A_1 A_2$ 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.

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:

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*:

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

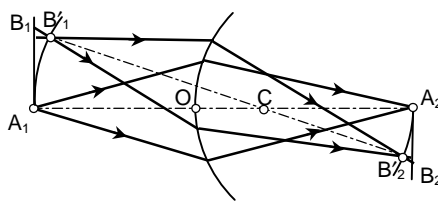
Optinei ašiai statmenos atkarpos teigiamos, jei jos yra virš ašies, ir neigiamos, jei jos yra po ašimi. Tada didinimas teigiamas, jei atvaizdas tiesioginis (neapverstas) ir neigiamas, jei atvaizdas apverstas.

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

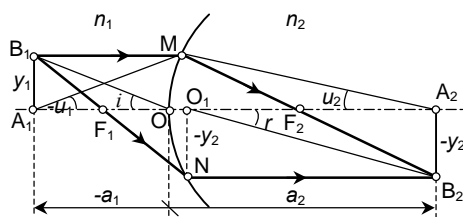
$$\frac{\operatorname{tg} i}{\operatorname{tg} r} \approx \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1};$$

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

Tada



11.5.1 pav. Mažų atkarpų atvaizdas lūžtant sferiniame paviršiuje



11.5.2 pav. Spindulių eiga per sferinį paviršių

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

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:

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

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 dx_1 , atvaizdas paslinks per atkarpą dx_2 . Išilginiu didinimu vadinamas šių dydžių dalmuo:

$$\alpha = \frac{dx_2}{dx_1}.$$

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: $\operatorname{tg} u_1 = MO/a_1$ ir $\operatorname{tg} u_2 = MO/a_2$, t. y.

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

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, $\operatorname{tg} u_1 \approx u_1$ ir $\operatorname{tg} u_2 \approx u_2$. 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

$$y_1 n_1 u_1 = y_2 n_2 u_2. \quad (11.5.2)$$

(11.5.2) lygtis vadinama *Lagranžo-Helmholco* (Lagrange-Helmholtz) *lygtimi* paraksialioje srityje. Iš jos išplaukia, kad konkretų šviesos pluoštelį keisti kitu bet koku norimu pluoštelio 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

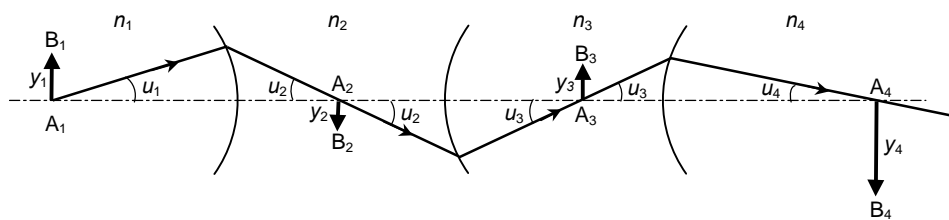
Svarbią praktinę vertę geometrinėje optikoje turi *centruotosios optinės sistemos* – laužiančiųjų ir atspindinčiųjų sukimosi paviršių visuma su bendra ašimi, vadinama *optine ašimi*, ir simetrišku šios ašies atžvilgiu lūžio rodiklio skirstiniu. Paprasčiausia centruota optinė sistema yra lęšis, sudarytas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

Nagrinėsime paraksialinių spindulių sklaidimą. Galima nuosekliai nagrinėti jų lūžį atskiruose paviršiuose. Kiekvieno paviršiaus sukurtas atvaizdas yra objektas kitam paviršiui. Bendracentriškumas pluošteliu nepažeidžiamas.

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

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

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



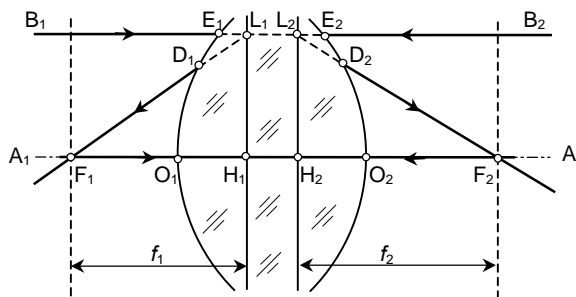
11.6.1 pav. Centruotoji optinė sistema

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 dėsniai 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 figūrą 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

$$\beta = \frac{L_2 H_2}{L_1 H_1} = +1.$$

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 $f_2 = F_2H_2$.

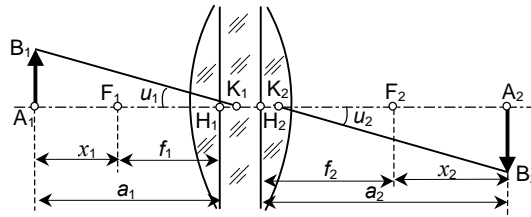
Kai yra vienas laužiantysis paviršius, židinių nuotoliai matuojami nuo jo paviršiaus viršūnės, t. y. abi pagrindinės plokštumos sutampa viena su kita ir su plokštuma, liečiančia laužiamąjį paviršių jos viršūnėje.

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:

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

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

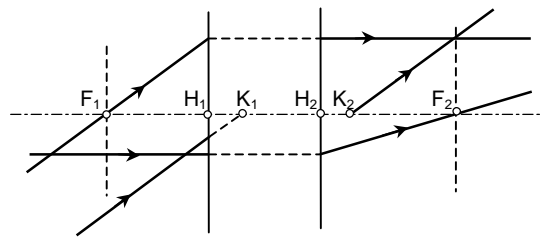
$$\gamma = \frac{a_1}{a_2} = \frac{f_1}{x_2} = \frac{x_1}{f_2} = 1.$$



11.6.3 pav. Optinės sistemos mazginiai taškai

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 $\text{tg } u_1 = \text{tg } u_2$ (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.).

