2. 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 reiškiamas taip:

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

Šviesos dispersija būdinga visoms terpėms. Tik vakuume šviesos greitis nepriklauso nuo bangos ilgio λ. Norint gauti lūžio rodiklio n ir bangos ilgio λ sąryšį pradžioje reikia nustatyti, kaip dielektrinė skvarba ε priklauso nuo dažnio ω, ir remiantis išraiška $n = \sqrt{\varepsilon}$ (dielektrikų $\mu = 1$) panagrinėti lūžio rodiklį n.

Panagrinėsime dielektrikų poliarizaciją, sukeltą išorinio elektromagnetinio lauko poveikio. Pagal elektroninę teoriją, elektronai dielektriko atomuose ir molekulėse yra pusiausvyros būsenos. Veikiant išoriniam laukui jie paslenka iš pusiausvyros padėties atstumu $\boldsymbol{r}$, dėl to atomas tampa elektriniu dipoliu ir įgyja dipolinį momentą $\boldsymbol{p} = e\,\boldsymbol{r}$.

Atomo elektroną veikia kelios jėgos:

Priverstinė jėga. Priverstiniai elektronų virpesiai atsiranda nuo terpėje sklindančios šviesos bangos poveikio. Elektroną veikia jėga, proporcinga elektrinio lauko stipriui:

$$F_e = e\,E\,.$$

Pagal pirmąjį artinį,

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

čia ω – krintančios spinduliuotės dažnis.

Laikančioji jėga. Tariant, kad atomas yra harmoninis osciliatorius, galima teigti, kad elektroną atome pusiausvyros padėtyje laiko kvazitamprumo jėga

$$F_f = f\,r;$$

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

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

Stabdančioji jėga. Teiginys, kad elektrono virpesiai atome yra harmoniniai, yra tam tikras artinys. Iš tikrųjų elektrono virpesiai palengva praranda savo energiją ir virpesių amplitudė mažėja, t. y. jie silpsta. Elektronų energijos nuostoliai susiję ne tik su spinduliavimu, bet ir su atomų tarpusavio sąveika. Šiuos nuostolius galima įskaityti, vartojant pasipriešinimo jėgą, kuri proporcinga greičiui (panašiai daroma mechanikoje):

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

čia g – nuo atomo prigimties priklausantis koeficientas.

Taigi osciliuojančio elektrono judėjimo lygtis užrašoma taip:

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

arba

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

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

Jei elektrinio lauko stipris kinta pagal dėsnį

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

(2.1.1) lygties sprendinys yra toks:

$r = r_0 \exp(\mathrm{i}\omega t)$.

Kadangi

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \mathrm{i}\omega r \ \text{ ir } \ \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = -\omega^2 r,$$

tai

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

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

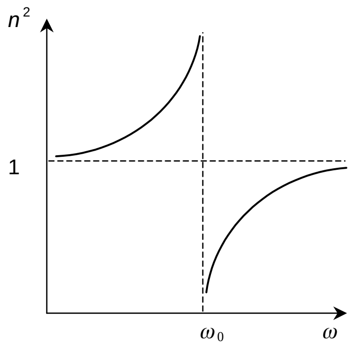
Poliarizuotumas $P = Ner$ ir $\varepsilon - 1 = P/E$. Lūžio rodiklio priklausomybė nuo dažnio (t. y. dispersija):

$$n^2 = \varepsilon = 1 + \frac{N\left(e^2/m\right)}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right) + \mathrm{i}\gamma\omega}\ . \qquad (2.1.2)$$

Ši išraiška paaiškina šviesos dispersijos eksperimentinius rezultatus.

Kai $\gamma\omega << \left(\omega_0^2 - \omega^2\right)$, tai

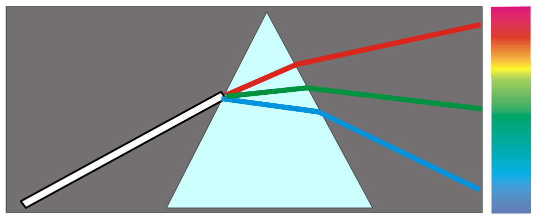
$$n^2 = \varepsilon = 1 + \frac{Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \cdot \qquad (2.1.3)$$



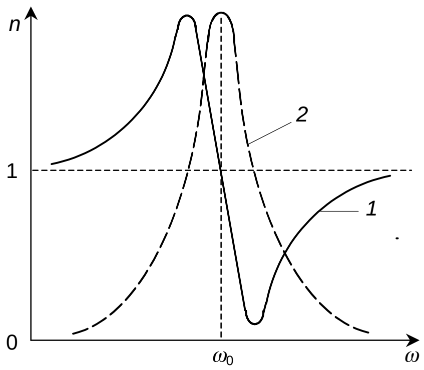
2.1.1 pav. Normalioji dispersija

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. Tai *normalioji dispersija* (2.1.1 pav.). Kai $\omega = \omega_0$, tai $n = \pm\,\infty$, ši vertė neturi fizikinės prasmės.

