

5. ŠVIESOS INTERFERENCIJOS TYRIMAS BIPRIZME

Užduotys

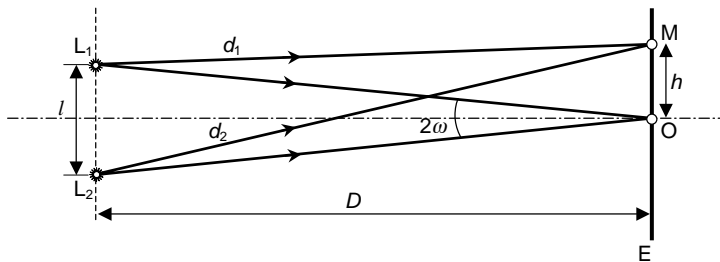
1. Išmatuoti šviesos bangos ilgį.
2. Išmatuoti biprizmės laužiamąjį kampą.
3. Nustatyti mažiausią plyšio plotį kai nematoma interferencija.
4. Nustatyti spinduliuotės koherentiškumo parametrus.

Teorija

Šviesos bangų sudėtis, kai įvairiuose erdvės taškuose vidutinė virpesių energija nėra lygi dedamųjų virpesių energijų sumai, vadinama *šviesos interferencija*. Kai susidaro interferencinis vaizdas įvairiuose erdvės taškuose apšvieta yra skirtinga, susidaro apšvietos maksimumai ir minimumai.

Interferencinį vaizdą gali sukurti tik *koherentinės bangos*, t. y. bangos, kurių pradinių fazių skirtumas per stebėjimo trukmę yra pastovus. Šios bangos yra monochromatinės ir vienodai poliarizuotos (elektrinio lauko stiprio vektoriaus virpesių kryptys vienodos). Interferencijos rezultatą lemia interferuojančiųjų bangų fazių skirtumas stebimame taške. Šis fazių skirtumas priklauso nuo pradinio bangų fazių skirtumo, taip pat nuo bangų nueitų kelių skirtumo iki stebimo taško.

Tarkime, kad L_1 ir L_2 yra du spinduoliai (5.1 pav.), kurie skleidžia plokščiąsias vienodų amplitudžių koherentes bangas. Atskirų bangų sukelti virpesiai tiriamajame taške M ekrane E išreiškiami taip:



5.1 pav. Bendroji bangų interferencijos schema

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

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

čia δ – pradinis fazių skirtumas, $k = 2\pi/\lambda$ – bangos skaičius, d – bangos nueitas kelias.

Persidengus šioms bangoms, atstojamasis virpesys išreiškiamas taip:

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

Čia amplitudė

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

o intensyvumas stebimame taške M yra

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

Koherentinėms bangoms $\delta = \text{const}$. Tada intensyvumas taške M priklauso nuo vadinamojo *bangų eigos skirtumo* $d_2 - d_1 = \Delta$. Sankirtos taške bangų sukelti virpesiai dėl eigos skirtumo gali turėti fazių skirtumą netgi tuo atveju, kai pradinės abiejų bangų fazės vienodos. Fazių skirtumas, susidaręs dėl bangų eigos skirtumo, lygus

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

Jei pradinės fazės vienodos ($\delta = 0$) ir bangų eigos skirtumas $\Delta = m\lambda$, virpesių fazės sutampa ir intensyvumas yra didžiausias: $I_{\max} \sim 4a^2$. Kai $\Delta = (m + 1/2)\lambda$, virpesiai yra priešingų fazių ir atstojamasis intensyvumas $I_{\min} = 0$. Sveikasis skaičius m vadinamas *interferencijos eile* ($m = 0, 1, 2, 3, \dots$).

Jei pradinių fazių skirtumas nelygus nuliui, interferencinio vaizdo poslinkis taškų L_1 ir L_2 atžvilgiu priklauso nuo pradinio fazių skirtumo δ didumo.

Kai bangos nekoherentinės, kiekvieną δ atitinka savas interferencinis vaizdas, kintantis laike. Jei tas kitimas pakankamai spartus, mes nepajėgsime pastebėti tuos trumpalaikius interferencinius vaizdus ir fiksuosime kažkokią vidutinę būseną, atitinkančią tolygų intensyvumo pasiskirstymą.

