

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 reiškinų.

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 vienetų 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 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 ženklesnis 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:

$$m \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = eE - fr - g \frac{\partial r}{\partial t}$$

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 $P = Ner$ 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

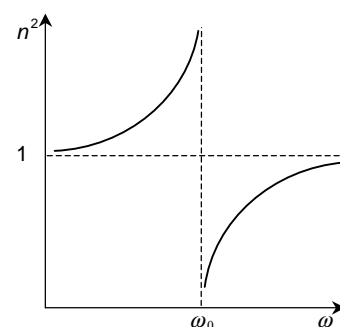
$$n^2 = \varepsilon = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (2.1.3)$$

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.

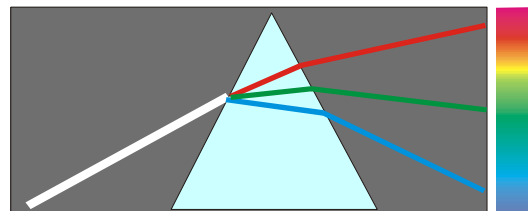
Regimoje spektro srityje visos skaidriosios medžiagos nepasižymi sugertimi, nors ultravioletinėje srityje sugertis yra stipri. Regimoje srityje $\omega \ll \omega_0$, t. y. dispersija nagrinėjama toli nuo sugerties juostų. Tai reiškia, kad savasis osciliuojančiojo elektrono dažnis pasireiškia ultravioletinėje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

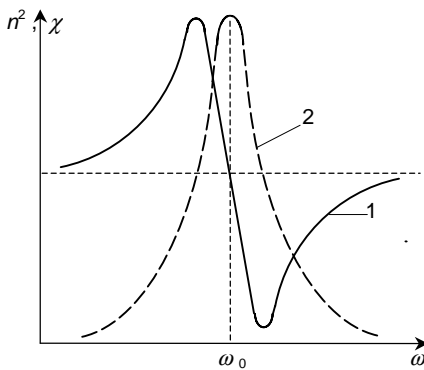
$$n' = \sqrt{\varepsilon'};$$

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

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:

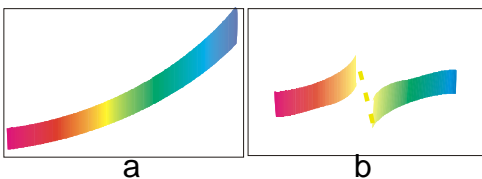
$$\left. \begin{aligned} 2n^2\chi &= \frac{4\pi N e^2}{m} \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}; \\ n^2(1 - \chi^2) &= 1 + \frac{4\pi N e^2}{m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.1.4)$$



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 *anomaliją 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.

relatyvumo teorijai, kurioje griežtas



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

Gautieji rezultatai ir išvados gerai derinasi su eksperimentais.

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

moje spektro srityje pasižymi normaliaja 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

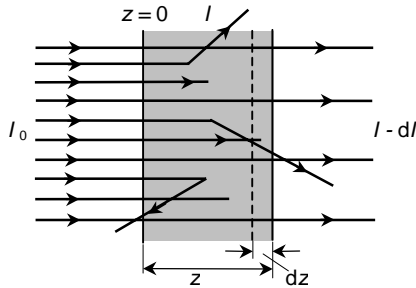
Elektromagnetinei bangai pereinant medžiagą, dalis bangos energijos išsikvojama elektronų virpesių žadinimui atomuose ir molekulėse. Idealyje vienalytėje terpėje periodiškai virpantis dipolis spinduliuoja antrines to paties dažnio elektromagnetines bangas, kurios interferuodamos su pirmine banga pakeičia 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 sukauptą energijos perteklių kristalo gardelės jonams ir kartu jį šildo. Kartais molekulės sugertoji energija gali kauptis tam tikroje cheminėje jungtyje ir išsikvojama jos saardymui. Turime taip vadinamas *fotochemines reakcijas*.

Kai yra ženklūs optiniai terpės netolygumai, tam tikra elektromagnetinės bangos dalis, spinduliuojama atomų ir molekulių atgal, yra nekoherenti- nė 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 sriautas 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.

