

malne brzine određene aerodinamičkim svojstvima aviona i snagom pogonske grupe. Prema tome, linije AC , zatim CD_1 , D_1D_2 , odnosno FE i EDD_2 zadaju se na temelju iskustva za određene namjene aviona. Anvelopa leta ograničuje moguće područje stanja leta koje se karakterizira preopterećenjem i brzinom, dakle točkom (n, V) . Kao primjer prikazan je u tablici 1 dio propisa B.C.A.R. (British Civil Airworthiness Requirement) za određivanje faktora preopterećenja aviona.

Tablica 1
IZVADAK IZ PROPISA B.C.A.R. ZA FAKTOR PREEOPTEREĆENJA

Faktor preopterećenja	Kategorija aviona		
	normalna	poluakroabatska	akroabatska
n_1	$2,1 + \frac{24000}{G + 10000}$	4,5	6,0
n_2	$0,75n_1$, ali $n_2 \geq 2,0$	3,5	4,5
n_3	1,0	1,8	3,0

V_D se određuje s obzirom na kritičnu brzinu ili se uzima prema mogućnostima aviona (Av.P. 970 propisuje za vojne avione Velike Britanije: $V_c = 0,8 V_D$, $V_E = 0,7 V_D$). Za civilne avione projektnе brzine specificira projektant.

Slično se zadaju i propisi za nesimetrična opterećenja, ili opterećenja u oluji, odnosno na zemlji ili na površini vode. Za ilustraciju može poslužiti zaustavljanje aviona pri slijetanju na pistu, i to slučaj stanja aviona kad počinje kočenje prednjeg kotača aviona (sl. 20). Prema francuskim propisima za opterećenje stajnih organa na pisti uzima se da u tom trenutku vertikalna sila kojom avion djeluje na kotače iznosi $\frac{4}{3}$ težine slijetanja aviona P_d . Horizontalne reakcije X i vertikalne reakcije Z na kotačima aviona dobivaju se iz uvjeta ravnoteže aviona. Horizontalne reakcije iznose $\sim 65\%$ vertikalnih, ali prema propisima su ograničene na:

$$X = \frac{4}{3} \cdot \frac{T}{d}, \quad (38)$$

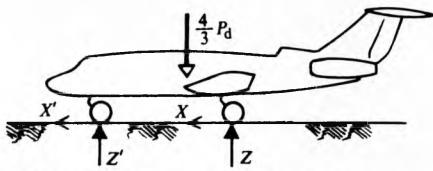
gdje je T najveći zakretni moment kočnica kotača, d udaljenost osi kotača od površine piste. Propisi ograničuju također vertikalnu reakciju na prednjem kotaču na

$$Z' = \frac{4}{3} 1,65 C', \quad (39)$$

gdje je C' zakretni moment koji djeluje na prednji kotač. Propisani ugib gume δ' prednjeg kotača iznosi

$$\delta' = h' \frac{3}{4} \cdot \frac{Z'}{Q'}, \quad (40)$$

gdje je h' najveća visina ugiba gume, a Q' najveće dinamičko opterećenje gume prednjeg kotača.



SL. 20. Tipično opterećenje stajnih organa

Prema istim propisima kod elastične noge prednjeg kotača jednak je hod uslijed opterećenja težinom slijetanja aviona P_d pri početku kočenja. Ako taj hod nije prethodno određen ispitivanjima, uzima se da iznosi polovicu maksimalno mogućeg hoda elastične noge.

LIT.: J. Taylor, Manual on Aircraft Loads. Pergamon Press, Oxford-London 1965. — И. А. Гудков, С. Л. Лешков, Внешние нагрузки и прочность летательных аппаратов. Машиностроение, Москва 1968. — D. Stankov, Proračun avionskih konstrukcija. Naučna knjiga, Beograd 1971. — H. G. T. Megson, Aircraft Structures for Engineering Students. Edward Arnold, Bristol 1979.

M. Momirski

OPTIČKE ELEKTROKOMUNIKACIJE, postupci prijenosa i obrade informacija u kojima se kao nosilac informacija upotrebljava svjetlost i blisko infracrveno i ultraljubičasto zračenje, a za proizvođenje, oblikovanje, primanje i obradivanje upotrebljavaju se optoelektronički elementi i elektronički uređaji. Nazivaju se i optičkim komunikacijama iako se bitno razlikuju od klasičnih optičkih komunikacija u kojima se upotrebljavaju bilo kakvi izvori svjetla, a prijemnik je ljudsko oko. Izbor vrste svjetla, a osobito njegove valne duljine, ovisi o komunikacijskom zadatku i o mogućnostima proizvođenja svjetla, njegova moduliranja, prenošenja i obradivanja radi koначnog utvrđenja prvobitnog signala informacije.

Optičke komunikacije počele su vatremin i dimnim signalima spiljskog čovjeka i u osnovi malo su se razvile do sustava bljeskalica na brodovima XX stoljeća. Tek pojавa lasera 1960. godine i razvoj optoelektroničkih elemenata omogućili su mnogo snažniji izvor svjetlosti i vrlo prikladne postupke modulacije i detekcije (v. *Laser*, TE 7, str. 465, v. *Optoelektronika*). Do danas su se laserska tehnika i optoelektronika toliko razvile da optičke elektrokomunikacije imaju znatne prednosti prema radio-frekvencijskim komunikacijama u mnogim primjenama. Frekvencija je vala nosioca u području $10^{13}\dots 10^{15}$ Hz, pa moguća širina pojasa modulacije od 10^{12} Hz čini samo 0,1% raspoloživog spektra. Tehnički bi izvedba modulatora tako velike širine pojasa još uvijek bila problem. Druga je prednost u dimenzijama antena. Optička antena, npr., promjera 10 cm pri 10^{14} Hz omogućuje milijun puta veću gustoću snage od antene radio-sustava promjera 10 m pri frekvenciji 10^9 Hz. Tako uski snop je problem u međusobnom praćenju antena. Mala spektralna širina koherenčnih laserskih izvora omogućuje lakše optičko filtriranje radi odvajanja signala od pozadinskog zračenja na prijemnoj strani pri širenju kroz atmosferu, a manje dimenzije optičkih valovoda i veće premostive udaljenosti pri širenju kroz optičke mreže.

Model optičkog elektrokomunikacijskog sustava sastoji se od generatora vala nosioca (najčešće laser ili svjetleća dioda), modulatora, odašiljačke optičke antene, prijenosnog sredstva (vakuum, atmosfera ili optički valovod), prijemne optičke antene, optičkog prijemnika, selektivnog demodulatora i pojačala (sl. 1). Izlazni signal je rekonstruirana informacija.

GENERATORI OPTIČKOG VALA

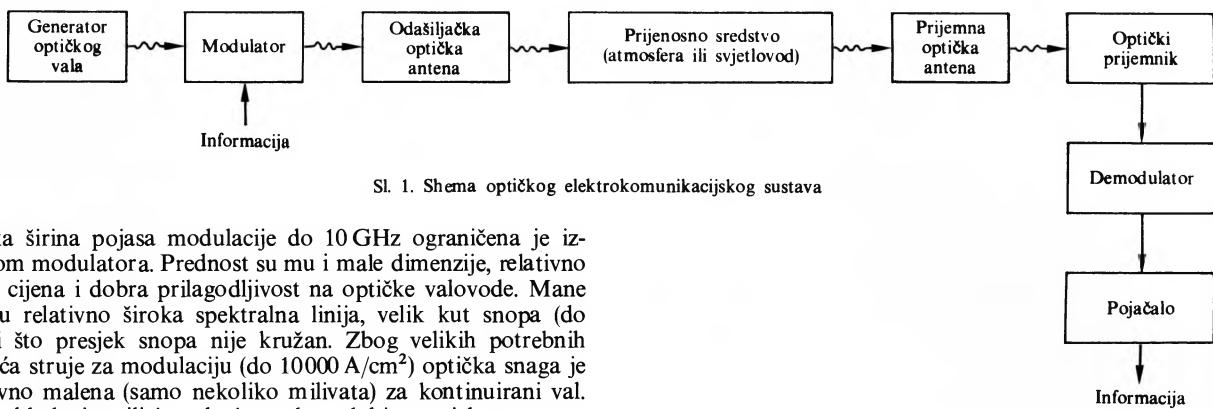
Helijsko-neonski laser spada u skupinu plinskih atomskih lasera. Odlikuje se velikom vremenskom i prostornom koherencijom. Najčešće se upotrebljava njegovo zračenje valne duljine 623,8 nm (crveno svjetlo). Daje kontinuirani optički val, što je pogodno za vanjsku modulaciju, ali je relativno male snage (do 80 mW). Moguća je i unutrašnja modulacija djelovanjem na njegov pumpni sustav (izvor napajanja). Proces sudara elektrona ograničuje pri tom frekvenciju modulacije na nekoliko stotina kiloherca. Kako je raspon pumpne snage za prag, odnosno najveću snagu, 17:100, u tom rasponu treba postići potpunu modulaciju.

Argonski laser iz skupine plinskih ionskih lasera može raditi s kontinuiranim valom ili impulsno, a najčešće se upotrebljava zračenje valnih duljina 488,0 nm (plavo) ili 514,5 nm (zeleno). Može dati optičku snagu nosioca nekoliko vata do nekoliko desetaka vata.

Laser s ugljik-dioksidom spada u skupinu plinskih molekularnih lasera. Upotrebljava se njegovo zračenje valnih duljina $10,6 \mu\text{m}$ i $9,6 \mu\text{m}$ (infracrveno). Mogu uz posebne postupke dati snagu i do 10 kW uz visok stupanj djelovanja (do 20%).

Granatski (Nd:YAG) laser iz skupine čvrstih (kristalnih) lasera sadrži granat (itrijev aluminij-oksid $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, kratica YAG) dotiran neodimijem. Uz djelotvornost do 2% moguće je postići nekoliko stotina vata kontinuirane snage. Valna je duljina njegova zračenja $1,06 \mu\text{m}$ (infracrveno).

Poluvodički laser ima široku primjenu u optičkim komunikacijama zbog relativno jednostavne unutrašnje modulacije koja se obavlja injektiranjem strujom (direktna konverzija električne energije u optičku uz djelotvornost 30%, pa i do 50%). Te-



Sl. 1. Shema optičkog elektrokomunikacijskog sustava

orijska širina pojasa modulacije do 10 GHz ograničena je izvedbom modulatora. Prednost su mu i male dimenzije, relativno niska cijena i dobra prilagodljivost na optičke valovode. Mane su mu relativno široka spektralna linija, velik kut snopa (do 10°) i što presjek snopa nije kružan. Zbog velikih potrebnih gustoća struje za modulaciju (do 10000 A/cm²) optička snaga je relativno malena (samo nekoliko milivata) za kontinuirani val. Jakim hlađenjem ili impulsnim radom dobiva se izlazna snaga od nekoliko vata. Najčešće se upotrebljava galijev arsenid kao poluvodički materijal, koji zrači na valnoj duljini 0,84 μm. Složenijim kombinacijama galij-aluminij-arsenida, tzv. dvostrukom heterostruktorom moguće je postići poboljšana svojstva (nižu struju praga) i povećanu snagu (do 10 mW kontinuiranog optičkog vala pri radu u jednom modu, a do 100 mW u višemodnom radu). Emitirani spektar pri tom je širok ~1000 GHz, a prosječna trajnost takva lasera ~10000 sati. Valna duljina je ~0,9 μm.