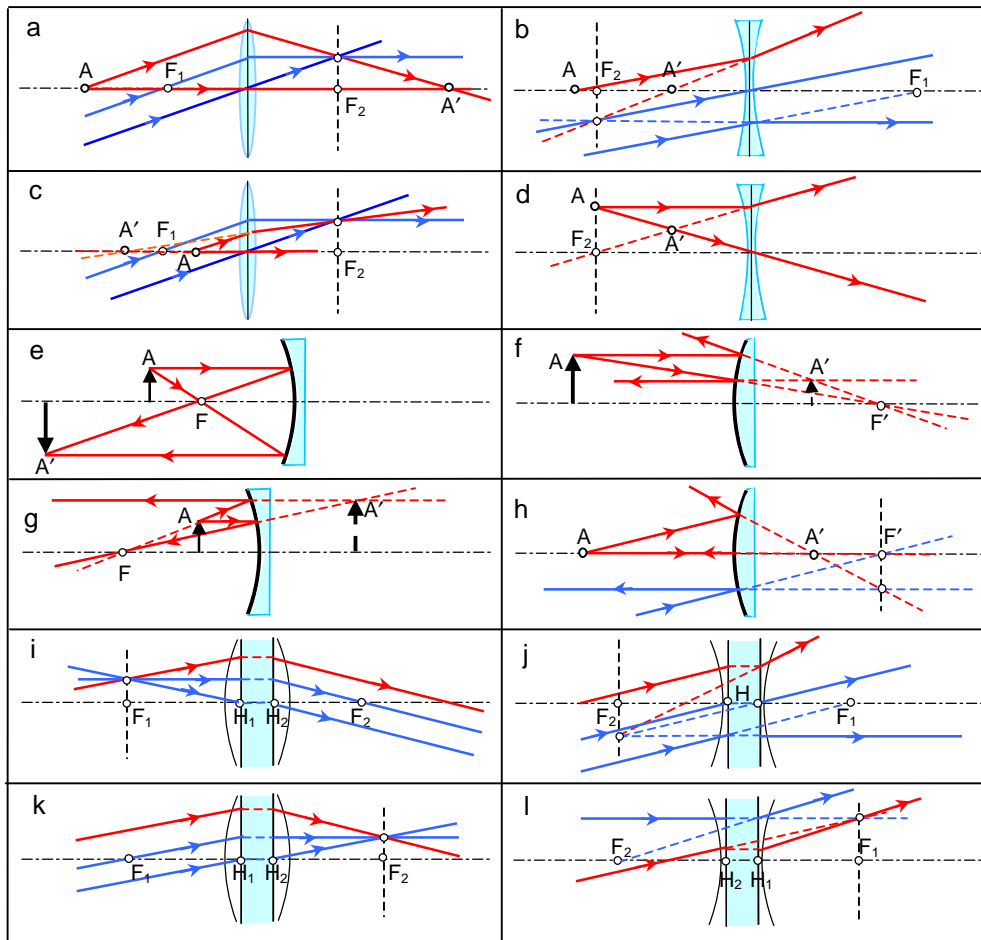


11.6.4 pav. Idealiosios centruotos optinės sistemos kardinalieji taškai ir plokštumos

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 ele-

mentų 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 iškiluoju (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.

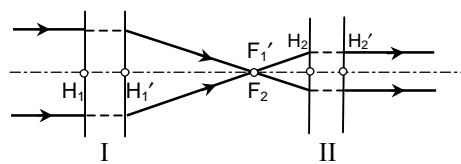
Jei optinė sistema sudaryta iš dviejų plonų lęšių, tarp kurių atstumas l ir esančių ore, jos bendra optinė laužiamoji geba išreiškiama taip:

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

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 židinytis F'_1 sutampa su II sistemos priekiniu židiniu F_2 . Teleskopinės sistemos židiniai ir pagrindinės plokštumos yra begalybėje. Lygiagrečius spindulių pluoštelis, krintantis į teleskopinę sistemą, iš jos išeina lygiagrečiu pluoštelio.



11.6.5 pav. Teleskopinė sistema

Ilginis didinimas teleskopinės sistemos, esančios ore, lygus

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

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

Idealią 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.

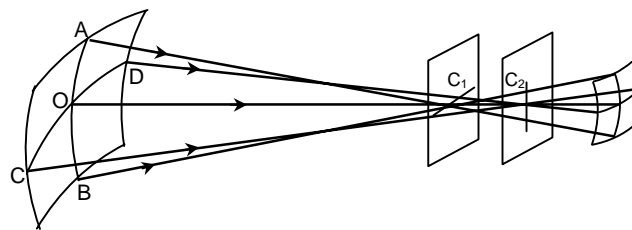
Realios optinės sistemos šių sąlygų dėl vienokių ar kitokių priežasčių netenkina ir dėl to blogėja atvaizdo kokybė. Atvaizdo netapatumas daiktui, jo defektai, atsiradę dėl spindulio nuokrypio nuo tos krypties, kuria jis turėtų sklisti idealioje optinėje sistemoje, vadinamas *aberacijomis* (optinės sistemos 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 reiškinių 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 lūžusių bei atspindėjusių 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



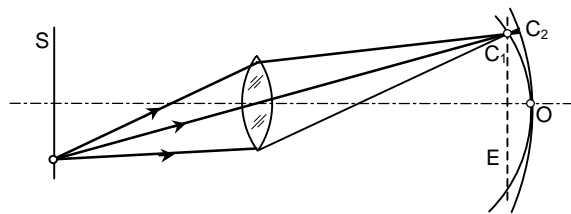
11.7.1.1 pav. Astigmatinis spindulių pluoštelis

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 (meridininėje ir sagitalinėje), einančiose per C_1 ir C_2 .

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.).