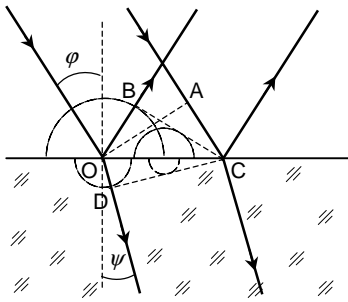
Iš Bugero ir Bero dėsnio dar išplaukia, kad sugerties koeficientas nepriklauso nuo krintančiosios šviesos intensyvumo. Pagal Vavilovą (Вавилов) intensyvumo pokytis netgi iki 10^{20} kartų nepažeidžia Bugero ir Bero dėsnio. Tačiau naudojant labai stiprius šviesos srautus (lazerinius), jau pastebimi nuokrypiai.

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 *Huigenso* (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. Hiuigenas 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 kažkokių 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 vienuodų fazijų 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 ($\mathbf{E}_2\mathbf{H}_2$) lūždama 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 $v_1 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_1}}$, o antrojoje – viena lūžusioji,

sklindanti faziniu greičiu $v_2 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_2}}$. Bendruoju atveju manysime, kad šių

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

$$E = E_{00} \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z}{v_1}\right)\right], \quad H = \sqrt{\epsilon_1} E;$$

$$E_1 = E_{10} \exp\left[i\omega_1\left(t + \frac{z}{v_1}\right)\right], \quad H_1 = \sqrt{\epsilon_1} E_1;$$

$$E_2 = E_{20} \exp\left[i\omega_2\left(t - \frac{z}{v_2}\right)\right], \quad H_2 = \sqrt{\epsilon_2} E_2.$$

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 kraštinės sąlygas statmenojai kritimo atvejui.

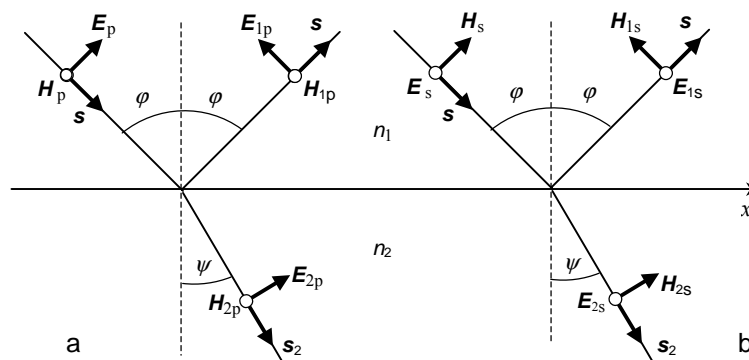
Skaliarinėje formoje užrašoma taip:

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

čia $H = n_1 E$, $H_1 = n_1 E_1$, $H_2 = n_2 E_2$, $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$ ir $n_2 = \sqrt{\epsilon_2}$. 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 kurių 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

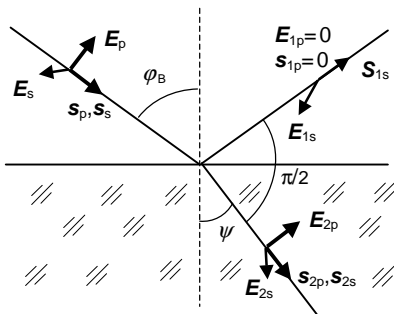
$$\begin{aligned} r &= \frac{I_1}{I} = \frac{I_{1p} + I_{1s}}{I_p + I_s} = \frac{1}{2} \left(\frac{E_{1p}^2}{E_p^2} + \frac{E_{1s}^2}{E_s^2} \right) = \frac{r_p + r_s}{2} = \\ &= \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{2 \sin^2(\varphi + \psi)} \left[1 + \frac{\cos^2(\varphi + \psi)}{\cos^2(\varphi - \psi)} \right].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

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) *dėsni*, o tas kritimo kampas – *Briusterio kampu*. Kai natūralioji šviesai krinta į dviejų dielektrikų sandūrą Briusterio kampu, atsispindėjusioje bangoje lieka tik ta de-



2.3.3 pav. Šviesos kritimas Briusterio kampu

damosi, 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 dėsni 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 kryptiai 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 nesukuria 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.