Kadangi $\omega_r < \omega < \omega_v$ (čia ω_r - raudonos, o ω_v – violetinės bangos dažnis), tai $n_v > n_r$, t. y. skaidrioms terpėms būdinga normalioji dispersija – didėjant bangos ilgiui (mažėjant dažniui) medžiagos lūžio rodiklis mažėja. Pavyzdžiui, stiklo prizmėje raudoni spinduliai lūžta mažiau negu violetiniai. Todėl prizme galima išskaidyti baltąją šviesą į jos sudėtines dalis, t. y. gauti spektrą (2.1.2 pav.)



2.1.2 pav. Baltosios šviesos dispersija stiklo prizmėje



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

Dispersija medžiagos sugerties srityje pavaizduota 2.1.3 pav. Dispersijos kreivės (1) vidurinėje dalyje ($\omega = \omega_0$ aplinkoje) lūžio rodiklis mažėja didėjant dažniui. Ši dalis vaizduoja *anomaliąją dispersiją*. Pereinant sugerties juostos (2) centrą lūžio rodiklis tampa mažesnis už vienetą. Tai reiškia, kad bangos fazinis greitis terpėje didesnis už šviesos greitį vakuume. Tai neprieštarauja reliatyvumo teorijai, kurioje griežta sąlyga ($v \le c$) galioja tik energijos pernešimo greičiui.

Gautieji rezultatai ir išvados gerai dera su eksperimentais.

2.2. ŠVIESOS SUGERTIS

Elektromagnetinei bangai sklindant medžiagoje dalis bangos energijos sunaudojama atomų ir molekulių elektronų virpesiams žadinti. Idealioje vienalytėje terpėje periodiškai virpantis dipolis spinduliuoja antrines to paties dažnio elektromagnetines bangas, kurios interferuodamos su pirmine banga pakeičia jos fazinį greitį ir visiškai grąžina sugertos energijos dalį. Realiu atveju ne visa sužadintų virpančių elektronų energija išspinduliuojama elektromagnetinių bangų pavidalu. Dalis energijos virsta kitos rūšies energija – daugiausia šilumine. Sužadinti atomai ir molekulės sąveikauja ir susiduria vieni su kitais. Per šiuos susidūrimus elektronų virpesių energija atomų viduje gali virsti atomų išorinio netvarkingo judėjimo energija. Metaluose elektromagnetinė banga sukelia laisvųjų elektronų virpesius, kurie po to per susidūrimus atiduoda sukauptos energijos perteklių kristalo gardelės jonams ir kartu metalą šildo. Kartais molekulės sugerta energija sunaudojama tam tikrai cheminei jungčiai suardyti. Vyksta vadinamosios *fotocheminės reakcijos*.

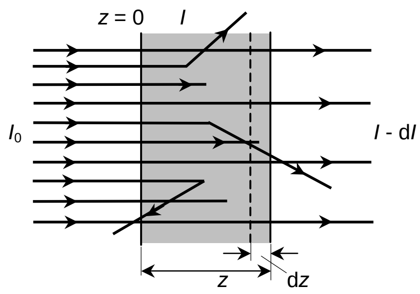
Kai terpei būdingi nemaži optiniai nevienalytiškumai, tam tikra elektromagnetinės bangos dalis, spinduliuojama atomų ir molekulių, yra nekoherentinė pirminės bangos atžvilgiu ir išsklaidoma į visas puses. Dėl tokios sklaidos pirminio pluoštelio energija palengva mažėja.