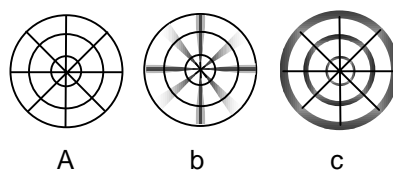


11.7.1.2 pav. Nuožulniųjų pluoštelių astigmatizmas

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

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 atvaizdai 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 .

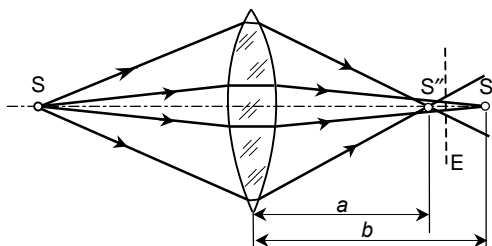
Astigmatinė aberacija ryškiai matoma kuriant plokščio objekto, sudaryto iš spindulinių linijų ir bendracentrių apskritimų (11.7.1.3 a pav.), kurių centras yra sistemos optinėje ašyje, atvaizdą. Pastačius ekraną E , kurio išlenktas paviršius turi meridianinio paviršiaus formą, galima gauti ryškų apskritimų 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'' .



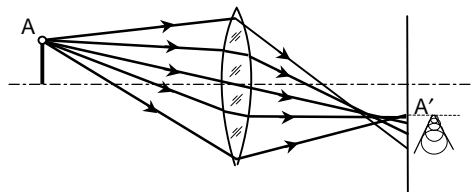
11.7.1.4 pav. Lęšio sferinė aberacija

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

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. Koma

(11.7.1.5 pav.) spinduliai, sklindantys arčiau prie lęšio krašto, lūžta labiau negu paraksialieji ir paraksialinių atvaizdų plokštumoje A' sukuria išsklaidytus apskritimus. Taško atvaizdas panašus į kometą.

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

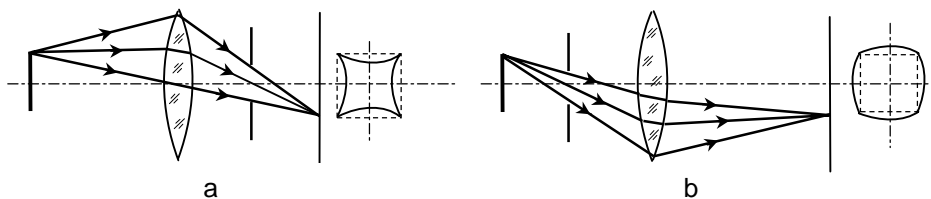
$$n y \sin u = n' y' \sin u'; \quad (11.7.1.1)$$

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 pluoštelių. 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 va-

dinamos *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

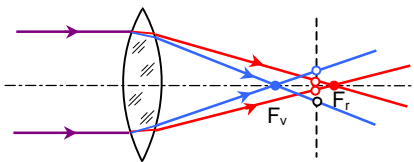
nama, kai pluoštelį ribojanti diafragma yra už lęšio. Jei diafragma yra prieš lęšį, didinimas atvaizdų lauko kraštuose mažesnis negu centre ir kvadrato atvaizdas įgauna “statinaitės” formą (11.7.1.6 b pav.).

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 chromtizmas* (arba *ilginis chromtizmas*), t. y. nemonochromatinis šviesos pluoštelis fokusuojasi įvairiose optinės ašies atkarpos vietose $F_v F_r$ (11.7.2.1 pav.). Ekrane vietoje baltojo taško susikuria aibė spalvotų apskritimų.

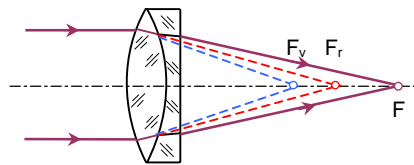


11.7.2.1 pav. Chromatinė aberacija

2. Skersinis didinimas atvaizdų, sukurtų skirtingo bangos ilgio spinduliais, gali būti skirtingas – *didinimo chromtizmas*. 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 glaudžiančių ir sklaidančiųjų lęšių, pagamintų iš stiklo su skirtinga dispersija. Panaikinti chromatinę aberaciją visame spektre negalima (chromatinės aberacijos neturi veidrodžiai). Paprastai stengiamasi sutaptinti atvaizdus kuriems nors norimiems bangos ilgiams. Vizualaus stebėjimo prietaisuose achromatizuojama bangos ilgiams $\lambda_F = 480 \text{ nm}$ ir $\lambda_C = 656 \text{ nm}$. 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 sutaptina atvaizdų kampinius didinimus, bet ne jų vietą (dėl skirtingos pagrindinių plokštumų vietos). Toks būdas taikomas žiūronų okuliaruose.

Sudėtingesnėse sistemose galima sutaptinti židinius trimis skirtingiems bangos ilgiams. Tokie objektyvai (apochromatai) naudojami mikroskopuose.

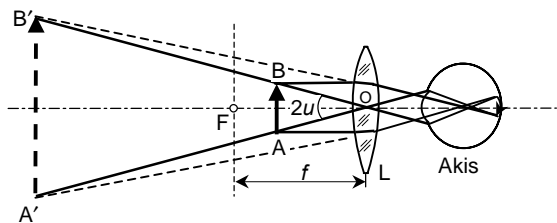
Įvairių rūšių aberacijas mažinti galima tik konstruojant sudėtingas specialiai apskaičiuotas optines sistemas. Vienu metu pašalinti visas aberacijas negalima. Tenka eiti į kompromisą: konstruojant optiką konkrečiam tikslui stengiamasi atsikratyti labiausiai nepageidaujamų trūkumų ir taikstyti su nevisišku 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

aberracijos 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 $2u$, lygus kampui, kuriuo matomas objektas AB iš lęšio centro O . Pažymėjus lęšio židinio nuotolį raide f , objekto matmenis – raide y , gaunama:



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

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 koku 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 $10 \div 20$ kartų.