Svjetleća dioda (LED, Light Emitting Diode) zrači nekoherentno svjetlo relativno široka spektralnog sadržaja (v. *Optoelektronika*). Da bi se smanjili optički gubici, često se izvodi u dvostrukoj heterostrukturni. Konstrukcijom je slična poluvodičkom laseru. Osnovni materijal je također galij-arsenid. Dodatkom aluminija može se valna duljina smanjiti sa 0,9 μm na ~0,75 μm. Optički su gubici u svjetlećim diodama dosta veliki. Zbog totalne refleksije na ravnoj graničnoj plohi bit će u slobodni prostor zračeno samo ~10% proizvedenog zračenja. Povećana djelotvornost može se postići pomoću prozirnog polukuglastog nastavka istog indeksa loma ($n = 3,6$) kao za galij-arsenid, ili direktnim kontaktom s optičkim valovodom pripadnog indeksa loma (sl. 2). Svjetleće diode u komunikacijskim

optički postupci (tabl. 2). Neki postupci sadržani su u generiranju optičkog nosioca, a drugi u modulacijskim postupcima. Skloovi se mogu podijeliti na vanjske i unutrašnje, već prema smještaju unutar laserske šupljine ili izvan nje. Unutrašnji modulatori zahtijevaju manju snagu modulacijskog signala, međutim širina pojasa im je ograničena širinom pojasa laserske šupljine. Osim toga, unutrašnji modulatori smanjuju dobitak laserske šupljine.

Modulacija pumpanjem snage. Snaga snopa raste s porastom snage pumpanja. Tako je moguće intenzitetno modulirati laser amplitudnom modulacijom snage pumpanja. Nelinearnosti s obzirom na snagu pumpanja i snagu lasera pri kontinuiranoj analognoj modulaciji uzrokuju distorziju.

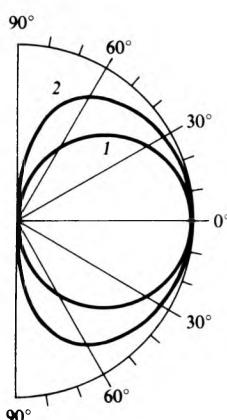
Plinski laseri pobuduju se istosmjernim ili visokofrekvenčnim (VF) elektronskim izbojem kroz plin, a svaki može biti amplitudno moduliran (AM). Proces sudara elektrona ograničuje frekvenciju modulacije na nekoliko stotina kiloherca. Pri visokofrekvenčnoj pobudi modulacijska frekvencija mora biti niža od pubudne.

Polvodički laseri mogu se pobudjavati amplitudno moduliranim strujnim izvorima. Ograničenje je u frekvenciji modulacije kao ograničenje frekvencije običnih dioda, međutim, glavni problem je u vanjskom sklopu, s obzirom na brza ukapčanja velikih struja. Svjetlosni izlaz proporcionalan je injekcijskoj struci u širokom području. Vrijeme rekombinacijskog zračenja je vrlo kratko (1 ns za galij-arsenid). Kako je vrijeme života fotona u laserskoj šupljini vrlo kratko (~10⁻¹¹ s), moguće je postići modulaciju galij-arsenidnog lasera milimetarskim valnim duljinama (teorijski frekvencijama do 46 GHz).

Kruti laseri pobuduju se optički, pa je potrebno modulirati takav kontinuirani svjetlosni izvor pumpanja. Rezultat je, kao i u prethodna dva slučaja, intenzitetna modulacija (IM) laserskog snopa.

Modulacija apsorpcijom. Modulacija optičkom apsorpcijom moguća je pomoću poluvodiča kao što su silicij, germanij ili galij-arsenid. Za mikrovalnu frekvenciju postoje dvije potencijalno korisne metode. Prva metoda je *pomak optičkog apsorpcijskog ruba primjenom električnog polja*. Oštra niskofrekvenčna granična frekvencija može se upravljati električnim poljem (Franz-Keldyshov efekt). To se osniva na činjenici da u mnogim kristalima optička apsorpcija naglo varira s energijama fotona u blizi apsorpcijskog ruba, a spektralni položaj tog ruba može se varirati primjenom električnog polja. Rub odgovara donjoj frekvencijskoj granici. Malim pomicanjem apsorpcijskog ruba dobivaju se velike promjene propusnosti kristala. Rub se pomicanje pomoću istosmjernog prednapona, a upadni tok fotona bit će apsorbiran u sinkronizmu s mikrovalnim modulacijskim signalom. Pri tom nastaje problem jer optička apsorpcija uvodi fotovodljivost, a fotovodljivost znatnu disipaciju snage zbog velikoga potrebnog električnog polja za veći pomak apsorpcijskog ruba (sl. 3). Prema drugoj metodi *upravlja se gustoćom nosilaca apsorpcije* injektiranjem na poluvodičkom PN-spoju. Koeficijent optičke apsorpcije može se pisati kao

$$\alpha = \frac{Z_0}{\varrho_0 \mu} \left[\frac{1}{1 + (\lambda_c/\lambda)^2} \right], \quad (1)$$



Sl. 2. Dijagram zračenja svjetleće diode: 1 s ravnim prozorom, 2 s polukuglom

uređajima treba da imaju brz odziv, veliku djelotvornost, što užu spektralnu liniju, i da rade na valnoj duljini za koju prijenosno sredstvo ima dobra svojstva. Praktički se postiže gustoća svjetla 1...100 W/(sr cm²), ukupna djelotvornost do 10%, vrijeme odziva 1...10 ns s linearnim porastom svjetlosnog toka prema injekcijskoj struci. U tipičnom slučaju emisijska linija ima približan oblik Gaussove krivulje kojoj širina 1/e iznosi 0,02...0,04 μm. I kad je velika gustoća struje (npr. 10000 A/cm²), diode rade pouzdano, s prosječnom trajnošću 10⁵ sati.

MODULACIJA

Modulacija je postupak utiskivanja informacijskog signala (najčešće danog u električnom obliku) na optički elektromagnetski val nosilac (tabl. 1). Prikladni su i najčešće primjenjivani postupci pumpanja poluvodičkih lasera (s nekoherentnom variјantom u obliku svjetlećih dioda), te elektrooptički i akustičko-

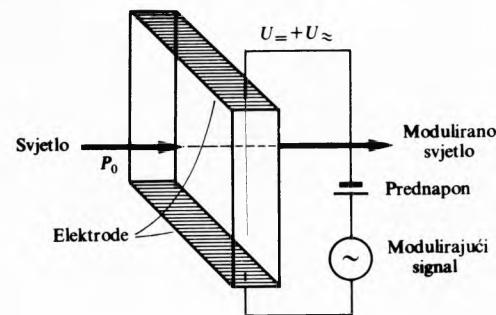
Tablica 1
VRSTE MODULACIJE OPTIČKOG NOSIOCA

Znak	Naziv	Opis
AM	Analogne modulacije Amplitudna modulacija	Amplituda električnog polja nosioca razmijerna je amplitudi signala informacije
FM	Frekvencijska modulacija	Promjena frekvencije nosioca razmijerna je amplitudi signala informacije
PM	Fazna modulacija	Fazni kut nosioca razmijeren je amplitudi signala informacije
IM	Intenzitetna modulacija	Intenzitet nosioca razmijeren je amplitudi signala informacije
PL	Polarizacijska modulacija — linearni tip	Kut linearne polarizacije nosioca prema referentnoj osi razmijeren je amplitudi signala informacije
	— kružni tip	Omjer intenziteta nosioca polarizacijskih stanja desno lijevo razmijeren je amplitudi signala informacije
PAM	Impulsne modulacije Kontinuirana ili kvantizirana impulsno-amplitudna modulacija	Amplituda električnog polja impulsnog nosioca razmijerna je amplitudi uzorka signala
PFM	Kontinuirana ili kvantizirana impulsno-frekvencijska modulacija	Frekvencija impulsnog nosioca razmijerna je amplitudi uzorka signala
PIM	Kontinuirana ili kvantizirana impulsno-intenzitetna modulacija	Intenzitet impulsnog nosioca razmijeren je amplitudi uzorka signala
PDM	Kontinuirana ili kvantizirana impulsno-širinska modulacija	Trajanje impulsnog nosioca (od početka do početka perioda uzorka) razmijerno je amplitudi uzorka signala
PPM	Kontinuirana ili kvantizirana impulsno-pozicijска modulacija	Vremensko kašnjenje početka kratkog impulsa nosioca razmijerno je amplitudi uzorka signala
PRM	Modulacija repeticijom impulsa	Frekvencija kratkih impulsa nosioca razmijerna je amplitudi signala
PCM/AM ili PCM/ASK	Digitalne modulacije Impulsno-kodna amplitudna modulacija (s ukopčavanjem nosioca)	Amplituda nosioca na maksimumu uzorka signala u binarnom kodu predstavlja bit 1, a na minimumu bit 0
PCM/IM	Impulsno-kodna intenzitetna modulacija	Intenzitet nosioca na maksimumu uzorka signala u binarnom kodu predstavlja bit 1, a na minimumu bit 0
PCM/FM ili PCM/FSK	Impulsno-kodna frekvenčjska modulacija (s prekopčavanjem frekvencije)	Frekvencija nosioca na jednoj od dviju mogućih vrijednosti uzorka u binarnom kodu predstavlja bit 1 ili bit 0
PCM/PM ili PCM/PSK	Impulsno-kodna fazna modulacija (s prekopčavanjem faze)	Fazni kut nosioca prema faznoj referenciji 0 ili π , što odgovara bitu 1 ili bitu 0 amplitude signala u binarnom kodu
PCM/PL	Impulsno-kodna polarizacijska modulacija — linearni tip	Nosilac u vertikalnoj polarizaciji predstavlja bit 1, a u horizontalnoj bit 0 amplitude uzorka signala u binarnom kodu
	— kružni tip	Nosilac u desnoj kružnoj polarizaciji predstavlja bit 1, a u lijevoj bit 0 amplitude uzorka signala u binarnom kodu

gdje je impedancija slobodnog prostora $Z_0 = 377 \Omega$, ϱ_0 istomsjerna otpornost poluvodiča, μ indeks refrakcije, λ optička valna duljina, a $\lambda_c = \frac{2\pi c m_c}{\varrho_0 n_c e^2}$ karakteristična valna duljina, pri čemu je m_c masa nosioca, n_c gustoća nosilaca, a e naboj elektrona.

