14

OPTIKA

I. PRIRODA SVETLOSTI. FOTOMETRIJA

26. OSNOVNE OSOBINE SVETLOSTI

26.1. RAZVOJ TEORIJA O PRIRODI SVETLOSTI

Deo fizike koji obuhvata ispitivanje, proučavanje i tumačenje svetlosti kao i njene interakcije sa materijalnom sredinom naziva se *optika*. Drugim rečima, optika je nauka o svetlosti. O tome šta je svetlost, bilo je u istoriji ove nauke različitih shvatanja. Od svih, navedena su dva koja su paralelno razvijena krajem XVII veka: Njutnova — korpuskularna teorija i Hajgensova — talasna teorija.

Prema korpuskularnoj teoriji, svetlost se širi u prostor pravolinijski velikom brzinom i predstavlja mnoštvo malih svetlosnih čestica — korpuskula, koje emituju svetlosni izvori. Na taj način je Njutn, kao osnivač klasične mehanike i svetlosti pripisao mehaničke osobine. Ako je merilo prikladnosti neke teorije njena sposobnost da uz minimum hipoteza objasni poznate eksperimentalne rezultate, mora se priznati da je korpuskularna teorija uspela da jednostavno objasni pravolinijsko prostiranje svetlosti, njenu refleksiju (kao elastično odbijanje svetlosnih čestica od površine) i prelamanje svetlosti na granici dve optički različite sredine.

Kada je većina naučnika na polju optike prihvatila korpuskularnu teoriju, počela je da se razvija ideja da bi svetlost mogla da bude neka vrsta talasnog kretanja. Kristijan Hajgens je razvio talasnu teoriju prema kojoj je svetlost talasni proces koji se prostire u obliku longitudinalnog talasa kroz materijalnu elastičnu sredinu koja prožima sva tela i koju je on nazvao etar[67]. Za analizu zakona prostiranja svetlosnih talasa Hajgens je uveo jednostavan i očigledan metod, koji je kasnije nazvan Hajgensov princip, a koji glasi. *Svaka tačka u prostoru* (koja ispunjava hipotetički etar) *kada na nju naiđe talas i sama postaje izvor sekundarnih talasa koji se zatim od nje prostiru u svim pravcima.* U procesu interferencije ovih sekundarnih talasa dobija se rezultujući talas. Na osnovu talasne teorije sledi da se svetlost na graničnoj površini dve sredine prelama i da je njena brzina prostiranja kroz materijalnu sredinu manja nego kroz vakuum.

Krajem XVII veka postojale su, prema tome, dve protivurečne teorije o prirodi svetlosti. Kraj ovoj dugoj naučnoj raspravi učinili su eksperimenti izvedeni polovinom XIX veka. Najpre su 1827. godine eksperimenti Junga i Frenela omogućili da se, na osnovu talasne teorije, razrade principi o interferenciji i difrakciji

[67] Da bi objasnio prostiranje svetlosti u vakuumu Hajgens je izmislio prenosnu sredinu „etar". Etar je hipotetična supstanca koja ispunjava ukupan kosmički prostor nezaposednut nekom materijalnom sredinom i prožima pore providnih tela.

svetlosti. Pojava polarizacije svetlosti takođe potvrđuje njenu talasnu prirodu (iz mehanike je poznato da svojstvo polarizacije poseduje samo talas).

Nešto kasnija merenja brzine svetlosti u tečnostima, koja je izveo Leon Fuk, pokazala su da je ona u optički gušćim sredinama manja, što ide u prilog talasnoj teoriji svetlosti. Otkrića i objašnjenja interferencije, difrakcije i polarizacije svetlosti dovode do trijumfa talasne teorije svetlosti.

Talasna teorija svetlosti je doživela svoj vrhunac u drugoj polovini prošlog veka, kada je 1863. god. Maksvel, nakon što je postavio elektromagnetnu teoriju, pokazao da svetlost ima elektromagnetni karakter. Herc je 1888. god. na genijalan način, eksperimentalno potvrdio Maksvelovu teoriju.

Nezavisno od ogromnog uspeha elektromagnetne teorije svetlosti krajem XIX veka nastao je problem prilikom pokušaja da se teorijski objasne eksperimentalni podaci koji se odnose na raspodelu energije zračenja u spektru crnog tela, kao i pri objašnjenju fotoelektričnog efekta. Izlaz iz nastalih poteškoća našao je 1900. god. Maks Plank uvođenjem hipoteze o kvantima energije. Iako Plank nije uneo nikakve korekcije o shvatanju prirode svetlosti, Ajnštajn je 1905. god. prilikom objašnjenja fotoefekta proširio Plankovu hipotezu o kvantima energije oscilatora i na svetlost. Prema takvom tumačenju, svaki izvor svetlosti emituje svetlost u određenim energetskim iznosima — kvantima. Kvanti svetlosti nazivaju se *fotoni*. Svetlosna je energija, prema tome, postala kvantovana. Potvrdu fotonske prirode svetlosti dao je 1921. god. Kompton. Prilikom objašnjenja danas poznatog Komptonovog efekta (proces pri kojem monohromatska svetlost prilikom sudara sa elektronima menja svoju talasnu dužinu) je pretpostavio da fotoni kao kvanti energije imaju i impuls. Na taj su način fotoni dobili sve osnovne osobine čestica, pa izgleda da i fotoelektrični i Komptonov efekat zahtevaju povratak korpuskularnoj prirodi svetlosti.

Tako je nastao poznati dualizam talas-čestica. Izgledalo je da se svetlost u nekim eksperimentima ponaša kao talas, a u nekim kao čestica. Pojava dualizma talas-čestica doživela je jedno značajno proširenje. De Brolj je 1924. god. proširio dualistička shvatanja i na elektrone i protone (tj. na elementarne čestice) i postavio smelu hipotezu, prema kojoj ako talasi svetlosti imaju u izvesnom smislu korpuskularna svojstva, zašto ne bi i čestice u izvesnom smislu imale talasna svojstva. Nekoliko godina kasnije otkrivena je difrakcija elektrona, čime su dokazana njihova talasna svojstva.

Sadašnje gledište fizičara, suočenih sa očigledno kontradiktornim ishodima eksperimenata, zasniva se na prihvatanju činjenice da je priroda svetlosti *dualistička*.

Nepomirljiva protivurečnost između čestice i talasa prisutna je toliko dugo dok se pomenute pojave pokušavaju objasniti teorijom klasične fizike. Ona, međutim, potpuno otpada u kvantnoj teoriji, koja danas dominira u fizici.

26.2. IZVORI SVETLOSTI. BRZINA SVETLOSTI

U odeljku 26.1. naziv svetlost je upotrebljen u čisto objektivnom ili fizičkom smislu i odnosi se na elektromagnetni talas, odnosno foton. Ovaj se pojam upotrebljava i u subjektivnom (psihofiziološkom) i odnosi se na osećaj u svesti posmatrača kada elektromagnetni talasi (fotoni) padnu na mrežnjaču njegovog oka. Tela koja odašilju (emituju) svetlosne talase (svetlost) nazivaju se *svetlosni izvori*. Svetlosni izvori se dele na *primarne* i *sekundarne*, zatim *prirodne* i *veštačke*.

U primarne svetlosne izvore ubrajaju se ona tela koja zrače svetlost na račun sopstvene energije. Izvori se mogu razvrstati u tri velike grupe: toplotne, luminescentne i stimulisane.

Toplotni svetlosni izvori su zagrejana tela. U suštini svako telo, bez obzira na temperaturu do koje je zagrejano (izuzev apsolutne nule), zrači elektromagnetne talase. Zračenje se opaža okom tek ako je neko telo zagrejano do oko 800 K. Za više temperature, usijanje tela prelazi od crvenog, preko narandžastog do belog. Količina izražene energije toplotnim zračenjem po jedinici površine i u jedinici vremena zavisi isključivo od temperature i boje tela. Najbolje zrači tzv. crno telo.

Kod luminescentnih izvora svetlost se dobija iz atoma ili molekula koji su pobuđeni (ekscitovani) udarima drugih čestica (elektronima, radioaktivnim česticama), ili apsorpcijom drugog zračenja (X-zraka, γ-zraka, kao i svetlosti, obično kraće talasne dužine od talasne dužine svetlosti pomenutog izvora), a može da nastane i usled hemijskih procesa u samom izvoru, ili na račun mehaničke energije (drobljenjem nekih kristala).

Posebno mesto među izvorima svetlosti zauzimaju laseri, o kojima se govori kasnije. U ovakvim se izvorima intenzivni i strogo monohromatski snopovi svetlosti dobijaju mehanizmom stimulisane emisije.

Sekundarni svetlosni izvori su sva tela od kojih se svetlost odbija. Ova tela ne zrače sopstvenu svetlost, već svetlost koja potiče od drugih izvora, pa se od njih odbija i stiže do posmatrača. Na primer, Mesec spada u sekundarne izvore svetlosti, jer se od njega odbija svetlost koja potiče od Sunca, nakon čega stiže na Zemlju.

Prirodni izvori svetlosti su oni kod kojih svetlost nije veštački prouzrokovana, već je samo telo prirodno (spontano) sposobno da emituje svetlost. Sunce je primarni, ali istovremeno i prirodni, izvor svetlosti.

Veštački izvori svetlosti su ona tela koja svetle usled sopstvenog izgaranja. To su, na primer, sveća, petrolejska ili špiritusna svetiljka, električni svetlosni luk itd.

Jedna od najvažnijih fizičkih karakteristika svetlosti je brzina prostiranja. Usled veoma velike vrednosti brzine svetlosti, iako je ta vrednost konačna, prva njena merenja nisu mogla da se izvrše u zemaljskim razmerama (vreme za koje svetlost pređe zemaljska rastojanja je veoma kratko). Merenje brzine svetlosti postalo je izvodljivo u kosmičkim razmerama. Prve metode za određivanje brzine svetlosti bile su zbog toga astronomske metode. Ne ulazeći u detalje, važno je da se napomene da su one omogućile određivanje brzine svetlosti bilo na osnovu poznatog rastojanja između nebeskih tela i vremena potrebnog da svetlost pređe pomenuto rastojanje, bilo na poznavanju odnosa nekih astronomskih rastojanja, koji su u jednakoj razmeri kao odnos brzine Zemlje na putanji oko Sunca prema nepoznatoj brzini svetlosti.

Zemaljske (terestričke) metode za određivanje brzine svetlosti razvijane su počev od sredine XIX veka sve do današnjih dana. U fizici, prema najsavremenijim rezultatima merenja, usvojena vrednost za brzinu svetlosti u vakuumu iznosi:

$$c = 299\,792\,500 \pm 200 \text{ m/s}.$$

U mnogim se izračunavanjima koristi približna (zaokružena) vrednost brzine svetlosti u vakuumu: $C \simeq 3 \times 10^8$ m/s.

Zemaljske metode za određivanje brzine svetlosti, omogućile su merenje brzine svetlosti ne samo u vazduhu (koja je veoma bliska brzini svetlosti u vakuumu), već i u različitim providnim (transparentnim) materijalnim sredinama. Brzina svetlosti, utvrđena eksperimentalno u vodi, iznosi:

$$v_{H_2O} \simeq 2.25 \times 10^8 \text{ m/s},$$

u staklu:

$$v_{st} \simeq 2 \times 10^8 \text{ m/s}.$$

U bilo kojoj materijalnoj sredini brzina svetlosti je manja od one u vakuumu. Ova je činjenica u saglasnosti sa talasnom teorijom svetlosti.

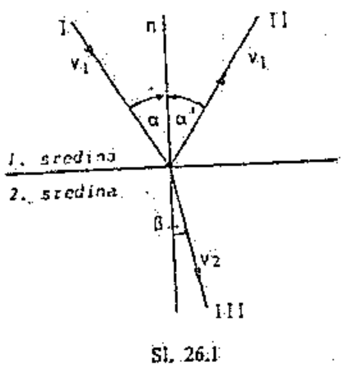
Brzina svetlosti u vakuumu predstavlja važnu prirodnu fizičku konstantu. To je najveća moguća brzina u prirodi kojom se u vakuumu prostiru elektromagnetni talasi, bilo koje talasne dužine.

Prilikom fenomenoloških proučavanja i prikazivanja nekih zakona u optici ne mora se uvek voditi računa o talasnoj, odnosno elektromagnetnoj prirodi svetlosti. U takvim slučajevima prostiranje svetlosti se prikazuje pomoću svetlosnih zraka. Oni se crtaju kao orijentisane poluprave, što uostalom i odgovara pravolinijskom prostiranju svetlosti. Prikazivanje svetlosnog talasa pomoću svetlosnog zraka često se koristi u optici, jer se na taj način postižu znatna uprošćavanja pri tretiranju svetlosnih pojava. Ovaj se postupak može uspešno primeniti ako svetlost nailazi na prepreke čije su dimenzije daleko veće od talasne dužine svetlosti.