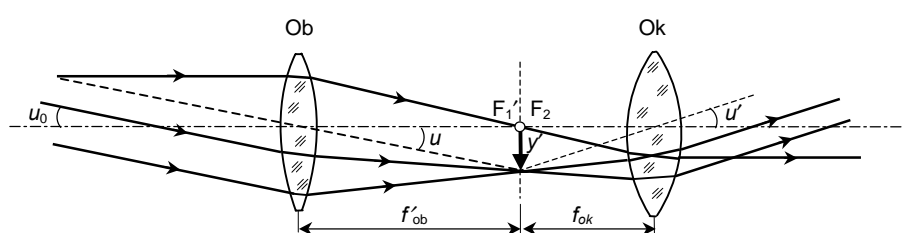
Regėjimo lauko skersmuo naudojant lupą lygus

$$\Phi = \frac{f D}{l_v};$$

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, tolinačių, periskopų ir kt. – sudėtį.

Paprasčiausias žiūronas sudarytas iš dviejų pagrindinių dalių: objektyvo (Ob) ir okuliario (Ok). Jei objektas yra toli, jo atvaizdas sukuriama objektyvo židinio plokštumoje. Objektyvo galinis židinis sutampa su okuliario 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:

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

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

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

čia f_{ok} – okuliario priekinio židinio nuotolis.

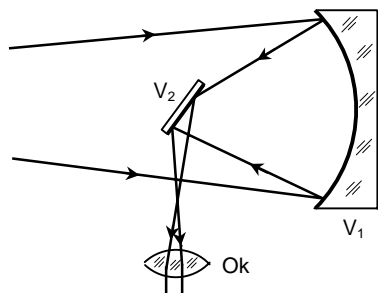
Kadangi žiūrono ilgis mažas palyginus su atstumu iki objekto, plika akis objektą mato kampu $2u_0 = 2u$. Tada žiūrono kampinis didinimas lygus:

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

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.



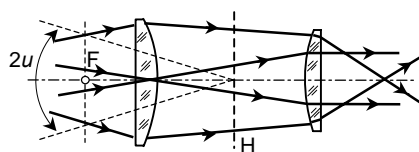
11.8.3 pav. Niutono atspindžio teleskopo optinė schema

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.

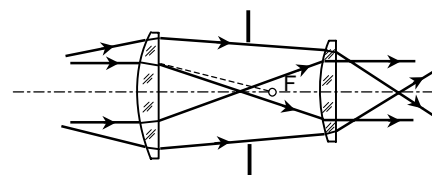
Okuliaras yra optinės sistemos dalis, esanti betarpiškai prieš akį ir skirta stebėti atvaizdą, sukurtą prieš jį esančios sistemos (objektyvo). Daugumos žiūronų okuliarų židinio nuotolis (nuo jo priklauso didinimas), yra $(10 \div 40)$ mm. Priklausomai nuo matymo lauko didumo okuliarai skirstomi į okuliarus su normaliu matymo lauku ($2u < 55^\circ$), su padidintu matymo lauku ($55^\circ < 2u < 70^\circ$) ir plačiakampius ($2u > 70^\circ$). Kadangi okuliarai veikia siauruose spindulių pluoštuose, 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 $2u \approx 40^\circ$.

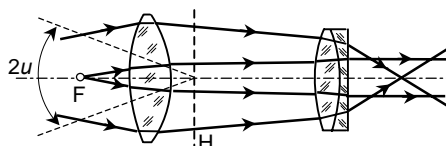
Mikroskopuose naudojamas *Hiugenso okuliaras* (11.8.5 pav.). Priekinis jo židinytys tariamas ir yra tarp lęšių. Geriau negu Ramsdeno okuliare sumažintas chromatiškumas.



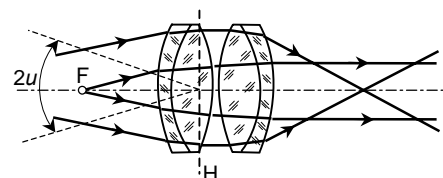
11.8.4 pav. Ramsdeno okuliaras



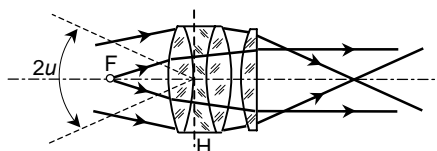
11.8.5 pav. Hiuigenso okuliaras



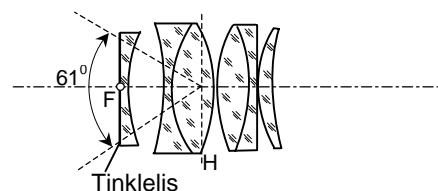
11.8.6 pav. Kelnerio okuliaras



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 $2u = 45^\circ \div 50^\circ$.

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

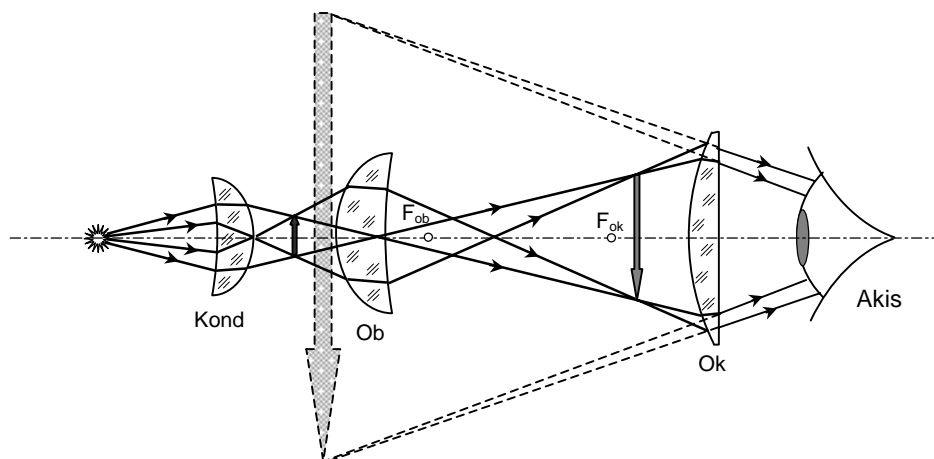
Ortoskopinis okuliaras (11.8.8 pav.) pagrindinai naudojamas mikroskopuose ir matavimo įtaisuose. Gerai sumažintos visos aberacijos, ypač distorsija kampams $2u \approx 40^\circ$.

