

15 darbas

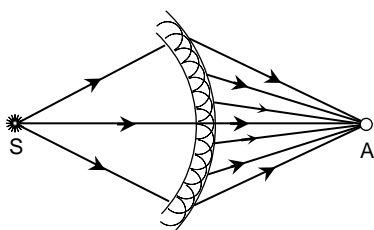
ŠVIESOS DIFRAKCIJOS TYRIMAS

Užduotys

1. Išmatuoti plyšio plotį.
2. Išmatuoti atstumą tarp dviejų plyšių.
3. Nustatyti šviesos bangos ilgį iš difrakcinio vaizdo pro apskritą angą.
4. Nustatyti kompaktinio disko takelių tankį.

Teorija

Šviesai sklindant vienalytėje terpėje geometrinė bangos fronto forma nekinta. Jei banga sklinda nevienalytėje terpėje, kurioje yra neskaidrių kliūčių arba sričių su staigiu lūžio pokyčiu, bangos frontas ir jos intensyvumo pasiskirstymas erdvėje pakinta. Vyksta reiškinys, vadinamas *difrakcija*. Difrakcija yra bet koks šviesos nuokrypis nuo tiesaus sklidimo, vykstantis ne dėl jos atspindžio ir lūžio. Difrakcija vyksta visuomet, kai amplitudės arba fazės pokytis nevienodas visame bangos fronto paviršiuje, t. y. kai yra lokalinis bangos fronto pažeidimas. Šviesos pluoštelių apertūrą per bandymus visada lemia prietaisų angos, diafragmos, todėl difrakcija vyksta visuose optiniuose prietaisuose. Difrakcija lemia optinių prietaisų parametrus, matavimų tikslumą.



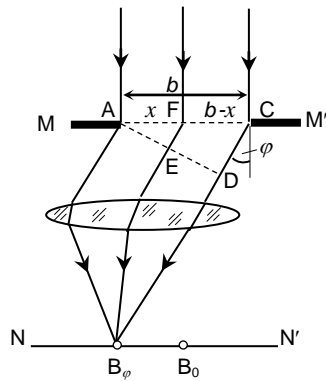
15.1 pav. Hiuigenso ir Frenelio principas

Daugelis difrakcijos uždavinių sprendžiami pasitelkus Hiuigenso (*Huygens*) ir Frenelio (*Fresnel*) principą. *Hiuigenso principas* teigia, kad **kiekvienas bangos fronto taškas yra antrinių sferinių bangų šaltinis, o bangos frontas bet kuriuo kitu laiko momentu yra šių elementariųjų bangų gaubtinė** (15.1 pav.). *Frenelis* papildė Hiuigenso principą teiginiu, kad **antrinės bangos yra koherentinės ir interferuoja**. Formaliai apibrėžta antrinių bangų gaubtinė įgauna fizikinę prasmę – tai paviršius,

kuriame dėl antrinių bangų tarpusavio interferencijos atstojamosios bangos intensyvumas yra didžiausias.

Papildytas Hiuigenso principas vadinamas *Hiuigenso ir Frenelio principu*. Jis yra pagrindinis bangų optikos principas, kuris padeda nusakyti atstojamosios bangos intensyvumą įvairiomis kryptimis.

1. Difrakcija pro vieną plyšį



15.2 pav. Difrakcija pro vieną plyšį

Tarkime, kad į ilgą (ilgis gerokai didesnis už plotį) plyšį MM' , kurio plotis b , krinta plokščioji banga (15.2 pav.). Už plyšio yra lęšis ir jo židinio plokštumoje ekranas NN' . Jei šviesa sklįstų tiesiai, ekrane matytųsi siaura šviesi juostelė. Iš tikrųjų bangos sklinda į visas puses, nes kiekvienas plyšį pasiekusios bangos fronto taškas, pagal Hiuigenso principą, yra antrinių sferinių bangų šaltinis. φ kampu nukrypę spinduliai susirenka taške B_φ .

Norėdami nustatyti virpesių amplitudę kuriame nors ekrano taške B , suskirstykime atvirą bangos paviršiaus dalį į zonas – vienodo pločio siauras juosteles, lygiagrečias su plyšio kraštais. Kiekviena iš šių zonų nagrinėjama kaip į tašką B_φ ateinančių bangų šaltinis. Gretimųjų zonų fazės skiriasi vienodu dydžiu. Elementariųjų bangų amplitudės vienodos, nes zonų plotai vienodi, ir jos jų polinkis į stebėjimo tašką yra vienodas.

