

### 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.*

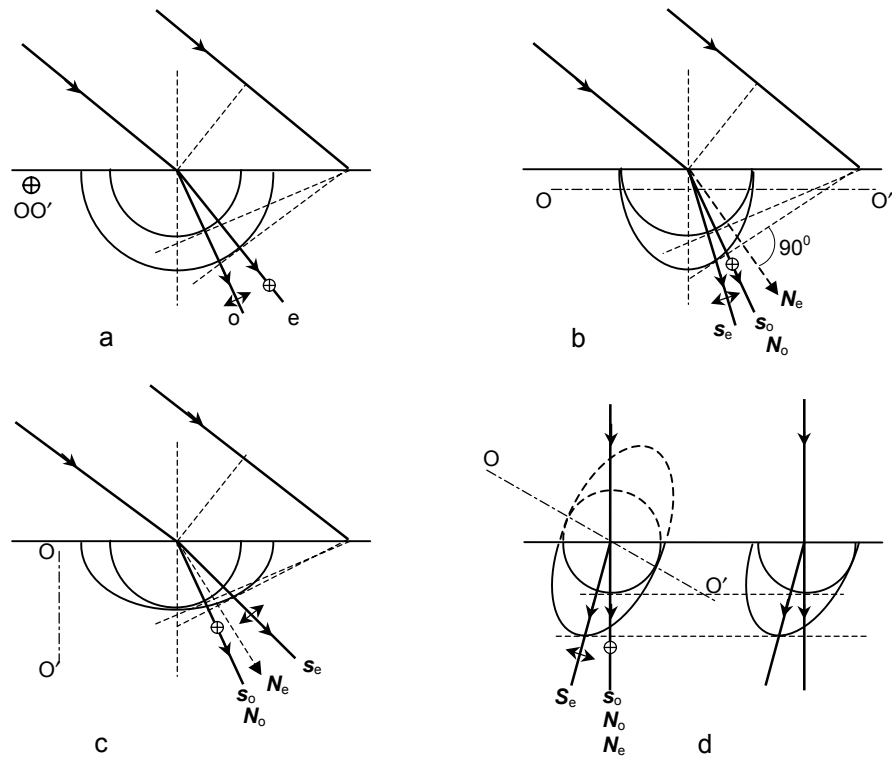
Paprastosios ir nepaprastosios bangos paviršiaus pjūviai yra apskritimai (3.3.1 a pav.), todėl spindulių ir bangų normalių kryptys sutampa tiek paprastajai, tiek ir nepaprastajai bangai. Paprastojoje bangoje vektorius  $E$  orientuotas statmenai optinei ašiai, o nepaprastojoje bangoje – lygiagrečiai 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  $\varphi$ .

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

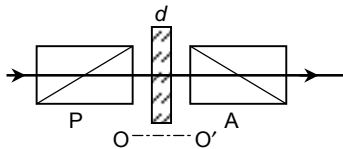
Taigi Hiuigenso konstrukcijos pateikia akivaizdų dvejojo lūžio vaizdą ir galima gan lengvai nustatyti atsispindėjusiosios bei paprastosios ir nepaprastosios lūžusios bangos kryptis. Tačiau ši konstrukcija nenusako bangų amplitudžių.

### 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 medžiagoje, 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 dvejojo 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 plokštuma 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).

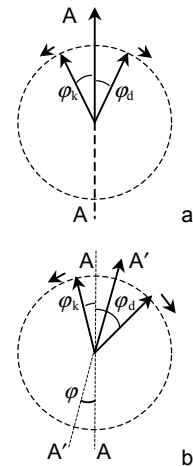
Lydytas kvarcas (amorfinis) nepasižymi optiniu aktyvumu. Tačiau jei amorfinės medžiagos suka poliarizacijos plokštumą, jos ir kristalinės būsenos bus optiškai aktyvios. Optinį aktyvumą lemia molekulių struktūra ir jų išsidėstymas kristalo gardelėje.

Poliarizacijos plokštumos sukimą pirmasis aiškino Frenelis, kuris teigė, kad šis reiškinys yra ypatingas dvejopo spindulių lūžio atvejis. Pasak jo, šviesos sklidimo 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 „kairiāsias“ ( $v_d < v_k$ ).

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. Nagrinėjame 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  $\varphi$  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

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

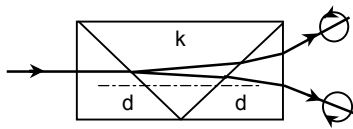
čia  $v_d = c/n_d$ ,  $v_k = c/n_k$ .

