

12. ŠVIESOS ATSPINDŽIO TYRIMAS

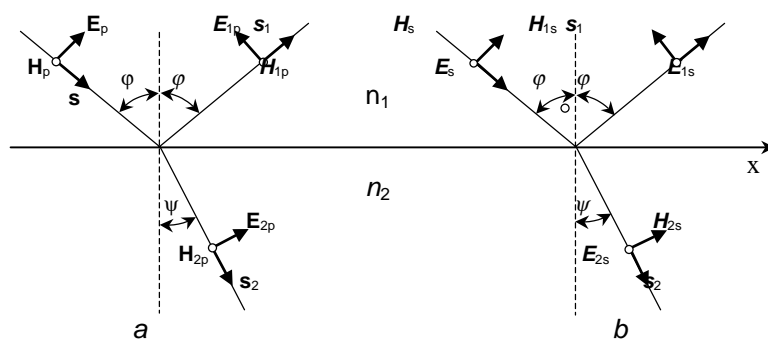
Užduotys

1. Išmatuoti į dielektrikų sandūrą krintančios ir atsispindėjusios šviesos lygiagrečiosios ir statmenosios dedamosios intensyvumą įvairiems kritimo kampams.
2. Apskaičiuoti nuo dielektriko atsispindėjusios šviesos atspindžio faktorių ir poliarizacijos laipsnį įvairiems kritimo kampams iš bandymo duomenų bei pagal Frenelio formules.

Teorija

Šviesos atspindys yra reiškinys, kai krintant šviesos bangai į dviejų terpių sandūrą atsiranda banga, sklindanti nuo terpių skiriamosios ribos į pirmąją terpę. Šviesos atspindys priklauso nuo sandūros pobūdžio. Jei skiriamąjį paviršiumi nelygumai gerokai mažesni už bangos ilgį, vyksta *veidrodinis* šviesos atspindys, jei nelygumų matmenys artimi bangos ilgiui – *difuzinis* atspindys. Paprasčiausias yra šviesos atspindys nuo begalinės plokščios dviejų vienalyčių terpių sandūros (*Frenelio atspindys*). Atsispindėjusiosios šviesos 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.

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} (12.1 pav.), kuri iš dalies atsispindi ($\mathbf{E}_1\mathbf{H}_1$) tuo pačiu kampu φ , kita dalis pereina į antrąją terpę ($\mathbf{E}_2\mathbf{H}_2$) lūždamą kampu ψ . Vektoriai \mathbf{S} , \mathbf{S}_1 ir \mathbf{S}_2 nusako atitinkamų bangų energijos sklidimo kryptis. Jie statmeni bangos frontui bei vektoriams \mathbf{E} ir \mathbf{H} . Pirmojoje terpėje yra dvi bangos – krintančioji ir atsispindėjusioji, jos sklinda tuo pačiu faziniu greičiu $v_1 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_1}}$, o



12.1 pav. Šviesos atspindys ir lūžis dielektrikų sandūroje

antrojoje – viena lūžusioji, sklindanti faziniu greičiu $v_2 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_2}}$.

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

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

Tarkime, kad natūraliąją (nepoliarizuotąją) šviesą galima išreikšti dviejų plokščių bangų, tiesiai poliarizuotų tarpusavyje statmenose plokštumose ir sklindančių viena kryptimi tuo pačiu faziniu greičiu, suma.

Bet kurių vektorių galima išskaidyti į dvi dedamąsias: vieną elektrinio vektoriaus dedamąją bangos kritimo plokštumoje (12.1 a pav.), ją žymėsime indeksu p, o kitą – jai statmenoje plokštumoje (12.1 b pav.), žymėsime indeksu s. Magnetinis vektorius \mathbf{H} yra statmenas \mathbf{E} ir \mathbf{S} (paveiksle \mathbf{H} statmenas brėžinio plokštumai).

Atsižvelgdami į pradinę virpesių fazę užrašome kraštines sąlygas atitinkamoms vektorių \mathbf{E} ir \mathbf{H} amplitudžių projekcijoms į x ašį:

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

Kadangi $H_p = \sqrt{\epsilon_1} E_p = n_1 E_p$; $H_{1p} = n_1 E_{1p}$; $H_{2p} = n_2 E_{2p}$ ir $n_1 \sin\varphi = n_2 \sin\psi$, tai

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

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

$$E_{1p} = E_p \frac{\tan(\varphi - \psi)}{\tan(\varphi + \psi)} \quad (12.1)$$

ir lūžusios šviesos elektrinio vektoriaus lygiagrečiąją dedamąją:

$$E_{2p} = E_p \frac{2 \sin\psi \cos\varphi}{\sin(\varphi + \psi) \cos(\varphi - \psi)}. \quad (12.2)$$

Statmenųjų dedamųjų amplitudžių projekcijoms kraštinės sąlygos užrašomos taip:

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

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

$$E_{1s} = -E_s \frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)} \quad (12.3)$$

$$E_{2s} = E_s \frac{2 \sin \psi \cos \varphi}{\sin(\varphi + \psi)} \quad (12.4)$$

(12.1), (12.2), (12.3) ir (12.4) 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, kuris proporcingas bangos amplitudės kvadratui, ir krintančiosios šviesos intensyvumo dalmuo. Naudojant Frenelio formules gaunamos tokios atspindžio faktorių išraiškos:

$$r_p = \frac{E_{1p}^2}{E_p^2} = \frac{\tan^2(\varphi - \psi)}{\tan^2(\varphi + \psi)} \quad \text{ir} \quad r_s = \frac{E_{1s}^2}{E_s^2} = \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)}. \quad (12.5)$$

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

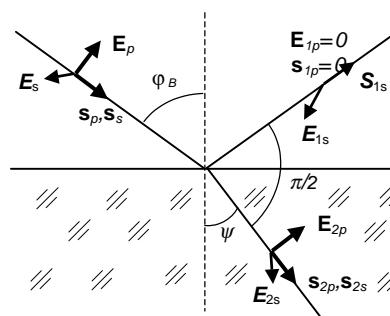
$$r = \frac{I_1}{I} = \frac{I_{1p} + I_{1s}}{I_p + I_s} = \frac{1}{2} \left(\frac{E_{1p}^2}{E_p^2} + \frac{E_{1s}^2}{E_s^2} \right) = \frac{r_p + r_s}{2} = \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{2 \sin^2(\varphi + \psi)} \left[1 + \frac{\cos^2(\varphi + \psi)}{\cos^2(\varphi - \psi)} \right]. \quad (12.6)$$

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

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} = \tan \varphi_B. \quad (12.7)$$

Sąryšį (12.7) 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 šviesa krinta į dviejų dielektrikų sandūrą Briusterio kampu, atsispindėjusioje bangoje lieka tik ta dedamoji, kurios elektrinis vektorius virpa plokštumoje, statmenoje kritimo plokštumai (12.2 pav.). Tai reiškia, kad ši banga visiškai poliarizuota. Atsispindėjusioji banga visiškai poliarizuota būna tada, kai lūžusios ir atsispindėjusios bangų normalės viena kitai statmenos ($\varphi_B + \psi = 90^\circ$).

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. Tačiau 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 atsispindėjusios bangos elektrinio vektoriaus virpesiai vyksta tik plokštumoje, statmenoje kritimo plokštumai.



12.2 pav. Šviesos kritimas Briusterio kampu

Krintant šviesai ne Briusterio kampu, atsispindėjusioji banga yra iš dalies poliarizuota, nes $|E_{1s}| > |E_{1p}|$. Kai kritimo kampas $\varphi = 0$ (statmenasis kritimas), 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 $\varphi \rightarrow \pi/2$ (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.

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

$$P = \frac{I_{1s} - I_{1p}}{I_{1s} + I_{1p}}; \quad (12.8)$$

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

$$P = \frac{\cos^2(\varphi - \psi) - \cos^2(\varphi + \psi)}{\cos^2(\varphi - \psi) + \cos^2(\varphi + \psi)}. \quad (12.9)$$

Kintant kritimo kampui kinta ne tik atspindėjusios bangos intensyvumas ir poliarizacija, bet ir bangos fazė. Šviesa atspindi ir fazė nepakinta, arba pakinta dydžiu π . Pasirinktomis 12.1 pav. elektrinio vektoriaus dedamųjų virpesių kryptimis E_{1s} ir E_s yra vienodų fazių, jei jos vienodo ženklo, o E_{1p} ir E_p vienodų fazių, jei jų ženklai skirtingi.

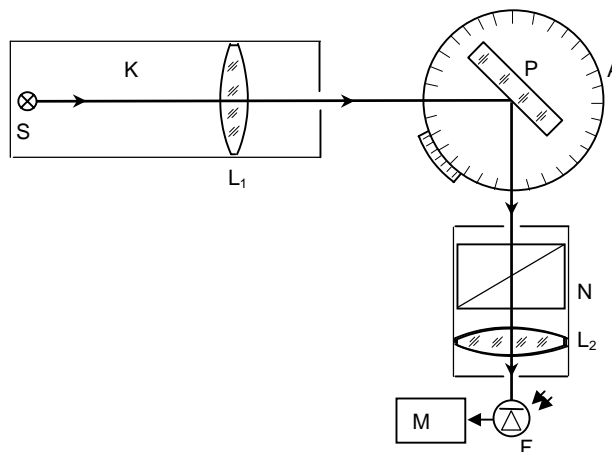
Elektromagnetinei bangai atspindint nuo optiškai tankesnės terpės *prarandama pusė bangos ilgio* (atspindėjusiosios bangos vektoriaus E fazė pakinta dydžiu π kritusiosios bangos atžvilgiu).