Išreikšime atstumą δh tarp gretimų interferencinių juostelių (maksimumų arba minimumų), matomų ekrane E, kai į jį krinta dvi koherentinės bangos iš spinduolių L_1 ir L_2 , tarp kurių atstumas l (5.1 pav.). Bet prieš tai išreikšime bangų eigos skirtumą iki laisvai pasirinkto ekrane taško M, nutolusio nuo centrinio taško O atstumu h .

$$\begin{aligned} d_2^2 &= D^2 + \left(h + \frac{l}{2}\right)^2, \quad d_1^2 = D^2 + \left(h - \frac{l}{2}\right)^2, \\ d_2^2 - d_1^2 &= (d_2 - d_1)(d_2 + d_1) = 2hl, \\ \Delta = (d_2 - d_1) &= \frac{2hl}{d_1 + d_2} \approx \frac{hl}{D}. \end{aligned}$$

Jei koherentinių spinduolių skleidžiamos šviesos bangos ilgis λ , interferencijos maksimumas susidaro toje ekrano vietoje, kurioje tenkinama ši sąlyga:

$$\Delta_{\max} = \frac{hl}{D} = m\lambda .$$

Iš čia

$$h_{\max} = m \frac{D}{l} \lambda$$

ir minimumas taške, nutolusiame atstumu

$$h_{\min} = (m + 1/2) \frac{D}{l} \lambda .$$

Atstumas tarp gretimų maksimumų (arba minimumų)

$$\delta h = \frac{D}{l} \lambda$$

vadinamas *interferencinės juostelės pločiu*.

Idealiai koherentinių bangų nėra. Nekoherentiškumas atsiranda dėl kelių priežasčių. Pirmia, kiekvieno spindulio atomo elektromagnetinių bangų spinduliavimas trunka baigtinį laiką – tarpą, kuris vadinamas *koherentiškumo trukme*, o bangos nueitas kelias per tą laiką – *koherentiškumo ilgį*. Tokia banga nėra griežtai monochromatinė. Jeigu bangų, perėjusių pro skirtingus plyšius ir pasiekusių tą patį ekrano tašką, optinių kelių skirtumas ne mažesnis už koherentiškumo ilgį, tai tame taške sumuojasi skirtingų spindulio atomų sukelti virpesiai ir dėl to fazių skirtumas nėra pastovus, interferencinio vaizdo nematome. Interferencinis vaizdas ryškus, kai bangų sklidimo trukmių skirtumas yra mažesnis už koherentiškumo trukmę. Sakoma, kad tokios bangos tenkina *laikinio koherentiškumo* sąlygą.

Spinduliuotės koherentiškumo ilgį galima padidinti sumuojant artimo dažnio elementariųjų spinduliuočių voras, t. y. leidžiant šviesą pro siaurajuostį šviesos filtrą. Koherentiškumo ilgis l_0 ir jo trukmė τ_0 susieti su šviesos filtro praleidimo juostos pločiu $\Delta\lambda$ tokiomis išraiškėmis:

$$l_0 = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} ; \quad \tau_0 = \frac{\lambda_0^2}{c \Delta\lambda} ; \quad (5.1)$$

čia λ_0 – šviesos filtro praleidimo vidutinis bangos ilgis. Kitas koherentiškumo ilgio didinimo būdas – atomų elementariųjų spinduliavimo aktų suderinimas. Tai pasiekama kuriant priverstinį spinduliavimą lazeriuose.

Svarbi kita nekoherentiškumo priežastis – baigtiniai spindulio erdviniai matmenys. Tą galima suprasti iš tokių samprotavimų. Kadangi naudojant vieną taškinį spindulį su įtaisais (biprizme, bilėšiu, Frenelio veidrodžiais, dviem plyšiais ir kt.) galima išskaidyti jo spinduliuotę į du koherentinius pluoštelių ir gauti interferenciją, tai du nepriklausomi taškiniai spinduliai (nekoherentiniai) tokiomis pat sąlygomis sukuria du interferencinius vaizdus. Jei optinė sistema suveda šiuos vaizdus į tą pačią kurią nors erdvės sritį, tai priklausomai nuo bandymo sąlygų ga-

lima matyti arba stacionarų apšvietos pasiskirstymą, atitinkantį interferenciniam vaizdai ($I_{\max} \neq I_{\min}$), arba tolygiai apšviestą ekraną ($I_{\max} = I_{\min}$).