Plačiakampio okuliario 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 smulkiają 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 ob-

jektų forma, matmenys, cheminė sandara. Optiniu mikroskopu galima išskirti struktūras, kuriose atstumai tarp elementų yra iki $0,25 \mu\text{m}$.

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

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

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

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

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

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

čia f_{ok} – okuliario 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 okuliario 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, kurių 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 atski-

ros 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, mikrofotografijos metodas ir kt.

PAPILDOMA LITERATŪRA

1. P. Brazdžiūnas. Bendroji fizika, III d., Optika. Vilnius: Valst. polit. ir moksl. lit. leidykla, 1963. 35 p.
2. A. Tamašauskas Fizika, 2 d., Vilnius: Mokslas, 1992. 195 p.
3. B. Kukšas, S. Vičas. Fizika, 2 d., Vilnius: Mokslas, 198. 255 p.
4. B. Javorskis, A. Detlafas. Fizikos kursas, 3 d., Vilnius: Mintis, 1975. 582 p.
5. Young M. Optics and Lasers. Springer Berlin, 1993. 343 p.
6. Hecht E. Optik. Addison-Wesley Publ. Company, 1989. 717 p.
7. Samuel J. Williamson, Herman Z. Cummins. Light and color in nature and art. New York university, 1983. 188 p.
8. B.E.A.Saleh, M.C,Teich. Fundamentals of Photonics, New York, 1991. 966 p.
9. Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия. Отв. ред. Жаботинский М.Е. М.: Сов. Энциклопедия, 1969. 432 с.
10. Саржевский А.М. Оптика. Минск: Университетское изд. Т. 1, 1984. 287 с.; Т. 2, 1986ю 319 с.
11. Бутиков Е.И. Оптика. М.: Высшая школа, 1986. 512 с.
12. Матвеев А.Н. Оптика. М.: Высшая школа, 1985. 351 с.
13. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. М.: Высшая школа, 1978. 384 с.
14. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
15. Гуревич М.М. Цвет и его измерение. М., 1950. 267 с.
16. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976. 923 с.
17. Тарасов Л.В. Введение в квантовую оптику. М.: Высшая школа, 1987. 304 с.
18. Ф.А.Королёв. Курс физики. Оптика, Атомная и ядерная физика. М.: Госпедиз., 1962. 504 с.

RODYKLĖ

- | | |
|---|---|
| <p> Aberacijos 28 Abės invariantas 27 Abės prizmė 73 Abės sinusų sąlyga 283 Abės teorija 169 Achromatinis lęšis 285 Aktyvioji šviesos sklaida 259 Aktyvioji terpė 206 Anizotropinė terpė 49 Arenso prizmė 72 Astigmatizmas 281 Atspalvis 40, 46 Atspindžio faktorius 26 Atvaizdų erdvė 267 Baltoji spalva 43 Bangos vora 8, 9 Bangų atspindys 22, 35 Bangų eigos skirtumas 78 Bangų lūžis 22, 62 Bangų sinchroniškumas 242, 244 Bendracentris pluoštelis 267 Bero dėsnis 21, 22 Bije bilėšis 82 Biprizmė 82 Briusterio dėsnis 27 Briusterio kampas 27 Bugero dėsnis 21, 22 Centruotoji optinė sistema 275 Chromatinė aberacija 284 Chromatinė poliarizacija 100 Daiktų erdvė 267 Daugiafotoniai reiškiniai 248 Daugiafotonis žadinimas 254 Daugiaspindulinė interferencija 105 Dichroiniai poliarizatoriai 73 Dichroizmas 67 Dielektriniai veidrodžiai 111 Difrakcinė gardelė 151 <ul style="list-style-type: none"> – amplitudinė 151 – dvimatė 162 – fazinė 151, 156 </p> | <p> – įgaubtoji 159 – sutelkianti (spindinti) 157 – trimatė 163 – vienmatė 161 Difrakcinės gardelės <ul style="list-style-type: none"> – dispersija 155 – lygtis 152, 153 – periodas 151 – skiriamoji geba 156 Dilatometras 126 Dipolio spinduliavimas 11, 27 Dirbtinė anizotropija 76 Distorsija 284 Doplerio reiškiny 227 Drude metodas 37 Dvejopas spindulių lūžis 50, 51, 102, 103 Dvifotoniai procesai 250 Einšteino koeficientai 198, 203 Elektrinis dipolis 11 Elektroninė šviesos dispersijos teorija 15 Erdvinės harmonikos 172 Erdvinis dažnis 171 Erdvinis spektras 171 Erdvinių harmonikų filtravimas 173 Erio formulė 108 Ešele 160 Ešeletas 156, 159, 160 Eterio patraukimas 222, 231 Ferma principas 267 Fizo bandymas 222 Fotonas 70, 248 Fotoniniai procesai 249-254 Fraunhoferio difrakcija 145 Frenelio dėsniai 99 Frenelio difrakcija 132 Frenelio formulės 25, 26 Frenelio veidrodžiai 81 Frenelio zonos 133 Furje (erdvinis) spektras 171 Furje optika 169 </p> |
|---|---|

