

## 11. DIFRAKCIŅĒ GARDELĒ

### Užduotys

1. Nustatyti rėžių skaičių vienam gardelės milimetrui.
2. Išmatuoti gardelės kampinę dispersiją įvairiose spektro eilėse.
3. Nustatyti kampinės dispersijos priklausomybę nuo spindulių kritimo kampo.
4. Įvertinti gardelės skiriamąją gebą ir didžiausios energijos spektro eilę.

### Teorija

Difrakcinė gardelė yra difrakcinis elementas, sudarytas iš didelio skaičiaus periodiškai išdėstytų rėžių (griovelių, plyšių, iškilumų) plokščiaje arba įgaubtame optiniame paviršiuje. Difrakcinė gardelė naudojama spektriniuose prietaisuose kaip dispersinė sistema, skaidanti elektromagnetinę spinduliuotę į spektrą. Difrakcinės gardelės rėžiai krintančiosios šviesos bangos frontą išskaido į atskirus koherentinius pluoštelių, kurie difragavę rėžiuose interferuoja ir sukuria atstojamąjį erdvinį šviesos stiprio pasiskirstymą, t. y. spinduliuotės spektrą.

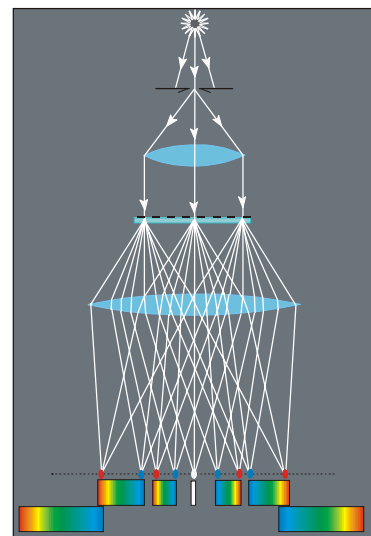
Difrakcinės gardelės skirstomos į skaidriasias ir atspindžio gardeles. Skaidriosios gardelės rėžiai padaryti skaidriame (stiklo) paviršiuje ir interferencinį vaizdą sukuria pro gardelę perėjusi šviesa (11.1 pav.). Plokščiosios atspindžio gardelės, kurių rėžiai daromi specialiu deimantiniu rėztuku ant veidrodinio paviršiaus, turi tiesius griežtai lygiagrečius vienodos formos rėžius. Rėžio formą lemia rėztuko briaunos profilis. Interferencinį vaizdą sudaro atsispindėjusi nuo gardelės šviesa.

Difrakcinė gardelė yra periodinė struktūra, kurioje atstumas tarp rėžių  $d$  (11.2 pav.) yra pastovus ir vadinamas difrakcinės gardelės periodu.

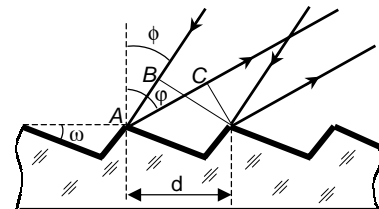
Tarkime, kad į plokščiąją difrakcinę gardelę krinta lygiagretus šviesos pluoštelis. Iš visų gardelės rėžių  $N$  sklindantys koherentiniai pluošteliai interferuoja ir erdvinis šviesos intensyvumo pasiskirstymas gali būti išreikštas dvių funkcijų sandauga:

$$I_{\phi} = I_N I_g.$$

Funkcija  $I_g$  nusako šviesos difrakciją pro atskirą rėžį, o funkcija  $I_N$  – iš gardelės rėžių sklindančių koherentinių  $N$  pluoštelių interferenciją. Ši funkcija susijusi su periodinės gardelės struktūra. Konkrečiam bangos ilgiui  $\lambda$  funkciją  $I_N$  nusako gardelės periodas  $d$ , bendras rėžių skaičius  $N$  ir pluoštelių kritimo  $\phi$  bei difrakcijos  $\varphi$  kampas (11.2 pav.),



11.1 pav. Spindulių eiga pro difrakcinę gardelę



11.2 pav. Atspindžio difrakcinės gardelės paviršiaus profilis

bet nepriklauso nuo rėžių formos. Šios funkcijos išraiška yra tokia:

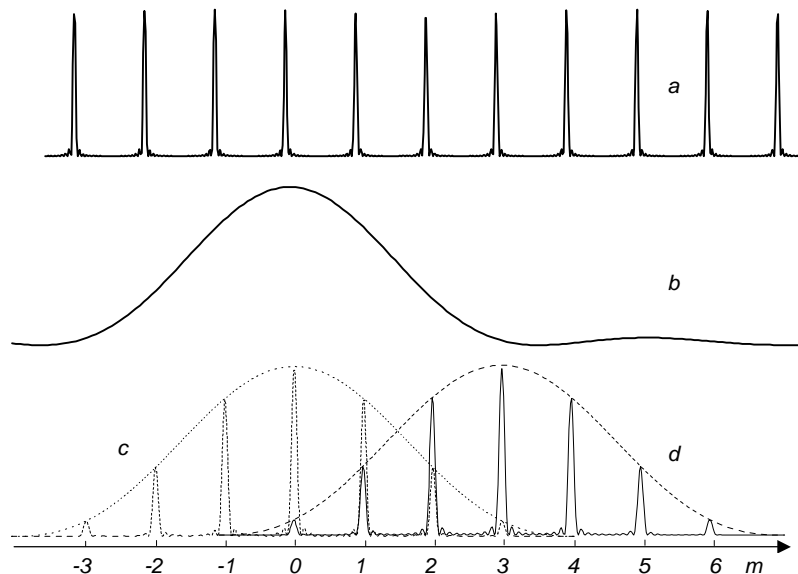
$$I_N = \frac{\sin^2 N\theta}{\sin^2 \theta} ;$$

čia  $\theta = \pi\Delta/\lambda$ , o  $\Delta = d(\sin\phi + \sin\varphi)$  yra eigos skirtumas tarp koherentinių lygiagrečių pluoštelių, difragavusių kampu  $\varphi$  pro gretimus gardelės rėžius ( $\Delta = AB + AC$ ).

$I_N$  yra periodinė funkcija, turinti ryškius stiprius pagrindinius maksimumus ir silpnus antrinius maksimumus (11.3 a pav.). Tarp gretimų pagrindinių maksimumų yra  $N - 2$  antrinių maksimumų ir  $N - 1$  minimumų. Pagrindinių maksimumų padėtį nusako sąlyga:  $\sin\theta_{\max} \rightarrow 0$ . Tada  $\frac{\sin N\theta}{\sin \theta} \rightarrow N$  ir  $I_N$  vertė yra didžiausia. Todėl  $\theta_{\max} = \pm m\pi$ ; čia  $m = 0, 1, 2, \dots$  – sveikasis

skaičius. Tada galioja ši lygybė:

$$\Delta = d(\sin\phi + \sin\varphi) = \pm m\lambda, \quad (11.1)$$



11.3 pav. Difrakcinės gardelės interferencinės funkcijos

kuri reiškia, kad pagrindiniai maksimumai susidaro tokiomis kryptimis, kuriomis eigos skirtumas tarp gretimų koherentinių pluoštelių yra lygus sveikajam bangos ilgių skaičiui. Visų pagrindinių maksimumų intensyvumas yra vienodas ir proporcingas  $N^2$ , o antrinių maksimumų intensyvumas mažas ir neviršija  $1/23$  pagrindinio.

Iš (11.1) išraiškos, kuri vadinama *gardelės lygtimi*, išplaukia, kad esant tam tikram spindulių kritimo kampui  $\phi$  **pagrindinio maksimumo kryptis  $\varphi_{\max}$  priklauso nuo bangos ilgio  $\lambda$** . Tai reiškia, kad difrakcinė gardelė skirtingų bangos ilgių spinduliuotę suskaido erdvėje. Jei gardelėje difragavusią spinduliuotę nukreiptume į objektyvą, tai jo židinio plokštumoje susidaro

spektras. Kai  $m \neq 0$ , susidaro keletas spektrų kiekvienai  $m$  vertei atskirai. Dydis  $m$  yra spektro eilė. Nulinės eilės ( $m = 0$ ) spektras nesusidaro, nes (12.1) sąlyga tenkinama bet kokiems bangos ilgiams (visų bangos ilgių pagrindinių maksimumų vieta sutampa). Kai  $m = 0$ , tai  $\varphi_0 = -\phi$ , t. y. nulinės eilės maksimumo kryptį lemia veidrodinis atspindys nuo gardelės paviršiaus; ir krintantis, ir difragavęs nulinės eilės šviesos pluoštelis yra simetriškas statmens, nuleisto į gardelę, atžvilgiu. Į abi puses nuo nulinės eilės maksimumo išsidėstę  $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3$  ir t. t. eilių maksimumai ir spektrai.