26.3. ZAKONI ODBIJANJA I PRELAMANJA SVETLOSTI

Prvi zakoni o optičkim pojavama utvrđeni su na osnovu predstave o pravolinijskom uniformom prostiranju svetlosti u optički homogenoj sredini. Oni se odnose na promene pravca prostiranja svetlosti pri odbijanju i pri prelazu svetlosti iz jedne providne (transparentne) sredine u drugu. Međutim, prema ranije izloženoj Maksvelovoj elektromagnetnoj teoriji, brzina svetlosti (brzina prostiranja elektromagnetnog talasa) u nekoj sredini zavisi od relativne dielektrične propustljivosti (permitivnosti) ε_r i relativne magnetne propustljivosti (permeabilnosti) μ_r pomenute sredine. Prema tome, svetlost se kroz vakuum prostire najvećom brzinom čija je vrednost $c \simeq 3 \times 10^8$ m/s.

Najprostiji slučaj promene pravca prostiranja svetlosti zapaža se kada svetlost naiđe na graničnu površinu dve providne i optički homogene sredine, na primer, vazduha i stakla ili stakla i vode, kroz koje se svetlost prostire različitim brzinama v_1 i v_2 (sl. 26.1). U tom slučaju upadni zrak I koji pada na graničnu površinu pod uglom α (ugao između upadnog zraka I i normale n na graničnu površinu) se razdvaja na dva nova: odbijeni (reflektovani) zrak II i prelomljeni (refraktovani) zrak III sa prelomnim uglom β (ugao između prelomljenog zraka III i normale na graničnu površinu).



Sl. 26.1

Pod pretpostavkom da su obe sredine homogene i izotropne (gustina je svugde jednaka, fizička svojstva ne zavise od izbora pravca, svi su pravci ravnopravni), primenom Hajgensovog principa formalno se mogu dobiti zakoni odbijanja (refleksije) i prelamanja (refrakcije) svetlosti (vidi: Talasno kretanje, I deo).

Na osnovu Dekart-Sneljusovih zakona prelamanja i odbijanja, mogu se odrediti pravci odbijenog i prelomljenog svetlospog zraka.

a. **Odbijanje (refleksija) svetlosti**

Zakoni odbijanja su definisani kao

— prvi zakon: *Upadni zrak, normala i odbijeni zrak leže u istoj ravni.*
— drugi zakon: *Ugao upadnog zraka α i ugao odbijenog zraka α_1 međusobno su jednaki,*

odnosno:

$$\alpha = \alpha_1 \tag{26.1}$$

Zakoni odbijanja svetlosti se odnose na idealno glatke površine. Takva se vrsta odbijanja svetlosti naziva *ogledalsko odbijanje*. Ako je površina hrapava (neravna), svetlost se sa neravnina odbija u različitim pravcima u odnosu na površinu. Odbijanje svetlosti od hrapavih površina naziva se *difuzno odbijanje*.

Da bi se definisao zakon prelamanja, neophodna je pretpostavka da je upadna svetlost *monohromatska*[68], jer upadni zrak složene (polihromatske) svetlosti daje više prelomljenih zraka.

Pojava prelamanja svetlosti na ravnoj graničnoj površini dve raznorodne prozračne sredine, praćena je skokovitom promenom vrednosti brzine svetlosnog talasa na granici sredina. Pri tome se menja i vrednost talasne dužine λ. Jedina veličina, koja se prelaskom iz jedne u drugu sredinu ne menja, jeste frekvencija svetlosnih talasa ν, odnosno njihov period T.

b. **Prelamanje (refrakcija) svetlosti**

Zakoni prelamanja su definisani kao

— prvi zakon: *Upadni zrak normala i prelomljeni zrak leže u istoj ravni.*
— drugi zakon: *Odnos sinusa ugla α upadnog zraka i sinusa ugla β prelomljenog zraka je konstantan.*

Ova se konstanta naziva *relativni indeks prelamanja* $n_{2,1}$ druge sredine u odnosu na prvu za dati monohromatski zrak, tj.

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{2,1} \tag{26.2}$$

Fizički posmatrano, relativni indeks prelamanja predstavlja odnos brzina svetlosti u prvoj v_1 i drugoj sredini v_2:

$$\frac{v_1}{v_2} = n_{2,1} \tag{26.3}$$

Na osnovu relacija (26.2) i (26.3) dobija se:

$$n_{2,1} = \sin \alpha / \sin \beta = v_1/v_2 \tag{26.4}$$

[68] Monohromatska svetlost predstavlja talase tačno određene frekvencije ν (odnosno perioda T). Ako su u pitanju elektromagnetni talasi iz vidljivog dela spektra, tada je to svetlost jedne određene boje. Približno monohromatska svetlost može se dobiti pomoću filtara.

Ako je prva sredina vakuum, kroz koju se svetlost prostire brzinom c, a druga sredina neka providna supstanca (vazduh, voda, staklo, kvarc itd.), kroz koju se svetlost prostire brzinom v_n, neposredno se dobija, prema (26.4), indeks prelamanja jedne sredine u odnosu na vakuum. On se naziva *apsolutni indeks prelamanja* date sredine n, odnosno:

$$n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{c}{v_n} \tag{26.5}$$

Na taj se način mogu izraziti apsolutni indeksi prelamanja sredina 1 i 2 (sl. 26.1) kako sledi:

$$n_1 = \frac{c}{v_1} \quad \text{i} \quad n_2 = \frac{c}{v_2} \tag{26.6}$$

Zamenom v_1 i v_2 iz relacije (26.6) u (26.4), dobija se:

$$n_{2,1} = \frac{c/n_1}{c/n_2} = \frac{n_2}{n_1} \tag{26.7}$$

tj. relativni indeks prelamanja druge sredine u odnosu na prvu jednak je odnosu indeksa prelamanja druge i prve sredine i obrnuto. Na osnovu relacija (26.2) i (26.7) može se napisati:

$$n_1 \sin\alpha = n_2 \sin\beta \tag{26.8}$$

Pretpostavimo da je $n_1 < n_2$, tada je, kao što se sa sl. 26.1 vidi i na osnovu (26.8) ugao α veći od ugla β. Znači da se svetlost pri prelasku iz optički ređe u optički gušću sredinu prelama ka normali i obrnuto. Kako za prelamanje važi princip reciprociteta[69], to je:

$$n_{1,2} = \frac{1}{n_{2,1}} \tag{26.9}$$

Neka je dielektrična propustljivost neke prozračne sredine ε, a njena magnetna propustljivost μ. Brzina elektromagnetnih monohromatskih talasa u toj sredini, prema Maksvelovoj teoriji, iznosi:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \tag{26.10}$$

Na osnovu relacija (26.6) i (26.10) sledi da je:

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu} \tag{26.11}$$

S obzirom da je magnetna propustljivost za sve providne supstance približno jednake vrednosti, relativni indeks prelamanja za dve sredine 1 i 2 ima vrednost:

$$n_{1,2} = \sqrt{\varepsilon_1/\varepsilon_2} \tag{26.12}$$

Na ovaj način, indeks prelamanja je povezan sa električnim svojstvima sredine, preko dielektrične propustljivosti za prolazeće elektromagnetne talase.

[69] Princip reciprociteta: Ako se u susret nekom zraku, koji je pretrpeo niz odbijanja i prelamanja, pusti drugi zrak, tada ovaj drugi zrak prelazi isti put kao i prvi, ali u suprotnom smeru.

Objasnimo još i pojam optičke gustine sredine kroz koju prolaze svetlosni talasi. Optičku gustinu određuje veličina indeksa prelamanja. Najmanju optičku gustinu ima vakuum ($n=1$). Što je veći indeks prelamanja sredine, tim je veća njena optička gustina, odnosno što je brzina svetlosti u nekoj sredini manja, tim je sredina optički gušća. Optička gustina ne mora biti u saglasnosti sa gustinom (zapreminskom masom) po relaciji $\rho = m/V$, jer za dve sredine 1 i 2 jednovremeno mogu da važe odnosi $\rho_1 > \rho_2$ i $n_1 < n_2$, odnosno da sredina čija je gustina (zapreminska masa) veća ne bude istovremeno i optički gušća.

c. Primena zakona prelamanja

1. **Prelamanje kroz planparalelnu ploču.** Homogena providna sredina ograničena dvema ravnim i paralelnim površinama naziva se *planparalelna ploča*. Svetlosni zrak, koji na takvu ploču pada pod nekim uglom α (sl. 26.2), napušta ploču pod jednakim uglom, ali je pomeren paralelno prvobitnom pravcu za iznos $[CF] = a$. Ako je sredina I vakuum (vazduh), a debljina ploče d, paralelno pomeranje zraka je određeno izrazom:

$$a = [BC]\sin(\alpha - \beta) = \frac{\sin(\alpha-\beta)}{\cos\beta}\,d \tag{26.13}$$

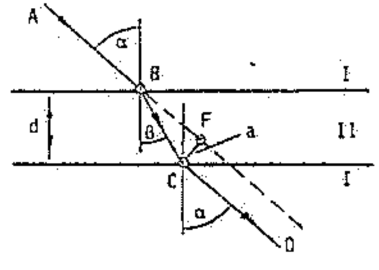
Na osnovu relacije (26.5), odakle je:

$$\sin\beta = \frac{1}{n}\sin\alpha$$

i trigonometrijske relacije:

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

relacija (26.13), odnosno paralelno pomeranje pravca upadnog zraka, može se izraziti u obliku:



Sl. 26.2

$$a = \left(1 - \frac{\cos\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}}\right) d \sin\alpha \tag{26.14}$$

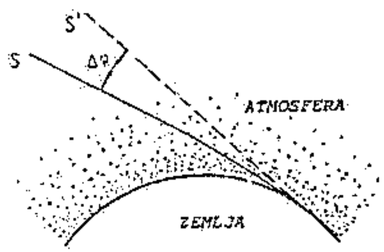
Pomeranje, prema tome, raste sa debljinom ploče, povećanjem upadnog ugla i indeksa prelamanja.

Kada svetlost prolazi kroz optički nehomogenu sredinu, tada se ona ne kreće pravolinijski, kao što je to slučaj u optički homogenoj sredini.

Kao primer nehomogene[70] sredine može da posluži Zemljina atmosfera ako se posmatra u dovoljno debelim slojevima. Promena atmosferskog pritiska sa visinom uslovljava promenu indeksa prelamanja u zavisnosti od visine. Indeks prelamanja na većim visinama ima manju vrednost, a na površini Zemlje veću. Zrak koji od bilo koje zvezde dolazi ka Zemlji, zbog toga, prelamajući se u atmosferi, savija

[70] Pod optički nehomogenom sredinom podrazumeva se sredina čiji se indeks prelamanja n neprekidno menja od tačke do tačke.

(sl. 26.3). Prividni položaj zvezde S' pomeren je u odnosu na pravi položaj S. Ova se pojava naziva *astronomska refrakcija*, a ugaono pomeranje $\Delta\varphi$ je ugao refrakcije.

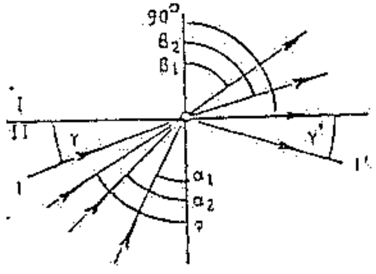


Sl. 26.3

Ugao astronomske refrakcije jednak je nuli za zvezde koje se nalaze u zenitu, a maksimalan je za zvezde koje se nalaze u horizontu, gde dostiže 35'.

Zahvaljujući astronomskoj refrakciji Sunce u horizontu izgleda spljošteno, a njegov prividni položaj izdignut je iznad stvarnog; to dovodi do određenog produženja trajanja dana. Pri geodetskim merenjima na velikim rastojanjima prelamanje zraka u atmosferi mora se uračunati. Lokalne, slučajne nehomogenosti u atmosferi izazivaju treperenje zvezda. Temperaturne nehomogenosti atmosfere po visini, koje se javljaju iznad površine zagrejane zemlje ili iznad mora, izazivaju promene indeksa prelamanja, čime se objašnjavaju *fatamorgane*. Fatamorgana se može veštački izazvati, ako se zraci prinude da se prostiru iznad zagrejane površine.

2. **Totalna refleksija.** Kada svetlosni zrak prelazi iz optički gušće sredine II u optički ređu sredinu I, na primer, iz vode u vazduh (sl. 26.4), prelomni ugao je veći od upadnog. Znači, najvećem prelomnom uglu odgovara neki manji upadni ugao. Upadni ugao, za koji prelomni ugao dostiže svoju najveću vrednost, 90°, naziva se granični ugao φ, pa je:



Sl. 26.4

$$\frac{\sin\varphi}{\sin 90^\circ} = \frac{1}{n},$$

odnosno:

$$\sin\varphi = \frac{1}{n} \qquad (26.15)$$

Ako je upadni ugao α veći od graničnog ugla φ, takav se upadni zrak 1 odbija kao od ravnog ogledala 1'. Ova se pojava naziva *totalna refleksija*. Granični ugao totalne refleksije za vodu (n=1,33) ima vrednost od 48° 35' 25,36'', a za staklo (n=1,5) je 42°.