- Furje skleidimas 9
 Galinių matų tikrinimas 120
 Geometrinė optika 226
 Glano ir Fuko prizmė 73
 Grasmano dėsniai 41
 Greitai vykstančių procesų tyrimas 187
 Grynosios spalvos 44
 Harmonikų generavimas 240
 Harmoniniai virpesiai 7
 Harmoninis osciliatorius 7, 11, 12
 Hiuigenso ir Frenelio principas 131
 Hiuigenso konstrukcijos 62
 Hiuigenso principas 22, 132
 Holografija 174
 Holografinė interferometrija 188
 Holograma
 – akustinė 189
 – plokščioji (dvimatė) 175
 Ilginis (skersinis) didinimas 272
 Interferencija nemonochromatinėje šviesoje 90
 Interferencijos apertūra 85, 89
 Interferencinė juostelė
 – nelokaluotos 92
 – plotis 85
 – pusplotis 109
 – ryškis 109
 – vienodo polinkio 97
 – vienodo storio 95
 Interferencinis komparatorius 124
 Interferencinis šviesos filtras 118
 Interferometras 112
 – Fabri ir Pero 115
 – Kiosterio 124
 – Liumerio ir Gerkės 117
 – Maikelsono 113
 – Roždestvenskio 114
 – Žameno 113
 – žvaigždžių 115
 – Reilio 127
 Inversinis skirstinys 206
 Išilginis didinimas 273
 Jungo metodas 81
 Jungtiniai taškai 267
 Juodasis kūnas 192
 Kampinis didinimas 273, 286, 287, 29
 Kardinalieji elementai 275
 Kero ląstelė 78
 Kero reiškiny 77
 Ketvirčio bangos ilgio plokštelė 53, 54, 55
 Koherentinės bangos 75, 78
 Koherentiškumas 75, 210
 – erdvinis 185, 210
 – laikinis 183, 210
 – virpesių ir bangų 75
 Koherentiškumo ilgis 79, 184
 Koherentiškumo laikas 79
 Kokybės moduliavimas 211
 Kolorimetrija 42, 47
 Koma 283
 Konoskopinė figūra 104
 Koregavimas 281
 Korniu spiralė 142
 Kotono–Mutono reiškiny 79
 Kvazimonochromatinė banga 9
 Lagranžo–Helmholco lygtis 274
 Laisvosios dispersijos sritis 118
 Laue metodas 166
 Lazerinis giroskopas 233
 Lazeris 208
 Lygmens užpilda 197
 Loido veidrodis 83
 Lupa 286
 Maikelsono ir Heilio bandymas 232
 Maikelsono ir Morlio bandymas 224
 Maliu taisyklės 52
 Mandelštamo ir Brijueno sklaida 236

- Matomumo funkcija 86, 88, 89
 Mazginės plokštumos 277
 Mazginiai taškai 277
 Mechaninių poslinkių matavimas 121
 Metastabilioji būseną 206
 Metrologija 129
 Mikroskopas 289
 Miltelių metodas 167
 Modos 209, 210
 Modų selekcija 210
 Moduliatorius 212
 Moduliavimas 11
 Monochromatinė banga 8
 Netiesinė optika 234, 238
 Netiesinė refrakcija 248
 Netiesinė terpė 240, 247
 Netiesinis įsotinimas 208
 Nikolio prizmė 72
 Niutono formulė 271
 Niutono teleskopas 288
 Niutono žiedai 95, 96
 Nulinio spindulio lygtis 27
 Okuliarai 288
 – Hiugenso 288
 – Kelnerio 289
 – ortoskopinis 289
 – plačiakampis 289
 – Ramsdeno 288
 – simetrinis 289
 Optikos skaidrinimas 111
 Optinė anizotropija 49
 Optinė kristalo ašis 51, 68
 Optinė laužiamoji geba 279
 Optinės harmonikos 241, 237
 Optinis aktyvumas 64, 65, 67
 Optinis detektavimas 241
 Optinis kelias 91
 Optinis kvantinis generatorius (lazeris) 208
 Optinis rezonatorius 207, 209
 Optinis tankis 21
 Optinių paviršių tyrimas 122
 Pagrindinės dielektrinės skvarbos 58
 Pagrindinės plokštumos 276
 Pagrindinės spalvos 42
 Pagrindiniai taškai 277
 Papildomosios spalvos 40, 45
 Paprastas ir nepaprastas spindulys 51, 60
 Paraksialieji spinduliai 269
 Parametrinis dažnio keitimas 245
 Parametrinis generatorius 246
 Pasaulinis eteris 221
 Pasaulinis eteris 221
 Pilkasis kūnas 194
 Planko formulė 196, 198
 Planko prielaida 196
 Plonasis lęšis 279
 Plonų plėvelių spalvos 93
 Pokelso reiškinys 80
 Poliarizacijos laipsnis 28
 Poliarizacijos plokštumos sukimas 64
 Poliarizacinės prizmės 71
 Poliarizacinis-interferencinis šviesos filtras 101, 120
 Poliarizatoriai 71, 73
 Poliarizuotoji banga 10
 – apskritai poliarizuotoji 13, 70
 – elipsiškai poliarizuotoji 13, 70
 – tiesiai poliarizuotoji 13, 70
 Poliarizuotoji šviesa 27, 69, 71
 Poliarizuotųjų bangų interferencija 98, 100
 Poliarizuotumas 16
 Poliaroidai 73
 Praleidimo faktorius 21
 Priverstinė Ramano sklaida 256
 Puasono dėmė 140
 Purpurinės spalvos 40
 Pusbangio praradimas 29
 Pusiausvyrusis spinduliavimas 190
 Ramano (kombinacinė) sklaida 236, 252, 256