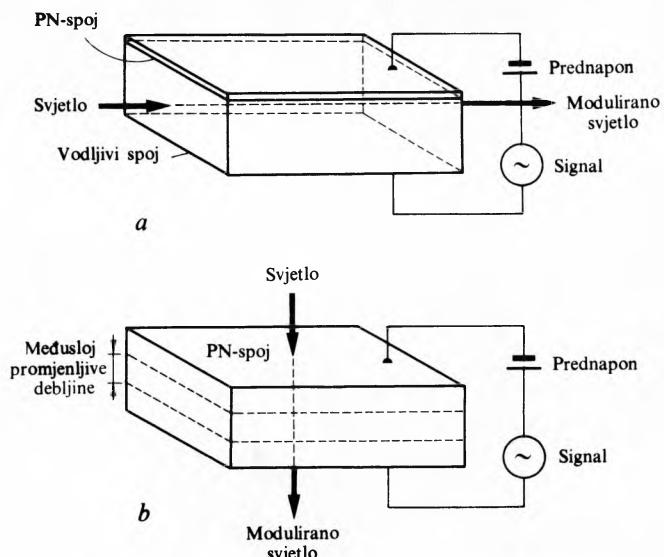
Tablica 2
POSTUPCI MODULACIJE OPTIČKOG NOSIOCA

Postupak modulacije	Vrsta modulacija				
	AM	IM	FM	PM	PL
Pumpanje snage				x	
plinski laser		x			
poluvodički laser		x			
čvrsti laser		x			
Apsorpcija		x			
Promjena duljine šupljine				x	
Zeemanov efekt			x		
Starkov efekt			x		
Fotoelastični efekt		x	x		
Piezoelektrični efekt		x	x		
Akustičko-optički efekt		x	x		
Magnetooptički efekt	x	x	x	x	x
Elektrooptički efekt	x	x	x	x	x



Sl. 3. Pomak optičkog apsorpcijskog ruba pomoću električnog polja

Kako je λ_c obično duboko u infracrvenom području, takvi modulatori bit će pogodni za veće valne duljine. Fotone apsorbiraju u materijalu slobodni nosioci kojih se gustoća upravlja naponom na PN-spoju. Najvišu modulacijsku frekvenciju određuje vrijeme života nosilaca. Za germanij (trajanje života nosilaca reda $1 \mu\text{s}$) modulacijska bi frekvencija, u granicama 3 dB , bila $\sim 1 \text{ MHz}$. PN-spoj je polariziran propusno (sl. 4a). Rad s višim frekvencijama moguće je postići reverznim prednaponom, pri čemu je apsorpcija upravljana promjenom debljine međusloja pomoću modulacijskog signala. Da bi se postigla dovoljna apsorpcija slobodnih nosilaca na tako kratkom optičkom putu kao što je debljina međusloja, potrebno je bogato dotiranje i rad na većim valnim duljinama (sl. 4b).



Sl. 4. Upravljanje gustoćom nosilaca apsorpcije: a injektiranjem na PN-sloju, b promjenom debljine međusloja

OPTIČKE ELEKTROKOMUNIKACIJE

Modulacija promjenom duljine rezonantne šupljine. Frekvenčna osciliranja lasera može se namjestiti u uskom području promjenom duljine šupljine. Jedan od načina je učvršćenje krajnjih zrcala na magnetostrickijski materijal, koji mijenja duljinu proporcionalno nametnutom električnom polju. Rezonantna je frekvencija šupljine

$$f_R = \frac{nc}{2L}, \quad (2)$$

gdje je n cijeli broj, a L duljina šupljine. Promjena duljine šupljine ΔL daje promjenu rezonatne frekvencije

$$\Delta f_R = \frac{nc}{2L} - \frac{nc}{2(L + \Delta L)}, \quad (3)$$

što za male promjene duljine iznosi

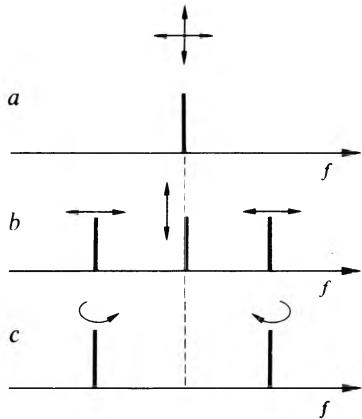
$$\Delta f_R \approx \frac{nc \Delta L}{2L^2} = f_R \frac{\Delta L}{L}. \quad (4)$$

Širina pojasa modulacije ograničena je na razmak između modova. Parazitna mehanička pomicanja zrcala mogu lako statički pomaknuti frekvenciju i do 100 kHz, što određuje donju granicu frekvenske modulacije. Frekvenski pomak od 1 MHz kad je $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$, tj. $f = 6 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$, zahtijeva relativnu promjenu duljine šupljine $\Delta L/L = 1,67 \cdot 10^{-9}$, što je moguće postići magnetostrickijskim materijalima. Gornja je granica modulacije $\sim 100 \text{ MHz}$, a ograničena je vremenom odziva magnetostrickijskog materijala.

Modulacija Zeemanovim efektom. Djelovanjem magnetskog polja na određene čvrste i plinovite tvari kojima se širi laserski snop razdvaja se normalna laserska frekvencija nosioca u komponente, razmagnutne od nosioca za pozitivan ili negativan iznos razlike frekvencija, koja je proporcionalna jakosti magnetskog polja. To je tzv. Zeemanov efekt (v. *Mehanika, kvantna, TE 8*, str. 189), koji daje frekvenski pomak

$$\Delta f_Z = \pm \frac{eH}{4\pi mc}, \quad (5)$$

gdje je e naboj elektrona, m masa elektrona, a H jakost magnetskog polja. Često se svaka od komponenata dalje razdvaja u druge komponente. Pomak vanjskih komponenata od prvobitne središnje linije može veoma varirati za različite spektralne linije, a obično taj frekvenski pomak po magnetskoj indukciji nametnutog polja iznosi $\sim 14 \text{ GHz/T}$. Kad je polje okomito na smjer gledanja, spektralna se linija dijeli na tri linearne polarizirane komponente. Ako je polje u smjeru gledanja, dobivaju se dvije kružno polarizirane komponente, međusobno suprotnog smjera polarizacije (sl. 5). Primjena jakog magnetskog polja u laseru neće općenito razdvojiti liniju u spektralne komponente ako razdvajanje nije mnogo veće od Dopplerove širine. Ako je



Sl. 5. Shematski prikaz Zeemanova efekta: a) spektralna linija bez vanjskog polja, b) magnetsko polje okomito na smjer gledanja razdvaja spektralnu liniju na tri linearne polarizirane komponente, c) magnetsko polje u smjeru gledanja razdvaja spektralnu liniju na dvije kružno polarizirane komponente

razdvajanje usporedivo s Dopplerovom širinom, nastaje proširenje linije kao posljedica smanjenja snage u određenom frekvenskom području, a nešto veći dobitak za prepostavljene polarizacije prema ostalima.

Modulacija Starkovim efektom. Starkov efekt jest razdvajanje laserske emisijske frekvencije pri prolazu snopa kroz plinovite ili čvrste tvari, a pod utjecajem nametnutog električnog polja (v. *Mehanika, kvantna, TE 8*, str. 189). Frekvenski pomak iznosi

$$\Delta f_S = kE, \quad (6)$$

gdje je E jakost električnog polja, a koeficijent proporcionalnosti iznosi $k = 0,5 \cdot 10^4 \text{ Hz m/V}$. Širina pojasa modulacije ograničena je brzinom promjene polja. Kako su za veće pomake frekvencije potrebna magnetska (Zeemanov efekt) i električna (Starkov efekt) polja, to su te dvije posljednje metode prikladne za sporo ugadanje lokalnih oscilatora u heterodinskim primanicima.

Mehaničkooptička modulacija osniva se na nekoj pojavi da se mehaničkim utjecajem mijenjaju optička svojstva tvari.

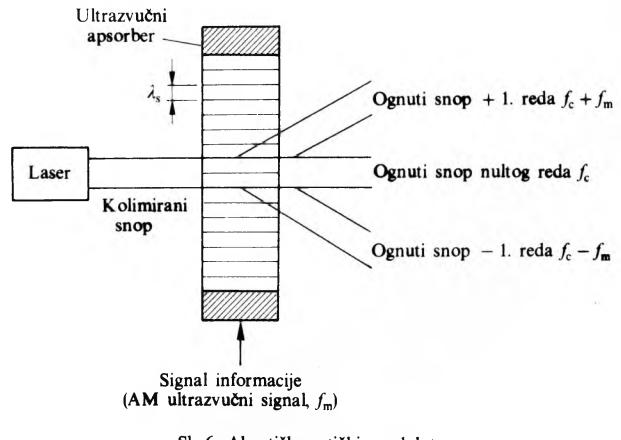
Fotoelastička modulacija osniva se na istoimenom efektu, po kojem određeni kristali i tekućine mijenjaju indeks loma zbog mehaničkog naprezanja.

Piezoelektrični efekt također uzrokuje promjene indeksa loma primjenom električnog polja na materijale, što uzrokuje njihovu deformaciju. Fotoelastički i piezoelektrični modulatori imaju ograničene širine pojasa modulacije zbog mehaničke frekvenske karakteristike modulatorskog materijala.

Akustičkooptički efekt uzrokuje promjene indeksa loma zbog mehaničkih naprezanja nastalih prolazom ultrazvučnih valova kroz materijal. Mehanički uzrokovane promjene indeksa loma nekog sredstva daju središta ogiba za upadno svjetlo. Intenzitet i frekvencija tako difraktiranog svjetla razmjerni su naprezanju, koje je opet razmjerno modulacijskom signalu.

Frekvensko ograničenje akustičkooptičkog modulatora jest vrijeme proleta ultrazvučnog vala presjekom snopa nosioca. Fokusiranjem laserskog snopa na mali promjer moguće su razmjerno velike modulacijske širine pojasa. Akustičkooptički modulator je interesantan jer omogućuje pomak frekvencije lasera pri ugadanju lokalnog oscilatora.

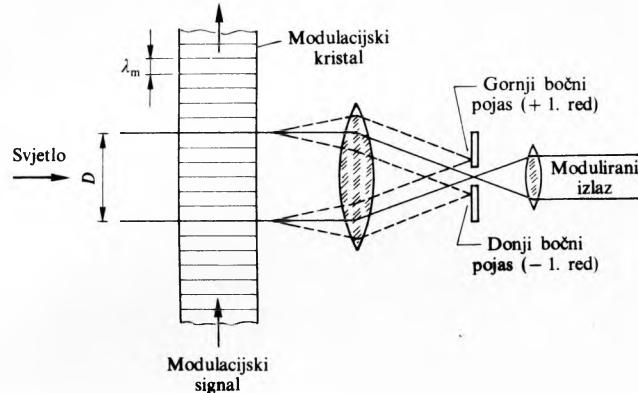
Prolazom ultrazvučnog vala kroz sredstvo (kremen, kadmij-sulfid, litij-niobat ili čak voda) dobivaju se sinusne promjene indeksa loma Δn , s valnom duljinom λ_s jednakom ultrazvučnoj. Usko količinom laserski snop upada u sredstvo te se rastavlja u primarne redove difrakcije (sl. 6). Proizvedeni su i viši redovi difrakcije, ali se njihovi intenziteti mogu zanemariti.