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 lygiagrečios su pagrindais.



3.4.3 pav. Spindulių eiga Frenelio prizmėje

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 sklidimo 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 priklausomai 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 oscilatoriaus, įvairiai orientuoto arba išsidėsčiusio skirtingose didelės molekulės, turinčios konjuguotą jungčių sistemą, vietose. Atitinkamoms sugerties juostoms skirtingas dichroizmas. Jei kokio nors šuolio metu kartu kinta elektrinis ir magnetinis dipolinis momentas, pasireiškia apskritas dichroizmas. Tokia molekulė vadinama *optiškai aktyvia*. Apskritu dichroizmu pasižymi tik centrinės simetrijos molekulės.

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

Dichroizmo pobūdis ir didumas kristaluose priklauso nuo kristalo simetrijos šviesos sklidimo kryptimi. Kristaluose yra išskirtinės linkmės (optinės ašys), palei kurias tam tikros poliarizacijos šviesa sklinda be dvejo spindulių lūžio. Tai gali būti izotropinės ašys, praleidžiančios be dvejo spindulių lūžio bet kokios poliarizacijos krypties šviesą, ir apskritos, praleidžiančios be dvejo 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 izotropiški, 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, priklausantį 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

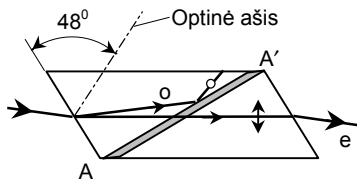
Poliarizuotoji šviesa gali atsirasti dėl įvairių priežasčių, pvz., dėl ašinės simetrijos pažeidimo spinduliuojančiame šaltinyje; sklindant šviesai anizotropinėje terpėje; atsispindint bei lūžtant šviesai dviejų terpių sandūroje. Panagrinėsime tuos optinius įtaisus, vadinamus *poliarizatoriais*, kurie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

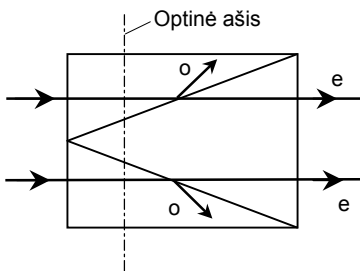
Daug patogiau naudoti ne pavienius kristalus, o jų derinius, vadinamus *poliarizacijos prizmėmis*. Praktikoje naudojamos dviejų rūšių prizmės: prizmės, praleidžiančios vieną spindulį, poliarizuotą kokioje nors plokštumoje (vienspindulinės poliarizacijos prizmės), ir prizmės, praleidžiančios du spindulius 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 suklijuojama 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, paprastas spindulys nuo balzamo sluoksnio patiria visiškąjį vidaus atspindį, o nepaprastasis spindulys pereina prizmę. Taigi iš Nikolio prizmės išėjusi šviesa yra tiesiai poliarizuota. Atsispindėjusį paprastąjį spindulį sugeria pajuodintas prizmės paviršius.

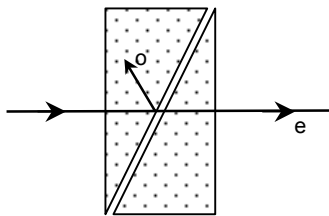




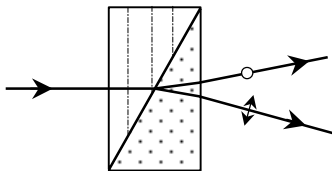
3.6.1 pav. Nikolio prizmė



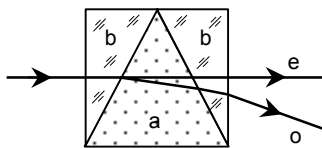
3.6.2 pav. Arenso prizmė



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 vadaus atspindį. Didžiausias nuokrypis nuo lygiagretumo (kampinė apertūra) apie  $29^{\circ}$ .

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  $35^{\circ}$ .

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  $3,4^{\circ}$ .

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  $11,7^{\circ}$  kampu. Didinant laužiamąjį kampą iki  $90^{\circ}$ , galima padidinti plėtros kampą iki  $23^{\circ}$ .