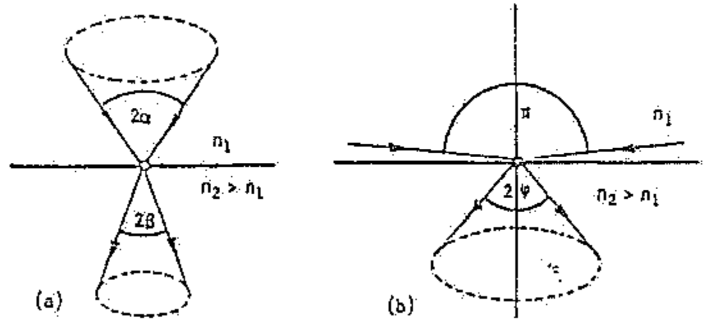
Pri prelamanju iz optički ređe u optički gušću sredinu, snopu zrala u vidu konusa sa uglom otvora 2α (sl. 26.5. a) odgovara u drugoj sredini snop (konus) sa manjim uglom otvora 2β. Snopu sa uglom otvora π u ređoj sredini (sl. 26.5. b) odgovara u gušćoj sredini ($n_2 > n_1$) snop sa uglom otvora 2φ, gde granični ugao φ zadovoljava relaciju:

$$\sin\varphi = \frac{n_1}{n_2} \qquad (26.16)$$

Prema tome, čovek stojeći pod vodom i gledajući u nebo, vidi ga u obliku okrugle pege pod uglom φ=arcsin (n_1/n_2) u svim pravcima prema površini vode. Praktično je za vazduh n_1=1 (za vazduh je n=1.0003), a za vodu je n_2=1,33, pa je u tom slu-

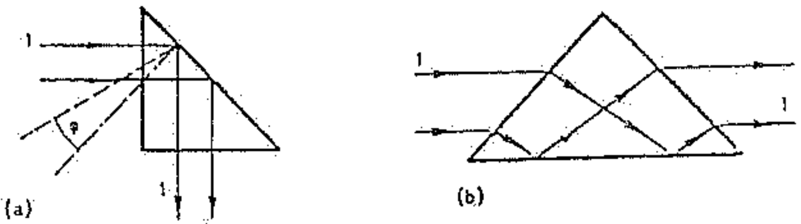
čaju $\varphi \simeq 49°$. Izvan granica konusa sa uglom otvora od 49° u vodi se ne prostiru zraci koji iz vazduha dolaze.

Pojava totalne refleksije široko se koristi u optičkim instrumentima za postizanje refleksije.



Sl. 26.5

Ugao totalne refleksije ima vrednost na granici staklo (laki kron)-vazduh oko 40° i za staklo (teški kron)-vazduh svega 34°. Na taj način, ako svetlost pada na staklenu prizmu čiji je presek pravougli trougao jednakih krakova (sl. 26.6. a), nastaje totalna refleksija na hipotenuznoj strani, jer na nju pada svetlost pod uglom od 45°, koji je veći od graničnog ugla totalne refleksije za sistem staklo-vazduh. Na sl. 26.6. b pokazan je put dva svetlosna zraka kroz prizmu za unutrašnju totalnu refleksiju, koja omogućuje da se zraci obrnu. Zrak 1 koji je pre ulaska u prizmu bio gornji, nakon izlaska iz prizme postaje donji.



Sl. 26.6

3. **Prelamanje kroz prizmu.** U optici se pod prizmom podrazumeva providna sredina ograničena dvema ravnim, jedne prema drugoj nagnutim površinama (sl. 26.7). Ugao γ koji te površine (ugao diedra) obrazuje naziva se *prelomni ugao prizme*. Svetlosni zrak pri prolasku kroz prizmu se prelama po zakonima prelamanja i izlazni zrak skreće prema debljem kraju prizme. Ugao δ za koji svetlosni zrak skreće nakon prelamanja kroz prizmu naziva se *ugao ukupnog skretanja* (*devijacije*). Iz $\Delta\,ABC$ sledi:

$$\delta = \alpha_1 - \beta_1 + \alpha_2 - \beta_2,$$

a iz $\Delta\,ABD$:

$$\gamma = \beta_1 + \beta_2.$$

Na taj se način dobija:

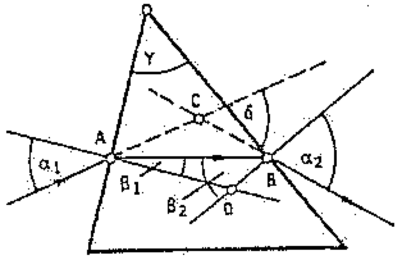
$$\delta + \gamma = \alpha_1 + \alpha_2 \qquad (26.17)$$

S obzirom na zakone prelamanja, može se napisati:

$$\sin \alpha_1 = n \sin \beta_1$$

i

$$\sin \alpha_2 = n \sin \beta_2.$$



Sl. 26.7

Minimalno skretanje zraka javlja se u slučaju kada zrak kroz prizmu prolazi simetrično. Ako svetlosni zrak prolazi kroz jednakokraku prizmu, paralelan je njenoj osnovici. U tom je slučaju $\alpha_1 = \alpha_2$ i $\beta_1 = \beta_2$, pa se dobija:

$$\delta = 2(\alpha - \beta)$$

i

$$\gamma = 2\beta,$$

odakle sledi:

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{2}(\delta + \gamma) \\ \beta &= \frac{1}{2}\gamma \end{aligned}\right\} \qquad (26.18)$$

i

Ako se uslov (26.18) uvrsti u relaciju (26.5) dobija se veza između indeksa prelamanja, ugla minimalnog skretanja i prelomnog ugla prizme:

$$n = \frac{\sin \dfrac{\delta + \gamma}{2}}{\sin \dfrac{\gamma}{2}}. \qquad (26.19)$$

Ako je prelomni ugao prizme γ mali, tada je i ugao minimalnog skretanja δ mali, pa se vrednosti sinusa uglova mogu zameniti vrednostima uglova u rad ($\sin \alpha \simeq \alpha$). U tom je slučaju:

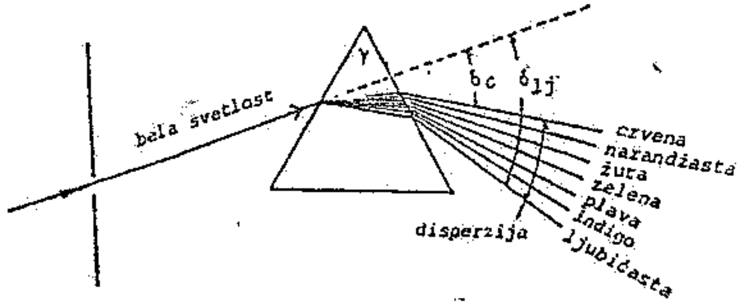
$$\delta = (n - 1)\gamma \qquad (26.20)$$

4. **Disperzija svetlosti.** Disperzija svetlosti, u širem smislu, je pojava zavisnosti optičkih karakteristika neke sredine od frekvencije (talasne dužine) upadne svetlosti.

Najčešće se pod disperzijom svetlosti podrazumeva zavisnost indeksa prelamanja n neke sredine od frekvencije ν (ili talasne dužine λ) upadne svetlosti:

$$n = F(\nu) \quad \text{ili} \quad n = f(\lambda).$$

Do sada je posmatrano prelamanje monohromatske svetlosti, odnosno kada jednom zraku upadne svetlosti odgovara samo jedan zrak prelomljene svetlosti. Međutim, kada snop složene, bele (polihromatske) svetlosti, propušten kroz usku pukotinu (sl. 26.8), pada na prizmu, prelama se i razlaže na svetlost raznih boja. Ovi zraci na zaklonu daju obojenu traku koja se naziva *spektar*. Pojava se naziva razlaganje ili disperzija svetlosti. Skretanje zraka zavisi od frekvencije (talasne dužine), pa je i redosled boja u spektru uvek isti, i to: crvena, narandžasta, žuta, zelena, plava indigo i ljubičasta. Brzina svetlosti u vakuumu je za sve talasne dužine jednaka.



Sl. 26.8

U drugim optičkim sredinama ona zavisi od talasne dužine. Prema tome, svakoj talasnoj dužini odgovara drugi indeks prelamanja. Skretanje crvene svetlosti δ_c kroz prizmu je najmanje, dok je za ljubičastu najveće δ_{lj}. Crvena svetlost ima najveću talasnu dužinu, a najmanji indeks prelamanja, a ljubičasta, najmanju talasnu dužinu i najveći indeks prelamanja.

Ugao skretanja δ određene talasne dužine, očigledno zavisi i od materijala od kojeg je prizma načinjena. Prema tome, prizme od različitog materijala, a jednakog prelomnog ugla γ daju različitu disperziju, odnosno različite širine spektra. Na primer, prizme od flint-stakla, imaju veću moć disperzije, znači da im je širina spektra pri jednakom prelomnom uglu veća.

Na osnovu izloženog, vidi se da prizme mogu da posluže za razlaganje svetlosti po talasnim dužinama, zatim za dobijanje i analizu spektara različitih svetlosnih izvora, zbog čega se u te svrhe i koriste kod različitih spektralnih uređaja.

Za prizme malog prelomnog ugla γ ugao skretanja δ definisan je relacijom (26.20), a za dve različite talasne dužine može se napisati: $\delta_1 = (n_1 - 1)\gamma$ i $\delta_2 = (n_2 - 1)\gamma$. Nakon oduzimanja ova dva izraza dobija se:

$$\delta_2 - \delta_1 = (n_2 - n_1)\gamma \qquad (26.21)$$

Veličina definisana relacijom (26.21) naziva se *disperzija prizme* (za dve različite talasne dužine).

Disperziona moć (*relativna disperzija*) neke supstance (materijala prizme) definisana je izrazom:

$$\omega = \frac{\delta_2 - \delta_1}{\delta_D} \qquad (26.22)$$

gde je δ_D—skretanje monohromatske komponente u srednjem delu spektra, odnosno žute D- linije. Na osnovu relacija (26.20), (26.21) i (26.22) disperziona moć se može izraziti i na sledeći način:

$$\omega = \frac{n_2 - n_1}{n_D - 1} \qquad (26.23)$$

Za određivanje disperzije u većini slučajeva se uzima crvena C-linija vodonika čija je talasna dužina $\lambda_C=656,3$ nm, plava F-linija vodonika sa $\lambda_F=486,1$ nm i žuta D-linija natrijuma, talasne dužine $\lambda_D=589,3$ nm.

26.4. FERMATOV PRINCIP

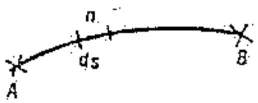
U optički homogenoj sredini, tj. sredini čije sve tačke karakteriše jednaka vrednost indeksa prelamanja, svetlost se prostire pravolinijski, tj. po najkraćem rastojanju između dve date tačke. Pri prelazu iz jednih sredina u druge svetlost se prelama i odbija na njihovim graničnim površinama. U tom slučaju njen put postaje izlomljen. U nehomogenim sredinama gde se indeks prelamanja n od tačke do tačke neprekidno menja, zraci svetlosti, prelamajući se neprekidno, obrazuju krive linije (na primer, kroz atmosferski vazduh, sl. 26.3). Osim toga, na granici dve sredine nastaju pojave difrakcije, o kojima se govori kasnije. Ali, ako se ove poslednje pojave zanemare, prostiranje svetlosti u nehomogenim sredinama opisuje se opštim principom koji se naziva *Fermatov princip* (utvrđen 1679. god). Za formulisanje Fermatovog principa potrebno je uvesti pojam *optičke dužine puta*.

U homogenoj sredini pod optičkom dužinom puta l podrazumeva se proizvod geometrijske dužine puta s i indeksa prelamanja supstance n:

$$l = ns \tag{26.24}$$

U slučaju nehomogenih sredina potrebno je geometrijsku dužinu puta zraka izdeliti na elementarne puteve ds kako bi se na svakom od njih indeks prelamanja n mogao smatrati konstantnim. Element optičke dužine puta izražava se tada na sledeći način:

$$dl = n\,ds,$$



Sl. 26.9

a ukupna optička dužina puta jednaka je zbiru svih elementarnih optičkih puteva dl, odnosno izražena je integralom:

$$l = \int_A^B n\,ds \tag{26.25}$$

gde se integral računa duž krive AB (sl. 26.9), po kojoj se svetlost prostire od tačke A do tačke B.

Po Fermatovom principu: *Svetlost se prostire putem čija je optička dužina ekstremna, tj. ona dato rastojanje prelazi za najkraće moguće vreme.*

Fermatov princip ostaje na snazi i pri prostiranju svetlosti u sredini koja se sastoji iz pojedinačnih homogenih delova, međusobno povezanih.

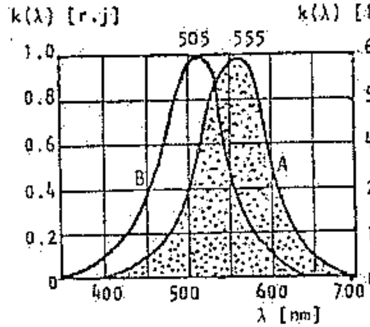
27. FOTOMETRIJA

27.1. SPEKTRALNA OSETLJIVOST OKA. SVETLOSNI FLUKS

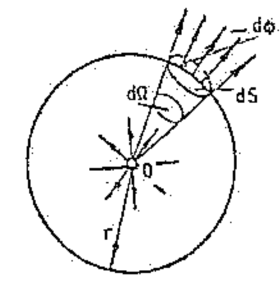
Fotometrija je oblast optike koja se odnosi na merenje intenziteta elektromagnetnih talasa koju svetlosni izvori emituju u prostor, kao i veličina povezanih sa tim intenzitetom. Merenje intenziteta se zasniva na dejstvu zračenja na određen apsorber (detektor) koji tu energiju prima i pretvara u neku drugu vrstu energije.