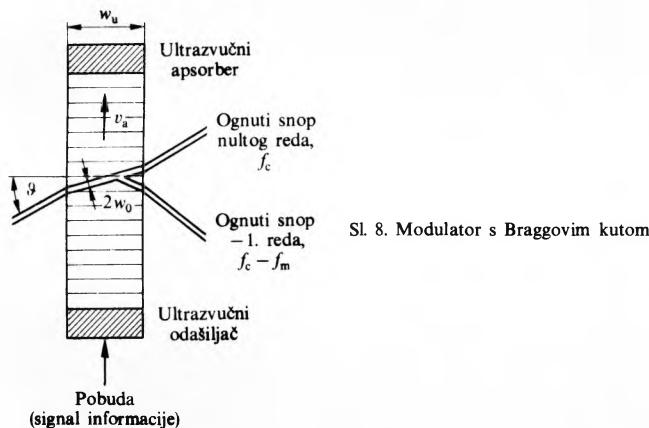
Sl. 6. Akustičkooptički modulator

Tako se frekvenskom modulacijom ultrazvučnog vala dobiva frekvenska modulacija difraktiranih snopova. Amplitudna modulacija ultrazvučnog vala uzrokuje pripadnu intenzitetnu modulaciju na svakom od difraktiranih snopova. Samo je jedan od triju difraktiranih snopova koristan za komunikacije, ostali se mogu eliminirati, npr. modulatorom tipa difrakcijske rešetke (v. *Optika*). Difrakcijska rešetka dovoljno širokog razmaka λ_m

proizvodi se akustički ili mikrovalom u sredstvu velike dielektričnosti. Za dani razmak λ_m snaga skrenutog dijela zračenja iz glavnog snopa u bočne pojaseve, a time i iznos modulacije, određeni su amplitudom modulirajućeg signala. Otklanjanjem dijela zračenja iz glavnog snopa smanjuje se njegov intenzitet. Tako su amplitudne promjene mikrovalnog signala pretvorene u intenzitetne promjene optičkog snopa (sl. 7). Sadržana nedjelotvornost zbog odstranjenja dvaju difraktiranih snopova izbjegava se akustičkooptičkim modulatorom s Braggovim kutom.



Sl. 7. Modulator s difrakcijskom rešetkom



Sl. 8. Modulator s Braggovim kutom

Ako laserski snop upada na ultrazvučnu ćeliju (sl. 8) pod Braggovim kutom definiranim sa

$$\vartheta = \arcsin\left(\frac{\lambda_c}{2\lambda_s}\right), \quad (7)$$

gdje su λ_c i λ_s valne duljine laserskog zračenja, odnosno ultrazvuka, bit će +1. difraktirani val reducirani na nulu. Intenziteti snopova nultog i -1. reda jesu

$$I_0 = \cos^2\left(\frac{v}{2}\right), \quad (8)$$

$$I_{-1} = \sin^2\left(\frac{v}{2}\right), \quad (9)$$

gdje je v Raman-Nathov parametar dan kao

$$v = \frac{2\pi w_u \Delta n}{\lambda_c}. \quad (10)$$

Tu je w_u širina ultrazvučne ćelije, a Δn promjena indeksa loma sredstva zbog ultrazvučnog vala. Vrijednost Δn je funkcija standardnog indeksa loma, elektrooptičkog tensora i tensora naprezanja; pravi odnos ovisi o karakteristikama sredstva i geometrijskim odnosima smjera širenja zvučnog i svjetlosnog vala. Uz dovoljno velike vrijednosti Raman-Nathova parametra, pod idealnim uvjetima, moguće je oko 95% intenziteta upadnog laserskog snopa transponirati u -1. red difrakcije. Kako je Raman-Nathov parametar obrnuto razmjeran valnoj duljini, to

akustičkooptički modulatori nisu tako djelotvorni pri većim valnim duljinama. S modulatorom Braggova kuta moguća je frekvencijska modulacija transponiranjem snage vala nosioca u -1. difrakcijski red, uz frekvencijsku modulaciju ultrazvučnog vala. Širina frekvencijskog pojasa akustičkooptičkih modulatora određena je vremenom proleta ulatrazvučnog vala kroz presjek snopa nosioca. Vrijeme porasta odziva skrenutog svjetlosnog snopa na stepeničastu funkciju akustičkog vala pod Braggovim kutom upada jest

$$t_r = 1,3 \frac{w_0}{v_a}, \quad (11)$$

gdje je v_a brzina zvučnog vala, a $2w_0$ promjer svjetlosnog snopa pretpostavljene Gaussove raspodjele amplituda. Kako je općenito poznat odnos širine pojasa niskofrekvenčnog filtra

$$\Delta f = \frac{0,35}{t_r}, \quad (12)$$

može se modulacijska širina pojasa izraziti kao

$$\Delta f \approx 0,27 \frac{v_a}{w_0}. \quad (13)$$

Vidi se da akustički val mora proći presjekom svjetlosnog snopa za $\sim 1/2$ periode najviše modulacijske frekvencije u prenoshenom pojusu.

Za približno jednak o difrakcijsko širenje svjetla i akustičkog vala difraktirano svjetlo ima isti kut ogiba (difracijske) β kao i upadno svjetlo, pa je za dobro odvajanje skrenutog od neskretnutog svjetlosnog snopa potrebno da je $\vartheta = \beta$. Braggov kut ϑ sada iznosi

$$\vartheta = \arcsin \frac{\lambda f_a}{2nv_a} \approx \frac{\lambda f_a}{2nv_a}, \quad (14)$$

gdje je n indeks loma, f_a akustička frekvencija, a $\beta = \frac{2}{n\pi w_0}$ za svjetlosni snop Gaussove raspodjele. Uz $\vartheta = \beta$ dobiva se

$$f_a = 4 \frac{v_a}{w_0}, \quad (15)$$

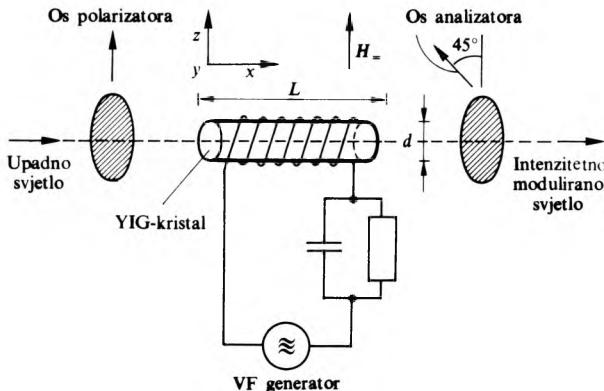
tj. širina modulacijskog pojasa ograničena je na 20% akustičke frekvencije, te iznosi ~ 1 GHz zbog ograničenja akustičkih davača. Praktičke vrijednosti su mnogo manje od 1 GHz. Skretanje snopa je neprikladno svojstvo takvih modulatora pri njihovoj primjeni u komunikacijama.

Magnetooptička modulacija. Primjenom magnetskog polja na magnetooptičku tekućinu, kao npr. nitrobenzol, molekule koje su magnetski i optički anizotropne svrstat će se u smjeru namnutog polja. Ta se pojava zove *Cotton-Moutanov magnetooptički efekt*. Zbog teškoća u rukovanju tim tekućinama, koje su općenito kaustične i otrovne, njihova primjena nije rasprostranjena. Osim toga, nametanjem polja na te tekućine kroz duže vrijeme često dolazi do njihova rastvaranja (dekompozicije). Zato se za magnetooptičku modulaciju češće upotrebljavaju kvalitetni kristali itrijeva željeznog granata (YIG) s malom apsorpcijom (0,3 dB/cm na sobnoj temperaturi) u području valnih duljina 1,15–4,5 μm. Osim toga, ti kristali imaju veliku optičku rotaciju ($172^\circ \text{ cm}^{-1}$ kad je $\lambda = 1,52 \mu\text{m}$) i niske visokofrekvenčne gubitke, pa su pogodni za modulaciju u infracrvenom području svjetla. Magnetooptičkom rotacijom (sl. 9) može se dobiti intenzitetna modulacija. Istosmjerno magnetsko polje H_z (os z) djeluje na granatnu šipku i zasićuje je u smjeru okomitom na njenu os. Slabo izmjenično visokofrekvenčnog magnetskog polje djeluje uzduž osi šipke (os x) i mijenja magnetiziranje unutar malog kuta, dajući slabu komponentu visokofrekvenčnog magnetiziranja uzduž osi x . Kako je magnetska rotacija proporcionalna komponenti magnetiziranja uzduž osi šipke, izlazno svjetlo imat će ravnu polarizaciju zakrenutu za iznos razmjeran duljini šipke. Nakon prolaza svjetla kroz analizator, zakrenut za 45° prema ulaznom polarizatoru, dobiva se linearna intenzitetna modulacija.

Ako ne postoji magnetska anizotropija, za sklop prema sl. 9 magnetska rezonantna frekvencija šipke mora biti izvan modu-

lacijske širine pojasa, tj. mora biti veća od najviše frekvencije modulacijskog pojasa, kako bi se izbjegli visokofrekvenčni gubici.

Za smanjenje snage potrebne za modulaciju određene širine pojasa mora magnetiziranje za postizanje zasićenja biti maleno, optička rotacija velika, a efektivno unutrašnje polje maleno. Nekad se upotrebljava i galijem dotirani galijev željezni granat (kad je $\lambda = 1,52 \mu\text{m}$), koji ima mnogo manje magnetsko zasićenje od nedotiranog granata, i gotovo jednaku optičku rotaciju.



Sl. 9. Magnetooptički modulator

Važan je i izbor orijentacije kristala, gdje su (100) i (110) anizotropne osi jakog magnetiziranja, kako bi se povećala djelotvornost primjenjenog visokofrekvenčnog polja pri usmjeravanju magnetiziranja šipke, a time i djelotvornost modulacije.

Elektrooptička modulacija. Elektrooptički efekt u kristalima osnova je mnogih elektrooptičkih modulatora, osobito onih primjenjenih u komunikacijama. Kristali mijenjaju svoj indeks loma prema nametnutom električnom polju. Upadna zraka rastavlja se na dvije, te svaka od njih putuje različitom brzinom u kristalu, što daje faznu razliku među njima na izlazu.

Indeks loma n elektrooptičkog kristala uzduž kristalne osi može se pisati u obliku reda

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{n_w^2} + rE + RE^2 + \dots, \quad (16)$$

gdje je E nametnuto električno polje, n_w indeks loma bez električnog polja, r linearni elektrooptički koeficijent, a R kvadratni elektrooptički koeficijent. U čvrstim tijelima linearno mijenjanje člana rE zove se *Pockelsov efekt*, a variranje zbog kvadratnog člana *Kerrov efekt*. U kristalima koji služe u elektrooptičkoj modulaciji prevladava obično samo jedan od tih koeficijenata, pa promjena nametnutog električnog polja daje linearnu ili kvadratnu promjenu indeksa loma.