Funkcija  $I_g$ , lemianti atstojamąjį intensyvumo pasiskirstymą spektre, apibūdina šviesos difrakciją atskirame režyje. Ji priklauso nuo dydžių  $d$ ,  $\lambda$ ,  $\phi$  ir  $\varphi$ , taip pat nuo režio formos (jo profilio). Kai amplitudinė plokščioji gardelė sudaryta iš siaurų plyšių neskaidriame ekrane arba siaurų atspindinčių juostelių plokštumoje, tada funkcijos  $I_g$  pavidalas yra toks:

$$I_g = E_0^2 b^2 \frac{\sin^2 u}{u^2}; \quad (11.2)$$

čia  $u = \frac{b\pi}{\lambda}(\sin\phi + \sin\varphi)$ ,  $b$  – plyšio (arba atspindinčios juostelės) plotis. (11.2) išraiška nusa-

ko difrakcinį intensyvumo pasiskirstymą vykstant Fraunhoferio difrakcijai pro  $b$  pločio plyšį. Jos grafikas pateiktas 11.3 b pav. Pagrindinio difrakcijos maksimumo kryptis nustatoma iš sąlygos:

$$u = \frac{b\pi}{\lambda}(\sin\phi + \sin\varphi) = 0$$

arba

$$\sin\phi + \sin\varphi = 0.$$

Iš čia  $\varphi_0 = -\phi$ , t. y. ši kryptis atitinka veidrodinio atspindžio nuo difrakcinės gardelės plokštumos kampą.

Taigi pagrindinio difrakcijos maksimumo kryptis sutampa su nulinės eilės spektro kryptimi. Iš to išplaukia, kad didžiausia abiejų funkcijų sandaugos  $I_N I_g$  vertė, kartu ir didžiausias intensyvumas, yra nulinės eilės spektrui. Kitų eilių ( $m \neq 0$ ) spektro intensyvumas atitinkamai mažesnis (11.3 c pav.), todėl amplitudines difrakcines gardeles spektriniuose prietaisuose naudoti nenaudinga, nes didžioji į difrakcinę gardelę krintančios šviesos energijos dalis nesuskai-doma į spektrą, o kitų eilių spektro intensyvumas menkas.

Jei difrakcinės gardelės režiai yra nesimetrinės trikampio formos, funkcijos  $I_g$  argumentas  $u$  priklauso ir nuo režio briaunos polinkio kampo  $\omega$  (11.1 pav.). Tada difrakcinio maksimumo didžiausio intensyvumo kryptį lemia veidrodinis krintančiojo pluoštelio atspindys ne nuo gardelės paviršiaus, o nuo režių plokštumų. Keičiant režio briaunos kampą  $\omega$ , galima sutapdinti funkcijos  $I_g$  maksimumo centrą su bet kuriuo funkcijos  $I_N$  pagrindiniu norimos eilės  $m \neq 0$  interferencijos maksimumu (11.3, d pav.). Tokio sutapdinimo sąlyga yra tokia: kampas  $\phi$  ir  $\varphi_{\max}$  turi vienu metu tenkinti šiuos sąryšius:

$$d(\sin\phi + \sin\varphi_{\max}) = m\lambda \quad \text{ir} \quad \phi + \varphi_{\max} = 2\omega. \quad (11.3)$$

Tokiomis sąlygomis konkrečios eilės  $m \neq 0$  spektras yra intensyviausias. Iš (11.3) formuliu galima nustatyti reikalingą kampo  $\omega$  vertę konkrečioms  $\lambda$ ,  $d$ ,  $\phi$  ir  $m$  vertėms. Fazinės difrakcinės gardelės, kurių režių profilis trikampis ir kurios iki 80 % į gardelę krintančios šviesos srauto sutelkia nenulinės eilės spektre vadinamos *ešeletais*.

Pagrindinius difrakcinės gardelės parametrus – kampinę dispersiją  $d\phi/d\lambda$  ir skiriamąją gebą  $R = \lambda/\delta\lambda$  – nusako tik funkcijos  $I_N$  savybės

Difrakcinės gardelės kampinė dispersija, apibūdinanti skirtingų bangos ilgių spindulių erdvinio išskaidymo didumą, diferencijuojant (11.3) formulę, išreiškiama taip:

$$\frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos\phi}.$$

Konkrečią spektro eilę  $m$  atitinkanti kampinė dispersija tuo didesnė, kuo mažesnis gardelės periodas. Be to, ji didėja didėjant difrakcijos kampui  $\phi$ . Tam tikro režio profilio ešeletu galima sutelkti energiją didesnėmis difrakcijos kryptimis  $\phi$ . Taigi galima pagaminti didelio šviesumo spektrinius prietaisus su didele kampine dispersija.

Difrakcinės gardelės skiriamoji geba  $R = \lambda/\delta\lambda$ ; čia skyra  $\delta\lambda$  yra mažiausias skirtumas tarp dviejų vienodo intensyvumo monochromatinių bangų ( $\lambda$  ir  $\lambda + \delta\lambda$ ), kurias spektre dar galima atskirti. Difrakcinės gardelės skiriamoji geba

$$R = m N = L (\sin\phi + \sin\varphi) / \lambda ; \quad (11.4)$$

čia  $L = Nd$  – apšviestos difrakcinės gardelės režinės dalies plotis.