Kada je reč o svetlosti, posebnu ulogu apsorbera ima oko, koje primljenu svetlosnu energiju putem psiho-fizioloških procesa pretvara u svetlosne utiske, na osnovu kojih se pomenuta energija meri, odnosno ceni. Elektromagnetno zračenje koje ljudsko oko može da vidi naziva se *vidljiva svetlost*. Za prosečan organ vida interval talasnih dužina vidljive svetlosti pokriva područje od 400—760 nm. Osetljivost ljudskog oka za svetlost različitih talasnih dužina nije jednaka što se može videti sa dijagrama *spektralne osetljivosti oka* (sl. 27.1). Oblik krive spektralne raspodele zavisi od luminacije (sjaja) okoline koja se posmatra. Kriva A odgovara luminaciji okoline većoj od 3 cd/m² (što odgovara viđenju u toku dana, ili tzv. fotopskom viđenju), a kriva B odgovara adaptiranom oku na luminaciju manju od 0,05 cd/m² (što odgovara viđenju noću ili skopopskom viđenju). U prvom slučaju u oku su aktivni štapići (uslovljavaju veliku oštrinu slike u boji), a u drugom čepići (nisu osetljivi na boje, pa posmatrani predmeti izgledaju sivi). Viđenje pri luminacijama koje se nalaze između 0,05 cd/m² i 3 cd/m² naziva se mezopsko viđenje ili viđenje u sumraku.

Pomeranje krive spektralne raspodele osetljivosti ljudskog oka prilikom smanjenja luminacije vidnog polja (sl. 27.1) ka ljubičastom delu spektra vidljive svetlosti poznato je kao *Purkinijev efekt*. To je razlog što se crveni predmeti teško uočavaju u polumraku, dok se na mesečini boje prirode doživljavaju izmenjene (sivi ton).



Sl. 27.1



Sl. 27.2

Iz navedenih razloga u fotometriji se uvode dve vrste jedinica za merenje optičkih karakteristika *energetske* ili *objektivne jedinice* (na osnovu objektivnih merenja energetskih veličina, na primer, putem fotoćelija, termoelementom, fotografskom pločom itd.) i *vizuelne* ili *subjektivne* (prema dejstvu vidljive svetlosti na oko posmatrača). Sve se veličine u fotometriji uglavnom odnose na tačkaste svetlosne izvore, koji u idealnim uslovima zrače svetlosnu energiju u svim pravcima podjednako. Ovakvi se izvori nazivaju *izotropni svetlosni izvori* i najčešće su u većoj ili manjoj meri aproksimacija praktičnih slučajeva.

Ako tačkasti svetlosni izvor u toku vremena dt izrači u okolni prostor elektromagnetnu energiju dW kroz određeni prostorni ugao $d\Omega$ (sl. 27.2), tada se veličina:

$$\Phi = \frac{dW}{dt} \tag{27.1}$$

naziva *svetlosni fluks*. Prema relaciji (27.1) svetlosni fluks predstavlja brzinu emitovanja svetlosne energije kroz određeni prostorni ugao, tj. on predstavlja snagu svetlosnog izvora. Otuda je energetska (objektivna) jedinica svetlosnog fluksa Φ_e, 1 W=1 J/s. Subjektivna jedinica za fluks je lumen — lm. Broj vati u nekom fluksu je mera izražene energije, a broj lumena je mera sposobnosti da dati fluks izazove osećaj sjaja (svetlosti) u oku. Veza između lumena i vata nije jednostavna, jer za osećaj sjaja (svetlosti) nije merodavan samo apsolutni iznos energije. Na različitim talasnim dužinama osetljivost oka je različita, kao što se vidi na sl. 27.1 ona je maksimalna za zelenu svetlost talasne dužine $\lambda=555$ nm. U ovom slučaju fluks svetlosnog zračenja od $\Phi_e=1$ W, izaziva osećaj sjaja od 683 lm, tj.

$$1\ \mathrm{W} = 683\ \mathrm{lm} \quad \text{ili} \quad 1\ \mathrm{lm} = 0{,}0014\ \mathrm{W}.$$

Odakle sledi da odnos lumena i vata zavisi od talasne dužine, odnosno od spektralnog sastava svetlosti, pa se u fotometriji koristi relacija:

$$\Phi_\lambda = k(\lambda)\,\Phi_{e\lambda} \tag{27.2}$$

gde je $k(\lambda)$ — funkcija spektralne efikasnosti oka.

Ako svetlosni izvor u toku intervala vremena dt u datom prostornom uglu stvara fluks Φ, tada je izražena *količina svetlosti*:

$$dQ = \Phi\,dt \tag{27.3}$$

Na osnovu relacije (27.3) sledi da je subjektivna fotometrijska jedinica količine svetlosti lm s, dok je odgovarajuća objektivna jedinica J.

27.2. FOTOMETRIJSKE VELIČINE I JEDINICE

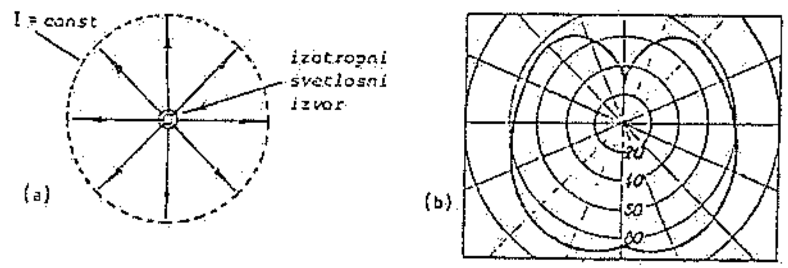
a. Jačina svetlosti

Jačina svetlosti I je karakteristika svetlosnog izvora kojom se opisuje izračeni fluks $d\Phi$ u jedinični prostorni ugao $d\Omega$:

$$\mathrm{I} = \frac{d\Phi}{d\Omega} \tag{27.4}$$

Ako je svetlosni izvor izotropan (sl. 27.3. a) jačina svetlosti je u svim pravcima jednaka, te je prema (27.4):

$$\mathrm{I} = \frac{\Phi}{\Omega} \tag{27.5}$$



Sl. 27.3

Na osnovu relacije (27.5) sledi da ukupni fluks kroz pun prostorni ugao $\Omega=4\pi$ sr ima vrednost:

$$\Phi_{uk} = \Omega\,I = 4\,\pi\,I \tag{27.6}$$

U opštem slučaju jačina svetlosti nije jednaka u svim pravcima, kao, na primer, kod električne sijalice sa metalnim vlaknom (sl. 27.3. b). Intenzitet emisije ovakvih izvora u određeni prostorni ugao Ω se može opisati i srednjom jačinom svetlosti $<\mathrm{I}>$ kao:

$$<\mathrm{I}> = \frac{\Phi}{\Omega} \tag{27.7}$$

gde je Φ odgovarajući svetlosni fluks.

Jedinica za svetlosnu jačinu je *kandela* cd. *Kandela je svetlosna jačina u određenom pravcu izvora koji emituje monohromatsko zračenje frekvencije* 540×10^{12} Hz *i čija je energetska jačina (izračena snaga) u tom pravcu* 1/683 W/sr. Prema tome, na osnovu (27.5) sledi da je lumen lm svetlosni fluks (tok) koji u prostorni ugao od 1 sr odašilje tačkasti svetlosni izvor čija je svetlosna jačina u svim pravcima prostora jednaka 1 cd (1 lm=1 cd · 1 sr). Odavde sledi da je ukupni svetlosni fluks izvora svetlosne jačine od 1 cd jednak 4π lm, ili da je ukupni svetlosni fluks izvora jačine I jednak 4π I lm.

b. Osvetljenost

Osvetljenost E je fotometrijska veličina koja izražava stepen osvetljenosti neke površine ds na koju pada svetlosni fluks $d\Phi_{pad}$ (sl. 27.4), odnosno:

$$E = \frac{d\Phi_{pad}}{dS} \tag{27.8}$$

Na osnovu relacije (27.8) može se zaključiti da osvetljenost predstavlja površinsku gustinu svetlosnog fluksa, kojim je posmatrana površina osvetljena. Za slučajeve neravnomerno osvetljene površine koristi se srednja osvetljenost $<E>$ definisana kao količnik ukupnog svetlosnog fluksa Φ_{pad} i površine S na koju on padne, tj.

$$<E> = \frac{\Phi_{pad}}{S} \tag{27.9}$$

Jedinica za osvetljenost je *luks* lx. Luks je osvetljenost površine od 1 m² na koju dolazi ravnomerno raspoređen svetlosni fluks od 1 lm (lx=lm/m²). Za merenje osvetljenosti neke površine koriste se uređaji koji se nazivaju luksmetri. Ako se radi o izotropnom tačkastom izvoru, njegov ukupni svetlosni fluks, prema (27.6), ima vrednost $\Phi=4\pi I$. Kada ovaj fluks prolazi kroz površinu $S=4\pi r^2$ centrično postavljene (izvor se nalazi u središtu sfere) sfere, poluprečnika r, na osnovu relacije (27.8) osvetljenost sfere ima vrednost:

$$E = \frac{\mathrm{I}}{r^2} \tag{27.10}$$

tj. jačina osvetljenosti površine, postavljene normalno na pravac svetlosnih zraka, od strane tačkastog izvora srazmerna je svetlosnoj jačini izvora I, a obrnuto srazmerna kvadratu rastojanja površine od svetlosnog izvora.

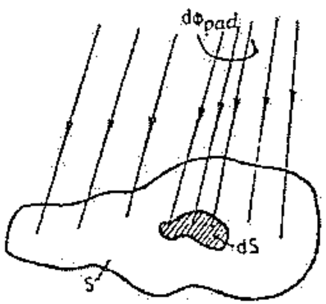
Ako svetlosni zraci obrazuju ugao α sa normalom na površinu koju osvetljavaju (sl. 27.5), tada je:

$$E = \frac{I}{r^2} \cos\alpha \qquad (27.11)$$

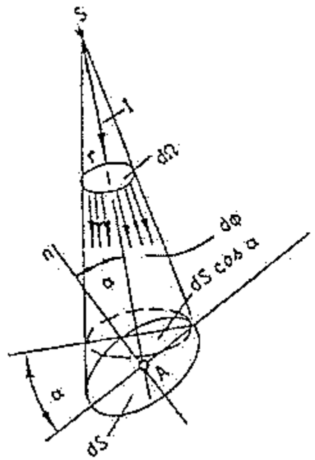
Relacija (27.11) predstavlja *Lambertov zakon* i definiše osvetljenost površine u tački A koja je za r udaljena od tačkastog izvora S. Lambertov zakon se može napisati i u obliku:

$$E = E_0 \cos\alpha \qquad (27.12)$$

gde je E_0 osvetljenost u tački za koju je $\alpha = 0$.



Sl. 27.4



Sl. 27.5

Ako dva svetlosna izvora različitih jačina I_1 i I_2 na različitim rastojanjima r_1 i r_2 od neke površine jednako osvetljavaju tu površinu ($E_1 = E_2 = E$), tada je $E_1 = I_1/r_1^2$ i $E_2 = I_2/r_2^2$, pa se može napisati:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \qquad (27.13)$$

Na osnovu relacije (27.13), kada se svetlosni izvori mogu smatrati tačkastim, jačina svetlosnih izvora koji jednako osvetljavaju neku površinu srazmerne su kvadratima rastojanja od izvora do površine. Pomoću (27.13) može se odrediti svetlosna jačina jednog izvora (na primer, I_1), ako je svetlosna jačina I_2 drugog izvora, kao etalona, poznata.

Reprodukcija etalona svetlosne jačine od 1 cd nije podesna, a ni potrebna u industrijskim uslovima merenja. Za ova se merenja koriste *sekundarni etaloni* u obliku posebno izrađenih sijalica. *Sijalice, etaloni* imaju svetlosnu jačinu od 1 cd pri strogo određenom naponu priključaka i u određenom pravcu.

Proizvod osvetljenosti E i vremena t trajanja osvetljenosti naziva se *svetlosna ekspozicija* H, tj.

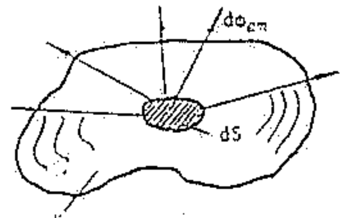
$$H = Et \qquad (27.14)$$

Jedinica svetlosne ekspozicije je lx · s.

c. **Emisiona sposobnost ili emitancija**

Emisiona sposobnost površine ili emitancija R je fotometrijska veličina, a odnosi se na površine koje emituju svetlost bilo kao primarni ili kao sekundarni izvori. Pretpostavimo da je dati izvor svetlosti konačnih dimenzija, na primer, usijano čvrsto telo (sl. 27.6). Uočimo na njemu element površine dS koji emituje svetlosni fluks $d\Phi_{em}$ na sve strane u granicama prostornog ugla 0—2π sr. Ako površina dS emituje svetlosni fluks $d\Phi_{em}$, tada je njena emisiona sposobnost, odnosno emitancija:

$$R = \frac{d\Phi_{em}}{dS} \qquad (27.15)$$



Sl. 27.6

što znači da emitancija predstavlja površinsku gustinu svetlosnog fluksa koji se emituje (ili reflektuje) sa posmatrane površine.