Elementariosios dx pločio zonos virpesių amplitudė

$$dA = C dx;$$

čia C – proporcingumo koeficientas, nepriklausantis nuo φ .

Visų zonų siunčiamų virpesių algebrinė suma

$$A_0 = \int_0^b dA = \int_0^b C dx = Cb.$$

Iš čia $C = \frac{A_0}{b}$. Tada $dA = \frac{A_0}{b} dx$.

Šviesos trikdys atitinkamoje plyšio dalyje reiškiamas taip:

$$dS = \frac{A_0}{b} dx \cos \omega t.$$

Norint nustatyti viso plyšio poveikį φ kryptimi, reikia įskaityti iš įvairių zonų į tašką B_φ ateinančiųjų bangų fazių skirtumą. Tam brėžiama plokštuma AD , statmena difragavusiems spinduliams. Šioje plokštumoje tarp difragavusių bangų susidaro fazių skirtumas. Lęšis nesukuria papildomo fazių skirtumo. Iš 12.2 pav. matyti, kad eigos skirtumas

$$FE = x \sin \varphi.$$

Tada AD plokštumos taškuose šviesos trikdys

$$dS = \frac{A_0}{b} dx \cos(\omega t - k x \sin \varphi);$$

čia $k = 2\pi/\lambda$.

Visos atviros bangos paviršiaus dalies atstojamasis trikdys taške B_φ reiškiamas integralu x vertėms nuo 0 iki b :

$$\begin{aligned} S &= \int_0^b \frac{A_0}{b} \cos(\omega t - k x \sin \varphi) dx = \\ &= \frac{A_0}{b} \left(-\frac{\lambda}{2\pi \sin \varphi} \right) \left[\sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right) - \sin \omega t \right] = \\ &= A_0 \frac{\sin \left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right). \end{aligned}$$

Prieš kosinusą esančio nario modulis yra atstojamosios bangos amplitudė A_φ taške B_φ :

$$A_\varphi = \left| A_0 \frac{\sin \left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} \right|.$$

Viduriniajam taškui $\varphi = 0$. Tada $(\pi/\lambda)(b \sin \varphi) = 0$ ir $A_\varphi = A_0$, t. y. iš visų elementariųjų zonų bangos į tašką B_0 ateina vienodos fazės bangos, todėl atstojamoji amplitudė tame taške lygi dedamųjų bangų amplitudžių algebrinei sumai.

Kai kampų vertės φ tenkina sąlygą $(\pi/\lambda)(b \sin \varphi) = \pm m\pi$ (čia $m = 1, 2, \dots$), t. y. kai

$$b \sin \varphi = \pm m\lambda, \quad (15.1)$$

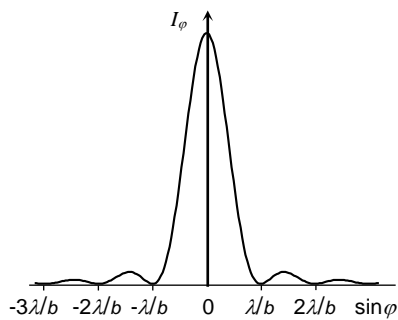
atstojamoji amplitudė $A_\varphi = 0$. Ši sąlyga nusako mažiausios apšvietos (*minimumų*) vietas. Pirmasis minimumas susidaro linkme, kurią nusako sąlyga: $\sin \varphi = \pm \lambda/b$.

Tarp minimumų išsidėstę antriniai maksimumai, kurie yra gerokai silpnesni už centrinį maksimumą. Jie susidaro φ vertėms, tenkinančioms sąlygas:

$$\sin \varphi_1 = \pm 1,43 \lambda/b, \quad \sin \varphi_2 = \pm 2,46 \lambda/b, \dots$$

Kadangi intensyvumas proporcingas amplitudės kvadratui, tai

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)^2};$$



15.3 pav. Intensyvumo skirstinys, kai difrakcija vyksta pro vieną plyšį

čia I_0 – šviesos intensyvumas difrakcinio vaizdo viduryje, I_{φ} – intensyvumas B_{φ} taške φ kryptimi. Šios funkcijos grafikas pavaizduotas 15.3 pav. Minimumų skaičius priklauso nuo santykio b/λ . Antrinių maksimumų intensyvumas sparčiai mažėja. Jei $I_0 = 1$, tai

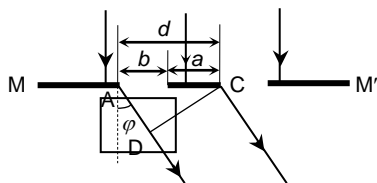
$$I_0 : I_1 : I_2 : \dots = 1 : 0,045 : 0,016 : \dots$$

Maksimumų ir minimumų vietos priklauso nuo bangos ilgio.