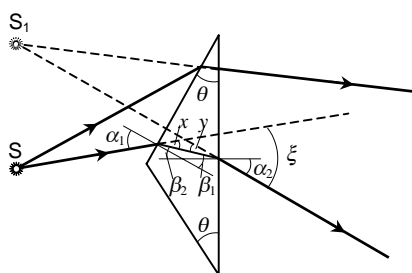
Kai bangas skleidžia tirus spindulių, susidaro sudėtingas vaizdas. Tačiau kartais galima pamatyti pakankamai aiškų interferencinį vaizdą, kurį lemia spindulio matmenys. Didinant spindulio matmenis (pvz., apšviesto plyšio plotį), interferencinio vaizdo ryškis mažėja ir jis visiškai dingsta, kai interferencinės juostelės plotis tampa lygus spindulio pločiui ($\delta h = l$). Toliau didinant plyšio plotį, interferencinis vaizdas vėl atsiranda (nors ir blogesnės kokybės), o kai plyšio plotis tampa lygus dvigubam juostelės pločiui – vėl išnyksta, ir t. t.

Iš geometrinių skaičiavimų gaunama, kad mažiausias spindulio (plyšio) plotis p , kai interferencinis vaizdas jau išnyksta, išreiškiamas taip:

$$p = \frac{\lambda}{4 \sin \omega} . \quad (5.2)$$

Kampas 2ω vadinamas *interferencijos apertūra*, nuo kurios priklauso interferencinio vaizdo kokybė. Kuo interferencijos apertūra mažesnė, tuo didesnių matmenų spinduliai gali sukurti ryškų interferencinį vaizdą.

Koherentines bangas galima sukurti biprizme. Ją sudaro dvi nedidelio laužiamojo kampo θ prizmės, suėtos pagrindais (5.2 pav.). Spindulių nuokrypio kampas



5.2 pav. Spindulių nuokrypis biprizmėje

$$\xi = x + y = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2).$$

Kadangi kampas θ mažas, maži ir kampai $\alpha_1, \beta_1, \alpha_2, \beta_2$. Tada teisingi šie sąryšiai:

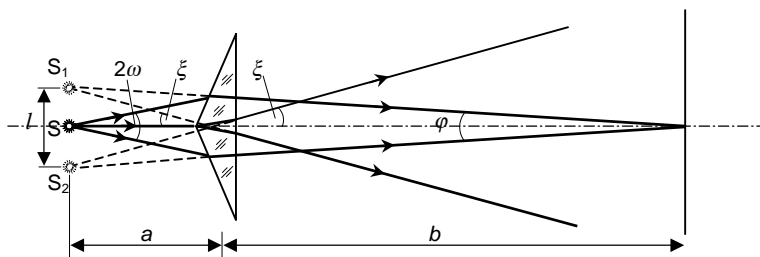
$$\alpha_1 \approx n \beta_1, \alpha_2 \approx n \beta_2 ;$$

čia n – prizmės lūžio rodiklis. Be to $\beta_1 + \beta_2 = \theta$. Atsižvelgus į šiuos sąryšius, galima užrašyti:

$$\xi = \theta (n - 1) .$$

Iš šios formulės išplaukia, kad jei prizmės laužiamasis kampas mažas, visų iš taško S sklindančių spindulių nuokrypio kampai yra beveik vienodi.

5.3 pav. pavaizduota spindulių eiga biprizmėje. Jame matyti, kad



5.3 pav. Koherentinių bangų sukūrimas biprizme

$$l = 2a \tan \xi \approx 2a \theta (n - 1).$$

Iš čia

$$\theta = \frac{l}{2a(n-1)}. \quad (5.3)$$

Be to, galima užrašyti:

$$\frac{a}{b} = \frac{\tan(\varphi/2)}{\tan \omega} \approx \frac{\varphi}{2\omega}.$$

Iš čia

$$2\omega = \varphi b/a. \quad (5.4)$$

Kadangi $\varphi \approx l/(a+b)$ ir interferencinės juostelės plotis $\delta h = \lambda/\varphi$, tai bangos ilgis

$$\lambda = \frac{\delta h l}{a+b}. \quad (5.5)$$

Atsižvelgus į (5.4) formulę, (5.2) išraišką galima užrašyti taip:

$$p = \frac{a \delta h}{2b} \quad (5.6)$$

ir iš bandymo duomenų apskaičiuoti plyšio plotį, kai interferencinis vaizdas tampa jau nematomas.