Jedinica za emisionu sposobnost je lm/m^2, koju ne treba mešati sa luksom (iako je i lx=lm/m^2), jer se taj naziv odnosi na jedinicu osvetljenosti.

Emisiona sposobnost tela koje je samostalni svetlosni izvor (primarni izvor) nije vezana sa njegovom osvetljenošću. Međutim, emisiona sposobnost tela koje odbija ili rasipa svetlost (sekundarni izvor) zavisi od osvetljenosti. Ukoliko je osvetljenost E veća, utoliko je veća i emisiona sposobnost R njegove površine. Ovo se može izraziti relacijom:

$$R = rE \qquad (27.16)$$

koja se odnosi na slučaj kada površina reflektuje svetlost, gde je r — koeficijent refleksije, ili relacijom:

$$R = \tau E \qquad (27.17)$$

koja se odnosi na površine čija je emisiona sposobnost uzrokovana transparencijom, prenošenjem svetlosne energije kroz telo, gde je τ — koeficijent transparencije.

Za sva tela je $r < 1$ i $\tau < 1$[71]. Ako je za neku površinu r jednake i nepromenjene vrednosti za sve talasne dužine, pri tome i blisko jedinici, tada je takvo telo *belo*, a ako je konstantno i veoma malo, takvo je telo *crno*. Za idealno belo telo $r=1$, $\tau=0$, za idealno crno $r=0$, $\tau=0$, dok je za idealno providna tela $r=0$, $\tau=1$. Znači za idealno bela i idealno providna tela, prema (27.16) i (27.17) je

$$R = E \qquad (27.18)$$

Inače kod većine tela su r i τ različitih vrednosti za različite talasne dužine. To su *obojena tela*.

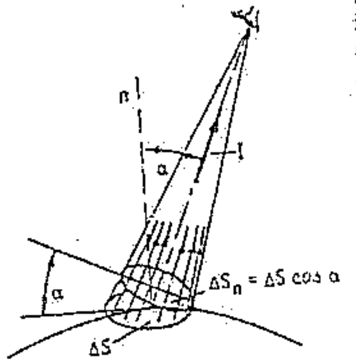
d. **Luminacija (sjaj površine izvora)**

Dosadašnje definicije fotometrijskih veličina se odnose na tačkaste svetlosne izvore. Međutim, svetlosni izvori se ne mogu uvek tretirati kao tačkasti (na primer, koji svetlost emituju sa užarene površine, metalne niti sijalice, ekran televizora ili

---

71 U ovoj analizi procesi apsorpcije, a ni koeficijent apsorpcije a nisu uzeti u obzir. Podsetimo se da je: $a+r+\tau=1$.

sekundarni izvori, koji odbijanjem svetlosti osvetljavaju prostor), nego se tada dimenzije izvora moraju uzeti u obzir. U tom slučaju se uvodi pojam *luminacije* L ili *sjaja površine*. Luminacija L kao fotometrijska veličina karakteriše emitivnost površine svetlosnog izvora (primarni) ili refleksiju svetlosti od površine (sekundarni svetlosni izvor) u datom pravcu posmatranja. Naime, ako je I jačina svetlosti koju emituje površina ΔS data na (sl. 27.7), tada je njena luminacija u pravcu posmatranja definisana odnosom:



Sl. 27.7

$$L=\frac{I}{\Delta S_n}=\frac{I}{\Delta S \operatorname{soc}\alpha} \qquad (27.19)$$

$\Delta S=\Delta S \cos\alpha$ — normalna projekcija površine ΔS koja emituje svetlost, a α ugao između normale na površinu ΔS i pravca posmatranja.

Luminacija jednog tela jednaka je u svim pravcima ako ono emituje svetlost po Lambertovom zakonu. To je slučaj samo kod crnog tela, a približno kod difuzione refleksije na listu bele hartije, površine zidova itd.

Jedinica za luminaciju je *nit* — nt. 1 nt=1 cd/m². Sve ranije definisane jedinice vizuelne (subjektivne) imaju analogne jedinice energetske (objektivne) fotometrije. Pregled jedinica dat je u tabeli 27.1.

Tabela 27.1

Veličina	Jedinica		Veličina	Jedinica	
	vizuelna	energetska		vizuelna	energetska
Svetlosni fluks	lm	W	*Emisiona sposobnost*	lm/m²	W/m²
Svetlosna jačina	cd	W/sr	*Luminacija*	cd/m²	W/sr · m²
Osvetljenost	lx	W/m²	*Ekspozicija*	lx · s	J/m²

II. GEOMETRIJSKA OPTIKA

28. OSNOVNE PRETPOSTAVKE GEOMETRIJSKE OPTIKE

U rešavanju niza problema prilikom proučavanja svetlosti nije neophodno koristiti se zakonima elektromagnetne teorije svetlosti. Rezultati se mogu dobiti korišćenjem izvesnih uprošćenja i aproksimacija. U prvoj aproksimaciji, može se smatrati da je prostiranje svetlosti kroz homogenu optičku sredinu pravolinijsko i da pri tome svetlosni zraci ne utiču jedni na druge tokom prostiranja (Zakon o nezavisnosti prostiranja). Otuda se svetlosni zraci mogu predstaviti geometrijski, pravim linijama duž kojih se prostire svetlost. Deo optike u kojem se na ovakav način posmatra priroda i prostiranje svetlosti naziva se *geometrijska optika*. Geometrijska optika se dobija kao granični slučaj talasne optike, pod pretpostavkom da je talasna dužina svetlosti $\lambda \to 0$. Tada ne nastupaju pojave interferencije, difrakcije i polarizacije koje karakterišu talasnu prirodu svetlosti. Optika zraka koristi uglavnom, za izotropne optičke sredine, pored zakona o pravolinijskom prostiranju i zakona o međusobnoj nezavisnosti prostiranja svetlosti, zakone odbijanja i prelamanja.

U geometrijskoj optici koristi se pojam *tačkastog izvora svetlosti* kojim se praktično može smatrati svaki izvor koji se nalazi na udaljenosti 2—3 puta većoj od njegovog prečnika.

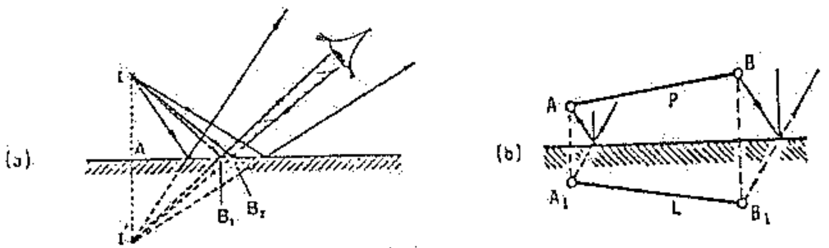
Na osnovu ovih postavki geometrijske optike objašnjavaju se osnovne osobine ogledala, sočiva i prizama.

28.1. OGLEDALA

Svako telo kod kojeg se uglačane površine sa ciljem da se na njima vrši pravilna refleksija svetlosti, naziva se *ogledalo*. Ogledala se izrađuju od raznih materijala, ali su najčešće u upotrebi metalna ogledala od aluminijuma, srebra, žive i dr. Prema obliku refleksione površine, ogledala mogu biti: ravna, sferna, parabolična itd.

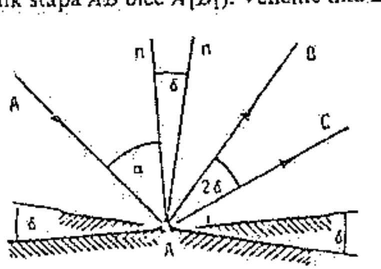
a. Ravna ogledala

Glatka ravna površina od koje se mogu reflektovati zraci svetlosti nazivaju se *ravna ogledala*. Uzmimo da se ispred ravnog ogledala nalazi tačkasti izvor svetlosti I (sl. 28.1. a). Svetlosni zraci koji polaze iz I padaju na ravno ogledalo i odbijaju se od njegove površine po zakonima odbijanja. Od svih svetlosnih zraka koji polaze od izvora I, kroz zenicu oka ući će samo oni od ogledala reflektovani zraci koji su na slici 28.1. a prikazani u šrafiranom snopu. Gledajući, izgledaće nam da zraci izlaze iz tačke I' koju dobijamo kad zrake koji ulaze u oko produžimo unatrag. U tački I' videćemo lik (sliku) izvora svetlosti I. Ta slika I' zove se *virtualna* (*imaginarna*) slika realnog izvora svetlosti I. Virtualna slika se zove zato što stvarno zraci svetlosti ne izlaze iz te tačke. Sa slike 28.1. a vidimo da su trouglovi $\Delta\, IAB$, i $\Delta\, I'AB_1$ podudarni. Zbog toga je virtualna slika I' toliko iza ravnog ogledala koliko je realan predmet I ispred ravnog ogledala. Ako iz tačke I polazi homocentrični snop[72] svetlosti, posredstvom ogledala kroz tačku I' takođe prolazi homocentrični snop svetlosnih zraka.



Sl. 28.1

Sve što važi za jednu tačku ispred ogledala, važi i za sve tačke nekog predmeta koji se nalazi ispred ravnog ogledala (npr. štap AB, sl. 28.1. b). Lik predmeta L će biti toliko iza ogledala koliko je predmet P ispred ogledala (u slučaju na sl. 28.1. b lik štapa AB biće A_1B_1). Veličine lika L i predmeta P su jednake i simetrične u odnosu na ravan ogledala (ogledalska simetrija). Zbog toga predmet P i lik nisu isti (identični), jer su zamenjene strane desna i leva.



Sl. 28.2

Obrtanjem ogledala za izvestan ugao δ (sl. 28.2) kada pri tome upadni zrak AA zadržava svoj pravac, odbijeni zrak AB skreće za dvostruki iznos ugla obrtanja 2δ (zrak AC). Ovo se koristi pri merenju malih uglova, odnosno skretanja.

Najveći deo svetlosti, oko 95%, koji pada na ravno ogledalo biva reflektovan.

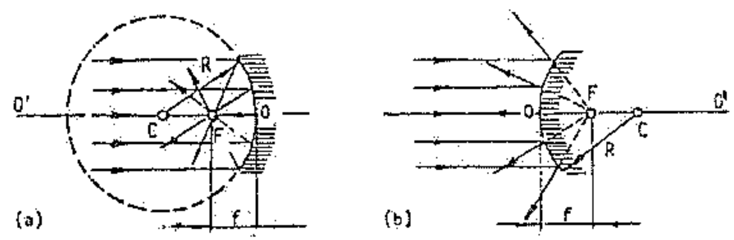
b. Sferna ogledala

Deo sferne uglačane površine koja odbija svetlost naziva se sferno ogledalo. Ako svetlost odbija unutrašnja strana sferne površine, to je *izdubljeno* (konkavno) *sferno ogledalo* (sl. 28.3. a). U slučaju da svetlost odbija spoljašnja strana, to je *ispupčeno* (konveksno) *sferno ogledalo* (sl. 28.3. b). Parametri ogledala su sledeći:

[72] Ako svetlosni zraci polaze iz iste tačke ili se sakupljaju u jednu istu tačku, tada oni obrazuju *homocentrični snop*.

centar krivine C (centar sfere koji odgovara krivini refleksione površine ogledala), optički centar 0, optička osa 00', žiža ili fokus F i žižna daljina ogledala f. Za sferno ogledalo prikazano na sl. 28.3 je:

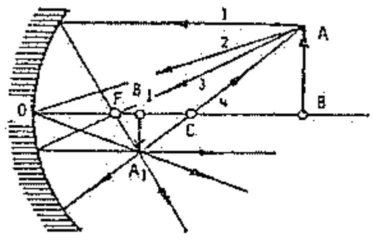
$$f = R/2 \tag{28.1}$$



Sl. 28.3

c. Konstrukcija lika kod ogledala. Jednačina ogledala

Prilikom konstrukcije lika kod ogledala koriste se karakteristični zraci. Na sl. 28.4 prikazan je način dobijanja lika A_1B_1 predmeta AB pomoću konkavnog sfernog ogledala. Na slici su prikazana četiri karakteristična zraka, koji prolaze kroz vrh strelice (tačka A) predmeta, tako da posle odbijanja daju lik strelice. Konstrukcija slike, jasno, proističe iz osnovnih pravila koja važe za refleksiju kod konkavnog ogledala:



Sl. 28.4

— Zrak svetlosti 1 koji ide paralelno optičkoj osi odbija se od ogledala tako da prolazi kroz žižu;

— Zrak svetlosti 2 koji pada na optički centar (tačka 0) odbija se simetrično sebi u odnosu na optičku osu, pri čemu zadržava jednak ugao u odnosu na upadni zrak;

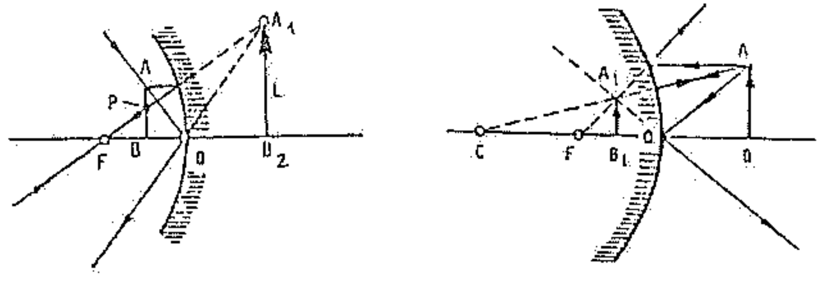
— Zrak svetlosti 3 koji pre odbijanja prolazi kroz žižu, nakon odbijanja ide paralelno optičkoj osi;

— Zrak svetlosti 4 koji prolazi kroz centar krivine ogledala C ne menja pravac nakon odbijanja (kolinearan je radijusu, poklapa se sa poluprečnikom, odnosno normalan je na površinu ogledala).