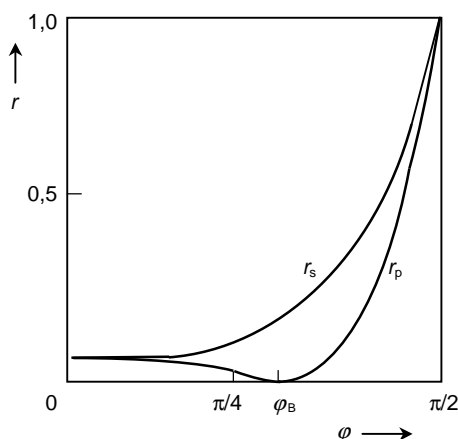
Bangos poliarizacija įvertinama parametru, kuris vadinamas *poliarizacijos laipsniu*:

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

čia I_{1s} ir I_{1p} yra atsispindėjusiosios 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 ženklų pokytis yra ekvivalentus atitinkamo virpesio fazės pokyčiui dydžiu π .

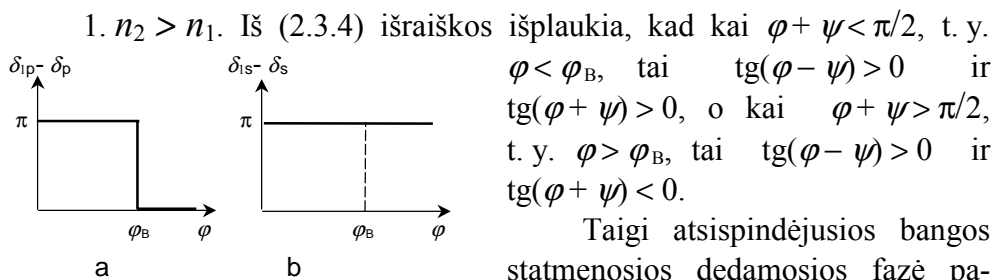
Pradžioje panagrinėsime paprastesnį atvejį – įrodysime lūžusiosios ir krintančiosios bangų sinfaziškumą.

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.

Atsispindėjusiųjų 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 vertėms (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 elgiausi skirtingai: E_{1s} fazė yra priešinga, o E_{1p} sinfaziška kritusiosios bangos fazės atžvilgiu.

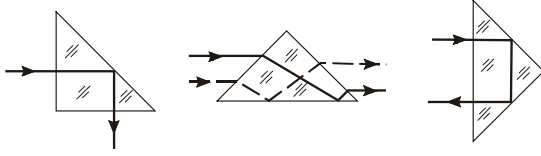
2. $n_2 < n_1$. Kai šviesa krinta iš optiškai tankesnės terpės į optiškai retesnę, Frenelio formulių išraiškos nesunkiai gali būti gaunamos iš pirmojo atvejo, pakeitus $\varphi \rightarrow \psi$ ir $n_2 \rightarrow n_1$, t. y. banga, krintanti iš pirmosios terpės į antrąją φ kampu, atsispindi taip pat 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 lūžęs spindulys šliaužia sandūros paviršiumi. Kai $\varphi > \varphi_{\text{rib}}$, visa bangos energija atsispindi. Toks reiškinys 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.

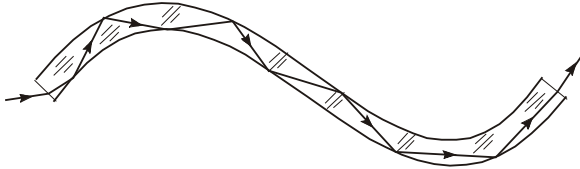
2.4. VISIŠKASIS VIDAUS ATSPINDYS

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

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



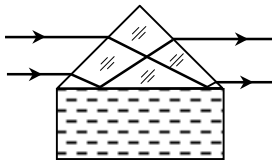
2.4.1 pav. Visiškojo vidaus atspindžio prizmės



2.4.2 pav. Spindulių eiga šviesolaidyje

teigiamas. Galima įrodyti, kad esant visiškajam vidaus atspindžiui antroje terpeje 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 antroje terpeje 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.

