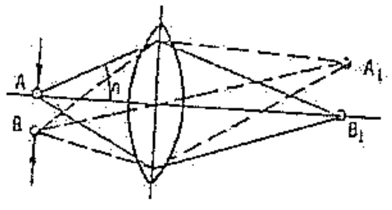
običnom mikroskopiranju, zbog toga, se upotrebljava izdubljeno ogledalo i sabirno sočivo, kao kondenzor koji sakupljene zrake usmeravaju na mikroskopirani predmet.

Abe je dokazao da u objektiv ulazi više svetlosti, ukoliko je njegova numerička apertura (otvor) veća. Ona je data izrazom:

$$A = n \sin \eta \qquad (28.27)$$

gde je n indeks prelamanja sredine između predmeta i objektiva, a η je polovina ugla otvora objektiva, u odnosu na tačku A (na optičkoj osi). Granica uvećanja mikroskopa vezana je za njegovu moć razlaganja. Veliko uvećanje nema opravdanja ukoliko se predmet (naročito detalji) ne vide jasno. Moć razlaganja je utoliko veća, ukoliko su dve bliske tačke A i B na manjem rastojanju, a vide se odvojeno (sl. 28.22). Neka je sa δ označeno rastojanje pomenutih tačaka, tada se na osnovu relacije:



Sl. 28.22

$$\delta = \frac{\lambda}{A} \qquad (28.28)$$

gde je λ — talasna dužina upotrebljene svetlosti, A — numerička apertura objektiva, može zaključiti da će ovo rastojanje biti manje, ukoliko se upotrebi svetlost kraće talasne dužine i ako je numerička apertura A veća.

Recipročna vrednost $1/\delta$ određuje *moć razlaganja*, odnosno:

$$\frac{1}{\delta} = \frac{A}{\lambda} = \frac{n \sin \eta}{\lambda} \qquad (28.29)$$

Veća moć razlaganja se postiže, ako se upotrebi monohromatska svetlost kraće talasne dužine i monobromnaftalinska imerzija ($A=1,6$). U tom je slučaju najmanji razmak $\delta=10^{-7}$ m (ultraljubičasti mikroskop). Ovo je granica moći razlaganja mikroskopa, a s tim u vezi i granica uvećanja. Dalje povećanje moći razlaganja, odnosno uvećanja, postiže se korišćenjem elektronskog mikroskopa.

III. FIZIČKA (TALASNA) OPTIKA

29. INTERFERENCIJA, DIFRAKCIJA I POLARIZACIJA SVETLOSTI

Postoji nekoliko optičkih fenomena koji se mogu objasniti (opisati) samo pomoću talasne prirode svetlosti. Oblast fizike koja se bavi izučavanjem ovih pojava naziva se *fizička* ili *talasna optika*. U ovom je poglavlju izloženo kako se prilikom prostiranja svetlosti javljaju talasne pojave: *interferencija, difrakcija i polarizacija* i kako one dokazuju da je svetlost transverzalni elektromagnetni talas.

29.1. INTERFERENCIJA SVETLOSTI. KOHERENTNA SVETLOST

U okviru mehanike (Deo I, glava XII) opisana je interferencija mehaničkih talasa. Istaknuto je da se interferencija javlja pri susretu dva talasna poremećaja u elastičnoj sredini i to samo u slučaju ako su talasi koherentni. Efekat interferencije se ogleda u tome da u zavisnosti od stalne fazne razlike između talasa na nekim delovima elastične sredine postoje oscilacije velikih amplituda, dok su na drugim delovima amplitude oscilovanja primetno manje. Ako oba talasa potiču od jednog izvora, njihova je fazna razlika određena putnom razlikom δ. Oscilacije maksimalnih amplituda pri susretu talasa jednakih talasnih dužina javljaju se na onim mestima na kojima je putna razlika između talasa jednaka celobrojnom umnošku talasne dužine:

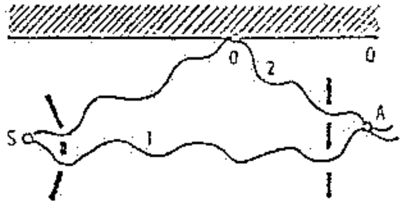
$$\delta = k\lambda, \qquad k=0, \pm 1, \pm 2, \ldots \qquad (29.1)$$

Minimalne amplitude se nalaze na mestima na kojima je putna razlika jednaka neparnom umnošku polovine talasne dužine:

$$\delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}, \qquad k=0, \pm 1, \pm 2, \ldots \qquad (29.2)$$

Ako se prihvati da je svetlost elektromagnetni talas, slična se pojava može očekivati i pri susretu dva snopa svetlosti. Kako je intenzitet svetlosti proporcionalan kvadratu amplitude elektromagnetnih oscilacija, efekat interferencije treba da izazove pojavu svetlih i tamnih mesta na ekranu koji se postavlja na mesto susreta svetlosnih snopova.

Međutim, eksperimenti u kojima je ekran osvetljen sa dva identična svetlosna izvora nisu pokazali efekat interferencije. Ovakvi ogledi ne dovode do interferencije svetlosti, jer svetlost koju zrače prirodni i većina veštačkih izvora potiče od velikog broja atoma koji emituju na potpuno neuređen, haotičan način. Usled toga se i faze emitovanih svetlosnih talasa menjaju haotično, te su talasi nekoherentni i ne pokazuju pojavu interferencije. Da bi se interferencija svetlosti ostvarila, potrebno je da talasi koji se sabiraju budu koherentni. Dva svetlosna talasa su koherentna, ako se njihova fazna razlika ne menja tokom vremena. U sredini čija se optička svojstva ne menjaju tokom vremena, uslov koherentnosti mogu da ispune samo monohromatski talasi (talasi koji imaju strogo definisanu talasnu dužinu), pri čemu se talasne dužine dvaju talasa mogu razlikovati. Talasi koji nisu monohromatski, već sadrže određen dijapazon talasnih dužina mogu biti koherentni samo ako potiču od istog izvora.



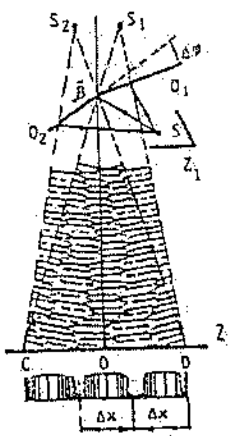
Sl. 29.1

Na osnovu do sada rečenog može se zaključiti da se koherentni svetlosni snopovi najjednostavnije mogu dobiti cepanjem jednog snopa na više delova (sl. 29.1). Pri ponovnom spajanju ovako nastalih koherentnih svetlosnih talasa javlja se interferentna slika. Na ovaj se način ostvaruje interferencija na Frenelovim ogledalima i na tankim planparalelnim providnim slojevima.

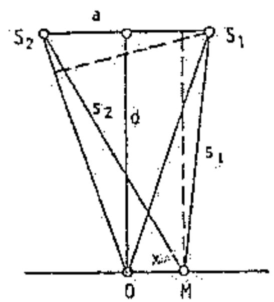
a. Interferencija svetlosti pomoću Frenelovih ogledala

Eksperimentalno utvrđene pojave interferencije svetlosti, bile su prilog u korist talasne (undulacione) teorije o prirodi svetlosti.

Frenel je 1821. god. genijalno smišljenim eksperimentom pojavu interferencije ostvario odbijanjem svetlosti od dva ravna ogledala O_1 i O_2 (sl. 29.2) postavljenim pod malim uglom $\Delta\varphi$. Od tačkastog svetlosnog izvora S nastaju u ogledalima dva lika S_1 i S_2 koji dejstvuju kao dva koherentna izvora. Prema tome odbijeni se zraci prostiru kao da dolaze od dva svetlosna izvora S_1 i S_2. Pregrada Z_1 sprečava direktnu svetlost izvora S da padne na zaklon Z. Kako ovi zraci potiču