Konstrukcijom lika pomoću karakterističnih zraka[73] može se pokazati da lik može biti: realan ili imaginaran, uvećan ili umanjen u odnosu na predmet, uspravan ili obrnut, takođe u odnosu na predmet i sa iste strane ogledala, kao i predmet, odnosno sa suprotne strane ogledala od predmeta. Konstrukcijom lika može se takođe pokazati da je lik kod izdubljenog (konkavnog) ogledala uvek realan, ako je udaljenost predmeta od ogledala veća od žižne daljine ogledala (sl. 28.4), ili uvek

[73] Za konstrukciju lika dovoljno je koristiti bilo koja dva od navedena četiri karakteristična zraka.

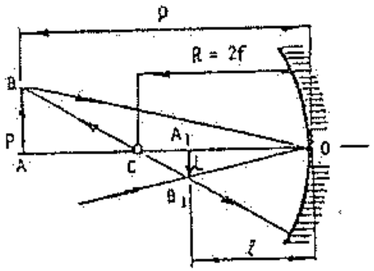
imaginaran kada je predmet između ogledala i žiže (sl. 28.5. a). Kod ispupčenog (konveksnog sfernog) ogledala (sl. 28.5. b), lik je uvek imaginaran, umanjen i uspravan i sa druge strane ogledala u odnosu na predmet.



a) b)

Sl. 28.5

Veza između žižne daljine f, udaljenosti predmeta p i lika l od ogledala data je *jednačinom ogledala.* Da bi se dobio analitički izraz pomenute jednačine, poslužimo se konstrukcijom lika prikazane na slici 28.6, gde su P i L linearne dimenzije predmeta i lika. Veličina v definisana odnosom odgovarajućih linearnih dimenzija lika i predmeta:



Sl. 28.6

$$v = \frac{L}{P} \tag{28.2}$$

naziva se uvećanje. Iz sličnosti: $\Delta\, OAB \sim \Delta OA_1B_1$ sledi:

$$L/P = l/p \tag{28.3}$$

a na osnovu sličnosti $\Delta\, A_1B_1C \sim \Delta\, CAB$ sledi:

$$\frac{L}{P} = \frac{2f-l}{p-2f} \tag{28.4}$$

Izjednačenjem desnih strana relacija (28.3) i (28.4) i nakon sređivanja se dobija:

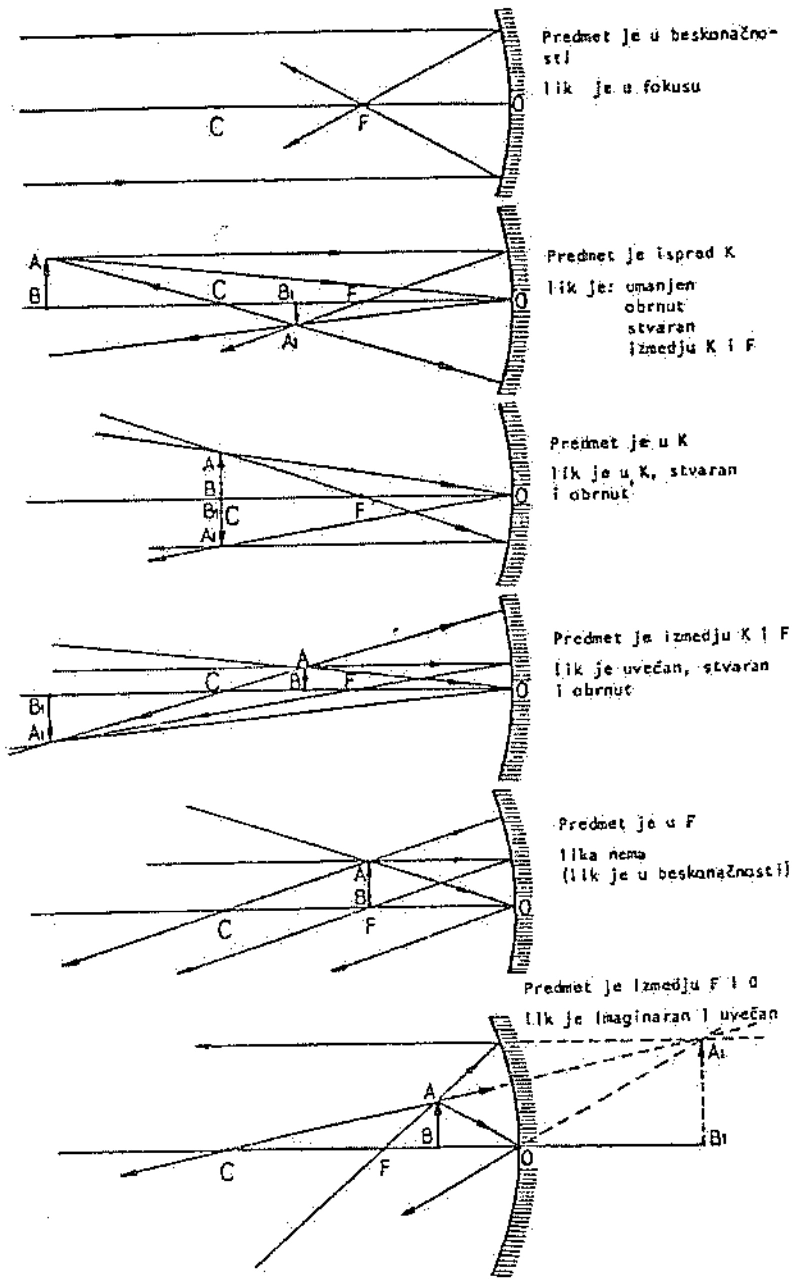
$$\frac{1}{f} = \frac{1}{p} + \frac{1}{l} \tag{28.5}$$

ili s obzirom na relaciju (28.1):

$$\frac{2}{R} = \frac{1}{p} + \frac{1}{l} \tag{28.6}$$

Relacija (28.5), odnosno (28.6) predstavljaju jednačinu izdubljenog sfernog ogledala, koja za poznatu žižnu daljinu određuje odgovarajuću daljinu lika za proizvoljno izabranu daljinu predmeta. Kada je lik imaginaran, za l se uzima negativna vrednost.

Različiti položaji lika u odnosu na predmet i način njegovog obrazovanja prema jednačini (28.5) kod konkavnog sfernog ogledala prikazani su na sl. 28.7.



Sl. 28.7

Kod ispupčenih (konveksnih) ogledala za f se uzima negativna vrednost, jer je kod njih žiža imaginarna, pa za ovo ogledalo važi sledeća jednačina:

$$-\frac{1}{f}=\frac{1}{p}-\frac{1}{l} \qquad (28.7)$$

ili

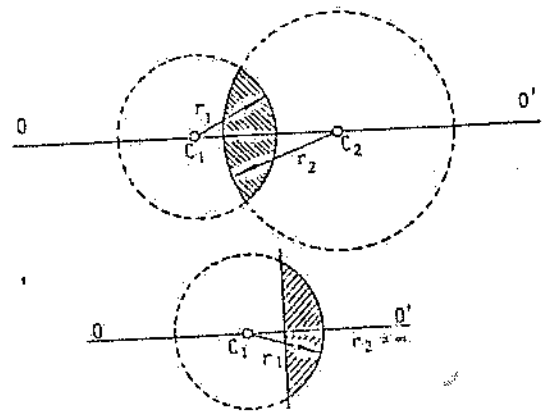
$$\frac{1}{f}=\frac{1}{l}-\frac{1}{p} \qquad (28.8)$$

28.2. SOČIVA

Optička tela ograničena delovima sferne površine, ili jednom sferom i jednom ravnom, nazivaju se *sferna sočiva*. Izrađuju se obično od stakla, kvarca, NaCl ili drugih materijala. Indeks prelamanja sočiva se razlikuje od indeksa prelamanja sredine koja ga okružuje.

a. Parametri sočiva

Na sl. 28.8. a tačke C_1 i C_2 su centri krivina sočiva, a prava koja prolazi kroz centre krivina, 00', naziva se optička osa sočiva, r_1 i r_2 su poluprečnici krivina sočiva. Kod sočiva čija je jedna granična površina ravna, poluprečnik krivine je beskonačan (sl. 28.8. b). Granične površine sočiva mogu biti ispupčene (konveksne), izdubljene

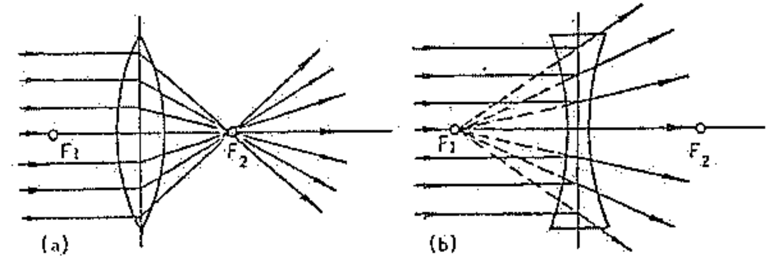


Sl. 28.8

(konkavne) i ravne (planarne). Prema tome, sočiva mogu biti bikonveksna, plan konveksna i konkavkonveksna, odnosno bikonkavna, plan konkavna i konveks konkavna.

Sva konveksna sočiva su u sredini deblja, a po obodu tanja, dok je kod konkavnih obrnuto. Ovo je veoma često kriterijum po kojem se određuje vrsta sočiva.

Prema načinu prelamanja sočiva mogu biti sabirna (konvergentna) i rasipna (divergentna). Na sl. 28.9. a i b sa F_1 i F_2 obeležene su žiže (fokusi) sabirnih, odnosno rasipnih sočiva. Žiža sabirnih sočiva se dobija presecanjem prelomljenih realnih zraka na optičkoj osi s druge strane sočiva, ako zraci na sočivo dolaze paralelno



Sl. 28.9

optičkoj osi. Žiža je realna i svako sočivo ima dve žiže. One se nalaze na jednakom rastojanju sa obeju strana sočiva, bez obzira na različite poluprečnike, ali pod uslovom, kao što je to obično i pretpostavljeno da se sočivo nalazi u vazduhu (vakuumu), tj. da su ulazna i izlazna sredina iste.

Žiža konkavnih sočiva je imaginarna, jer se dobija u preseku produženih prelomljenih zraka, sa iste strane sočiva odakle dolaze paralelni zraci.

Tačka 0 je optički centar sočiva, a rastojanje $[0F]=f$ (sl. 28.9) naziva se *fokusna* ili *žižna daljina sočiva*. Jačina sočiva se ceni prema jačini prelamanja, što je žižna daljina sočiva manja, jačina sočiva je veća i obrnuto. Prema tome, jačina J definiše se kao recipročna žižne daljine:

$$J=\frac{1}{f} \qquad (28.9)$$

Jačina sočiva se izražava dioptrijom D. Sočivo ima jačinu od 1 D, ako mu je žižna daljina 1 m. Prema tome je 1 D=1 m^{-1}. Žižna daljina sabirnih sočiva označava se znakom +, a žižna daljina rasipnih, znakom — Jačina sočiva nosi znak žižne daljine respektivno. Optička jačina složenog sočiva (sastavljenog od više prostih sočiva) jednaka je algebarskom zbiru jačina sočiva, koja ulaze u sastav složenog sočiva, pa se može napisati:

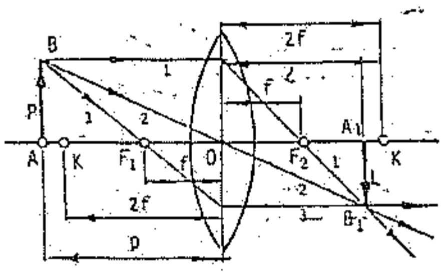
$$J=J_1+J_2+\cdots+J_n=\sum_{i=1}^{n} J_i \qquad (28.10)$$

b. Likovi kod sočiva. Jednačina sočiva

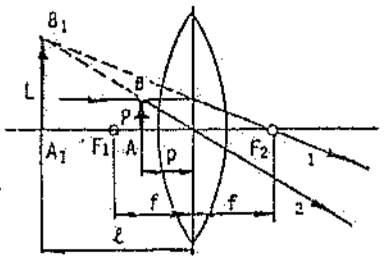
Kao kod sfernih ogledala, tako se i kod sočiva koriste karakteristični zraci za konstrukciju likova (sl. 28.10).