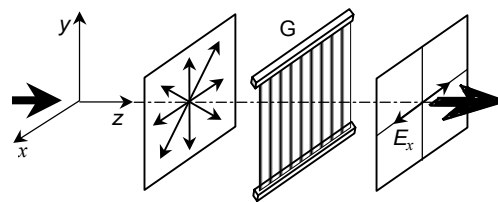
*Dichroiniai poliarizatoriai.* Šios rūšies poliarizatorių veikimas grindžiamas dichroizmo reiškiniu. Tokių medžiagų šviesos sugerties koeficientas priklauso ne tik nuo bangos ilgio, bet ir nuo šviesos poliarizacijos pobūdžio. Šviesa sugerama skirtingai, priklausomai nuo vektoriaus  $E$  orientacijos ir dėl to sugertis priklauso nuo šviesos sklidimo 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  $180^{\circ}$ .

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

Tarkim, kad nepoliarizuotoji elektromagnetinė banga krinta  $z$  linkme į grotelės 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



3.6.6 pav. Vielos grotelių poliarizatorius

elektronus išilgai vielučių ir sukuria elektros srovę. Elektronai perduoda savo energiją grotelių atomams ir dėl to vielutės iššyla. Elektromagnetinio lauko energija perkeliama į groteles. Be to pagreitinieji 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. Tiriamasis kūnas optinės anizotropijos tyrime dedamas tarp sukryžiuotųjų (arba lygiagrečiųjų) poliarizatorių, kurių poliarizacijos plokštumos su deformacijos kryptimi sudaro kampą (geriausia  $45^\circ$ ). 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.

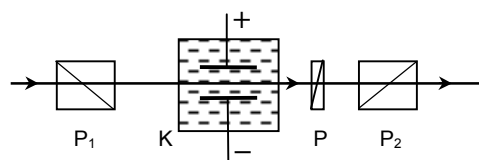
Jei kūnas deformuotas nevienalytiškai, tokiu metodu galima gauti įtempimo skirstinio vaizdą. Tuo naudojamosi tiriant įtempimus sudėtingose detalėse.

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 dinaminių poveikių. Laminariniame sraute dvejopo spindulių lūžio pokytį tarp nejudančių ir besisukančių koaksialinių cilindrų lemia anizotropinių molekulių orientacija, ir tai taikoma polimerų savybėms tirti.

Optinės anizotropijos atsiradimą išoriniame elektriniame lauke aptiko 1879 m. Keras (Kerr). **Kero reiškinys** 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  $45^\circ$  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  $\varphi$  priklausomybės nuo  $E$ , fazių skirtumas nepriklauso nuo elektrinio lauko krypties. Didelę  $B$  vertę turi nitrobenzolas, todėl jis plačiai naudojamas techniniame Kero reiškinio 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 anizotropine, t. y. šviesos bangos sklidimo greitis priklauso nuo bangos poliarizacijos ir jos sklidimo krypties.

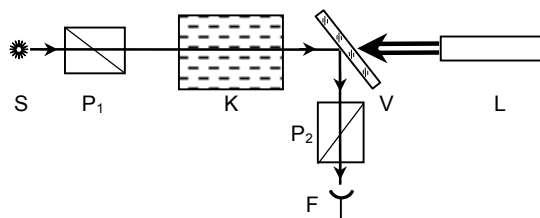
Molekulių orientavimasis veikiant išoriniam elektriniam laukui gali vykti dvejopai. Jei molekulės nepolinės, t. y. molekulės neturi pastovaus dipolinio momento, veikiant laukui jos poliarizuojasi ir indukuotas dipolinis momentas proporcingas elektrinio lauko stipriui:  $\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}$  (čia  $\alpha$  – poliarizuojamumo tenzorius). Orientacinis išorinio lauko poveikis pasireiškia tuo, kad palei lauką nusistovi molekulių didžiausio poliarizuojamumo kryptis. Taip terpė tampa anizotropine. 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 pusskaidrės plokštelės V nukreipiamas į fotoimtuvą F. Kai poliariзаторiai  $P_1$  ir  $P_2$  sukryžiuoti, šviesa į imtuvą nepatenka.



3.7.2 pav. Dvejopas spindulių lūžis lazerinės spinduliuotės elektriniame lauke

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.

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 reiškiniumi 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,  $C = D/\lambda$  – Koton-Mutono pastovioji, priklausanti nuo medžiagos struktūros, šviesos bangos ilgio ir temperatūros.

Koton-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 vienašiam 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 neįnertiškas, 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 ląstele 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 ortogonalios poliarizuotų bangų fazių postūmis lygus  $\pi$  (KDP kristalui  $U_{\lambda/2} = 8$  kV).