Sl. 29.2



Sl. 29.3

od jednog svetlosnog izvora, a prelaze različite puteve, na mestima gde se susreću nastaju naizmenično svetle i tamne pruge. Nastanak svetlih i tamnih pruga proizlazi iz opštih uslova interferencije talasa (29.1) i (29.2). Za objašnjenje interferentnih pruga i za izračunavanje talasnih dužina može da posluži uprošćena slika (sl. 29.3). Neka je a udaljenost likova S_1 i S_2, a d simetrala duži a i normalno

rastojanje od a do tačke O na zaklonu gde se javljaju interferentne pruge. s_1 i s_2 su putevi svetlosnih zraka od svetlosnog izvora do neke tačke M na zaklonu. Sa x je označeno rastojanje od simetrale do svetle ili tamne pruge. Posmatrajući sliku interferencije (sl. 29.2) vidi se da se na mestu tačke 0 javlja svetla pruga, jer je $\delta=0$. Primenom Pitagorine teoreme na sl. 29.3 putevi koje svetlosni zraci prelaze mogu se izraziti na sledeći način:

$$\left.\begin{aligned} s_1^2 &= d^2 + \left(\frac{a}{2} - x\right)^2 \\ s_2^2 &= d^2 + \left(\frac{a}{2} + x\right)^2 \end{aligned}\right\} \qquad (29.3)$$

Kako su veličine a i x male u poređenju sa s_1 i s_2, može se napisati:

$$s_1 + s_2 = 2d \qquad (29.4)$$

Rešavanjem sistema (29.3) dobija se:

$$s_2^2 - s_1^2 = 2ax,$$

odnosno:

$$s_2 - s_1 = \frac{2ax}{s_1 + s_2} \qquad (29.5)$$

Uzimajući u obzir uslove (29.4) i (29.5), razlika puteva δ može se izraziti na sledeći način:

$$\delta = s_2 - s_1 = \frac{a}{d}x \qquad (29.6)$$

Ako se putna razlika definisana relacijom (29.2) uključi u izraz (29.6) za tamna mesta se dobija:

$$\frac{a}{d}x = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$$

rešavanjem prethodnog izraza po x dobija se niz rastojanja tamnih pruga (x_1', x_2', x_3', . . . za $k=0, 1, 2, \ldots$) od tačke O, odnosno:

$$x' = (2k+1)\frac{d}{a}\frac{\lambda}{2} \qquad (29.7)$$

Ako se, međutim, u relaciju (29.6) uvrsti uslov (29.1) za svetla mesta, dobija se:

$$\frac{a}{d}x = k\lambda,$$

a rešavanjem ovog izraza po x dobija se niz rastojanja svetlih pruga ($x_1, x_2, x_3, \ldots$ za $k=0, 1, 2, \ldots$) od tačke O, odnosno:

$$x = k\frac{d}{a}\lambda \qquad (29.8)$$

Neka je sa Δx označeno rastojanje između dve susedne svetle ili tamne pruge (sl. 29.2). Pomenutu veličinu određuju tada rastojanja tih pruga (svetlih ili tamnih) od linije simetrije (tačka O), odnosno:

$$\Delta x = x_{k+1} - x_k.$$

Uvođenjem uslova (29.8) u prethodni izraz, dobija se:

$$\Delta x = \frac{d}{a}\lambda \tag{29.9}$$

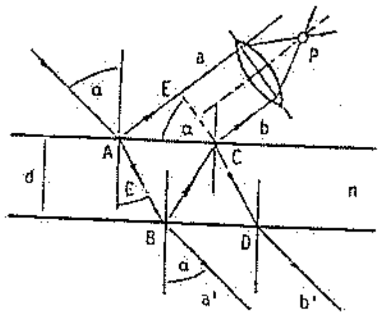
Vidi se da je rastojanje između dve susedne (svetle ili tamne) linije direktno srazmerno talasnoj dužini svetlosti i udaljenosti zaklona, a obrnuto srazmerno međusobnoj udaljenosti likova svetlosnog izvora. Kako se veličine Δx, d i a mogu izmeriti, talasna dužina svetlosti se može odrediti pomoću obrasca:

$$\lambda = \frac{a}{d}\Delta x \tag{29.10}$$

Iz (29.8) se vidi da položaj maksimuma interferentne slike zavisi od talasne dužine svetlosti, te da svaka talasna dužina daje ove položaje na drugom mestu. To znači da se prilikom interferencije polihromatska (složena) svetlost razlaže na monohromatske komponente po talasnim dužinama.

b. Interferencija na tankim slojevima

Pojave prelivanja boja na mehuru od sapunice, na tankom sloju ulja na vodi ili na kosom prelomu stakla, posledice su interferencije svetlosnih talasa odbijenih od prednje i zadnje površine providnog sloja. Na sl. 29.4 je prikazan jedan sloj debljine d i indeksa prelamanja n. Svetlosni zrak koji na njega pada pod uglom α delimično se prelama $[AB]$, a delimično se odbija a od gornje površine sloja. Prelomljeni zrak $[AB]$ se delimično odbija $[BC]$ i na gornjoj površini prelama b, koji sada nastavlja paralelno zraku a. Kako su ova dva zraka koherentna, jer potiču od zajedničkog upadnog zraka, to oni interferiraju u tački P. Od razlike puteva između zraka a i zraka b zavise efekti interferencije. Geometrijska razlika puteva je: $[AB]+[BC]-[AE]$, a optička razlika puteva je:



Sl. 29.4

$$\delta = n\{[AB]+[BC]\} - [AE] \pm \frac{\lambda}{2} \tag{29.11}$$

Pri odbijanju zraka a od gušće sredine dolazi do promene faze (fazni skok) za π, što odgovara putnoj razlici od $\lambda/2$. Sa sl. 29.4 se vidi da je:

$$n\{[AB]+[BC]\} = \frac{2nd}{\cos\beta}.$$

Iz $\Delta\, ABC$ sledi:

$$[AC] = 2d\,\mathrm{tg}\,\beta,$$

pa se dobija:

$$[AE] = 2d\,\mathrm{tg}\,\beta\,\sin\alpha.$$

Na osnovu dobijenih rezultata razlika puteva se može izraziti u obliku:

$$\delta = \frac{2nd}{\cos\beta} - 2d\,\mathrm{tg}\,\beta\,\sin\alpha \pm \frac{\lambda}{2} \tag{29.12}$$

Uvođenjem uslova:

$$\sin\beta = \frac{1}{n}\sin\alpha, \quad \cos\beta = \sqrt{1-\frac{1}{n^2}\sin^2\alpha},$$

relacija (29.12) se može uprostiti:

$$\delta = 2d\sqrt{n^2-\sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2} \tag{29.13}$$

Prema tome, u tački P nastupa pojačanje kada je ispunjen uslov:

$$2d\sqrt{n^2-\sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \qquad (k = 0, 1, 2, \ldots),$$

odnosno:

$$2d\sqrt{n^2-\sin^2\alpha} = (2k+1)\frac{\lambda}{2} \tag{29.14}$$

Slabljenje u tački P nastupa kada je ispunjen sledeći uslov:

$$2d\sqrt{n^2-\sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2} = (2k+1)\frac{\lambda}{2},$$

odnosno:

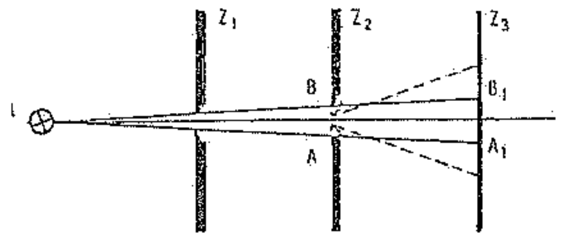
$$2d\sqrt{n^2-\sin^2\alpha} = k\lambda \tag{29.15}$$

Za propuštene zrake a' i b' uslovi interferencije su obrnuti od ovih koji važe za odbijene zrake.

Prema boji tankih listića i razvučenih boja, može se ceniti i debljina tih listića. Na taj se način može dokazati da se sloj ulja na vodi može razvući do monomolekulskog sloja, a time i odrediti red veličine prečnika molekula u njemu.

29.2. DIFRAKCIJA SVETLOSTI

Zakoni geometrijske optike su izvedeni pod pretpostavkom da se svetlost prostire pravolinijski. Međutim, ako na svom putu svetlost pada na tela ili otvore malih dimenzija, koji se mogu porediti sa talasnom dužinom svetlosti, tada se javljaju pojave *difrakcije* (savijanja) svetlosti. Na primer, ukoliko se bela svetlost tačkastog svetlosnog izvora L (sl. 29.5) propusti kroz pukotinu zaklona Z_1 i kroz paralelno postavljenu drugu pukotinu na zaklonu Z_2, tada se na zaklonu Z_3 vidi slika pukotine AB, odnosno A_1B_1 kao posledica pravolinijskog prostiranja svetlosti. Međutim, ako se pukotina na zaklonu Z_2 po širini smanji, na zaklonu Z_3 levo i desno od centralnog lika, zapažaju se obojene pruge, isprekidane tamnim međuprostorima. Ukoliko se pukotina i dalje sužava, osvetljeno područje između Z_2 i Z_3 se širi a intenzitet linija opada sa udaljavanjem od centralnog lika. Očito je da svetlost u ovom slučaju odstupa od pravolinijskog prostiranja, tj. da po izlasku iz sužene pu-



Sl. 29.5

kotine skreće (savija). Slično se dešava ako svetlost naiđe na uske prepreke. U oba slučaja obojene pruge nastaju kao posledica interferencije savijene svetlosti. Skretanje svetlosnih zraka od pravolinijskog prostiranja naziva se *difrakcija* ili *savijanje* svetlosti. I kod talasnih kretanja drugih oblika nailazi se na slične pojave. Na primer, kod talasa na vodi, ili zvučnih talasa. Kako se, međutim, ove pojave zapažaju i kod svetlosti, ovo ide u prilog talasnoj teoriji o prirodi svetlosti.