1. Zrak paralelan optičkoj osi, nakon prelamanja prolazi kroz žižu.
2. Zrak koji prolazi kroz žižu, nakon prelamanja ide paralelno optičkoj osi.
3. Zrak koji prolazi kroz optički centar ne prelama se. Prilikom konstruisanja likova, podesno je da se osim fokusa označi sa obe strane sočiva i tačka K koja se

nalazi na dvostrukoj žižnoj daljini, odnosno $[0K]=2f$, od optičkog centra sočiva (položaj predmeta kada je uvećanje jednako jedinici). Sabirna sočiva daju realne likove, ako se predmet nalazi na udaljenosti većoj od žižne daljine. Na sl. 28.10 konstruisan je lik za $p>2f$. Lik je realan, umanjen, izvrnut i sa suprotne strane



Sl. 28.10



Sl. 28.11

sočiva u odnosu na predmet. Međutim, ako se predmet nalazi bliže sočivu, tj. između žiže i samog sočiva (sl. 28.11) dobija se imaginaran lik. Prema tome, ako je $p<f$, lik je imaginaran, uvećan, uspravan i nalazi se sa iste strane sočiva sa koje i predmet. Sabirno sočivo, kojim se posmatra predmet kada se nalazi između žiže i sočiva naziva se *lupa*.

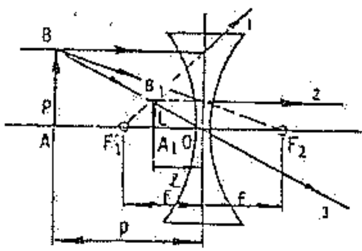
Kod rasipnih sočiva fokus je imaginaran, pa je dobijeni lik imaginaran, uspravan i umanjen, a nalazi se sa iste strane sočiva, sa koje je i predmet (sl. 28.12). Karakteristični zraci za konstrukciju lika su:

1. Zrak paralelan optičkoj osi prelama se u pravcu čiji geometrijski produžetak prolazi kroz fokus.

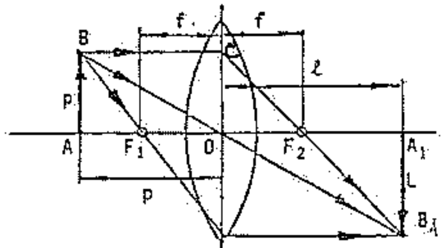
2. Zrak koji dolazi pravcem, da njegov geometrijski produžetak prolazi kroz fokus, nakon prelamanja paralelan je optičkoj osi.

3. Zrak koji prolazi kroz optički centar ne prelama se.

Svi likovi rasipnih sočiva su imaginarni, uspravni i umanjeni, a nalaze se sa iste strane sočiva u odnosu na predmet i to između žiže i sočiva.



Sl. 28.12



Sl. 28.13

Veza između žižne daljine f, udaljenosti predmeta p i lika l od centra sočiva data je *jednačinom sočiva*. Na osnovu sličnosti: $\Delta\, OAB \sim \Delta\, OA_1B_1$ (sl. 28.13) sledi:

$$L/P = l/p \tag{28.11}$$

a na osnovu sličnosti:

$\Delta\, OCF_2 \sim \Delta\, F_2A_1B_1$, kao i jednakosti: $[AB]=[OC]=P$, sledi:

$$L/P = (l-f)/f \tag{28.12}$$

Izjednačenjem desnih strana relacija (28.11) i (28.12) i nakon sređivanja se dobija jednačina sfernog sočiva:

$$\frac{1}{f}=\frac{1}{p}+\frac{1}{l} \tag{28.13}$$

Jednačina (28.13) primenjena na rasipno sočivo ima oblik:

$$-\frac{1}{f}=\frac{1}{p}-\frac{1}{l}$$

ili

$$\frac{1}{f}=\frac{1}{p}-\frac{1}{l} \tag{28.14}$$

Diskusijom jednačine (28.13) može se dobiti položaj lika za sve slučajeve položaja predmeta ispred sočiva. U slučaju kada je $f<p<2f$, lik je realan, obrnut i nalazi se sa druge strane sočiva, a $l>2f$ i linearna dimenzija lika L je veća od linearne dimenzije predmeta P, odnosno $L>P$. Ovo važi za sve likove kada se predmet nalazi između žiže i dvostruke žižne daljine.

Kako kod prelamanja važi zakon reciprociteta, ukoliko se na položaj lika postavi predmet, novi lik se dobija na prethodnom mestu predmeta. Prema tome ako je $p>2f$, lik je realan i obrnut, a tada je ispunjen uslov $f<l<2f$ i $L<P$.

U slučaju kada je $p=2f$, tada je i $l=2f$, odnosno $L=P$. Lik je realan, obrnut i nalazi se sa druge strane sočiva, a linearne dimenzije lika i predmeta su međusobno jednake.

Položaj lika u odnosu na predmet i način njegovog obrazovanja u smislu prethodne analize prikazan je na sl. 28.14.

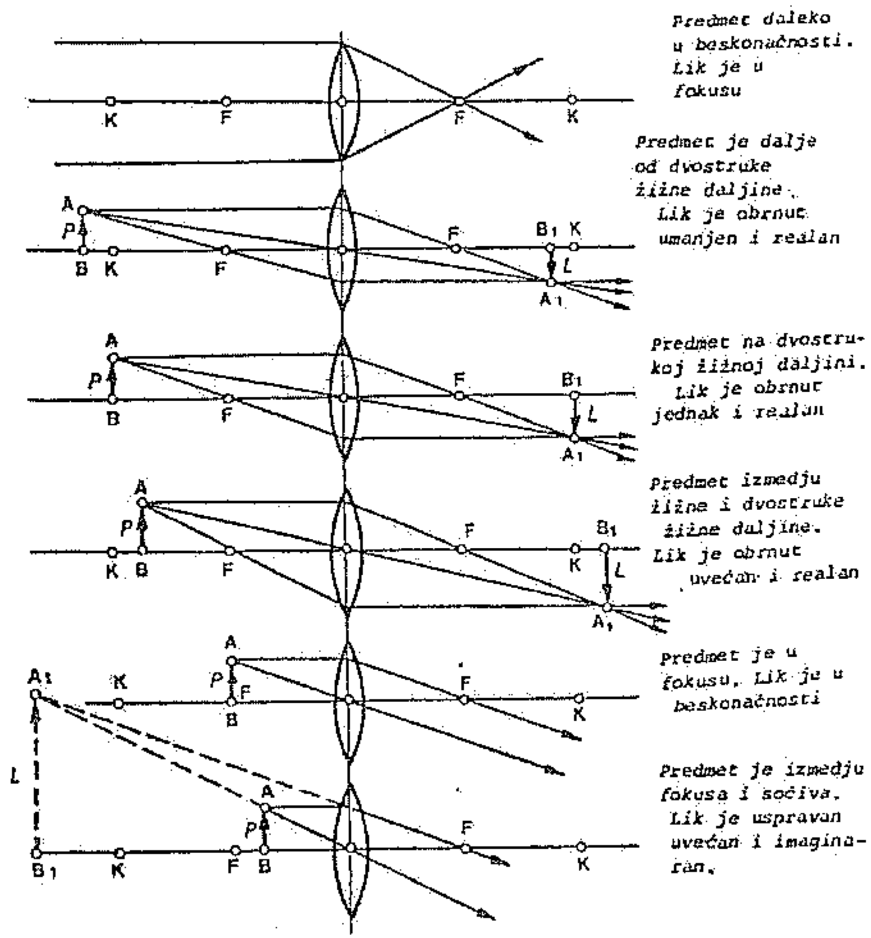
Relacije (28.13) i (28.14) se primenjuju prilikom jednostavnog određivanja žižne daljine sočiva. Iz njih se, međutim, ne vidi od čega žižna daljina zavisi. S obzirom na zakone prelamanja i geometriju sočiva, žižna daljina f je određena optičkom jednačinom sočiva:

$$\frac{1}{f}=(n-1)\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right) \tag{28.15}$$

gde je n apsolutni indeks prelamanja materijala od kojeg je sočivo izrađeno, a r_1 i r_2 su poluprečnici krivina od kojih zavisi oblik sočiva.

Ako se sočivo ne nalazi u vazduhu, nego u nekoj drugoj providnoj sredini, na primer, u vodi, čiji je indeks prelamanja n_1, dok je indeks prelamanja materijala sočiva n_2, tada se relacija (28.15) može izraziti u obliku:

$$\frac{1}{f}=\left(\frac{n_2}{n_1}-1\right)\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right) \tag{28.16}$$



Sl. 28.14

Odnos odgovarajućih linearnih dimenzija lika i predmeta naziva se *linearno uvećanje sočiva* v. Na osnovu relacije (28.11), može se napisati:

$$v = \frac{L}{P} = \frac{l}{p} \tag{28.17}$$

S obzirom na relaciju (23.17) uvećanje v sočiva se može odrediti merenjem linearnih dimenzija lika i predmeta, L i P, ili merenjem udaljenosti lika i predmeta, l i P, od optičkog centra sočiva.

Objašnjenje i konstrukcija likova na osnovu jednostavne primene zakona prelamanja, kao i izvedene jednačine se odnose samo na *tanka sočiva*. U tom je slučaju debljina sočiva mala u odnosu na ostale dimenzije, tj. poluprečnike krivina

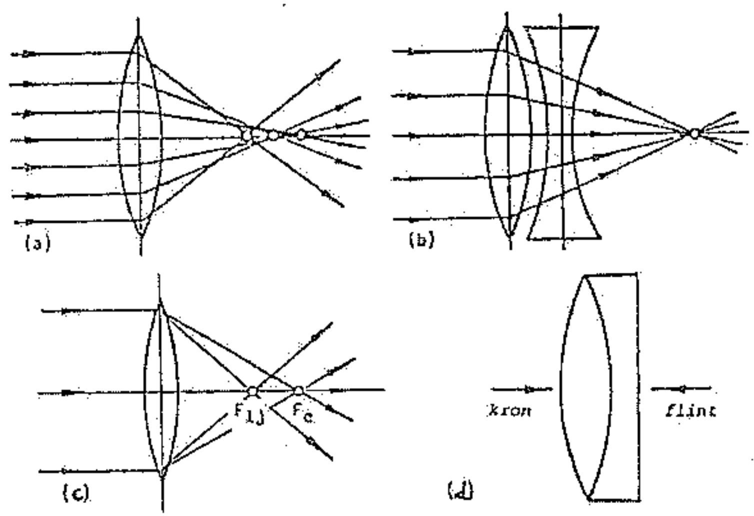
i žižne daljine. Nadalje, uzimaju se u obzir samo zraci blizu optičke ose (paraksijalni zraci), odnosno oni koji sa optičkom osom obrazuju male uglove. Sva rastojanja f, l i p računaju se od optičkog centra sočiva 0. Da su sočiva tanka označeno je na crtežima simetralom na kojoj se zraci prelamaju.

c. Nedostaci sočiva

Sočiva imaju niz nedostataka, zbog čega se ne dobijaju pravilni i oštri likovi. Ranije pomenuti uslovi pod kojima sočiva daju verne likove i pod kojima važe izvedene jednačine, nisu jednostavni za ostvarenje. Složena (polihromatska) bela svetlost, koja se obično koristi, razlaže se kroz sočiva i kvari lik.

Nedostaci sočiva su sledeći: *sferna aberacija, hromatska aberacija, koma, astigmatizam i distorzija* (krivljenje lika).

1. **Sferna aberacija** je nedostatak sočiva koji se manifestuje na taj način što se zraci monohromatske svetlosti (paralelni snop) koji dolaze na sočivo (sl. 28.15. a) različito prelamaju. Ovo je naročito izraženo kod sočiva većeg otvora dijafragme (blende) i male žižne daljine. Zraci koji padaju na periferni deo sočiva prelamaju se jače od onih koji su bliži središtu sočiva. Lik svetle tačke nije, zbog toga, tačka, već se vidi, kao kružić.



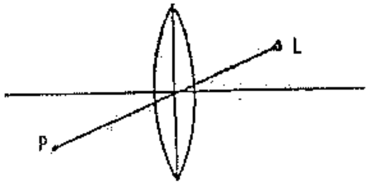
Sl. 28.15

Sferna aberacija se otklanja upotrebom okruglog zastora, dijafragme (blende), koji izoluje (uklanja) periferne zrake, a propušta zrake bliže osi i prelamaju se u jednu tačku. Jasno je da se upotrebom dijafragme smanjuje intenzitet lika. Drugi način kojim se pomenuti nedostatak uklanja je upotreba kombinovanih sočiva različitog indeksa prelamanja (sl. 28.15. b) od kojih je jedno sabirno, a drugo rasipno. Ukoliko kombinovano sočivo sačinjavaju dva sočiva suprotnih aberacija, one se međusobno kompenzuju.