Indeksi loma uzduž koordinatnih osi (x, y, z) elektrooptičkog kristala bez nametnutog električnog polja povezani su izrazom zvanim *optička indikatrica* ili *indeksni elipsoid* (v. *Kristalna optika*, TE 7, str. 369)

$$\left(\frac{x}{n_x}\right)^2 + \left(\frac{y}{n_y}\right)^2 + \left(\frac{z}{n_z}\right)^2 = 1. \quad (17)$$

Kad postoji električno polje, jednadžba elipsoida s obzirom na kristalografske osi glasi

$$\left(\frac{x}{n_x}\right)^2 + \left(\frac{y}{n_y}\right)^2 + \left(\frac{z}{n_z}\right)^2 + \sum_{i,j,k,p=1}^3 [r_{ijk}E_{jk} + R_{ijkp}E_{jk}E_{kp}] \xi_i \xi_j = 1 \quad (18)$$

gdje je $\xi_1 \equiv x$, $\xi_2 \equiv y$ i $\xi_3 \equiv z$. Općenito, električno polje uzrokuje rotaciju elipsoida s obzirom na kristalografske osi, te mijenja i njegov oblik (sl. 10). Radi jednostavnijeg označivanja mogu se indeksi i, j, k, p zamijeniti novim indeksima m, n . Takvim označivanjem dobivamo 18 linearnih (oblika r_{mk}) i 36 kvadratnih (oblika R_{mn}) elektrooptičkih koeficijenata. Zbog

simetrije kristala bit će mnogi elektrooptički koeficijenti jednaki nuli ili međusobno identični.

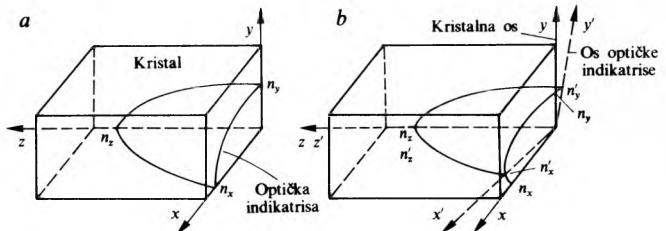
Ako glavnim osima rotiranog elipsoida postavimo drugi koordinatni sustav x', y', z' , jednadžba je optičke indikatrice

$$\left(\frac{x'}{n_{x'}}\right)^2 + \left(\frac{y'}{n_{y'}}\right)^2 + \left(\frac{z'}{n_{z'}}\right)^2 = 1. \quad (19)$$

Ako optički val putuje uzduž osi z' kristala, te ako je linearno polariziran na 45° prema osi x' , val će imati fazno kašnjenje Γ između komponenata x' i y' jednak

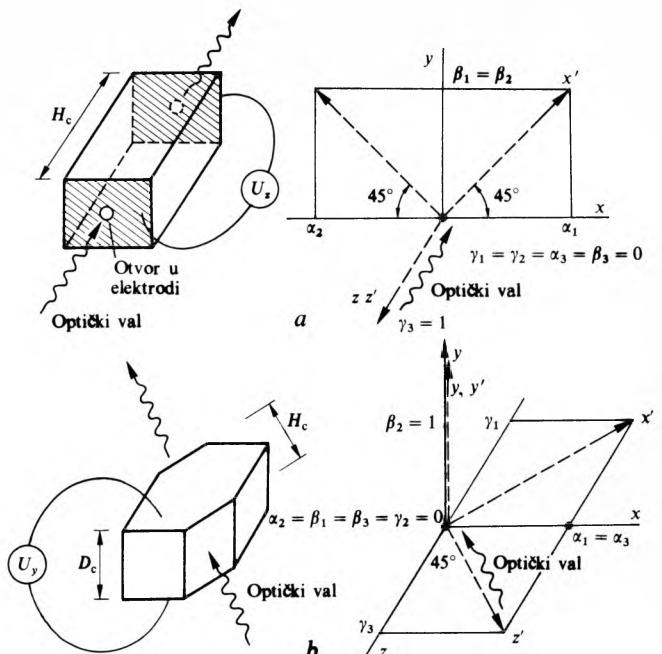
$$\Gamma = \frac{2\pi H_c}{\lambda_c} (n_{x'} - n_y), \quad (20)$$

gdje je H_c duljina kristala.



Sl. 10. Optička indikatrica (elipsoid indeksa loma) u kristalu: a bez električnog polja, b s električnim poljem

Glavni predstavnici *tetragonalnih kristala* kristalne klase $\bar{4}2m$ jesu kalij-dihidrogenfosfat (KH_2PO_4 ili češće zvan KDP) i amonij-dihidrogenfosfat ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ ili češće zvan ADP). U takvu kristalu optički val prolazi uzduž osi z , a u istom smjeru djeluje i električno polje. Zbog toga elektrode moraju imati otvore za prolaz snopa, ili moraju biti prozirne (sl. 11a).



Sl. 11. Elektrooptički modulator s prikazima osi indikatrica: a s tetragonalnim kristalom (električno polje je u smjeru osi z), b s kubičnim kristalom (polje je u smjeru osi y)

U tim je kristalima kvadratni elektrooptički koeficijent zanemarljiv, a zbog simetrije kristala jedini linearni elektrooptički koeficijenti različiti od nule jesu $r_{41} = r_{52} = r_{63}$. Optička indikatrica poprima oblik

$$\left(\frac{x}{n_0}\right)^2 + \left(\frac{y}{n_0}\right)^2 + \left(\frac{z}{n_e}\right)^2 + 2r_{63}E_z xy = 1, \quad (21)$$

gdje su n_0 i n_e tzv. redovni, odnosno izvanredni indeks loma.

Ta jednadžba pokazuje da se osi z i z' podudaraju i da je indeksni elipsoid rotiran za kut 45° s obzirom na kristalografske osi. Uz dobro približenje vrijedi

$$n_x \approx n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E_z, \quad (22)$$

$$n_y \approx n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E_z, \quad (23)$$

pa je za val koji putuje uzduž osi $z = z'$, a linearno je polariziran uzduž osi x (tj. $+45^\circ$ prema osi y'), fazno kašnjenje jednak

$$\Gamma = \frac{2\pi n_0^3 r_{63} U_z}{\lambda_c}, \quad (24)$$

gdje je $U_z = E_z H_c$ napon na kristalu. Vidi se da je za kristale klase $42m$, s poljem u smjeru osi z i s pripadnom orijentacijom, fazno kašnjenje neovisno o duljini kristala. Za kristal KDP je $n_0 = 1,51$, $r_{63} = 1,03 \cdot 10^{-11} \text{ m/V}$, a napon potreban za pomak $\Gamma = \pi$ radijana (poluvalni napon) jest 11 kV kad je $\lambda = 0,63 \mu\text{m}$. Da bi se smanjio pobudni napon, kristali se mogu vezati u kaskadu.

Kubični kristali kristalne klase $\bar{4}3m$ imaju svoje predstavnike u bakar-kloridu (CuCl) i cink-sulfidu (ZnS). Zbog simetrije kristala jedini elektrooptički koeficijenti različiti od nule jesu $r_{41} = r_{52} = r_{63}$. Ako se primjeni električno polje uzduž osi y , poprečno na smjer širenja snopa, optička je indikatrica

$$\left(\frac{x}{n_0}\right)^2 + \left(\frac{y}{n_0}\right)^2 + \left(\frac{z}{n_0}\right)^2 + 2r_{41} E_y x z = 1. \quad (25)$$

Elipsoid je rotiran oko osi $y = y'$ za kut 45° (sl. 11b).

Ako optički val, linearno polariziran 45° prema osi x' , putuje uzduž osi z' , fazno kašnjenje bit će

$$\Gamma = \frac{\pi n_0^3 r_{41} U_y (H_c)}{\lambda_c} \left(\frac{D_c}{D_c} \right), \quad (26)$$

gdje je D_c debljina kristala u smjeru y . Fazno kašnjenje može se, dakle, za dani napon povećati povećanjem omjera duljine i debljine kristala.

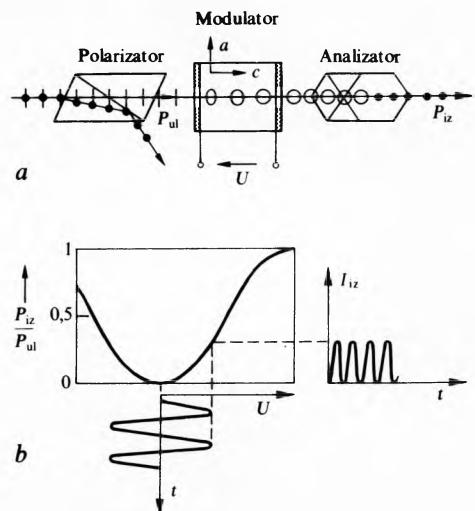
Heksagonalni kristali kristalne klase 6 imaju jedino elektrooptičke koeficijente različite od nule $r_{12} = r_{61} = -r_{22}$, te $r_{21} = r_{62} = -r_{11}$. Indeksni elipsoid je u ravnini $z=0$, s poljem uzduž osi x i y . Uz električna polja E_x i E_y indeksni elipsoid bit će rotiran oko osi $z = z'$ za određeni kut. Fazno je kašnjenje za optički val koji putuje uzduž osi z' približno

$$\Gamma \approx \frac{2\pi L n_0^3 \sqrt{r_{11}^2 + r_{22}^2} E}{\lambda_c}. \quad (27)$$

Fazna modulacija pomoću elektrooptičkih kristala za sve navedene vrste kristala jednostavno proizlazi iz izraza za pripadno fazno kašnjenje.

Amplitudna i intenzitetna modulacija linearno ili kružno polariziranog svjetlosnog vala može se također postići elektrooptičkim kristalom. Ako se primjeni uzdužni modulacijski efekt za ADP ili KDP, primjenjuje se polarizator ispred modulatora, koji svjetlo linearne polarizira u smjeru x ili y . Obje ortogonalne komponente svjetla u smjerovima x' i y' prolaze različitim faznim brzinama, tako da su iza kristala međusobno fazno pomaknute, te se dopunjaju tvoreći eliptički polarizirani val. Iza kristala modulatora stavlja se analizator zakrenut za 90° prema polarizatoru, koji propušta samo svjetlo ortogonalne polarizacije s obzirom na ulaznu. Propusnost takve kombinacije (odnos izlazne i ulazne svjetlosne snage) ovisi o produktu $L \cdot \Delta n$, gdje je L duljina puta u elektrooptičkom kristalu, a Δn je povećanje, odnosno smanjenje indeksa loma za osi x' i y' prema osima x i y . Ovisnost sinusnog modulacijskog napona i izlaznog intenziteta svjetla daje intenzitetnu modulaciju (sl. 12). Za male je napone $U \approx L \cdot \Delta n$, pa je propusnost proporcionalna kvadratu naponu.