Šviesos sugertis kiekybiškai įvertinama *sugerties koeficientu,* kuris priklauso nuo medžiagos prigimties (cheminės sudėties), agregatinės būsenos, koncentracijos, temperatūros ir nuo su medžiaga sąveikaujančios 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.). Šviesos pluoštelis, perėjęs z storio sluoksnį, susilpnėja iki I ir tampa mažesnis už I_0. Išskirkime sritį dz. Šviesos intensyvumas, jai perėjus sluoksnį z + dz, lygus $I - \mathrm{d}I$. Dydis dI yra sluoksnio dz sugertas ir išsklaidytas šviesos srautas, proporcingas į šį sluoksnį kritusios šviesos intensyvumui:

$$-\mathrm{d}I = k\,I\,\mathrm{d}z; \qquad (2.2.1)$$

čia k – bendras šviesos silpimo koeficientas, kurį sudaro tikrasis sugerties koeficientas ir koeficientas, nusakantis pirminio pluoštelio energijos nuostolius dėl kitų procesų, ypač dėl sklaidos.



2.2.1 pav. Šviesos sklidimas terpėje

Integruojant (2.2.1) išraišką gaunama:

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

Tai *Bugero* (Bouguer) *dėsnis.* Koeficientas k priklauso nuo konkretaus bangos ilgio.

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

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

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

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

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

čia α_λ – sugerties koeficientas, kai tirpalo koncentracija vienetinė. Tada jungtinis Bugero ir Bero dėsnis užrašomas taip:

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

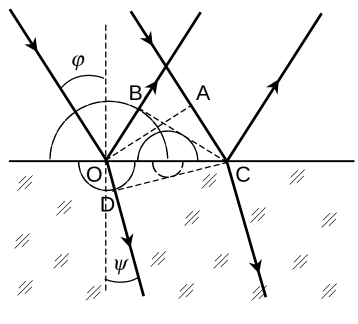
Iš čia

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

Kadangi sugerties koeficientas priklauso nuo bangos ilgio, Bugero ir Bero dėsnis taikomas tik monochromatinei spinduliuotei. Sugerties koeficientas smarkiai priklauso nuo bangos ilgio spektro srityje, kurioje krintančios šviesos ir atomų elektronų savųjų virpesių dažniai artimi. Tada smarkiai išauga elektronų priverstinių virpesių amplitudė ir padidėja jų energijos virsmo šiluminio judėjimo energija tikimybė. Taigi įvairių bangos ilgių šviesos bangos tame pačiame sluoksnyje sugeriamos nevienodai. Rezonansinio dažnio bangos gana ploname sluoksnyje sugeriamos visiškai.

2.3. ŠVIESOS ATSPINDYS IR LŪŽIS

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*). Atsispindėjusiosios bangos sklidimo kryptis nepriklauso nuo terpių savybių. Atsispindėjęs spindulys yra kritimo plokštumoje. Kritimo kampas lygus atspindžio kampui. Atsispindėjusiosios bangos amplitudė ir fazė priklauso nuo terpių savybių, bangos poliarizacijos ir kritimo kampo.



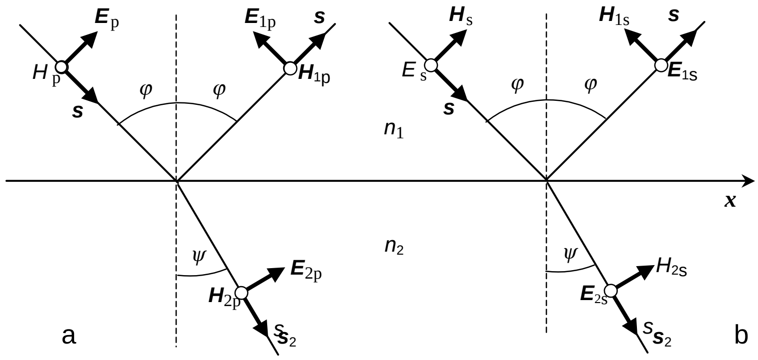
2.3.1 pav. Šviesos atspindys ir lūžis terpių sandūroje

Šviesos atspindys ir lūžis kokybiškai gerai paaiškinami tariant, kad šviesa yra elektromagnetinės bangos. Pagrindiniai šviesos atspindžio ir lūžio dėsniai lengvai gaunami taikant *Hiuigenso principą*. Pagal jį, *kiekvienas taškas, į kurį atėjo banga, yra antrinių bangų, sklindančių į visas puses, šaltinis.* Atstojamoji banga yra antrinių bangų superpozicijos rezultatas. K.Hiuigensas (*Ch.Huygens*) manė, kad antrinės bangos labai silpnos ir pastebimą poveikį turi tik jų gaubtinė. Pagal šią prielaidą Hiuigenso principas pateikia savotišką bangos fronto, t. y. paviršiaus, iki kurio atėjo šviesos trikdys, susidarymo būdą. Tai akivaizdžiai paaiškina tiesaus šviesos sklidimo, atspindžio, lūžio dėsnius, į bangos ilgį neatsižvelgiama.