2. **Hromatska aberacija** je posledica disperzije bele svetlosti. Kako se ljubičasti zraci prelamaju jače od svih ostalih, žiža ljubičastih zraka je bliža sočivu od ostalih

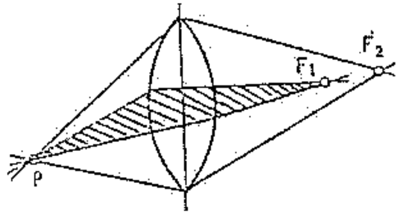
žiža. Ako je na sočivo usmeren snop zraka paralelnih optičkoj osi (sl. 28.15. c) likovi nisu oštri, a osim toga na krajevima su obojeni. Hromatska aberacija se otklanja primenom kombinovanih sočiva (sl. 28.15. d) i to konveksnog sočiva od kron stakla i konkavnog sočiva od flint stakla. Hromatska aberacija u ovom slučaju se skoro i ne zapaža na likovima predmeta osvetljenih belom svetlošću. Kombinovano sočivo kod kojeg je hromatska aberacija otklonjena naziva se *ahromatsko sočivo.*

3. **Koma.** Ovaj nedostatak je posledica sferne aberacije i dolazi do izražaja kod zraka koji na sočivo padaju pod većim uglom u odnosu na optičku osu (sl. 28.16). Lik L tačke P je u obliku komete (istegnute nesimetrične mrlje) odakle i potiče naziv — koma. Otklanja se pogodnim oblikovanjem i kombinacijom sabirnih i rasipnih sočiva, kao i primenom različitih dijafragmi.

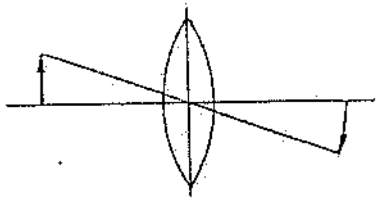


Sl. 28.16

4. **Astigmatizam.** Ovaj se nedostatak javlja kao posledica prolaska širokog i kosog, u odnosu na optičku osu, snopa svetlosti, koji polazi od jedne tačke P (sl. 28.17) i posle prelamanja se na skuplja u jednoj tački. Astigmatizam se obično otklanja upotrebom kombinovanih sočiva. Sočiva kod kojih je pomenuti nedostatak otklonjen nazivaju se *anastigmati.*



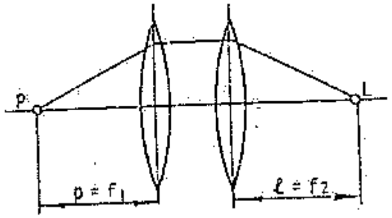
Sl. 28.17


Sl. 28.18

5. **Distorzija (krivljenje lika)** je nedostatak koji se odnosi na promenu uvećanja u zavisnosti od udaljenosti predmeta od optičke ose. U tom slučaju lik jedne ravne površine paralelne ravni sočiva (sl. 28.18) nije ravan nego iskrivljen.

d. **Složena sočiva**

Za otklanjanje nedostataka kod sočiva kombinuju se dva ili više sočiva raznih oblika od različite vrste stakla. Takva se sočiva obično postavljaju u centrični sistem, tj. optičke im se ose poklapaju. Kombinovana se sočiva ponašaju kao jedno sočivo, za koje važe ranije izvedene relacije. Za izračunavanje žižne daljine f sistema od dva sočiva žižnih daljina f_1 i f_2 zamislimo da se svetla tačka P nalazi u žiži jednog od tih sočiva (sl. 28.19). Sa slike se vidi da se lik L tačke P nalazi u žiži drugog sočiva, zbog čega je $p=f_1$, a $l=f_2$. Zame-



Sl. 28.19

nom u jednačinu (28.13) dobija se:

$$\frac{1}{f}=\frac{1}{f_1}+\frac{1}{f_2} \qquad (28.18)$$

Ako je kombinovano sočivo sastavljeno od više (nego dva) prostih sočiva, žižnih daljina $f_1, f_2, \ldots, f_n$, tada je recipročna vrednost žižne daljine sistema sočiva, određena kao algebarski zbir recipročnih vrednosti žižnih daljina sočiva u sistemu, odnosno:

$$\frac{1}{f}=\frac{1}{f_1}+\frac{1}{f_2}+\cdots+\frac{1}{f_n}=\sum_{i=1}^{n}\frac{1}{f_i} \qquad (28.19)$$

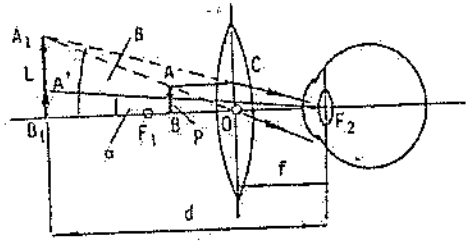
Jednačina (28.19) važi za sistem tankih sočiva koja se dodiruju.

28.3. OPTIČKI INSTRUMENTI

Na zakonima optike zasnivaju se konstrukcije različitih optičkih instrumenata. Pod optičkim instrumentom se podrazumeva kombinacija sočiva, ogledala, dijafragmi i ostalih delova, sa ciljem da se dobiju potrebni podaci (likovi, spektri itd.) raznih predmeta, radi boljeg upoznavanja njihove prirode ili rešavanja raznih optičkih problema. Takvih instrumenata ima veliki broj, a ovde su opisani *lupa* i *mikroskop.*

a. **Lupa**

Lupa pripada grupi instrumenata pomoću kojih se bliski predmeti vide pod većim vidnim uglom nego prostim okom (sl. 28.20). Lupa je jednostavni instrument i sastoji se od sabirnog sočiva manje žižne daljine. Predmet se stavlja između žiže i sočiva, pa je, prema tome, lik imaginaran, uspravan i uvećan. Kada se govori o uvećanju, obično se podrazumeva odnos linearnih dimenzija lika i predmeta, odnosno: $v=L/P$.



Sl. 28.20

Pod prirodnim uvećanjem podrazumeva se odnos ugla β pod kojim se pomoću instrumenta vidi imaginarni lik i ugla α pod kojim se predmet vidi (ili bi se mogao videti) golim okom, odnosno:

$$v'=\frac{\beta}{\alpha} \qquad (28.20)$$

Uvećanje lupe je, prema tome, dato relacijom (28.20), a sa slike 28.20 se vidi da je: $\operatorname{tg}\beta=L/d$ i $\operatorname{tg}\alpha=P/d$. Kako, na osnovu (28.20), uvećanje definiše odnos β/α, a ovi uglovi su mali, može se napisati:

$$v'=\frac{\beta}{\alpha}\simeq\frac{\operatorname{tg}\beta}{\operatorname{tg}\alpha}=\frac{L/d}{P/d}=\frac{L}{P}.$$

Na osnovu sličnosti $\Delta A_1B_1F_2 \sim \Delta COF_2$ sledi $L/P=d/f$, odnosno:

$$v' = \frac{d}{f} \tag{28.21}$$

U ovom slučaju lik se vidi na daljini jasnog vida. Kako je daljina jasnog vida konstantna veličina za određenog posmatrača, uvećanje lupe je zavisno od žižne daljine lupe.

Posmatrani predmet se nalazi između žiže i sočiva, a lik je imaginaran i nalazi se sa iste strane sočiva, pa jednačina lupe ima oblik:

$$\frac{1}{p} = \frac{1}{f} + \frac{1}{l}.$$

Množenjem sa l prethodni izraz prelazi u:

$$\frac{l}{p} = \frac{l}{f} + 1.$$

Budući da je l/p, na osnovu (28.17), uvećanje sočiva, a da je $l=d$, uvećanje na daljini jasnog vida dato je izrazom:

$$v' = \frac{d}{f} + 1 \tag{28.22}$$

Kako se lik može videti između daljine jasnog vida i beskonačnosti, uvećanje lupe kreće se u granicama određenim relacijama (28.21) i (28.22). Uvećanje lupe obično se kreće u granicama 2—10.

b. Mikroskop

Sitni predmeti, odnosno detalji koji se ne mogu videti golim okom, posmatraju se mikroskopom. Pomoću mikroskopa se, prema tome, vidi lik nekog predmeta pod većim vidnim uglom, nego golim okom i to na daljini jasnog vida.

Mikroskop sačinjavaju objektiv i okular, odnosno dva centrično postavljena sistema sočiva koji deluju kao sabirna sočiva. I objektiv i okular su sastavljeni od više sočiva, kako bi se otklonili nedostaci sočiva.

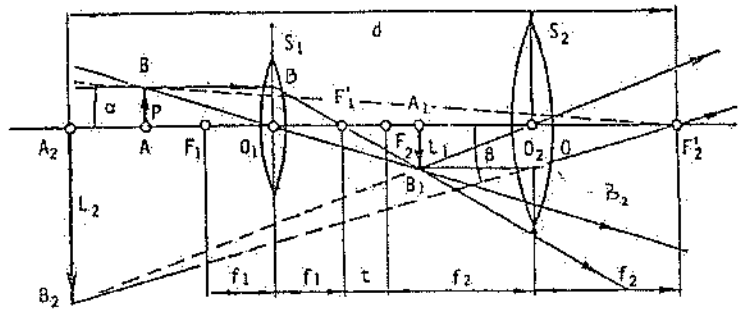
Delovanje mikroskopa, odnosno dobijanje uvećanog lika, može se jednostavno objasniti pomoću dva sabirna sočiva od kojih je jedno objektiv S_1, a drugo okular S_2 (sl. 28.21). Obe su žižne daljine male, ali je žižna daljina objektiva manja od žižne daljine okulara.

Predmet P se postavlja nešto ispred fokusa objektiva $p>f$. Lik predmeta se obrazuje na rastojanju većem od dvostruke žižne daljine $l>2f$. Okular je postavljen tako da lik objektiva padne između žiže F_2 i okulara. U tom slučaju okular deluje kao lupa i realan lik L_1 predmeta P, posmatran kroz okular vidi se na daljini jasnog vida kao uvećan imaginaran lik L_2. U odnosu na lik L_1 on je uspravan, ali prema predmetu P on je obrnut. Iz ovoga se vidi da okular uvećava lik koji je dao objektiv. Na taj način je postignuto da se lik predmeta vidi pod većim vidnim uglom β nego golim okom pod uglom α.

Uvećanje lika ostvareno mikroskopom jednako je proizvodu uvećanja v_1 objektiva i uvećanja v_2 okulara, tj.

$$v = v_1 \cdot v_2 \tag{28.23}$$

Radi bolje preglednosti na sl. 18.21 nije dat onaj odnos žižnih daljina objektiva i okulara, kao ni položaji predmeta i likova, kakvi su oni stvarno.



Sl. 28.21

Glavno uvećanje daje objektiv, jer okular deluje kao lupa. Linearno uvećanje mikroskopa određuje se na osnovu konstrukcije lika (sl. 18.21). Uvećanje objektiva je: $v_1=L_1/P$. Na osnovu sličnosti i to: $\Delta O_1BF_1' \sim \Delta A_1B_1F_1'$ sledi $L_1/P \simeq t/f_1$, gde je t — optička dužina tubusa (kod mikroskopa to je praktično razmak između objektiva i okulara), f_1 žižna daljina objektiva, pa je *uvećanje objektiva*:

$$v_1 = \frac{t}{f_1}. \tag{28.24}$$

Uvećanje okulara je: $v_2=L_2/L_1$. Na osnovu sličnosti: $\Delta A_2B_2F_2' \sim \Delta O_2B_2'F_2'$ sledi: $L_2/L_1=d/f_2$, gde je d — daljina jasnog vida, te je *uvećanje okulara*:

$$v_2 = \frac{d}{f_2} \tag{28.25}$$

Ukupno ugaono uvećanje mikroskopa, na osnovu relacije (28.23), jednako je proizvodu uvećanja objektiva i okulara:

$$v = v_1 \cdot f_{v2} = \frac{L_1}{P} \cdot \frac{L_2}{L_1} = \frac{L_2}{P}.$$

Ako se vrednosti iz (28.24) i (28.25) uvrste u (28.23), za uvećanje mikroskopa se dobija:

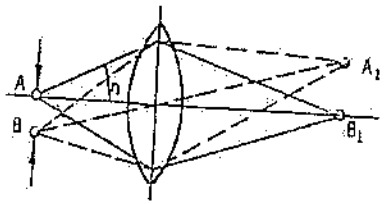
$$v = \frac{td}{f_1 f_2} \tag{28.26}$$

Može se, na osnovu relacije (28.26), zaključiti da je, ukoliko su žižne daljine okulara i objektiva manje, a dužina tubusa veća, uvećanje mikroskopa veće. Uzroci ograničenja su različiti, počev od nedostataka sočiva, pa do talasne prirode svetlosti. Osvetljenost slike opada sa kvadratom uvećanja, a time njen kvalitet slabi. Pri 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:

$$A = n \sin \eta \tag{28.27}$$

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

$$\delta = \frac{\lambda}{A} \tag{28.28}$$

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:

$$\frac{1}{\delta} = \frac{A}{\lambda} = \frac{n \sin \eta}{\lambda} \tag{28.29}$$

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:

$$\delta = k\lambda, \qquad k=0, \pm 1, \pm 2, \ldots \tag{29.1}$$

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

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

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