Stavljanjem tzv. četvrtvalne ploče ($\lambda/4$ ploča) između ulaznog polarizatora i modulatorskog kristala dobiva se linearna prije-

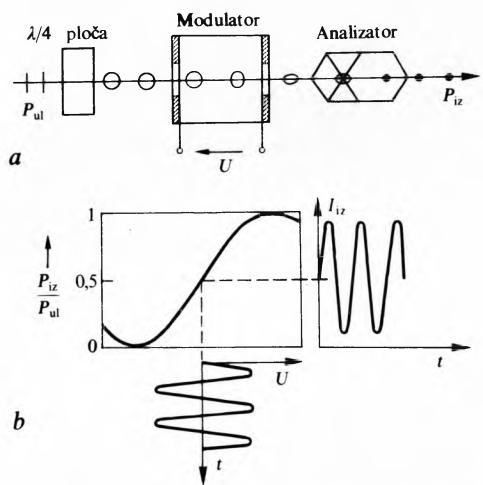


Sl. 12. Intenzitetna modulacija elektrooptičkim modulatorom. a raspored elemenata, b karakteristike uz sinusno upravljanje

nosna karakteristika. Takva ploča pomiče svojim statičkim dvolomom dvije ortogonalne komponente linearne polariziranog ulaznog vala međusobno za 90° , te tako pretvara linearnu polarizaciju u kružnu. Tada se za male napone mijenja svjetlosni intenzitet proporcionalno modulacijskom naponu. Međutim, kad se stupanj modulacije približava 100%, karakteristika sve više odstupa od početne linearne (sl. 13). Intenzitetna modulacija sadrži, naime, osim osnovnog titranja još i harmoničke titrare, kojima su amplitude proporcionalne Besselovim funkcijama. Da bi ta propusnost bila upravljana u području 0...100%, potrebna je promjena napona

$$U_\pi = \frac{\lambda}{2n_0^3 r_{63}}. \quad (28)$$

Taj napon naziva se *poluvalnim*, jer pomiče obje ortogonalne polarizacije međusobno za 180° u fazi. Taj napon je karakteristična veličina modulatora, te za djelotvornu modulaciju mora biti što je moguće manji.



Sl. 13. Lineariziranje karakteristike modulatora primjenom ploče $\lambda/4$. a raspored elemenata, b karakteristika uz sinusno upravljanje

Za amplitudnu ili intenzitetnu modulaciju moguće je primijeniti i poprečni modulacijski efekt (smjerovi su optičkog vala i električnog polja međusobno okomiti) kristala KDP i ADP. U tu svrhu mora biti ulazni val u ravnini $x'z$ linearno polariziran 45° prema osi z , odnosno kružno polariziran u toj ravni. Neželjeni fazni pomak zbog prirodnog dvoloma i $n_e \neq n_0$ može se odstraniti uključivanjem dvaju jednakih kristala uza-

OPTIČKE ELEKTROKOMUNIKACIJE

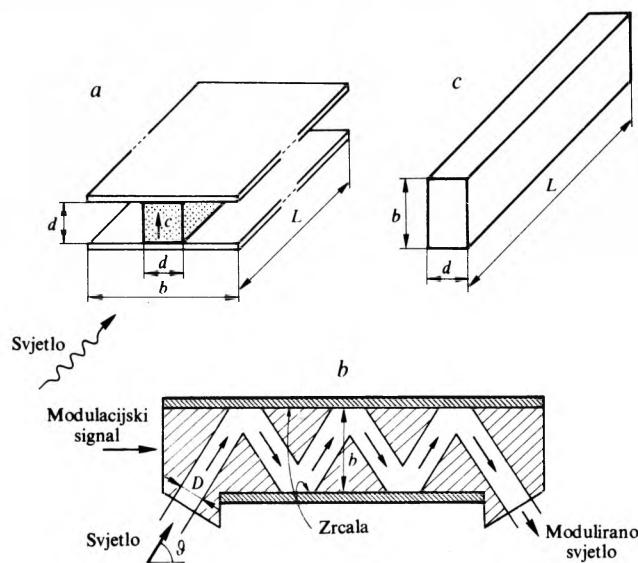
stopno kojima su optičke osi međusobno zakrenute za 90° , a naponi su im upravljanja prema smjeru optičke osi protutaktni. Za kompenzaciju prirodnog dvoloma može poslužiti i $\lambda/2$ ploča, smještena između dva jednakom orientirana kristala s protutaktnim naponima. Poluvalni napon u toj poprečnoj amplitudnoj (AM), odnosno intenzitetnoj (IM) modulaciji jest

$$U_\pi = \frac{d}{L} \frac{1}{n_0 r_{63}}. \quad (29)$$

Za vrijednost $d = L$ on je dvostruk prema onome u uzdužnoj modulaciji, ali se može smanjiti smanjenjem omjera d/L .

Modulator s putujućim valom je konstrukcija kojom su se nastojala izbjegći ograničenja na duljinu pri mikrovalnoj modulaciji. Akо je duljina kristala reda pola valne duljine modulacijskog signala, visokofrekvenčko polje promijenit će predznak u modulatoru i tako poništiti dio modulacije. U modulatoru s putujućim valom visokofrekvenčko polje putuje kroz elektrooptički materijal zajedno sa svjetlosnim valom. Kad modulacijsko polje i svjetlosni val imaju u nekom smjeru istu faznu brzinu, elektrooptičko djelovanje ostaje i uzduž čitavog puta u fazi, te se zbraja. Time je izbjegnuto ograničenje u vremenu proleta modulacijskog pojasa, ali se zahtijeva podudarnost svjetla i modulacijskog polja u cijelom modulacijskom pojusu.

U elektrooptičkim kristalima optički su indeksi loma mnogo manji od vrijednosti $\sqrt{\epsilon_r}$ koja bi im pripadala za dielektričnosti pri modulacijskim frekvencijama. Zato modulacijska polja putuju u takvim kristalima mnogo sporije od svjetlosnih valova. Da bi se postigla podudarnost prijeđenog puta, upotrebljava se vrpca s elektrooptičkim kristalom u njenoj sredini (sl. 14a).



Sl. 14. Optički modulatori: a s putujućim valom pomoću vrpce, b tzv. cikcak-modulator, c dimenzije modulatora

Uzduž kristala putuje svjetlosni val koji treba modulirati, a modulacijsko polje putuje vrpcom kao val koji je sličan TEM-valu. Pri tom mora kristalna šipka biti uska s obzirom na modulacijsku valnu duljinu u materijalu. Fazna je brzina TEM-vala u vrpci, djelomično ispunjenoj kristalnom šipkom, između fazne brzine u vakuumu i u kristalu. Faktorom ispunje kao omjerom presjeka šipke i ukupnog presjeka među vodičima mogu se međusobno prilagoditi fazna brzina TEM-vala brzini svjetla c/n u kristalu. Za fazno prilagođenje svjetla i modulacijskog vala mora efektivna dielektričnost biti $\epsilon_{ef} = n^2$, što daje za širinu vrpce

$$b = \frac{d(\epsilon_r - 1)}{n^2 - 1}, \quad (30)$$

gdje je d debljina kristalne šipke. Odnos efektivne i relativne dielektričnosti jest

$$\epsilon_{ef} = (\epsilon_r - 1) \frac{d}{b + 1}. \quad (31)$$

Za 100%-tnu intenzitetnu modulaciju mora modulacijski napon imati amplitudu $U = U\pi/2$. Potrebna snaga modulacije opada s duljinom L , pa je poželjno da modulator bude što dulji. To je ostvarljivo sve dok je modulacijsko polje po čitavoj duljini u fazi sa svjetlosnim valom. Taj se sinkronizam kvari zbog disperzije vrpce u modulacijskom pojusu, tj. ako se postigne sinkronizam za niske modulacijske frekvencije, nastat će odstupanje u višima. Disperzija modulatora ograničuje umnožak duljine modulatora i širine modulacijskog pojasa. Uspjeli su se postići duljine od $L = 1$ m sastavljanjem više komada kristala ADP ili KDP, uz prilagođenje impedancije u pojusu $0\cdots3$ GHz.

Cikcak-modulator izrađen je u obliku vrpce, potpuno ispunjene elektrooptičkim materijalom. Svjetlo putuje cikcak-smjjerom između reflektirajućih površina pod kutom θ , s određenim odnosom $v_p/\cos \theta = c/n$. Povećana duljina optičkog puta znatno smanjuje duljinu kristala potrebnu za danu modulaciju i danu snagu (sl. 14b). Gornja frekvenčna granica, a time i širina pojasa je povećana, jer nema nagle promjene mikrovalne konstante širenja pri frekvenciji za koju je elektrooptički materijal širok $\lambda/2$, ili granične frekvenčne valovoda. Mana je što modulacijsko sredstvo mora biti izotropno, jer optički put nije stalno orientiran prema kristalnoj osi. Aktivno sredstvo mora, dakle, biti kubični kristal (ZnS ili CuCl). Osim toga, bakar-klorid ima povoljno velik indeks loma n , pa dolazi do potpune unutrašnje refleksije. Čitavo svjetlo koje dolazi do granice kristala pod kutom θ bit će reflektirano natrag, pa zrcalne površine nisu ni potrebne. Da bi svjetlosni snop promjera D imao više od jedne refleksije unutar kristala, širina vrpce mora biti

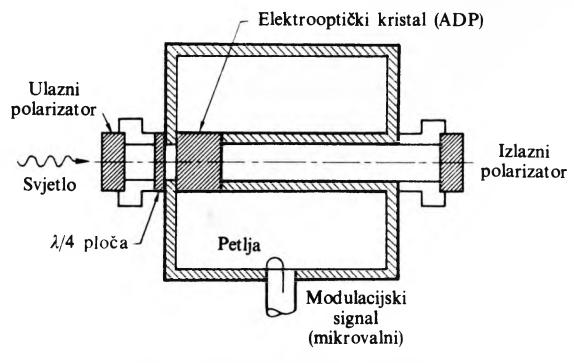
$$b \geq \frac{D}{2 \cos \theta}. \quad (32)$$

U graničnom slučaju jednakosti postoji samo jedna refleksija i za tu širinu potrebna je minimalna modulacijska snaga. Radi lakšeg usmjeravanja snopa u kristal uzima se da je $b = d/(2 \cos \theta)$. Širina pojasa modulacije cikcak-modulatora ograničena je faznom brzinom modulacijskog vala i impedancijom kruga, koje približavanjem širine b modulatora (sl. 14c) modulacijskoj valnoj duljini u mediju postaju frekvenčno ovisne. Drugo ograničenje širine pojasa uvjetovano je zahtjevom da projekcija promjera snopa D uzduž smjera širenja modulacijskog vala mora biti manja od polovice valne duljine modulacijskog signala u sredstvu.