Kai krintančiosios plokščiosios bangos paviršius (bangos frontas kažkuriuo laiko momentu 2.3.1 pav. pavaizduotas linija OA) pasiekia dviejų terpių sandūros tašką C, antrinės bangos iš visų sandūros CO taškų sklinda terpėse joms būdingu greičiu $v = c/n$ ir turi bendrą gaubtinę BC pirmojoje terpėje ir DC – antrojoje terpėje, kurios nusako atsispindėjusios ir lūžusios bangos vienodų fazių paviršių. Tankesnėje terpėje banga sklinda lėčiau ir nueina mažesnį 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 gaunama lūžio dėsnio matematinė išraiška:

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

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 $\boldsymbol{EH}$ (2.3.2 pav.), kuri iš dalies atsispindi ($\boldsymbol{E}_1\boldsymbol{H}_1$) tuo pačiu kampu φ, kita dalis pereina į antrąją terpę ($\boldsymbol{E}_2\boldsymbol{H}_2$) lūždama kampu ψ. Vektoriai $\boldsymbol{S}$, $\boldsymbol{S}_1$ ir $\boldsymbol{S}_2$ nusako atitinkamų bangų energijos sklidimo kryptis. Jie statmeni bangos frontui bei vektoriams $\boldsymbol{E}$ ir $\boldsymbol{H}$. Pirmojoje terpėje yra dvi ban-



2.3.2 pav. Šviesos atspindys ir lūžis dielektrikų sandūroje

gos – krintančioji ir atsispindėjusioji, jos sklinda tuo pačiu faziniu greičiu $v_1 = \dfrac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}}$, antrojoje – viena lūžusioji, sklindanti faziniu greičiu $v_2 = \dfrac{c}{\sqrt{\varepsilon_2}}$.

Galima tarti, kad natūraliąją (nepoliarizuotą) šviesą galima išreikšti dviejų plokščiųjų bangų, tiesiai poliarizuotų tarpusavyje statmenose plokštumose ir sklindančių viena kryptimi tuo pačiu faziniu greičiu, suma. 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 $\boldsymbol{H}$ yra statmenas $\boldsymbol{E}$ ir $\boldsymbol{S}$ (paveiksle $\boldsymbol{H}$ statmenas brėžinio plokštumai).

Atsižvelgę į pradinę virpesių fazę galima išreikšti atsispindėjusios šviesos elektrinio vektoriaus lygiagrečiąją dedamąją

$$E_{1p} = E_p \frac{\tan(\varphi - \psi)}{\tan(\varphi + \psi)}, \tag{2.3.1}$$

lūžusios šviesos elektrinio vektoriaus lygiagrečiąją dedamąją

$$E_{2p} = E_p \frac{2\sin\psi\cos\varphi}{\sin(\varphi+\psi)\cos(\varphi-\psi)}, \tag{2.3.2}$$

atsispindėjusios ir lūžusios šviesos elektrinio vektoriaus statmenųjų dedamųjų išraiškas:

$$E_{1s} = -E_s \frac{\sin(\varphi-\psi)}{\sin(\varphi+\psi)}, \tag{2.3.3}$$

$$E_{2s} = E_s \frac{2\sin\psi\cos\varphi}{\sin(\varphi+\psi)}. \tag{2.3.4}$$

(2.3.4) – (2.3.4) 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 šviesos bangos amplitudės kvadratui) ir krintančiosios šviesos intensyvumo dalmuo. Atspindžio faktorius rodo, kurią kritusios šviesos intensyvumo dalį atspindi paviršius. Naudojant Frenelio formules gaunamos tokios atspindžio faktorių išraiškos:

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

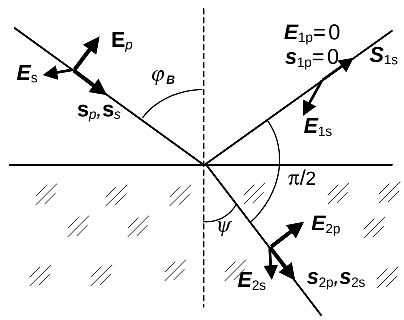
Kadangi $E = E_p + E_s$ ir $I = E_p^2 + E_s^2 = I_p + I_s$, krintant natūraliajai šviesai suminis atspindžio faktorius