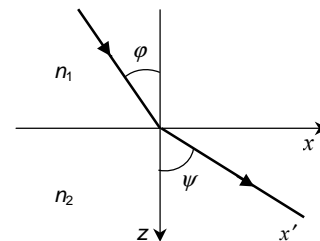
Elektromagnetinių bangų visišką vidaus atspindžiu aiškinama radijo bangų refrakcija jonosferoje.

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 matematinųjų perdirbimų gaunama, kad šios nevienalytės bangos, sklindančios palei terpių sandūrą amplitudė, išreiškiama taip:

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

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

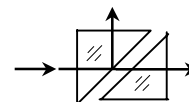


2.4.4 pav. Bangos lūžis

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 skverbti į antrąją terpę lemia fizikiniai reiškiniai, vykstantys nusistovint procesui.

Šią savotišką energijos srauto dalies skverbti į antrąją terpę galima aptikti eksperimentiškai ir taikyti praktikoje. Kadangi sluoksnio storis, į kuri 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 prizmes pradine linkme energijos kiekį, t. y. moduluoti perėjusios bangos amplitudę.



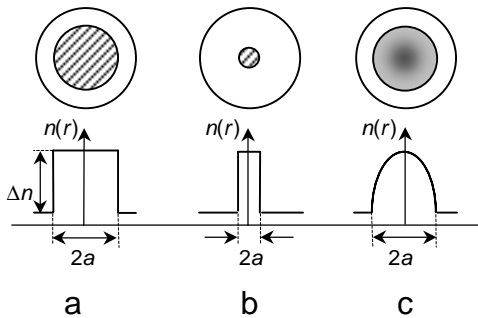
2.4.5 pav.

2.5 SKAIDULINĖ OPTIKA. ŠVIESOLAIDŽIAI

Skaidulinė optika nagrinėja optinės spinduliuotės sklidimą 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 sklidimo 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 plisėtų 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 ($10^2 \div 10^3$) μm .

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

Krintantys spinduliai į sandūrą šerdis – apvalkalas $\theta \leq \theta_{\text{fib}}$ (čia $\sin \theta = \frac{1}{n_1} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$) kampų 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_{fib} 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*.

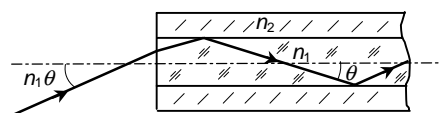
Spindulių įvaizdžiai teisingai nusako pagrindinius šviesos sklidimo daugiamodžiuose šviesolaidžiuose ypatumus tada, kai šerdies skersmuo gerokai didesnis už bangos ilgį ($2a \gg \lambda$). Tačiau pilnutinį šviesos sklidimo šviesolaidyje vaizdą pateikia bangų teorija, leidžianti sklisti jame tik diskretiniam 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 ($0,8 \div 1,8$) μm 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 ÷ 800) MHz·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 daugiamodžiuose šviesolaidžiuose 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 (*Brilloin*) 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 surištųjų 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 išsiskverbia į metalo vidų, sugerama.

Išsiskverbūsios į metalo vidų elektromagnetinės bangos sukuria laidumo sroves $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ ir metalas iššyla. 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:

$$I = I_0 \exp(-k z).$$

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 tiriamojame 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:

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

Narys $E_0 \exp\left[-\frac{2\pi}{\lambda_0} n \kappa z\right]$ yra gęstančiosios 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 optines savybes 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 tiesinė 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 $\delta = \delta_p - \delta_s$.

Sąryšį 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 sugerimi ties kokiu nors dažniu, tai to dažnio bangos atspindys jos sandūroje yra didelis ir tik maža energijos dalis patenka į vidų ir sugerama.

Šio reiškinių 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 storiuje. Kai rašalas išdžiūsta, jis tampa stipriai sugeriančiąja terpe. Pereinančiojoje šviesoje plokštelė kaip ir anksčiau violetinė, bet atsispindėjusiojoje šviesoje išdžiūvęs 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 papildomą spalvą. Pvz., plonos aukso plėvelės atsispindėjusioje šviesoje geltonos, o pereinančiojoje šviesoje atrodo žalsvomis.