Cikcak-modulator ima manju disperziju od modulatora s putujućim valom, gdje modulacijski kristal zauzima samo mali dio obujma vodiča. Disperzija te strukture poznata je samo približno, pa je i širina pojasa cikcak-modulatora $b \approx 0,2 \lambda_m$. Unatoč velikoj mogućoj širini pojasa cikcak-modulatori rjeđe se upotrebljavaju zbog svoje konstruktivne složenosti.

Mikrovalni modulator sadrži elektrooptički kristal kao kapacitivno opterećenje mikrovalne koaksialne rezonantne šupljine. Elektrooptički koeficijenti su za kristal KDP: $r_{63} = 1,03 \cdot 10^{-11}$ m/V, a za kristal ADP: $r_{63} = 8,5 \cdot 10^{-12}$ m/V. Pri modulacijskim frekvencijama iznad 50 kHz, što je iznad rezonantne vrijednosti za te kristale, vrijednosti koeficijenata padnu otprilike na 60% navedenih vrijednosti (sl. 15).

Kerrov modulator radi na principu kvadratnog elektrooptičkog ili Kerrova efekta. Relativno fazno kašnjenje polariza-



Sl. 15. Mikrovalni optički modulator

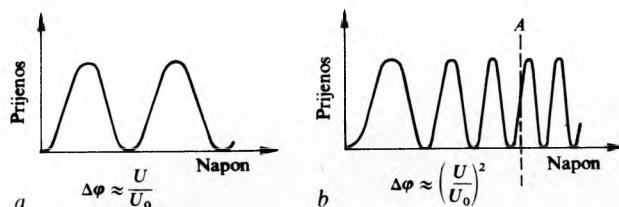
ranog vala varira pretežno s kvadratom modulacijskog napona, a manje linearno. Kvadratni efekt može biti lineariziran ako je električno polje dovoljno veliko (sl. 16). Budući da električno polje može biti sastavljeno od istosmjerne komponente E_+ i visokofrekventne E_{\approx} , to je ukupno polje $E = E_+ + E_{\approx}$, pa je

$$E^2 = E_+^2 + E_{\approx}^2 + 2E_+E_{\approx}, \quad (33a)$$

što za $E_+ \gg E_{\approx}$ daje

$$E^2 \approx E_+^2 + 2E_+E_{\approx}. \quad (33b)$$

Tada je fazno kašnjenje linearno proporcionalno modulacijskom naponu.

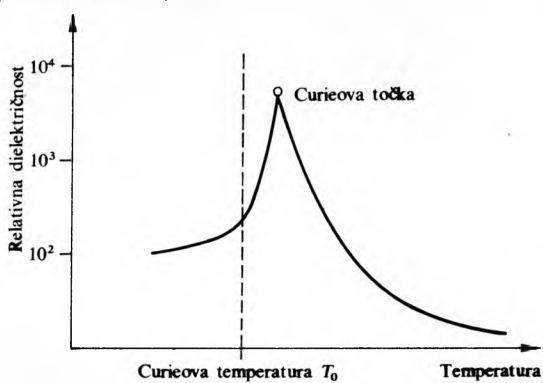


Sl. 16. Fazno kašnjenje polariziranog vala ovisno je o nametnutom modulacijskom naponu. a) Pockelsov efekt, b) Kerrov efekt

Feroelektrici su materijali koji se upotrebljavaju za elektrooptičku modulaciju, a naziv su dobili po sličnosti s fero-magnetskim materijalima. U određenim temperaturnim područjima pokazuju induciranoj polarizaciju koja može biti i stotine puta veća nego u ostalim materijalima pri upotrebi vanjskog polja. Dielektričnost takvih materijala ovisna je o temperaturi, slično kao što je susceptibilnost magnetskih materijala ovisna o temperaturi (v. Elektrotehnički materijali, TE 5, str. 52). Zato se može formulirati analogni Curie-Weissov zakon (sl. 17), prema kojem je dielektričnost iznad Curieove temperature

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{C}{T - T_0}, \quad (34)$$

gdje je ϵ_0 temperaturno nezavisano dio dielektričnosti, C Curieova konstanta, a T_0 Curieova temperatura. Tako je elektrooptički efekt u danom materijalu u prvoj aproksimaciji proporcionalan induciranoj polarizaciji, moguće je postići povećane efekte ako se temperatura materijala održava nešto iznad njegove Curieove temperature. Iako su više godina upotrebljavane Kerrove čelije s nitrobenzenom, bilo ih je teško primijeniti za kontinuiranu (CW) modulaciju zbog velikog omjera snage i širine pojasa. Veće mogućnosti daju miješani kristali blizu svojih Curieovih temperatura (tabl. 3).



Sl. 17. Promjena dielektričnosti feroelektrika s temperaturom

Sa KTN je označena smjesa dvaju kristala koji imaju visoku i nisku Curieovu temperaturu, a ta temperatura smješte blizu je sobne temperature, što je praktično za sklopove. Osim velikim elektrooptičkim efektom blizu Curieove temperature, potreban izmjenični napon za potpunu (100%) modulaciju moguće je smanjiti i velikim statickim prednaponom materijala za linearni rad. Kristali KTN su male, zahtijevaju male radne napone (vršne vrijednosti 20...60 V) uz 300 V istosmjernog prednapona.

Pomoću kockice sa stranicom od 3 mm moguće je modulirati signalom frekvencije 10 MHz. Prednapon je obično ograničen probojnom čvrstoćom kristala. Prednaponom se postiže smanjenje pobudnog napona i povećanje linearnog elektrooptičkog efekta, s time da je radno područje pomaknuto na strmiji dio karakteristike.

Tablica 3
CURIEOVA TEMPERATURA ZA NEKE MATERIJALE

Materijal	Temperatura °C
Kalij-dihidrogenfosfat, KH_2PO_4 (ili KDP)	-150
Kalij-dideuterijofosfat, KD_2PO_4 (ili KD*P)	-60
Kalij-niobat, KNbO_3	435
Kalij-tantalat, KTaO_3	-260
Barij-titanat, BaTiO_3	120
Kalij-tantalati nobat, $\text{KTa}_{0.65}\text{Nb}_{0.35}\text{O}_3$ (ili KTN)	~10

Širina pojasa i snaga modulacije bitna su svojstva elektrooptičkih kristalnih modulatora. Ako se izuzmu dielektrički i odvodni gubici modulatorskih kristala, takvi modulatori ne troše energiju. Oni uskladištuju energiju u svom električnom polju, a ona mora biti dovedena i odvedena. Uskladištena energija i jalova snaga su to veće što je veća dielektričnost modulatorskog kristala. Njihova prikladnost za modulatore uspostavlja se na temelju njihovih poluvalnih napona i uskladištene energije polja pri tim naponima. Razmatranje se ograničuje na poprečne modulatore. Da bi poluvalni napon bio što niži, omjer stranica D_c/H_c mora biti što manji. Poprečno proširenje optičkog vala postavlja donju granicu za taj omjer. Praktički se za izbjegavanje gubitaka ogiba i za lakše podešavanje snopa uzima $D_c/w > 2$, gdje je w polumjer svjetlosnog snopa. Drugi način smanjenja D_c/H_c jest izvedba modulatorskog kristala u obliku svjetlosnog valovoda, prikladno malog presjeka. Takvi modulatori, načinjeni kao filmovi ili vrpce, lako se s ostalim komponentama integriraju u optičke sklopove.

Širina modulacijskog pojasa ograničena je optičkom duljinom nH_c modulatora i njegovom reaktivnom vodljivošću ωC . Kad vrijeme proleta svjetlosnog vala $t_0 = nH_c/c$ nije više maleno prema periodi $T = 2\pi/\omega$ najviše modulacijske frekvencije, dubina modulacije pada na vrijednost $1/\sqrt{2}$ s porastom modulacijske frekvencije na

$$\omega_t = 2\sqrt{2} \frac{c}{nH_c}. \quad (35)$$

To je granična frekvencija modulacije zbog vremena proleta. Ograničenje modulacijskog pojasa reaktivnom vodljivošću ωC modulatora dano je graničnom frekvencijom

$$\omega_c = \frac{2}{\bar{\mu}RC}, \quad (36)$$

gdje je $\bar{\mu}$ prijenosni omjer transformacije modulacijskog napona. Za tipičan primjer intenzitetne modulacije pomoću $\lambda/4$ ploče mora za potpunu modulaciju snaga modulatora, s obzirom na modulacijski pojas, biti

$$\frac{P_m}{f_c} = \lambda \left(\frac{D_c}{w} \right)^2 \frac{w_\pi}{2n}, \quad (37)$$

gdje je $w_\pi = E/l$ mjeri uskladištene energije, E energija uložena u modulator, a l duljina modulatora.

ANTENE

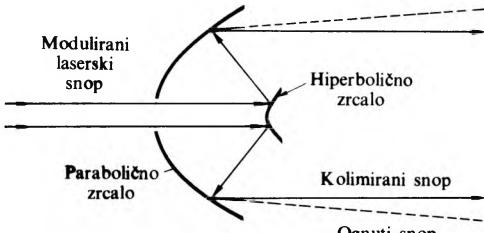
Optičke antene upotrebljavaju se za odašiljanje i primanje svjetlosnog vala kroz atmosferu ili vakuum (u međuplanetarnom prostoru). Modulirani laserski snop učini se paralelnim (kolimiranim) pomoću odašiljačke optičke antene. Svjetlosni snop sakupljen od optičke antene prijemnika nakon prolaza atmosferom ili vakuumom usmjeruje se na optički prijemnik. Izlaz optičkog prijemnika je električni signal koji se vodi na selektivni demodulator koji se zove i radio-prijemnik jer mu je elektronički potpuno jednak. Za heterodinski komunikacijski sustav u prijemniku se signal prevodi u osnovni pojas.

U komunikacijskom sustavu odnos odaslanog i primljenog signala dan je komunikacijskom jednadžbom. Ona uključuje svojstva širenja vala komunikacijskim kanalom, gubitke širenja u slobodnom prostoru i gubitke gušenja u komponentama sustava. Gubici snage nosioca u modulatoru i optičkoj anteni odašiljača dani su propusnošću odašiljača

$$\tau_t = \frac{P_A}{P_L}, \quad (38)$$

gdje je P_L izlazna snaga svjetlosnog izvora (lasera), a P_A ulazna snaga odašiljačkog sustava. Tu su uključeni i gubici modulatora i odašiljačke antene.