- Refraktometrija 113, 127
 Rentgeno spindulių difrakcija 165
 Replika 160
 Roulendo šmėklos 159
 Sanjako bandymas 231
 Savaiminė fokusuotė 247, 235
 Savikreipa 248
 Sferinė aberacija 282
 Sferinė banga 7, 10
 Sferinio veidrodžio formulė 271
 Signalo silpimas šviesolaidyje 34
 Skaidulinė optika 33
 Skaitinė apertūra 34, 173
 Spalva 40, 47
 Spalvis 41, 44
 Spalvos grynumas 46, 47
 Spalvos koordinatės 42
 Spalvos lygtis 43, 44, 46
 Spalvų erdvė 42
 Spalvų sistema 42, 45, 46
 Spalvų trikampis 43
 Spinduliavimas
 – lazerinis 209
 – priverstinis (indukuotasis) 197, 203
 – savaiminis (spontaninis) 197, 202
 Spinduliavimo geba 191
 Spindulio greitis 57
 Spindulio vektorius 56
 Spindulių apgražos principas 267
 Spindulių greičių paviršiai 60
 Stigmatinis atvaizdas 267
 Stiprinimo koeficientas 206
 Stoletovo plokštynas 29
 Storasis lęšis 279
 Sugerties anizotropija 67
 Sugerties geba 191
 Sugerties koeficientas 20, 21, 206
 Sugerties spektras 20
 Sukinys 249
 Sukryžiuotų prizmių metodas 19
 Superluminescencija 207
 Superpozicijos principas 9
 Šiluminio spinduliavimo dėsniai 190
 – Kirchhofo 192
 – Reilio ir Džinso 195
 – Stefano ir Bolcmano 194
 – Vyno postūmio 194
 Šiluminis spinduliavimas 190
 Šuolio tikimybė 197
 Šviesolaidis 30, 33
 Šviesos difrakcija 131
 – apskritoje angoje 139
 – daugiamatėje gardelėje 160
 – dviejuose plyšiuose 149
 – neskaidriame diskelyje 140
 – ultragarso bangose 167
 – už tiesaus kliūtis krašto 141
 – viename plyšyje 146
 Šviesos dispersija 15
 – anomalioji 19
 – normalioji 18
 Šviesos generavimas 241 245
 Šviesos greičio matavimo metodai 213
 – Fizo 216
 – Fuko 217
 – Maikelsono 219
 – Riomerio 213
 – šviesos aberacijos 215
 Šviesos interferencija 75
 Šviesos stiprinimas 205
 Šviesos sugertis 20, 39
 Tarpmodinė dispersija 34, 35
 Tautochroniniai keliai 91
 Teleskopas 279, 287
 Terpės skaidrėjimas 238, 255
 Terpės tamsėjimas 254
 Tiesinė optika 238
 Tiesiškumo principas 234
 Trifotoniai procesai 251

| | |
|---------------------------------|-----------------------------|
| Ultravioletinė katastrofa 194 | Visiškojo vidaus atspindžio |
| Užtūra 211 | prizmė 30 |
| Vaizduojamoji holografija 187 | Volastono prizmė 73 |
| Vielos grotelių poliarizatorius | Vulfo ir Bregų formulė 166 |
| 74 | Zoninė plokštelė 136 |
| Vienetinės spalvos 43 | Židinio nuotolis 270, 277 |
| Vyriausioji kristalo plokštuma | Židinio plokštuma 276 |
| 51, 59 | Židiny 270, 276 |
| Visiškasis vidaus atspindys 30 | Žiūronas 287 |

TURINYS

| | |
|--------------|---|
| Įvadas | 3 |
|--------------|---|

I SKYRIUS

ĮVADAS Į BANGINĘ ŠVIESOS TEORIJĄ

| | |
|--|----|
| 1.1. Harmoniniai virpesiai. Monochromatinės bangos | 7 |
| 1.2. Superpozicijos principas. Supratimas apie Furjė skleidimą | 9 |
| 1.3. Elektrinio dipolio spinduliavimas | 11 |
| 1.4. Elektromagnetinių bangų poliarizacija | 12 |

II SKYRIUS

ŠVIESOS SKLIDIMAS IZOTROPINĖSE TERPĖSE

| | |
|--|----|
| 2.1. Šviesos dispersija | 18 |
| 2.2. Šviesos sugertis | 23 |
| 2.3. Elektromagnetinių bangų atspindys ir lūžis dviejų dielektrikų sandūroje | 25 |
| 2.4. Visiškas vidaus atspindys | 33 |
| 2.5. Skaidulinė optika. Šviesolaidžiai | 36 |
| 2.6. Šviesos bangų atspindys nuo metalų paviršiaus | 38 |
| 2.7. Spinduliuotės ir kūno spalvos | 43 |

III SKYRIUS

ŠVIESOS SKLIDIMAS ANIZOTROPINĖSE TERPĖSE ...

| | |
|--|----|
| 3.1. Kristalų optikos pagrindai | 52 |
| 3.2. Plokščiosios monochromatinės bangos anizotropinėje terpėje. Vienašiai kristalai | 59 |
| 3.3. Šviesos lūžis anizotropinės terpės riboje. Hiuigenso konstrukcijos | 66 |
| 3.4. Poliarizacijos plokštumos sukimas | 68 |
| 3.5. Dichroizmas | 71 |
| 3.6. Poliarizatoriai | 73 |
| 3.7. Dirbtinė anizotropija | 75 |

IV SKYRIUS

| | |
|---|-----|
| ŠVIESOS INTERFERENCIJA | 81 |
| 4.1. Virpesių ir bangų koherentiškumas | 81 |
| 4.2. Šviesos interferencijos stebėjimo metodai | 85 |
| 4.3. Pagrindinės interferencijos schemų charakteristikos | 90 |
| 4.4. Spindulio matmenų įtaka interferencinio vaizdo kokybei | 92 |
| 4.5. Interferencija nemonochromatinėje šviesoje | 96 |
| 4.6. Optinis kelias | 97 |
| 4.7. Interferencinių juostelių lokalizacija | 98 |
| 4.7.1. Plonų plėvelių spalvos | 99 |
| 4.7.2. Vienodo storio interferencinės juostelės | 101 |
| 4.7.3. Vienodo polinkio interferencinės juostelės | 103 |
| 4.8. Poliarizuotųjų bangų interferencija | 104 |
| 4.8.1. Chromatinė poliarizacija | 106 |
| 4.9. Daugelio šviesos pluoštelių interferencija | 111 |
| 4.10. Daugiasluoksniai dielektriniai veidrodžiai. | |
| Optikos skaidrinimas | 117 |
| 4.11. Interferenciniai prietaisai | 118 |
| 4.11.1. Dvispinduliniai interferometrai | 118 |
| 4.11.2. Daugiaspinduliniai interferometrai | 121 |
| 4.11.3. Interferenciniai šviesos filtrai | 123 |
| 4.12. Interferencijos taikymas | 127 |
| 4.12.1. Interferenciniai geometriniai matavimai | 128 |
| 4.12.2. Interferencinė refraktometrija | 132 |
| 4.12.3. Interferencinė metrologija | 134 |