Iš išraiškos $b \sin \varphi = \pm m \lambda$ išplaukia, kad atstumas nuo difrakcinio vaizdo centro iki minimumų didėja mažėjant plyšio pločiui b , t. y. siaurėjant plyšiui centrinis maksimumas plečiasi. Kai $b \approx \lambda$, tai $\sin \varphi \approx 1$ ir $\varphi \approx \pi/2$, t. y. pirmasis minimumas slenka į begalinio ekrano kraštą.

2. Difrakcija pro du plyšius

Difrakcijos pro vieną plyšį vaizdas nekinta, jei plyšys stumdomas lygiagrečiai su ekranu. Jei šviesa praeina pro du vienodus tarpusavyje lygiagrečius plyšius, susidaręs vaizdas yra daug sudėtingesnis, nes dar vyksta iš abiejų plyšių sklindančių bangų tarpusavio interferencija.



15.4 pav. Difrakcija pro du plyšius

Tarkime, kad plokščioji banga statmenai krinta į du plyšius (15.4 pav.), kurių kiekvieno plotis b , atstumas tarp jų d . Difrakcinio vaizdo minimumų, susidariusių dėl šviesos difrakcijos pro vieną plyšį, vieta nepakinta ir vykstant difrakcijai pro du plyšius, nes tose vietose, kurių kryptimi šviesa nesklinda nė iš vieno plyšio, nebus jos ir iš dviejų plyšių. Tačiau dėl bangų iš dviejų plyšių tarpusavio interferencijos atsiranda

papildomų difrakcinio vaizdo maksimumų ir minimumų.

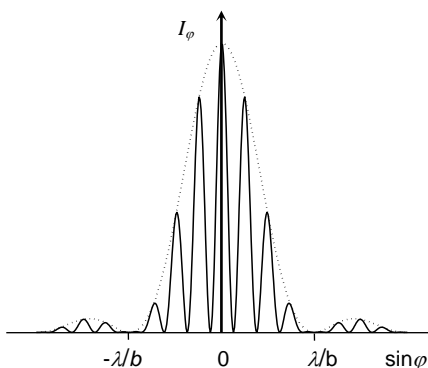
Eigos skirtumas

$$AD = AC \sin \varphi = d \sin \varphi .$$

Šviesos intensyvumo skirstinį ekrano plokštumoje nusako išraiška:

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)^2} \cos^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} d \sin \varphi \right).$$

Pirmasis šios formulės daugiklis apibūdina intensyvumo skirstinį, susidariusį difragavus šviesai pro b pločio plyšį, o antrasis daugiklis – intensyvumo skirstinį interferavus šviesos pluošteliams, sklindantiems iš dviejų plyšių. Funkcijos grafikas pavaizduotas 15.5 pav.



15.5 pav. Intensyvumo skirstinys difraguojant šviesai pro du plyšius

$$\text{Jei } d \sin \varphi = m \lambda \quad (15.2)$$

(čia $m = 0, 1, 2, \dots$), susidaro maksimumas, t. y. iš vieno plyšio atėjusios bangos sustiprina iš kito plyšio atėjusias bangas. Šie maksimumai vadinami *pagrindiniais maksimumais*.

$$\text{Jei } d \sin \varphi = (m + 1/2) \lambda,$$

susidaro papildomi minimumai, t. y. dviejų plyšių siunčiamos bangos silpnina viena kitą.

Difrakcijos dviejuose plyšiuose vaizdą sudaro:

$$\text{Pirminiai minimumai } b \sin \varphi = \lambda, \quad 2\lambda, \quad 3\lambda, \dots$$

$$\text{Papildomi minimumai } d \sin \varphi = \lambda/2, \quad 3\lambda/2, \quad 5\lambda/2, \dots$$

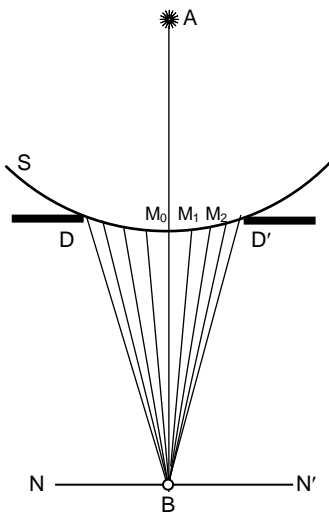
$$\text{Pagrindiniai maksimumai } d \sin \varphi = 0, \quad \lambda, \quad 2\lambda, \quad 3\lambda, \dots$$

Taigi susidaro esminis intensyvumo skirstinio pokytis: tarp dviejų pagrindinių maksimumų atsiranda papildomas minimumas.