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

Iš Frenelio formulių išplaukia, kad keičiant kritimo kampą φ atsispindėjusios šviesos dedamosios E_{1p} ir E_{1s} kinta skirtingai. Jei $\varphi + \psi = \pi/2$, tai $r_p = 0$, nes $\tan(\varphi + \psi) = \infty$. Tada $r_s \neq 0$. Taigi šviesai krintant tam tikru kampu nuo skiriamosios dviejų dielektrinių terpių ribos atsispindi tik tokios poliarizacijos banga, kurios elektrinis vektorius virpa statmenai kritimo plokštumai, o banga, kurios 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

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin\varphi}{\sin\psi} = \frac{\sin\varphi}{\cos\varphi} = \tan\varphi_B. \qquad (2.3.5)$$

Sąryšį (2.3.5) tarp dielektrikų lūžio rodiklių ir tokio natūraliosios (nepoliarizuotos) šviesos bangos kritimo kampo, kuriam esant nuo dielektriko paviršiaus atsispindėjusi šviesa yra visiškai poliarizuota išreiškia *Briusterio* (Brewster) *dėsnis*, o tas kritimo kampas vadinamas *Briusterio kampu*. Kai natūralioji šviesai krinta į dviejų dielektrikų sandūrą Briusterio kampu, atsispindėjusioje bangoje lieka tik ta dedamoji, kurios elektrinis vektorius virpa plokštumoje, statmenoje kritimo plokštumai (2.3.3 pav.). Tai reiškia, kad ši banga visiškai poliarizuota. Atsispindėjusioji banga visiška poliarizuota būna tada, kai lūžusios ir atsispindėjusios bangų normalės viena kitai statmenos ($\varphi_B + \psi = 90^0$).



2.3.3 pav. Šviesos kritimas Briusterio kampu

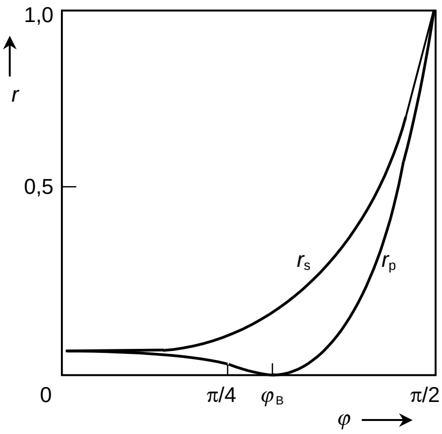
Paprasčiausiai Briusterio dėsnį aiškina dipolio spinduliavimo modelis. Krintančios šviesos bangos elektrinis laukas dielektrike sukelia elektronų virpesius, kurių kryptis sutampa su lūžusios bangos elektrinio vektoriaus virpesių kryptimi. Šie virpesiai sandūros paviršiuje sužadina bangą, sklindančią nuo sandūros į pirmąją terpę. Virpantis elektronas savo virpesių kryptimi energijos nespinduliuoja. Kai šviesos banga krinta Briusterio kampu, atsispindėjusios bangos sklidimo kryptis yra statmena lūžusiosios bangos sklidimo krypčiai ir atsispindėjusioje bangoje virpesiai kritimo plokštumoje nesukelia spinduliuotės. Todėl atsispindėjusios bangos elektrinio vektoriaus virpesiai vyksta tik plokštumoje, statmenoje kritimo plokštumai. Krintant šviesai ne Briusterio kampu, atsispindėjusi banga yra iš dalies poliarizuota, nes $|E_{1s}| > |E_{1p}|$.