Tyrimas

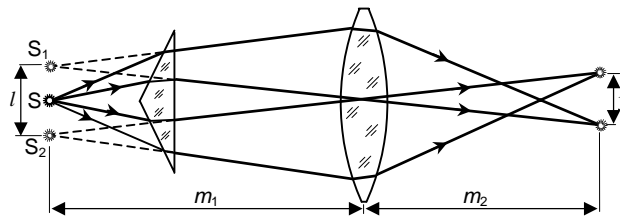
Išmatuojamas atstumas tarp gretimų interferencinių juostelių (interferencinės juostelės plotis δh). Tam tikslui plyšys apšviečiamas monochromatine šviesa ir orientuojamas lygiagrečiai su biprizmės briauna. Atstumai tarp plyšio, biprizmės ir okuliario (ekrano) parenkami tokie, kad interferencinės juostelės būtų pakankamai ryškios. Sukant su okuliaru sujungtą mikrometrinę sraigta, nustatoma aštuonių juostelių (šviesių arba tamsių) padėtys k_1, k_2, \dots, k_8 . Atstumas tarp gretimų juostelių apskaičiuojamas pagal šias formules:

$$\delta h_1 = \frac{|k_1 - k_5|}{4}, \quad \delta h_2 = \frac{|k_2 - k_6|}{4}, \quad \delta h_3 = \frac{|k_3 - k_7|}{4}, \quad \delta h_4 = \frac{|k_4 - k_8|}{4}.$$

Apskaičiuojama vidutinė vertė:

$$\delta h = \frac{\delta h_1 + \delta h_2 + \delta h_3 + \delta h_4}{4}.$$

Išmatuojamas atstumas tarp tariamųjų spinduolių. Tarp biprizmės ir okuliario statomas glaudžiamasis lęšis (5.4 pav.) ir keičiant jo vietą (okuliario ir biprizmės nestumdome) sukuriami



5.4 pav. Atstumo tarp menamųjų spindulių nustatymo schema

koherentinių spindulių S_1 ir S_2 tikrieji atvaizdai S'_1 ir S'_2 . Mikrometru išmatuojamas atstumas y tarp jų. Išmatuojamas atstumas m_1 nuo plyšio S (kartu ir nuo tariamųjų koherentinių spindulių S_1 ir S_2) iki lęšio ir atstumas m_2 nuo lęšio iki ekrano (okuliario). Apskaičiuojamas atstumas tarp tariamųjų spindulių:

$$l = y \frac{m_1}{m_2} .$$

Išmatuojami atstumai nuo spindulio (plyšio) iki biprizmės ir nuo biprizmės iki ekrano (okuliario) ir pagal (5.3), (5.5) ir (5.6) formules apskaičiuojamas prizmės laužiamasis kampas θ (lūžio rodiklis n turi būti žinomas), šviesos bangos ilgis ir spindulio (plyšio) plotis p , kai esamomis sąlygomis interferencinės juostelės jau nematomos. Pastaroji vertė, jei įmanoma, patikrinama praktiškai.

Matavimai kartojami skirtingoms atstumų a ir b vertėms ir apskaičiuojami ieškomų dydžių vidurkiai.

Tiriant spinduliuotės koherentiškumą atskirai naudojami du šviesos filtrai, kurių vidutinis šviesos praleidimo juostos bangos ilgis λ_0 nustatomas anksčiau aprašytu metodu. Keičiant plyšio pokrypį, reikia kruopščiai nustatyti, kad plyšys būtų lygiagretus su biprizmės briauna, tada susidaro ryškiausias interferencinis vaizdas. Stebint pro okuliarą ir stumdant jį į šonus suskaičiuojamos visos matomos interferencinės juostelės (tamsios arba šviesios) k_{\max} . Spinduliuotės koherentiškumo ilgis apskaičiuojamas pagal formulę:

$$l_0 = k_{\max} \frac{\lambda_0}{2} .$$

Pagal (5.1) formulę apskaičiuojama koherentiškumo trukmė τ_0 ir šviesos filtro praleidimo juostos plotis $\Delta\lambda$.