Kadangi difrakcijos pro vieną plyšį vaizdo centrinis maksimumas gerokai intensyvesnis už antrinius maksimumus, tai difrakcijos pro du plyšius sukurto vaizdo centrinio maksimumo srityje, t. y. $\sin \varphi = \pm \lambda/b$ srityje, sutelkta beveik visa difragavusios šviesos energija.

Jei atstumas tarp plyšių pastovus, o jų plotis mažėja, tai difrakcinio maksimumo plotis didėja ir tarp jo ribų susidaro daugiau, bet mažesnio intensyvumo juostelių. Kai naudojama baltoji šviesa, centrinis maksimumas yra baltas, o kiti iš kraštų spalvoti.

3. Difrakcija pro apskritą angą



15.6 pav. Šviesos difrakcija pro apskritą angą

Tarkime, kad apskrita anga DD' neskaidrioje kliūtyje praleidžia dalį sferinės bangos, sklindančios iš taškinio spinduolio A (15.6 pav.). Nusakysime bangos sukeltą trikdį taške B atstumu r už kliūties. Suskirstysime bangos paviršių S į žiedines zonas (*Frenelio zonas*) taip, kad atstumai nuo zonos kraštų iki taško B skirtųsi $\lambda/2$, t. y.

$$M_1B - M_0B = M_2B - M_1B = \dots = \lambda/2.$$

Taip suskirsčius bangos frontą, iš atitinkamų gretimų bangos fronto zonų į tašką B ateinančių virpesių fazės priešingos. Rasime zonų matmenis. Pirmajai zonai (15.7 pav.) sudaroma tokia išraiška:

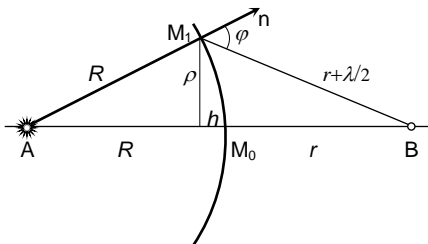
$$\rho^2 = R^2 - (R - H)^2 = (r + \lambda/2) - (r + h)^2.$$

Kadangi R ir $r \gg \lambda$, tai

$$h = \frac{r}{R+r} \frac{\lambda}{2}. \quad (15.3)$$

Sferinio segmento, kurio spindulys ρ , plotas $\sigma_0 = 2\pi R h$. Įrašius (15.3) išraišką gaunama tokia formulė:

$$\sigma_0 = \frac{\pi R r}{R+r} \lambda.$$



15.7 pav. Pirmoji Frenelio zona

Taigi Frenelio metodu bangos frontas suskirstomas į vienodo ploto σ_0 zonas. Iš atskirų zonų į tašką B ateinančių virpesių amplitudės priklauso nuo atstumo r ir kampo φ . Didėjant zonos numeriui k didėja atstumas r_k ir kampas φ . Todėl iki taško B iš atskirų zonų ateinančių virpesių amplitudės monotoniškai mažėja:

$$a_1 > a_2 > \dots > a_k > a_{k+1} > \dots$$

Kadangi iš gretimų zonų į tašką B ateinančiųjų virpesių fazės yra priešingos, tai atstojamojo virpesio amplitudė

$$A_k = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 - \dots \pm a_k .$$

Ženklas prie a_k teigiamas, kai k nelyginis, ir neigiamas, kai k lyginis.

Akivaizdu, kad esant lyginiam zonų skaičiui jų gretimų porų skleidžiamos bangos taške B viena kitą silpnina ir atstojamojo virpesio amplitudė A_k tame taške nedidelė. Kai zonų skaičius nelyginis, vienos zonos skleidžiamos bangos lieka nesusilpnintos ir A_k yra didesnė.

$$A_k = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_k}{2} ;$$

čia pluso ženklas atitinka nelyginį, o minuso – lyginį zonų skaičių k .