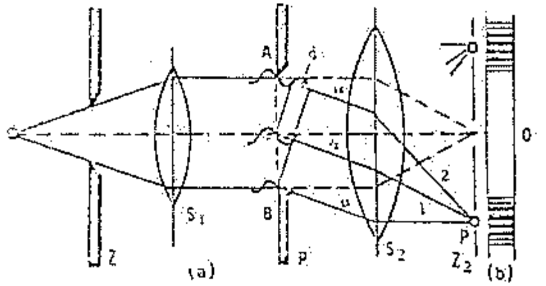
Zraci svetlosti koji padaju na pukotinu mogu biti paralelni ili mogu dolaziti pod određenim uglom. Ako su na celokupnom putu od izvora do ekrana zraci paralelni, nastaje difrakcija Fraunhoferovog tipa. Kod difrakcije Frenelovog tipa zraci mogu biti divergentni ili konvergentni. Na ovom se mestu razmatra samo difrakcija Fraunhoferovog tipa kod koje se svetlost ponaša kao ravan talas (ima ravan talasni front). Kao što je rečeno, pojavu difrakcije redovno prati pojava interferencije između savijenih svetlosnih zraka, između kojih postoji određena putna (fazna) razlika.

Potrebno je istaći da se pojava difrakcije bitno razlikuje od prelamanja svetlosti. Prilikom prelamanja, promena pravca upadnog talasa dešava se na granici dve fizički raznorodne sredine, različitih optičkih gustina. Na toj se granici menjaju brzina prostiranja talasa i njegova talasna dužina. Difrakcija se odigrava prilikom prostiranja u jednoj istoj sredini, kada talas u svom kretanju samo „zakači" granicu između sredina.

a. Difrakcija na pukotini

Nastanak difrakcione slike pri prolasku svetlosti kroz pukotinu može da se objasni pomoću Hajgensovog principa. Posmatrajmo tačkasti svetlosni izvor L (sl. 29.6. a) koji se nalazi u žiži sočiva S_1 i emituje monohromatsku svetlost. Svetlost se pomoću zaklona Z usmerava na sabirno sočivo S_1, na kojem se prelama. Prelamanjem nastaju paralelni zraci koji padaju na puktonu P, koja je na sl. 29.6. a prikazana znatno uvećana. Prema Hajgensovom principu, svaka tačka pukotine postaje izvor novih svetlosnih talasa koji padaju na sočivo S_2 i sakupljaju se na zaklonu Z_2. Svi paralelni zraci koji napuštaju pukotinu pod određenim uglom α fokusiraju se u jednu tačku na zaklonu. Na ovaj se način, usled difrakcije na pukotini P, na zaklonu stvara interferenciona slika (sl. 29.6. b), koja se sastoji od široke svetle

trake na sredini ($x=O$) i okružena je nizom svetlih i tamnih mesta. Svetlost koja stiže do sočiva S_2 sastoji se od velikog broja ravnih talasa. Svi ovi talasi su koherentni (potiču iz istog izvora) i uzajamno se razlikuju samo po fazama. Fazna razlika



Sl. 29.6

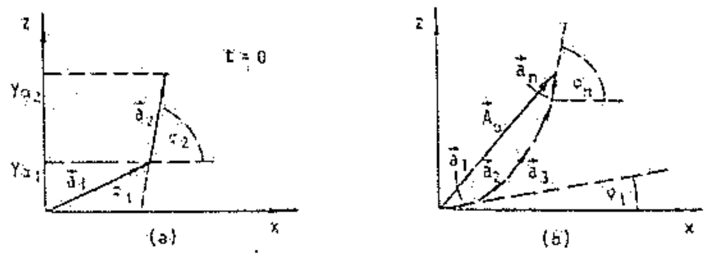
između paralelnih ravnih talasa koji se prostiru pod uglom α nastaje usled njihove putne razlike. Bilo koji i-ti ravan talas može se opisati prostom jednačinom:

$$y_{\alpha i}=\gamma_{\alpha 0}\sin(\omega t+\varphi_i) \tag{29.16}$$

Sabiranjem doprinosa svih talasa $y_{\alpha i}$ dobija se jednačina svetlosnih oscilacija na ekranu:

$$Y_{\alpha}=\sum_{i=1}^{n} y_{\alpha 0}\sin(\omega t+\varphi_i), \quad n\to\infty \tag{29.17}$$

Problem sabiranja velikog broja vremenskih funkcija koje se razlikuju samo po fazama može se svesti na sabiranje vektora (kao što je učinjeno ranije, Talasno kretanje, Deo I). Svakoj funkciji tipa (29.16) pridružuje se vektor $\vec{a}_{\alpha i}$ koji ugaonom brzinom ω rotira oko koordinatnog početka, pri čemu amplitudi $\gamma_{\alpha 0}$ odgovara dužina (moduo) vektora, a početnoj fazi φ_i odgovara ugao koji obrazuju pravac vektora i x-osa (u trenutku $t=0$). Elongacija $y_{\alpha i}$ se dobija kao projekcija vektora (u proizvoljnom trenutku vremena t) na z-osu (sl. 29.7. a). Amplituda rezultujućih oscilacija



Sl. 29.7

određuje se prema pravilima vektorskog sabiranja $\vec{A}_{\alpha}=\Sigma_i\vec{a}_{\alpha i}$, kao što je na sl. 29.7. b i prikazano. Očigledno je da amplituda oscilacija (odnosno dužina, moduo, vektora $\vec{A}_{\alpha}$) postaje jednaka nuli, ako sistem vektora sabiraka obrazuje zatvoreni poligon (početak prvog vektora i kraj poslednjeg se poklapaju), odnosno fazna razlika između prvog i poslednjeg talasa ima vrednost:

$$\Delta\varphi_{1,n} = \pm 2k\pi, \qquad k = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots \tag{29.18}$$

Imajući u vidu da su fazna i putna razlika talasa povezane relacijom:

$$\Delta\varphi_{1,n} = \frac{2\pi}{\lambda}\delta \tag{29.19}$$

zatim da je, prema sl. 29.6, putna razlika između graničnih svetlosnih talasa:

$$\delta = d \sin\alpha,$$

uslov za nastanak difrakcionog minimuma može se napisati u obliku:

$$\sin\alpha = k\frac{\lambda}{d} \tag{29.20}$$

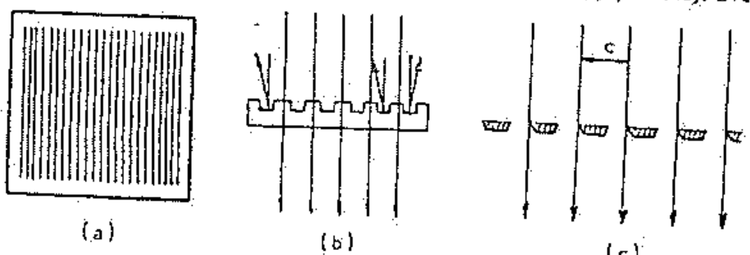
Znači, da na ekranu prva tamna mesta ($k=1$) stvaraju zraci koji dolaze pod uglom:

$$\alpha = \pm \arcsin\left(\frac{\lambda}{d}\right) \tag{29.21}$$

Vidi se da za talasne dužine svetlosti koje su mnogo manje od širine pukotine ($\lambda \ll d$), tamna mesta nastaju već pod uglom $\alpha \simeq 0$, što znači da se na ekran projektuje oštra senka pukotine, bez difrakcije. Položaj prvog minimuma se pomera ka većim uglovima α sa porastom odnosa λ/d, što za stalnu talasnu dužinu znači smanjenje širine pukotine.