Kai kritimo kampas $\varphi = 0$ (banga krinta statmenai), tai iš Frenelio formulių išplaukia, kad bangos poliarizacija nepakinta, abi bangos dedamosios atsispindi vienodai. Tada atspindžio faktorius

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

Nesunkiai įrodoma, kad kai $\varphi \to \pi/2$ (šliaužiamasis kritimas), atspindžio faktoriai (ir r_p, ir r_s) artėja prie vieneto. 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*:



2.3.4 pav. Atspindžio faktoriaus priklausomybė nuo kritimo kampo

$$P = \frac{I_{1s} - I_{1p}}{I_{1s} + I_{1p}};$$

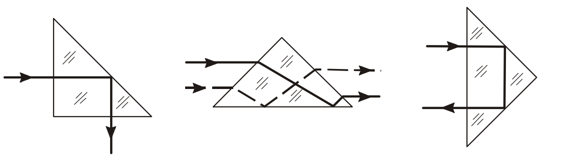
čia I_{1s} ir I_{1p} yra atsispindėjusiosios šviesos statmenosios ir lygiagrečiosios dedamosios intensyvumai, kurie proporcingi amplitudės kvadratui. Poliarizacijos laipsnis priklauso nuo kritimo kampo. Naudojant Frenelio formules poliarizacijos laipsnį galima išreikšti taip:

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

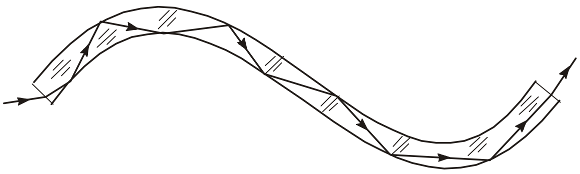
Taigi krintant šviesai į dviejų dielektrikų sandūrą Briusterio kampu, atsispindėjusioji šviesa yra visiškai, o lūžusioji banga – iš dalies poliarizuota.

2.4. VISIŠKASIS VIDAUS ATSPINDYS. ŠVIESOLAIDŽIAI

Kai šviesa krinta iš optiškai tankesnės terpės į optiškai retesnę, lūžio kampas yra didesnis už kritimo kampą. Kai kritimo kampas$\varphi = \varphi_{\text{rib}}$, 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***.**



2.4.1 pav. Visiškojo vidaus atspindžio prizmės



2.4.2 pav. Spindulių eiga šviesolaidyje

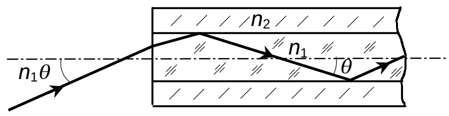
Visiškojo vidaus atspindžio reiškinys plačiai taikomas optiniuose prietaisuose (žiūronuose, periskopuose ir kt.). 2.4.1 pav. pavaizduota spindulių eiga keliose visiškojo vidaus atspindžio prizmėse. Šiuo reiškiniu grindžiamas ir šviesolaidžių veikimas. Šviesolaidžiai – tai skaidrūs dielektriko strypeliai arba siūleliai (skaidulos), kuriuose vyksta visiškasis vidaus atspindys (2.4.2 pav.). Didelis jų kiekis sudaro pynę. Lanksčios pynės naudojamos įvairiose sistemose informacijai perduoti netiesiame kelyje. Atsiradus šviesolaidžiams, susikūrė *skaidulinė optika*, kuri nagrinėja optinės spinduliuotės sklidimą skaiduliniais šviesolaidžiais ir su tuo susijusius reiškinius.

Paprasčiausias skaidulinis šviesolaidis yra ilga lanksti skaidula, kurios šerdis pagaminta iš n_1 lūžio rodiklio labai skaidraus dielektriko, o jos apvalkalas iš $n_2 < n_1$ lūžio rodiklio dielektriko. Optinės spinduliuotės sklidimo pobūdis skaiduliniame šviesolaidyje priklauso nuo jo skerspjūvio matmenų ir lūžio rodiklio profilio jo pjūvyje.

Šviesos sklidimas šviesolaidyje nusakomas visiškuoju vidaus atspindžiu nuo šerdies ir apvalkalo sandūros. Spinduliai, į šią sandūrą krintantys kampu $\theta \le \theta_{\text{rib}}$ (čia $\sin\theta = \frac{1}{n_1}\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$), patiria visiškąjį vidaus atspindį ir sklinda šviesolaidžiu laužtės pavidalo trajektorija (2.5.1 pav.). Šiuo atveju spindulio kritimo į šviesolaidžio galą apertūra lygi $n_1\theta$. Kiti spinduliai, krintantys didesniais už θ_{rib} kampais, iš dalies atsispindi nuo sandūros, lūždami nukrypsta į apvalkalą ir juos sugeria išorinė danga. Todėl dydis

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

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



2.5.1 pav. Spindulio trajektorija daugiamodžiame šviesolaidyje su laiptiniu lūžio rodiklio profiliu