Iš (11.4) išraiškos išplaukia, kad konkrečioms  $\phi$  ir  $\varphi$  kampams skiriamąją gebą galima padidinti didinant gardelės matmenis. Skiriamoji geba didėja didėjant difrakcijos kampui  $\varphi$ , tačiau lėčiau už kampinę dispersiją  $d\phi/d\lambda$ . Skiriamąją gebą ir kampinę dispersiją sieja šis sąryšis:

$$R = D_\phi d\phi/d\lambda;$$

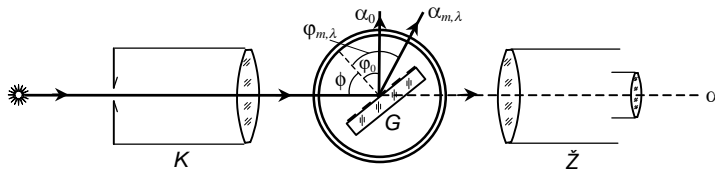
čia  $D_\phi = L \cos\phi$  – gardelėje  $\phi$  kampu difragavusio lygiagretaus pluošto plotis.

## Tyrimas

Sureguliuojamas goniometras (žr. **Goniometras G5**, aprašas).

Ant goniometro stalelio dedama tiriamoji difrakcinė gardelė (G) ir goniometro kolimatoriumi (K) į ją nukreipiama gyvsidabrio lempos šviesa (11.4 pav.). Pro goniometro žiūrono (Ž) okuliarą stebimi įvairių eilių spektrai ir išmatuojami įvairių bangos ilgių spindulių difrakcijos kampai  $\phi_{m,\lambda}$ . Išmatuojamas ir spindulių kritimo į difrakcinę gardelę kampas  $\phi$ .

Norint rasti kampus  $\phi_{m,\lambda}$  ir  $\phi$  reikia žinoti žiūrono padėtį  $\alpha$ , kuri nustatoma pagal goniometro atskaitos skalę pasukus žiūroną tiesiai priešais kolimatorių (prieš tai gardelė nuimama nuo goniometro stalelio). Žiūrono matymo lauke turi matytis nespalvotas apšviesto kolimatoriaus plyšio atvaizdas. Gardelė dedama ant stalelio ir žiūronas pasukamas, kad būtų galima matyti atsispindėjusią ir difragavusią šviesą. Nustatčius žiūroną ties nespalvotu plyšio atvaizdu, užrašomas rodmuo  $\alpha_0$ . Spindulių kritimo į gardelę kampas  $\phi$  (kartu ir atspindžio kampas  $\phi_0$ ).



11.4 pav. Optinė tyrimo schema

$$\phi = \frac{\pi}{2} - \frac{|\alpha - \alpha_0|}{2}.$$

Pasukus žiūroną difragavusiems spinduliams stebėti, iš goniometro skalės užrašomi kelių spektro eilių ( $m \neq 0$ ) skirtingų bangos ilgių linijų padėčių rodmenys  $\alpha_{m,\lambda}$ . Difragavusių spindulių kampai apskaičiuojami pagal formulę:

$$\varphi_{m,\lambda} = \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha + \alpha_0}{2} + \alpha_{m,\lambda}.$$

Pagal išmatuotus spindulių kritimo ir difrakcijos kampus apskaičiuojamas gardelės rėžių skaičius vienetiniam ilgiui:

$$k = \frac{1}{d} = \frac{\sin \varphi_{m,\lambda} - \sin \phi}{m \lambda}.*$$

Kampinė dispersija  $d\varphi/d\lambda$  apskaičiuojama pagal eksperimentines difrakcijos kampų vertes. Apskaičiuojama difragavusių spindulių kampų skirtumai tarp atitinkamų bangos ilgių įvairiose spektro eilėse. Apskaičiuojama kampinė dispersija įvairiems spindulių kritimo ir difrakcijos kampams. Nubrėžiamos kampinės dispersijos priklausomybės nuo kritimo kampo įvairioms spektro eilėms grafikai.

Išmatuojamas gardelės plotis  $L$  ir įvertinama gardelės skiriamoji geba:

$$R = m \frac{L}{d} = m L k.$$

Sukinėjamas goniometro žiūronas, žiūrima pro okuliarą ir vizualiai nustatoma spektro eilė, kurioje difragavusios šviesos intensyvumas didžiausias.

\* Šioje formulėje jau atsižvelgta į neigiamą spindulių kritimo kampo vertę; kampai yra to paties ženklo, kai ir kritęs, ir difragavęs spindulys yra toje pačioje pusėje statmens į gardelės paviršių atžvilgiu, ir priešingo ženklo – kai skirtingose pusėse.