b. Difrakcija na rešetki

Difrakcija se javlja i na nizu paralelnih pukotina. Sistem od velikog broja bliskih paralelnih pukotina naziva se *difrakciona rešetka*. Optičke difrakcione rešetke se obično izrađuju od staklenih planparalelnih ploča na koje se na jednakim rastojanjima nanosi veliki broj tankih zareza (do 2400 na 1 mm) (sl. 29.8). Svetlost



(a) (b) (c)

Sl. 29.8

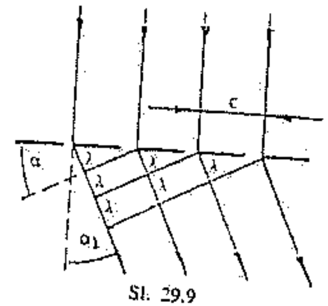
se na zarezima difuzno rasejava, dok se prostor između zareza ponaša kao pukotina koja propušta zrake. Rastojanje između susednih pukotina c (sl. 29.8. c) naziva se *konstanta rešetke*. Ako je širina svake pukotine d, a širina zareza d_0, tada je:

$$c = d + d_0 \tag{29.22}$$

Optičke difrakcione rešetke se mogu urezati i na konkavnim ogledalskim površinama (Rolandove refleksione rešetke) i tada se difrakcija stvara od svetlosnih zraka koji se reflektuju sa ogledalskih površina između zareza. Usled velikog broja pukotina, rešetka propušta puno svetlosti i stvara dobro osvetljenu sliku interferencije.

Uvećana slika dela jedne transmisione difrakcione rešetke sa N pukotina prikazana je na sl. 29.9. Interferenciona slika kod rešetke nastaje usled difrakcije na svakoj pukotini, kao i usled interakcije između N snopova svetlosti koji nastaju na pukotinama. Zbog toga se raspodela intenziteta svetlosti u interferencionoj slici rešetke $I(\alpha)$ dobija kao proizvod raspodele intenziteta usled difrakcije na jednoj pukotini $I_p(\alpha)$ i raspodele intenziteta zbog interferencije N snopova $I_N(\alpha)$:

$$I(\alpha) = I_p(\alpha)\, I_N(\alpha) \tag{29.23}$$



Sl. 29.9

Kako su položaji minimuma u raspodeli $I_p(\alpha)$ već određeni u prethodnom poglavlju (29.2. a), ovde se razmatra raspodela intenziteta monohromatske svetlosti usled međusobne interferencije snopova svetlosti koji nastaju na svakoj pukotini. Primenjen je isti metod kao i u prethodnom poglavlju, s tim da se sada svaki snop iz jedne pukotine koji dolazi pod uglom α opisuje jednačinom oblika (29.16), odnosno vektorom $\vec{a}_{\alpha i}$. Na sl. 29.9 može se zapaziti da je putna razlika između susednih snopova:

$$\delta = c \sin\alpha \tag{29.24}$$

Na osnovu relacije (29.19) fazna razlika između susednih snopova može se izraziti u obliku:

$$\Delta\varphi_{i,i+1} = \frac{2\pi}{\lambda} c \sin\alpha \tag{29.25}$$

Dužina (moduo) vektora:

$$\vec{A}_{\alpha} = \sum_{i=1}^{n} \vec{a}_{\alpha i} \tag{29.26}$$

odgovara sada amplitudi oscilacija (odnosno intenzitet svetlosti) usled sabiranja N snopova.

Vektor $\vec{A}_\alpha$ ima najveću dužinu (intenzitet), ako svi vektori $\vec{a}_{\alpha i}$ koji se sabiraju leže duž jednog pravca i imaju isti smer, tj. ako je fazna razlika između susednih snopova:

$$\Delta\varphi_{i,i+1} = \pm 2k\pi \tag{29.27}$$

Uvrstavanjem (29.27) u (29.15) dobija se položaj glavnih maksimuma u raspodeli $I_N(\alpha)$:

$$\sin\alpha = \pm k\frac{\lambda}{c}; \quad \alpha = \pm \arcsin k\frac{\lambda}{c} \tag{29.28}$$

U ovoj raspodeli postoje i sporedni maksimumi (maksimumi manjeg intenziteta) koji nastaju pod takvim uglom, koji između prvog i n-tog snopa stvara faznu razliku od 180° (sl. 29.10), tj. kada je:

$$N\Delta\varphi_{i,i+1} = \pm(2k+1)\pi \tag{29.29}$$

Položaji sporednih maksimuma su na osnovu (29.29) i (29.25) dati sa:

$$\sin\alpha = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2cN} \tag{29.30}$$

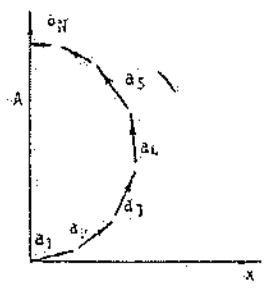
Nultu dužinu (moduo) vektora $\vec{A}_\alpha$, odnosno minimum interferencione slike daje fazna razlika koja zadovoljava uslov:

$$N\Delta\varphi_{i,i+1} = \pm 2k\pi \tag{29.31}$$

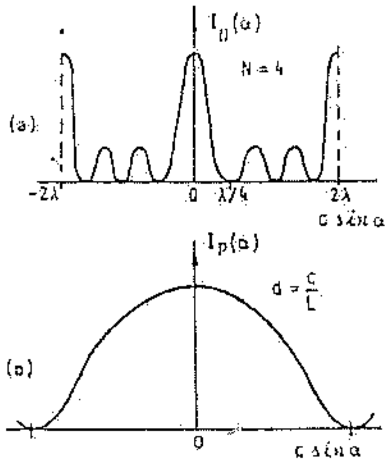
pa minimumi odgovaraju uglovima:

$$\alpha = \pm\arcsin\frac{k\lambda}{cN} \tag{29.32}$$

Dobijeni uslov za minimum važi samo ako je k različito od O, N, $2N$, ..., jer se samo tada razlikuje od uslova za maksimume. Interferenciona slika od $N=4$ snopa prikazana je na sl. 29.11. a.



Sl. 29.10



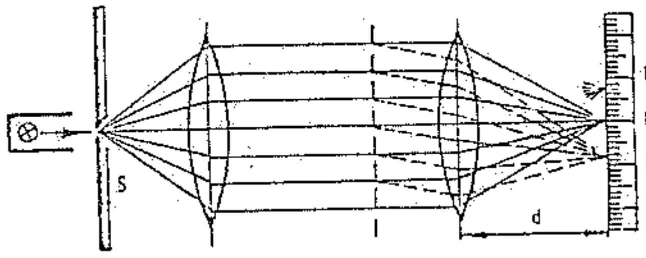
Sl. 29.11

Raspodela intenziteta usled difrakcije na pukotinama $I_p(\alpha)$ je prikazana na sl. 29.11. b, za širinu pukotine $d=c/2$. Kao što je već istaknuto interferenciona slika rešetke se dobija množenjem dve pomenute raspodele. To znači da se visine maksimuma na sl. 29.11. a menjaju tako da kriva na sl. 29.11. b bude njihova obvojnica. Od svih glavnih maksimuma raspodele I_N u raspodeli I ostaju samo oni koji se ne poklapaju sa mestom minimuma raspodele I_p. Znači glavni maksimumi u raspodeli

I se javljaju na svim mestima koje određuje uslov (29.28), sem onih za koje je k celobrojni umnožak odnosa c/d (ovaj odnos je obično ceo broj). Sa povećanjem broja pukotina N na rešetki, broj sporednih maksimuma između dva glavna maksimuma se povećava, ali im intenzitet znatno opada.

Brojna vrednost konstante k u relaciji (29.28) određuje red interferencije. Prema tome, razlikuju se interferentni maksimumi prvog $k=1$, drugog $k=2$, ..., reda. Sa povećanjem reda interferencije visina maksimuma opada.

Iz (29.28) i (29.32) vidi se da položaj interferentne slike zavisi od talasne dužine svetlosti. Ako se rešetka ozrači složenom (polihromatskom) svetlošću, ona se u interferentnoj slici razlaže na komponente. Oko nultog maksimuma koji ostaje nerazložen (jer za $k=0$, položaj maksimuma je $\alpha=0$, nezavisno od λ) simetrično se javljaju spektri svetlosnog izvora (sl. 29.12) u pojedinim redovima interferencije. U ovim spektrima ljubičasti (kratkotalasni) deo savija manje od crvenog (dugo-



Sl. 29.12

talasnog) dela. U spektrima prvog reda ($k=1$) koji se javljaju pod malim uglovima skretanja α, kada važi $\sin\alpha \simeq \alpha$, skretanje je direktno srazmerno talasnoj dužini. S obzirom na ovu osobinu kaže se da rešetka daje normalan spektar (ima linearnu disperziju).