V SKYRIUS

| | |
|---|-----|
| ŠVIESOS DIFRAKCIJA | 136 |
| 5.1. FRENELIO DIFRAKCIJA | 137 |
| 5.1.1. Hiuigenso ir Frenelio principas | 137 |
| 5.1.2. Frenelio zonų metodas | 138 |
| 5.1.3. Zoninė plokštelė | 141 |
| 5.1.4. Grafinis atstojamosios amplitudės nustatymas | 142 |
| 5.1.5. Frenelio metodo taikymas | 143 |
| 5.1.5.1. Difrakcija apskritoje angoje | 144 |
| 5.1.5.2. Difrakcija neskaidriame diskelyje | 145 |
| 5.1.5.3. Difrakcija už tiesaus kliūtis krašto | 146 |

| | |
|--|-----|
| 5.1.6. Pastabos Frenelio metodui | 148 |
| 5.2. FRAUNHOFERIO DIFRAKCIJA | 150 |
| 5.2.1. Difrakcija viename plyšyje | 151 |
| 5.2.2. Difrakcija dviejuose plyšiuose | 154 |
| 5.2.3. Difrakcinė gardelė..... | 156 |
| 5.2.4. Fazinės difrakcinės gardelės. Ešeletai..... | 161 |
| 5.3. DIFRAKCIJA ERDVINĖSE STRUKTŪROSE..... | 165 |
| 5.3.1. Difrakcija daugiamatėje gardelėje..... | 165 |
| 5.3.2. Rentgeno spindulių difrakcija | 170 |
| 5.3.3. Šviesos difrakcija ultragarso bangose | 172 |
| 5.4. FURJE OPTIKOS PRADMENYS. ABĖS TEORIJA | 174 |

VI SKYRIUS

| | |
|--|------------|
| OPTINĖ HOLOGRAFIJA..... | 180 |
| 6.1. Holografijos principas. Plokščioji holograma..... | 181 |
| 6.2. Tūrinė holograma | 186 |
| 6.3. Laikinis ir erdvinis koherentiškumas | 188 |
| 6.4. Holografijos taikymas | 193 |

VII SKYRIUS

| | |
|--|------------|
| ŠILUMINIS SPINDULIAVIMAS | 196 |
| 7.1. Pagrindiniai šiluminio spinduliavimo dėsniai..... | 196 |
| 7.2. Planko formulė..... | 202 |

VIII SKYRIUS

| | |
|---|------------|
| ŠVIESOS STIPRINIMAS IR GENERAVIMAS..... | 208 |
| 8.1. Savaiminis ir priverstinis spinduliavimai..... | 208 |
| 8.2. Šviesos stiprinimas ir generavimas | 211 |
| 8.3. Lazerio spinduliuotės savybės..... | 215 |

IX SKYRIUS

| | |
|--|------------|
| ŠVIESOS SKLIDIMAS JUDANČIOSE TERPĖSE | 219 |
| 9.1. Šviesos greičio matavimo metodai | 219 |
| 9.2. Optiniai bandymai su judančiais kūnais..... | 226 |
| 9.2.1. Eterio problema..... | 227 |
| 9.2.2. Fizo ir Maikelsono bandymai | 228 |
| 9.2.3. Optinis Doplerio reiškinys | 232 |
| 9.2.4. Optiniai bandymai neinertinėse sistemose..... | 237 |

X SKYRIUS

| | |
|--|------------|
| NETIESINĖS OPTIKOS PAGRINDAI..... | 240 |
| 10.1. Netiesinė terpės poliarizacija | 244 |
| 10.2. Optinis detektavimas ir harmonikų generavimas..... | 247 |
| 10.3. Laisvojo šviesos dažnio generavimas ir dažnių keitimas | 251 |
| 10.4. Šviesos savaiminė fokusuotė | 253 |
| 10.5. Daugiafotoniai reiškiniai..... | 254 |
| 10.6. Terpės skaidrėjimas | 261 |
| 10.7. Priverstinė Ramano sklaida..... | 262 |

XI SKYRIUS

| | |
|---|------------|
| GEOMETRINĖS OPTIKOS PAGRINDAI | 266 |
| 11.1. Pagrindiniai geometrinės optikos dėsniai | 266 |
| 11.2. Pagrindiniai teiginiai ir sąvokos | 267 |
| 11.3. Ferma principas..... | 267 |
| 11.4. Spindulių lūžis sferiniame paviršiuje..... | 269 |
| 11.5. Didinimas..... | 271 |
| 11.6. Centruotoji optinė sistema ir jos kardinalieji elementai..... | 275 |
| 11.7. Optinių sistemų ydos | 280 |
| 11.7.1. Monochromatinės aberacijos | 281 |
| 11.7.2. Chromatinės aberacijos..... | 284 |
| 11.8. Optiniai prietaisai | 286 |

| | |
|-----------------------------------|------------|
| PAPILDOMA LITERATŪRA | 293 |
|-----------------------------------|------------|

| | |
|----------------------|------------|
| RODYKLĖ | 294 |
|----------------------|------------|