Skylėje telpančių zonų skaičius priklauso nuo angos ploto santykio su atskiros zonos plotu bei nuo angos vietos spinduolio atžvilgiu. Tariant, kad h mažas dydis, iš 12.7 pav. galima išreikšti centrinės zonos spindulį

$$\rho_0 = \sqrt{\frac{Rr}{R+r}} \lambda$$

ir k zonos spindulį

$$\rho_k = \sqrt{k \frac{Rr}{R+r}} \lambda . \quad (15.4)$$

Šios zonos spindulys yra kartu ir nagrinėjamosios angos spindulys.

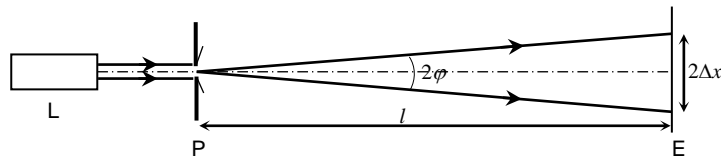
Atstojamojo virpesio amplitudė taške B priklauso nuo atidengtų zonų skaičiaus, kurį lemia taško vieta. Įvairiems taškams k skirtingas. Tuose taškuose, kuriems k nelyginis, A_k didesnė, o kuriems k lyginis – A_k mažesnė.

Išilgai linijos M_0B šviesos intensyvumas, kuris proporcingas amplitudės kvadratui, kinta. Jei spinduolio, angos ir stebimo taško B tarpusavio padėtis pastovi, tai intensyvumas taške B priklauso nuo angos spindulio ρ ir bangos ilgio λ .

Taigi difrakcinis vaizdas už apskritos angos yra pasikartojančių šviesių ir tamsių bendracentrių žiedų sistema. Centre yra arba šviesi (kai zonų skaičius nelyginis), arba tamsi (kai lyginis) dėmė. Šie vaizdai keičia vienas kitą, jei ekranas NN' stumdomas lygiagrečiai DD' atžvilgiu.

Tyrimas

1. Difrakcijos **pro viena plyši** tyrimui naudojama helio-neono lazeris L, kurio spinduliuote ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$) apšviečiamas tiriamasis plyšys P, ir ekranas E, kuriame stebimas difrakcinis plyšio vaizdas (15.8 pav.). Ekране matomas simetrinis difrakcinis vaizdas, susidedantis iš intensyviausio centrinio šviesaus maksimumo ir šalia



15.8 pav. Tyrimo schema

išsidėsčiusių silpnesnių aukštesnių eilių maksimumų. Tarp jų yra tamsūs minimumai. Išmatuojami atstumai $2\Delta x$ tarp pirmųjų (interferencijos eilė $m = \pm 1$) ir antrųjų ($m = \pm 2$) minimumų. Išmatuojamas atstumas l nuo plyšio iki ekrano.

Difrakcijos kampas skaičiuojamas pagal formulę

$$\sin \varphi \approx \tan \varphi = \frac{\Delta x}{l}$$

ir įrašoma į formulę (12.1). Tada plyšio plotis

$$b = m \frac{l}{\Delta x} \lambda .$$

Plyšio plotis skaičiuojamas išmatavus atstumus tarp pirmos ir antros eilės minimumų bei pakeitus atstumą nuo plyšio iki ekrano. Rezultatai vidurkinami.

Keičiant plyšio plotį stebima, kaip keičiasi difrakcinis vaizdas ekrane. Aprašomi pastebėti kokybiniai pokyčiai.

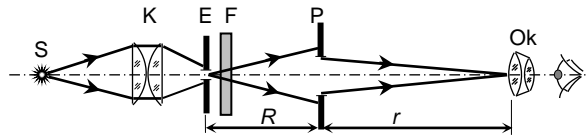
2. Difrakcijos **pro du** vienodo pločio **plyšius**, esančius vienas šalia kito, tyrimui naudojamos tos pačios priemonės (15.8 pav.), tik P yra plokštelė su dviem plyšiais. Ekране stebimas difrakcinis vaizdas, susidedantis iš daugelio smulkesnių maksimumų ir minimumų. Išmatuojamas atstumas $\Delta x'$ tarp $m = 5 \div 10$ maksimumų (arba minimumų), atstumas l nuo plyšių iki ekrano ir skaičiuojamas atstumas d tarp plyšių:

$$d = m \frac{l}{\Delta x'} \lambda .$$

Norint nustatyti tarpelio tarp plyšių plotį a , reikia skaičiuoti plyšio plotį b (pagal 1 p. išdėstytą metodiką). Tada tarpelio plotis $a = d - b$.