U optičkoj spektroskopiji se često koristi rešetka za merenje talasne dužine i intenziteta spektralnih linija. Ako je konstanta rešetke c poznata, može se merenjem ugla skretanja α pomoću relacije (29.28) odrediti talasna dužina spektralne linije. Kod istraživanja složenih spektara veoma važna karakteristika rešetke je moć razlaganja. Moć razlaganja D pokazuje na koji ugao može rešetka razložiti dve bliske spektralne linije i definiše se relacijom:

$$D = \frac{d\alpha}{d\lambda} \tag{29.33}$$

Moć razlaganja rešetke se može izračunati diferenciranjem relacije (29.28) što daje:

$$\cos\alpha\, d\alpha = \frac{k}{c}\, d\lambda \tag{29.34}$$

odakle se dobija:

$$D = \frac{k}{c\cos\alpha} \tag{29.35}$$

Za male uglove α može se primeniti aproksimacija $\cos\alpha \simeq 1$, pa se moć razlaganja može izraziti relacijom:

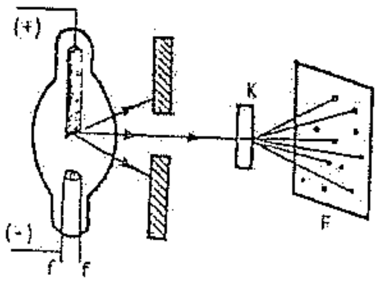
$$D \simeq \frac{k}{c} \qquad (29.36)$$

Kao što se vidi na osnovu dobijenih relacija, moć razlaganja rešetke se povećava smanjenjem konstante rešetke. Moć razlaganja rešetke se povećava i redom interferencije. Međutim, spektri višeg reda su obično veoma slabog intenziteta i mogu se uzajamno prekrivati.

U poređenju sa disperzijom svetlosti kroz prizmu, rešetka daje bolje razložen, normalan spektar. Disperzija u slučaju prizme nije linearna, svetlosni zraci kraće talasne dužine skreću više.

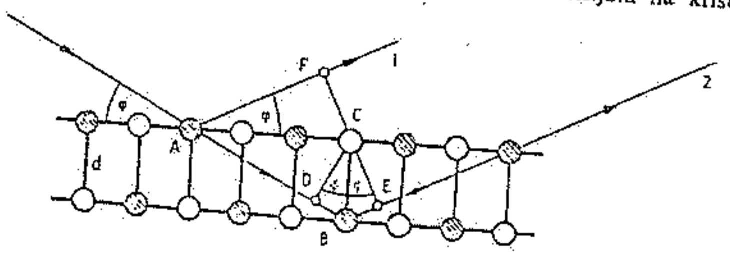
c. Difrakcija X-zraka

X-zrake je otkrio Rentgen 1895. god., pa se oni danas nazivaju rendgenski zraci. To su zraci elektromagnetne prirode, talasna dužina im se nalazi u intervalu 0,001 nm do 10 nm, a javljaju se na mestima gde se brzi elektroni naglo koče. To se obično postiže pomoću vakuumske rendgenske cevi, čije je funkcionisanje dato shematski na sl. 29.13. Usijana katoda vrši termojonsku emisiju elektrona, koji se ubrzavaju snažnim električnim poljem. Usled visokog napona, od nekoliko desetina kV između katode K i antikatode A_k, elektroni dobijaju vrlo velike brzine i udaraju u antikatodu, sa koje dolazi do emisije *X*-zraka.



Sl. 29.13

S obzirom na malu talasnu dužinu rendgenskih zraka, njihova se interferencija nije mogla dobiti nikakvom načinjenom rešetkom. Laue je došao na pomisao da bi kristali mogli poslužiti kao difrakciona prostorna rešetka za *X*-zrake. Pravilno raspoređeni atomi u kristalu čine rešetku, na kojoj se javlja primetna difrakcija *X*-zraka. Na sl. 29.14 prikazana je refleksija *X*-zraka difrakcijom na kristalnoj rešetki NaCl.



Sl. 29.14

Breg je jednostavno objasnio pojave difrakcije *X*-zraka putem refleksije na pojedinim ravnima rešetke. Horizontalne linije predstavljaju ravni kristala na koje pada uzak snop zraka. Ugao φ između zraka i ravni naziva se ugao sjaja. Na svakoj ravni jedan se deo upadnog zračenja odbija po zakonima odbijanja i svi nizovi talasa odbijenih od ravni pod uglom φ nalaze se u fazi. Intenzitet odbijenog zraka može biti primetan samo u slučaju ako se usled interferencije sa zracima odbijenim od susednih ravni, pojača. Ovo nastupa u slučaju ako su talasi (zraci) 1 i 2 međusobno u fazi u tačkama E i F, odnosno ako im je putna razlika jednaka celom broju talasnih dužina $k\lambda$. Na sl. 29.14 se vidi da je $[AF]=[AD]$, tako da zrak 2 prelazi duži put nego zrak 1. Ova razlika iznosi $[DB]+[BE]$ ili $2\,[DB]$. Ako je d rastojanje između dve susedne ravni rešetke, tada je: $2\,[DB]=2\,d\sin\varphi$. Prema tome, reflektovani zrak ima pojačan intenzitet ako je:

$$\sin\varphi = k\frac{\lambda}{2\,d} \qquad (29.37)$$

Relacija (29.37) je poznata kao Bregov zakon. Ugao φ može da se odredi posmatranjem odbijenog snopa i tada se može odrediti λ ako je poznato d, ili obrnuto.

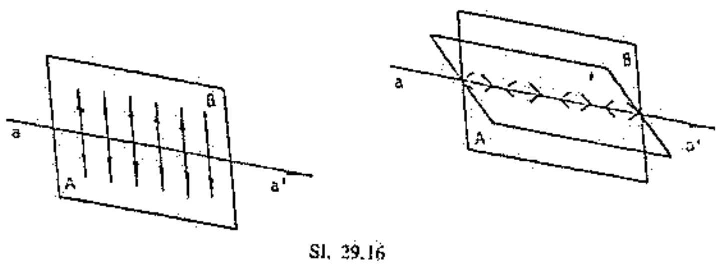
Na sl. 29.15 prikazana je fotografija koja je dobijena upravljanjem uskog snopa *X*-zraka na tanku pločicu kristala kvarca i hvatanjem difraktovanog snopa na fotografsku ploču. Svaka tačka odgovara odbijanju od posebnog niza kristalnih ravni.

Sl. 29.15

Difrakcija *X*-zraka (i neutrona) na kristalima može se koristiti ne samo za merenje talasnih dužina rendgenskih zraka, nego i za rešenje obrnutog zadatka: za određivanje strukture kristala pri korišćenju zraka poznatih talasnih dužina. Detaljno izučavanje oblika difrakcionih slika na raznim kristalima omogućava da se utvrdi geometrijski tip njima odgovarajućih rešetki. Ispitivanja ove vrste razvila su se danas u samostalnu granu fizike, poznatu pod nazivom *rendgenska strukturna analiza*. Rendgenska strukturna analiza nalazi široku primenu i u kristalografiji i u tehnici, gde predstavlja važan metod za izučavanje svojstava materijala (čelika, legura obojenih metala itd.).

29.3. POLARIZACIJA SVETLOSTI

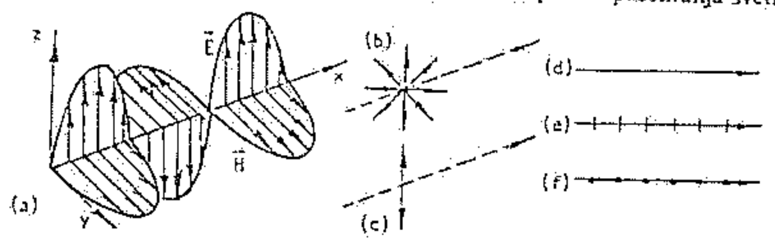
Interferencija i difrakcija svetlosti su pojave koje potvrđuju da je svetlost talasne prirode. Međutim, oni ne daju odgovor na pitanje da li su svetlosni talasi transverzalni ili longitudinalni. U transverzalnom talasu, koji se prostire u pravcu aa' (sl. 29.16. a), sve tačke optičke sredine izvode oscilacije u određenoj ravni AB.