Kai $\varphi = \varphi_{\text{rib}}$, lūžio kampas $\psi = \pi/2$ ir lūžęs spindulys šliaužia sandūros paviršiumi. Kai $\varphi > \varphi_{\text{rib}}$, visa bangos energija atspindi. Toks reiškinys vadinamas *visiškuoju vidaus atspindžiu*, o kampas φ_{rib} – *ribiniu visiškojo vidaus atspindžio kampu*. Nagrinėjant visiškąjį vidaus atspindį naudojami kompleksiniai parametrai ir Frenelio formulių pavidalas išlieka panašus. Dėl p ir s dedamųjų fazių skirtumo pakinta bangos poliarizacijos pobūdis. Bendruoju atveju tiesiai poliarizuota banga tampa elipsiškai poliarizuota.

Tyrimas

Darbo įrangos schema pavaizduota 12.3 pav. Ją sudaro šviesos pluoštelio kolimatorius (K), kuriame yra spinduolis (kaitinamoji lemputė) (S) lęšio (L_1) židinyje. Išėjęs diafragmuotas lygiagrečių spindulių šviesos pluoštelis krinta į dielektriko plokštelę (P), padėtą ant stalelio (A). Plokštelė gali sukrtis apie vertikaliają ašį. Atspindėjęs šviesos pluoštelis pereina pro poliarizacijos prizmę (nikolį) (N), kurią galima sukrti apie optinę sistemos ašį. Šviesa nukreipiama lęšiu (L_2) į fotoimtuvą (F) ir atsiradusi jame elektros srovė matuojama prietaisu (M), kurio rodmenys proporcingi į jį patekusios šviesos intensyvumui.

Darbo metu reikia išmatuoti krįntančios ir atspindėjusios šviesos intensyvumą įvairiems kritimo kampams.



12.3 pav. Tyrimo įrangos schema

Matuojant atspindėjusios šviesos dedamųjų intensyvumą, plokštelė pasukama maždaug 50° kampu ir šviesos imtuvas statomas į padėtį, kurią atitinka didžiausias matuoklio rodmuo. Po to nikolis sukamas iki matuoklis rodo didžiausią vertę, kuri proporcinga statmenosios dedamosios intensyvumui I_{1s} . Nikolio padėtis nekeičiama ir matuojamas atspindėjusios šviesos intensyvumas įvairiems kritimo kampams $10^{\circ} \div 85^{\circ}$ ruože.

Kai norima išmatuoti lygiagrečiosios dedamosios intensyvumą I_{1p} , nikolis pasukamas 90° kampu ir vėl matuojamas atspindėjusios šviesos intensyvumas įvairiems kritimo kampams (nikolio padėtis nekeičiama). Nikolio padėtį galima patikslinti pagal mažiausius matuoklio rodmenis.

Kritimo kampo vertė nustatoma pagal limbo ir nonijaus rodmenis. Iš pradžių plokštelė pasukama į padėtį, atitinkančią statmeną šviesos pluoštelio kritimą. Tokia plokštelės padėtis parenkama stebint atspindėjusį šviesos pluoštelį – jis turi atspindėti į kolimatoriaus angą. Atskaitoma limbo rodmenų vertė a_0 . Pasukus vamzdelį su nikoliu ir imtuvu norimu kampu $\varphi_i = a_0 + a_i$, atitinkamai sukama ir plokštelė, kurios padėtis patikslinama pagal didžiausius matuoklio rodmenis.

Matuojant krintančios šviesos intensyvumus I_s ir I_p , plokštelė su laikikliu nuimama nuo stalelio ir vamzdelis su nikoliu ir imtuvu nukreipiamas į kolimatorių. Tikslu jo padėtis koreguojama pagal didžiausius matuoklio rodmenis.

Matavimai atliekami kelis kartus ir skaičiavimams naudojamos vidutinės intensyvumų vertės.

Išmatavus I_{1s} , I_{1p} , I_s ir I_p vertes įvairiems šviesos kritimo kampams, pagal (12.5), (12.6), (12.8) ir (12.9) formules apskaičiuojami atspindžio faktoriai r_s , r_p ir r ir poliarizacijos laipsnis P . Eksperimentiniai rezultatai gaunami įrašius išmatuotas intensyvumų vertes, o teorinių rezultatų skaičiavimui reikia žinoti dar ir lūžio kampus ψ . Jie apskaičiuojami pagal (12.7) išraišką. Briusterio kampo φ_B vertė nustatoma iš eksperimentinės poliarizacijos laipsnio P priklausomybės nuo šviesos kritimo kampo. Didžiausią P vertę atitinkantis kampas yra Briusterio kampas.

Nubrėžiami atspindžio faktorių ir poliarizacijos laipsnio priklausomybės nuo šviesos kritimo į dielektriko paviršių kampo eksperimentiniai ir teoriniai grafikai.