Matuojama kelis kartus pakeitus atstumą nuo plyšių iki ekrano.

3. Kadangi interferencijos maksimumų vieta priklauso nuo bangos ilgio λ , iš difrakcinio vaizdo galima nustatyti **spinduliuotės bangos ilgį**. Ši užduotis atliekama pagal tokią metodiką. Kaitrinės lempuotės S šviesa kondensoriumi K nukreipiama į plokštelę E su maža skylute (15.9 pav.). Iš jos sklindanti sferinė banga, perėjusi pro optinį filtrą F, apšviečia plokštelę P su žinomo spindulio ρ skylute. Difrakcinis vaizdas



15.9 pav. Difrakcijos pro apskritą angą tyrimo schema

stebimas pro okuliarą Ok. Pradžioje okuliaras pristumiamas prie pat plokštelės P ir palengva traukiamas išilgai optinės ašies nuo jos. Stebimas difrakcinio vaizdo centras. Pastebėjus centre pirmąją ryškiausią tamsią dėmelę, išmatuojamas atstumas r nuo skylutės P iki okuliario. Šiuo atveju skylutėje tilpo dvi Frenelio zonos. Stumiant okuliarą toliau nustatomos jo vietos, kai matomos kitos tamsios dėmelės vaizdo centre. Zonų skaičius didėja po dvi.

Iš (12.4) formulės galima išreikšti spinduliuotės bangos ilgį:

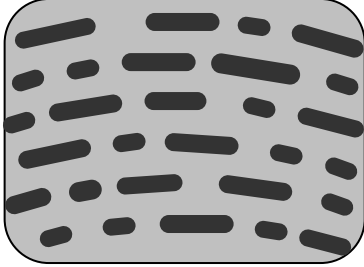
$$\lambda = \frac{R + r}{R r} \frac{\rho^2}{k};$$

čia R – atstumas nuo taškinio spindulio E iki plokštelės P su skylute, r – atstumas nuo plokštelės su skylute iki okuliario, ρ – skylutės spindulys, k – skylutėje telpančių zonų skaičius.

Tyrimo metu matuojama naudojant atskirai du šviesos filtrus ir kelias plokšteles su skirtingo skersmens skylutėmis. Iš tyrimo rezultatų reikia nustatyti, kaip difrakcinis vaizdas priklauso nuo skylutės skersmens, bangos ilgio ir taškinio spindulio vietos stebimos vietos atžvilgiu.

4. Optiniai informacijos kaupikliai – **kompaktiniai diskai** skirti skaitomai informacijai saugoti. Palyginti nesudėtingais šiuolaikiniais metodais galima saugoti didžiulius informacijos kiekius.

Lazerio spindulys naudojamas ne tik informacijai įrašyti, bet ir ją skaityti. Pradinis įrašas daromas ant poliruoto stiklinio disko, padengto šviesai jautriuo lako sluoksniu. Lazerio spindulio paveiktos sluoksnio vietos naikinamos tirpikliu ir lako paviršiuje susidaro mikroskopinės įdubos (15.10 pav.), vadinamos *pitais*. Pitai sudaro spiralinį takelį, prasidedantį disko centre.



15.10 pav. Padidintas CD-ROM disko dalies vaizdas

Diskų kopijų gamyba panaši į patefono plokštelių dauginimą. Nuo stiklinio disko, padengto laku, gaunamos metalinės kopijos, kurios naudojamos kaip matricos presuojant karštus polikarbonato diskus. Ant šių diskų užgarintas metalo sluoksnis atlieka reflektoriaus funkciją. Pagaminti diskai dengiami skaidriu apsauginiu sluoksniu.

Šioje darbo užduotyje tiriama išpjauta kompaktinio disko plokštelė, nuo kurios pašalintas metalinis sluoksnis. Todėl galima tirti spindulių difrakciją pereinančioje šviesoje. Tyrimo metodika analogiška 1 p. išdėstytai metodikai. Ištyrus difrakcinį vaizdą iš išmatuotų duomenų nustatomas atstumas tarp takelių:

$$d = m \frac{\sqrt{l^2 + \Delta x^2}}{\Delta x} \lambda ;$$

čia m – interferencijos eilė, l – atstumas nuo disko plokštelės iki ekrano, Δx – atstumas nuo centrinio interferencijos maksimumo iki m eilės maksimumo.

Žinant atstumą d tarp takelių skaičiuojamas tiriamojo disko takelių tankis, t. y. takelių skaičius vienetiniam ilgiui.