Sl. 29.16

Prema tome, transverzalni talas u odnosu na razne ravni postavljene kroz pravac njegovog prostiranja, ima različita svojstva. U longitudinalnom talasu, međutim, oscilacije se vrše duž pravca prostiranja talasa aa' i njegova svojstva su ista u odnosu na bilo koju AB (sl. 29.16. b), postavljenu kroz pravac njegovog prostiranja. Pojava polarizacije svetlosti daje nedvosmislen dokaz da je svetlost transverzalni elektromagnetni talas.

Pod pojavom polarizacije podrazumeva se proces takvog uzajamnog dejstva prirodne svetlosti i neke materijalne sredine, pri kojem se prirodna svetlost pretvara u polarizovanu svetlost. Eksperimentalno je utvrđeno da se svetlost sastoji od transverzalnih elektromagnetnih talasa sa uzajamno normalnim vektorima električnog $\vec{E}$ i magnetnog polja $\vec{H}$ (sl. 29.17. a) koji su normalni na pravac prostiranja svetlosti.



Sl. 29.17

Svetlosni talas koji je emitovan od strane jednog određenog atoma svetlosnog izvora u jednom aktu emisije (prelaskom elektrona sa pobuđenog na osnovno stanje atoma) ima važnu osobinu da mu vektor električnog polja $\vec{E}$ osciluje u strogo određenoj ravni zx (sl. 29.17. a), a vektor magnetnog polja $\vec{H}$ takođe u određenoj ravni yx. Talas ovakvih osobina naziva se *linearno polarizovan talas*, jer u bilo kojoj tački duž njegovog prostiranja vektori $\vec{E}$ i $\vec{H}$ zadržavaju polaznu ravan oscilovanja. Dogovorom je usvojeno da se vektor jačine električnog polja $\vec{E}$ naziva *svetlosni vektor* i koristi se za opis pojava u optici. Ravan u kojoj osciluje vektor električnog polja $\vec{E}$ naziva se *ravan oscilovanja svetlosnog talasa*. Kod linearno polarizovane svetlosti, ravan normalna na ravan oscilovanja svetlosnog vektora naziva se *polarizaciona ravan*.

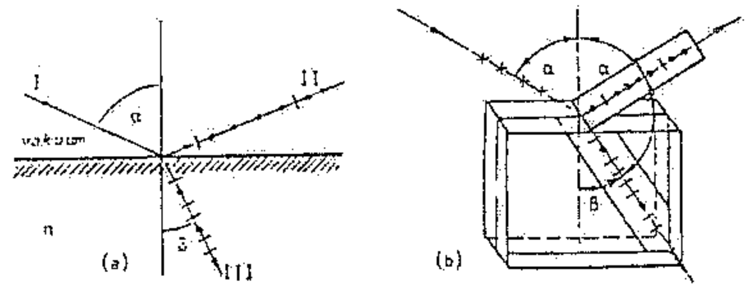
Svaki realni izvor svetlosti sastoji se iz velikog broja atoma i molekula, koji zrače svetlosne talase potpuno neuređeno, sa svim mogućim orijentacijama ravni oscilovanja, normalnih na pravac prostiranja (sl. 29.17. b). Ovakva svetlost nije polarizovana i naziva se *nepolarizovana* ili *prirodna svetlost*. Između faza pojedinih talasa ne postoji nikakva veza, one su haotično raspoređene. Kod linearno polarizovane svetlosti svetlosni vektor menja intenzitet i smer, a pravac mu ostaje isti (sl. 29.17. c).

Da bi se na crtežima polarizovani zrak razlikovao od prirodnog, usvojeno je da se: prirodni zrak predstavlja pravom linijom (sl. 29.17. d), linearno polarizovani zrak čija se ravan oscilovanja poklapa sa ravni crteža predstavlja kao prava linija sa crticama (sl. 19.17. e), a ako je ravan oscilovanja normalna na ravan crteža, označava se pravom linijom sa tačkama (sl. 29.17. f).

Svetlost može biti delimično linearno polarizovana[74], kao i cirkularno i eliptično polarizovana. Na ovom se mestu govori samo o linearno polarizovanoj svetlosti. Linearno polarizovana svetlost se može dobiti na više načina kao što su: odbijanje, dvojno prelamanje, selektivna apsorpcija rasejanjem, prolaskom svetlosti ili njenim prelamanjem kroz optički anizotropna tela[75] itd.

a. Polarizacija svetlosti odbijanjem

Kada se svetlosni zrak pusti pod izvesnim uglom α na graničnu površinu vazduh-providna sredina, on se jednim delom odbija, a drugim prelama na osnovu zakona prelamanja, odnosno odbijanja (sl. 29.18 a). Odbijeni i prelomljeni zrak su



Sl. 29.18

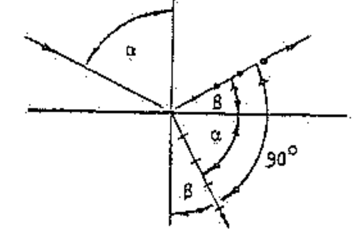
pri tome delimično linearno polarizovani, a njihove ravni polarizacije stoje međusobno normalno (odbijeni zrak je polarizovan u ravni koja je normalna na upadnu ravan, dok je prelomljeni zrak polarizovan u ravni koja je paralelna upadnoj ravni, sl. 29.18. b).

Engleski fizičar Bruster je našao da se maksimalna linearna polarizacija postiže pri onom upadnom uglu α (sl. 29.19) čiji odbijeni i prelomljeni zrak obrazuju prav ugao. Taj se ugao naziva *polarizacioni ugao*. Sa sl. 29.19 se vidi da je:

$$\beta = 90° - \alpha,$$

a kako je:

$$n_{2,1} = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta},$$



Sl. 29.19

ili

$$n_{2,1} = \frac{\sin\alpha}{\sin(90° - \alpha)} = \frac{\sin\alpha}{\cos\alpha} = \operatorname{tg}\alpha,$$

odnosno

$$n_{2,1} = \operatorname{tg}\alpha$$

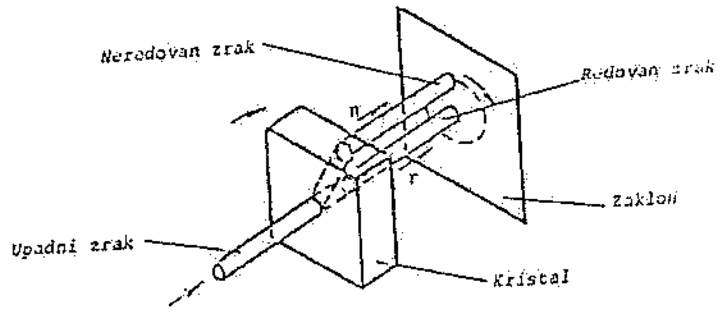
[74] Kada sadrži talase pretežno sa svetlosnim vektorom orijentisanim u jednom pravcu a manji broj u ostalim pravcima.

[75] Pod optički anizotropnom sredinom podrazumeva se ona, čija su optička svojstva (brzina prostiranja svetlosti, indeks prelamanja i dr.) različita u različitim pravcima.

Znači, da se na osnovu poznatog indeksa prelamanja može izračunati polarizacioni ugao. Na primer, za vazduh i kron-staklo čiji je indeks prelamanja $n_{2,1} = 1,52$, polarizacioni ugao iznosi oko 57°. Pri nekom drugom uglu upadnog zraka, polarizacija je samo delimična.

b. **Dvojno prelamanje**

Ako se slova posmatraju kroz kristal islandskog kalcita, $CaCO_3$, vide se udvojena. Obrtanjem kristala jedna slika miruje, dok se druga obrće u krug zajedno sa kristalom. Ista se pojava opaža, ako se uzak snop paralelne svetlosti propusti kroz kristal islandskog kalcita (sl. 29.20). Na zaklonu se vide dva lika: jedan r u prvo-



Sl. 29.20

bitnom pravcu, a drugi n, pomeren u stranu. Obrtanjem kristala oko zraka r ovaj ostaje nepokretan, a drugi se obrće oko njega. Iz ovoga se može zaključiti da kristal deli prirodni zrak na dva dela, zraka, koji se različito prelamaju. Prvi r, se prelama po zakonima prelamanja i naziva se *redovan zrak*, a drugi n, odstupa od ovih zakona i naziva se *neredovan zrak*.

Ako se kroz kristal propusti linearno polarizovana svetlost, likovi su u opštem slučaju, različitog intenziteta. Obrtanjem kristala za 360°, intenzitet likova se menja od maksimalne vrednosti do gašenja i to tako da je jedan ugašen, kada drugi ima maksimalan intenzitet. Iz ove se analize može ustanoviti da su oba zraka, redovan i i neredovan, linearno polarizovana i da su njihove polarizacione ravni međusobno normalne.

Dvojno prelamaju islandski kalcit, turmalin, kvarc, herapatit i mnogi drugi providni kristali.

Pojave dvojnog prelamanja su posledice kristalne strukture. Optičke osobine kristala nisu u svim pravcima jednake i brzina svetlosti zavisi od pravca svetlosnog zraka u kristalu. Jedino u pravcu optičke ose kristala redovan i neredovan zrak imaju jednaku brzinu, a u svim ostalim pravcima njihove su brzine različite. Prema tome i indeks prelamanja je u tom slučaju jednak za oba zraka u pravcu optičke ose, a tada se, logično, upadni zrak ne udvaja.

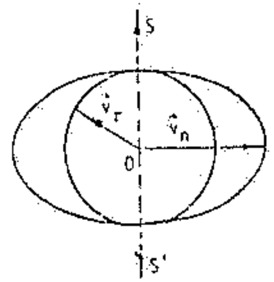
Prema Hajgensu, shematski su (sl. 29.21) prikazane brzine redovnog i neredovnog zraka iz jedne tačke 0 u kristalu kalcita. Kako su te brzine različite, na sl. 29.21 krug i elipsa predstavljaju preseke površine lopte i rotacionog elipsoida do kojih su dospeli talasi redovnog i neredovnog zraka. Loptasta površina pripada redovnom, a elipsoidna neredovnom zraku.

U pravcu optičke ose talasi redovnog i neredovnog zraka stižu do jednake udaljenosti (pravac ose ne treba zameniti sa pravom). Prema tome, u pravcu ose oba zraka imaju jednaku brzinu. Kao što se vidi, redovan zrak ima u svim pravcima jednaku brzinu i njegove su talasne površine sferne. On se ponaša po zakonu prelamanja i njegov indeks prelamanja (1,65) je konstantan za svaki upadni ugao.

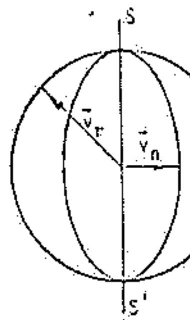
Brzina neredovnog zraka je promenljiva, njegove talasne površine su elipsoidi. Jasno je da je i njegov indeks prelamanja promenljiv. Najveća vrednost indeksa prelamanja je u slučaju kada zrak prolazi paralelno optičkoj osi, ona je tada jednaka vrednosti indeksa prelamanja redovnog zraka (1,65). Najmanji indeks prelamanja javlja se u slučaju kada je pravac upadnog zraka normalan na pravac optičke ose. Prema tome, indeks prelamanja neredovnog zraka zavisi od upadnog ugla i u slučaju kada svetlost pada u pravcu optičke ose (sl. 29.21), jedino se onda zrak ne deli.

Kristali koji imaju jednu optičku osu nazivaju se jednoosni (kristali tetragonalnog i heksagonalnog sistema). Znači, kristal islandskog kalcita je optički jednoosan.

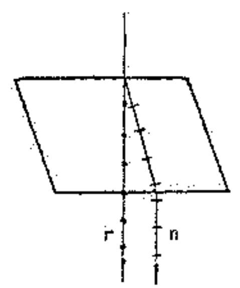
Kristali koji imaju dve optičke ose, a to znači da imaju dva pravca u kojima je brzina prostiranja jednaka, nazivaju se optički dvoosni. Takvu osobinu imaju kristali rombičnog i monokliničnog sistema. Nijedan od dva razdeljena zraka se ne ponaša po Dekart-Snelijusovom zakonu prelamanja. Kod kristala islandskog kalcita zapaža se da je brzina prostiranja veća, a indeks prelamanja manji, za neredovni zrak u odnosu na redovni. (sl. 29.21).



Sl. 29.21



Sl. 29.22



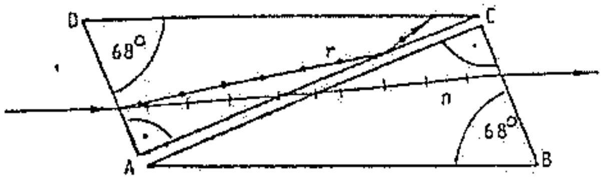
Sl. 29.23

Postoje jednoosni kristali, na primer, kvarc kod kojih je stvarna brzina redovnog zraka veća, a njegov indeks prelamanja manji u odnosu na neredovan zrak. U prvom slučaju kristali pokazuju negativno dvojno prelamanje (sl. 29.21), a u drugom pozitivno (sl. 29.22). Kako je rečeno, dvojnim prelamanjem prirodne svetlosti dobijaju se linearno polarizovani izlazni zraci, kod kojih su ravni oscilovanja redovnog i neredovnog zraka međusobno normalne (sl. 29.23). Kako su izlazni zraci blizu jedan drugom, da bi se polarizovana svetlost dobijena dvojnim prelamanjem mogla koristiti, jedan od ova dva zraka mora se ukloniti.

1. **Nikolova prizma.** Otklanjanje jednog od dva zraka engleski fizičar Nikol je postigao pomoću prizme. Ista je po njemu nazvana *Nikolova prizma*. Osnove kristala islandskog kalcita se izbruse tako da se bočnim stranama obrazuju ugao od

68°. Kristal se zatim preреže po ravni AC koja je normalna na obe osnove. Na sl. 29.24 prikazan je uzdužni presek Nikolove prizme. Presek se uglača i slepi kanada--balzamom (vrsta smole).

Kada na ovakvu prizmu pada prirodni zrak, tada se deli na redovan i neredovan. Indeks prelamanja za redovan zrak je veći (1,658), a za neredovan je manji (1,468) od indeksa prelamanja kanada-balzama (1,53). Kako redovan zrak pada na



Sl. 29.24

kanada-balzam pod većim upadnim uglom od graničnog ugla (68°), on se od sloja kanada-balzama totalno reflektuje i odvaja od neredovnog zraka. Prema indeksu prelamanja (1,658) redovnog zraka, vidi se da je kalcit za njega optički gušća sredina od kanada-balzama, zbog čega i dolazi do totalne refleksije. Neredovan zrak, za koji je kalcit optički ređa sredina od kanada-balzama, prolazi kroz prizmu i kao linearno polarizovan izlazi iz nje. Redovan zrak je apsorbovan slojem crne boje kojom je premazana prizma. Na ovaj se način, dvojnim prelamanjem, dobija linearno polarizovana svetlost.

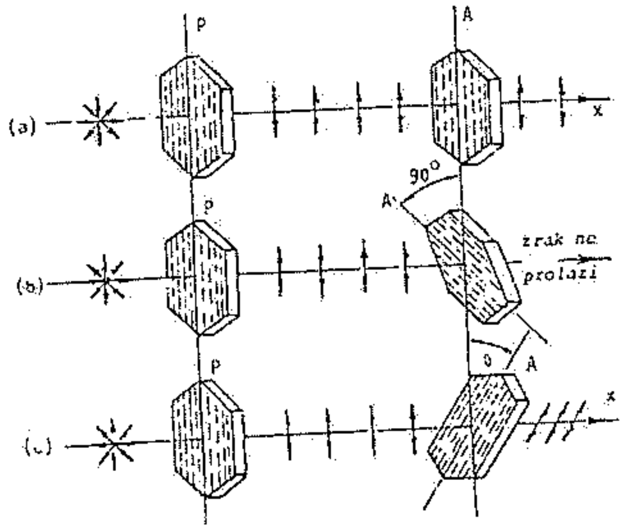
Neki kristali (turmalin, hepatit, jod-kinin i dr.), pored dvojnog prelamanja, imaju osobinu da jedan polarizovani zrak više apsorbuju od drugog, pa se na taj način takođe može dobiti polarizovana svetlost. Pločice turmalina sečene paralelno glavnoj kristalografskoj osi apsorbuju redovan zrak, a neredovan zrak izlazi kao linearno polarizovan.

Optički sistem koji polarizuje prirodnu svetlost naziva se *polarizator*, a sistem kojim se utvrđuje da je svetlost polarizovana, naziva se *analizator*. Na sl. 29.25 prikazan je sistem koji sačinjavaju polarizator P i analizator A. Pomoću ovakvog sistema se može utvrditi da li je neka svetlost linearno polarizovana, jer iako se polarizovana svetlost vidi, ne može se neposredno slobodnim okom razlikovati od prirodne svetlosti. Nakon prolaska kroz polarizator P obična svetlost prelazi u polarizovanu, čija je ravan oscilovanja na sl. 29.25. a vertikalna. Ako je osa analizatora A paralelna osi polarizatora P, polarizovana svetlost prolazi kroz analizator. Kada ose polarizatora i analizatora obrazuju ugao od 90° (sl. 29.25. b) (ukršteni položaji), polarizovana svetlost ne može da prođe kroz analizator, jer je u celini apsorbovana u analizatoru. Kada su ose polarizatora i analizatora pod proizvoljnim uglom ϑ (sl. 29.25. c), kroz analizator prolazi samo deo svetlosti. Zavisnost intenziteta svetlosti propuštene kroz analizator od ugla obrtanja analizatora ϑ data je relacijom:

$$I = I_0 \cos^2 \vartheta \qquad (29.39)$$

gde je I_0 intenzitet svetlosti koja pada na analizator. Relacija (29.39) izražava *Malusov zakon*, čija je formulacija: *Intenzitet svetlosti koju propušta analizator srazmeran je kvadratu kosinusa ugla između analizatora i polarizatora.* Ovaj se zakon odnosi na

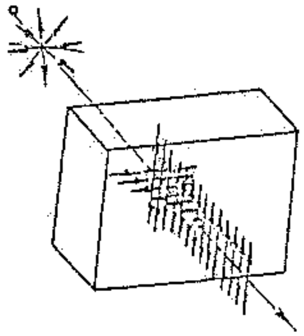
relativni intenzitet svetlosti, tj. intenzitet po odbitku apsorpcije. Daljim obrtanjem analizatora (za $\vartheta > \pi/2$) proces se ponavlja. Ako se analizator obrne za π, svetlost se ponovo javlja, a za $3\pi/2$ ponovo gasi itd.



Sl. 29.25

c. Polarizacija pomoću selektivne apsorpcije. Polaroidi

Izvesni kristali (na primer, turmalin) imaju osobinu da osim razlaganja svetlosti u redovan i neredovan zrak pokazuju i znatno veću apsorpciju za jedan od njih. Ova se pojava naziva selektivna apsorpcija (dihroizam). Na sl. 29.26 prikazan je ovakav način dobijanja polarizovane svetlosti. Zrak prirodne (nepolarizovane) svetlosti prolazi kroz kristal, u kojem se javlja dvojno prelamanje. Redovan zrak (koji na slici osciluje u horizontalnoj ravni), ukoliko je put kroz kristal dovoljno dug, biva potpuno apsorbovan, a neredovan (koji na slici osciluje u vertikalnoj ravni) prolazi kroz kristal veoma malo apsorbovan. Na taj se način na izlaznoj strani kristala pretežno dobija jedan polarizovan zrak, što je i bio cilj.



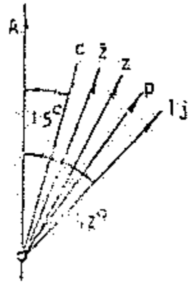
Sl. 29.26

Za dobijanje polarizovane svetlosti često se danas koriste tzv. *polaroidi*. Polaroid sačinjava prozračan tanak film od želatina, u kojem su posebnim tehnološkim postupkom ugrađeni veoma sitni igličasti kristali herapatita (kristala kinin--jodsulfata). Iako ovi polaroidi daju samo približno linearno polarizovanu svetlost, njihova je prednost u tome što se mogu izraditi u dovoljno velikim dimenzijama i ekonomičniji su za praktičan rad.

d. Obrtanje polarizacione ravni. Optička aktivnost

Gledajući kroz ukrštene Nikolove prizme monohromatsku svetlost, posmatrano polje je tamno. Ako se između njih stavi pločica od kvarca, sečena okomito na optičku osu, polje posmatranja postaje svetlo. Da bi se gašenje ponovo postiglo, analizator se mora obrnuti za izvestan ugao α. To znači da je svetlost koja prolazi kroz pločicu ostala linearno polarizovana, ali da se ravan oscilovanja, odnosno polarizaciona ravan u kvarcu obrnula za izvestan ugao α. Taj se ugao naziva ugao obrtanja (rotacije) i on zavisi od debljine pločice i od talasne dužine svetlosti.

Osobinu obrtanja polarizacione ravni osim kvarca imaju i neki drugi kristali, zatim rastvori organskih materijala, na primer šećera, vinske kiseline itd. Takvi se materijali nazivaju *optički aktivne supstance*. Neke od ovih supstanci obrću polarizacionu ravan udesno, a neke ulevo, računajući smer obrtanja prema tome u koju se stranu obrće analizator, da posmatrano polje bude ponovo tamno. Neki kristali kvarca imaju desnu (desni kvarc), a neki levu rotaciju (levi kvarc).



Sl. 29.27

Obrtanje ravni oscilovanja nastaje usled asimetrije molekula kod optički aktivnih supstanci. Asimetrična organska jedinjenja sadrže atom ugljenika kod kojeg su za četiri veze vezane različite funkcionalne grupe, kao, na primer, kod mlečne kiseline (CH_3—CHOH—COOH), grupe COOH, OH, CH_3 i H.

Ako se umesto monohromatske svetlosti propusti bela svetlost kroz pločicu kvarca, svakoj talasnoj dužini odgovara drugi ugao obrtanja i prema tome, dobija se, za različite položaje analizatora, različito obojeno vidno polje. Najmanji ugao je za crvenu (za kristal kvarca iznosi 15°), a najveći za ljubičastu (za kristal kvarca iznosi 50°) svetlost (slično prelamanju kroz prizmu). Na sl. 29.27 je prikazan ugao obrtanja polarizacione ravni različitih talasnih dužina (crvene, žute, . . ., ljubičaste) svetlosti, koja prolazi kroz desni kristal debljine 1 mm. OA je polarizaciona ravan bele svetlosti. Obrtanjem analizatora za određeni ugao gasi se odgovarajuća boja i polje je obojeno komplementarnom bojom. Ova se pojava naziva *rotaciona disperzija*. Zavisnost ugla obrtanja od talasne dužine svetlosti slična je onoj za indeks prelamanja svetlosti. Ako se ugao obrtanja ravni polarizacije po jedinici dužine koju svetlost prođe kroz kristal označi kao *specifična moć rotacije* i obeleži sa $[\alpha]$, tada je:

$$[\alpha] = M + \frac{N}{\lambda^2} \tag{29.40}$$

gde su M i N konstante (date u tablicama).

Ugao obrtanja ravni polarizacije monohromatske svetlosti je srazmeran dužini puta kroz optički aktivno telo. U čvrstim telima, na primer, ugao obrtanja φ je direktno srazmeran dužini d puta svetlosti:

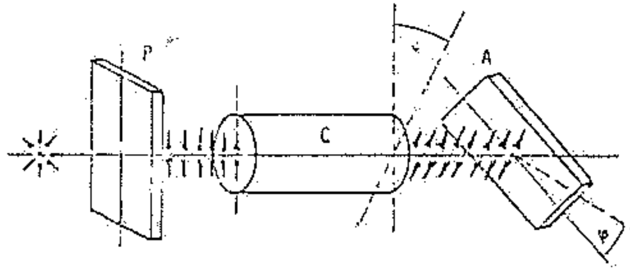
$$\varphi = [\alpha] d \tag{29.41}$$

Specifična moć rotacije $[\alpha]$ zavisi od prirode supstance, temperature i talasne dužine svetlosti. Za rastvore optički aktivnih supstanci važi relacija:

$$\varphi = [\alpha] cd \tag{29.42}$$

gde je c koncentracija optički aktivne supstance u rastvoru.

Ugao obrtanja φ se može meriti postupkom datim na sl. 29.28. Linearno polarizovan monohromatski zrak iz polarizatora P ima ravan oscilovanja u ravni crteža. Zrak prolazi kroz optički aktivnu supstancu C, kada se ravan obrne za ugao φ i dalje prolazi kroz analizator A. Telo C se najpre ukloni, a analizator postavi u pravac p (ukršteni položaj), kada je vidno polje tamno. Telo C se umetne. Usled obrtanja ravni analizator propušta svetlost. Da bi se svetlost ponovo ugasila, analizator se obrne za ugao φ, odnosno zauzima položaj p_1.



Sl. 29.28

Merenje ugla obrtanja φ ima značajnu praktičnu primenu. Na ovaj se način određuje koncentracija aktivne supstance u rastvoru. Uređaj za merenje se naziva *polarimetar*. Uređaji čija je skala kalibrisana da direktno može da meri koncentraciju, na primer, rastvora šećera, nazivaju se *saharimetri*.