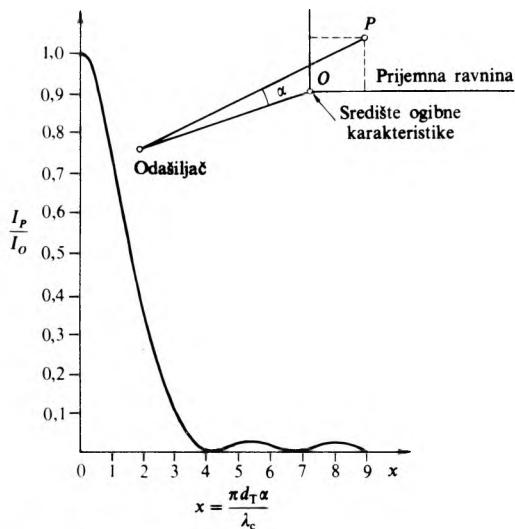
Odašiljačka antena dat će kolimirani snop kružnog presjeka (sl. 18). Zbog ogiba (difrakcije) proširit će se snop na većoj udaljenosti, a proširenje je obratno razmjerne promjeru otvora optičke odašiljačke antene. Na velikoj je udaljenosti od odašiljača promjer kolimiranog snopa zanemarljiv s obzirom na difraktirani snop. Odašiljačka antena mora uvijek biti projektirana što bliže granici ogiba, jer to rezultira najmanjom antenom.



Sl. 18. Odašiljačka optička antena i pojava difrakcije

Suženje snopa ograničeno je uvjetima usmjerenja snopa na ~ 1 mikroradijan. To daje na dugovalnom kraju optičkog spektra za gornju granicu promjera odašiljačke antene ~ 10 m, a na kratkovalnom kraju optičkog spektra maksimalni promjer od ~ 50 cm. Za male otvore odašiljačkih antena praktične su leće (sl. 19a i b), a za promjere veće od nekoliko centimetara zakrivljena zrcala (sl. 19c i d).

U osnovi prijemna antena ne razlikuje se od odašiljačke. Ogibna karakteristika snopa iz kružne odašiljačke antene prikazana je na sl. 20. Za presjek snopa relativni je intenzitet

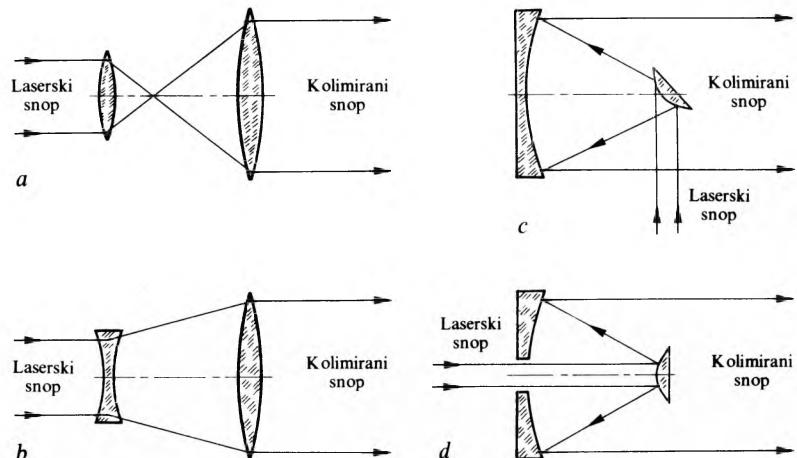


Sl. 20. Ogibna karakteristika kružne odašiljačke antene

I_p u točki izvan osi snopa prema intenzitetu I_O u osi snopa prikazan kao funkcija promjera d_T odašiljačke antene, kuta α primljenog dijela snopa prema osi snopa te valne duljine λ_c . Vidi se da relativni intenzitet u presjeku snopa opada s udaljenosću od osi snopa. Za dovoljno velik razmak odašiljačke i prijemne antene bit će gustoća snage u ravnini prijemnika gotovo konstantna na maksimalnoj vrijednosti kroz čitav otvor prijemnika. Zbog pogrešaka u orientaciji odašiljačke i prijemne antene obično se radi izvan maksimuma ogibne karakteristike, pa je navedena snaga manja. Procjena donje granice primljenje snage može se dobiti definiranjem kutne širine snopa u točkama pola snage na velikoj udaljenosti. Ako je prijernna optička antena osvijetljena rubom snopa odašiljača, gdje je intenzitet polovica vrijednosti u središtu snopa, prijemna snaga je približno

$$(P_R)_{\min} \approx \frac{1}{2} (P_R)_{\max} = \frac{\pi^2 \tau_a P_A d_T^2 d_R^2}{32 R^2 \lambda_c^2}, \quad (39)$$

gdje je τ_a propusnost atmosfere, d_T promjer odašiljačke antene d_R promjer prijemne antene, a R razmak odašiljačke i prijemne

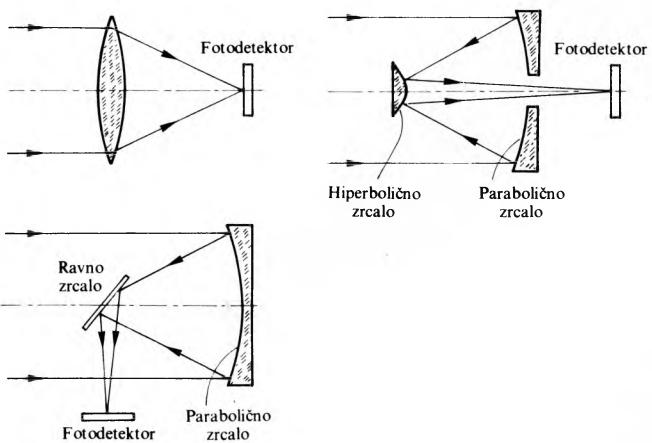


Sl. 19. Odašiljačke optičke antene: a) pomoću dviju konvergentnih leća, b) pomoću divergentne i konvergentne leće, c) pomoću sfernog konveksnog i konkavnog zrcala Newtonova tipa, d) Cassegrainova tipa

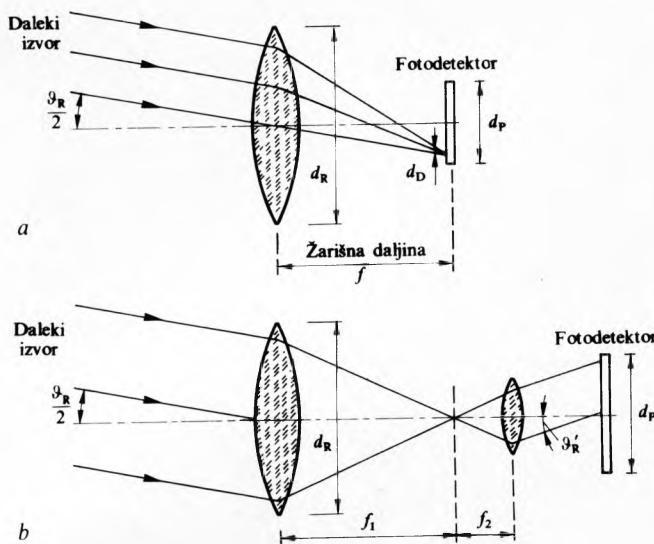
antene. Zbog prepostavljene jednolike vjerojatnosti pri međusobnom usmjerenju kuta antena, iako je stvarna vjerojatnost raspodjele kuta bliža Gaussovoj, bit će stvarna primljena snaga $\sim 1,7 \dots 2$ puta veća, što predstavlja faktor sigurnosti.

Prijemna antena može također biti refraktivnog (leća) ili reflektivnog tipa (sl. 21). Osim toga, ona može biti antena za fokusiranje (sl. 22a) i antena za kolimaciju (sl. 22b).

Antena za fokusiranje skuplja snop primljenog svjetlosnog signala i fokusira ga na jedno mjesto površine fotodetektora. Fotodetektor promjera d_F smješten je u žarište leće, te je omogućen kut prijema, tzv. otvor ili obuhvatni kut,



Sl. 21. Tipovi prijemnih optičkih antena



Sl. 22. Vrste prijemnih optičkih antena: a za fokusiranje, b za kolimaciju

$$\vartheta_R = \frac{d_P - d_D}{f}, \quad (40)$$

gdje je f žarišna duljina leće, a d_D promjer fokusiranog ulaznog snopa. Ako je prijemna antena ograničena ogibom, promjer presjeka snopa na ulazu, tzv. svjetle mrlje, bit će

$$d_D = \frac{2,44 f \lambda_c}{d_R}. \quad (41)$$

Ako je ogibom ograničena svjetla mrlja mnogo manja od promjera fotodetektora, tada je obuhvatni kut

$$\vartheta_R = 2,44 \lambda_c \frac{d_P}{d_D d_R}. \quad (42)$$

Antena za kolimaciju daje paralelni izlazni snop projektiran tako da mu je promjer nešto manji od fotodetektora. Obuhvatni kut kolimirajuće antene prijemnika ϑ_R i obuhvatni kut fotodetektorskog sklopa ϑ'_R vezani su odnosom

$$\vartheta_R = \frac{f_2}{f_1} \vartheta'_R, \quad (43)$$

gdje su f_1 i f_2 žarišne duljine leća za kolimaciju.

Snaga nosioca na površini fotodetektora smanjena je za iznos gubitaka na prijemnoj anteni. Ti gubici sadržani su u propusnosti prijemnika τ_R , uključujući gubitke snopa na anteni. Ukupna je snaga signala na površini fotodetektora

$$P_c = \tau_R P_R. \quad (44)$$

Ako se skupe gubici snopa zajedno i uključi propusnost atmosfere τ_a , dobiva se jednadžba dometa kao odnos snaga signala detektora i izvora (lasera) kada je najgore usmjeravanje odašiljačkog snopa

$$P_c = \frac{\pi^2 \tau_a \tau_R d_T^2 d_R^2 P_L}{32 R^2 \lambda_c^2}. \quad (45)$$

Tablica 4
MJECHOVSKO RASPRŠIVANJE I PROPUSNOST
ATMOSFERE*

λ_c μm	α_{SM} km^{-1}	τ_s
0,5	0,860	0,42
1	0,430	0,65
2	0,215	0,81
5	0,086	0,92
10	0,043	0,96

*Optička vidljivost $V = 5 \text{ km}$

U optičkom prijemniku s izravnom detekcijom mora promjer prijemne antene biti što veći, da skupi što veći dio snage signala. Kako pri izravnoj detekciji nije važna faza vala, to aberacije optičkog sustava (distorzija i astigmatizam) nisu osobito važne, sve dok veličina fokusirane mrlje nije veća od površine fotodetektora. Za heterodinske i homodinske optičke prijemnike veličina antene je ograničena na površinu koherencije prijemnog snopa.

Primjer: Kut za polovicu snage antenskog snopa je $\alpha = \lambda/d_T$, pa je za paraboloidno zrcalo sa $d_T = 5 \text{ cm}$ i $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ $\alpha = 10^{-5} \text{ rad} \approx 2''$, što na satelitu visine 1000 km daje mrlju promjera 1 m, a na Mjesecu 3,6 km.

ŠIRENJE ATMOSFEROM

Pri širenju optičkog vala atmosferom dolazi do njegova gušenja zbog apsorpcije od sastojaka atmosfere i zbog raspršivanja na česticama u atmosferi. Na oblik, smjer i elektromagnetska svojstva laserskog snopa djeluje i atmosferska turbulencija.

Atmosfersko gušenje može se prikazati eksponencijalnim zakonom za propusnost atmosfere

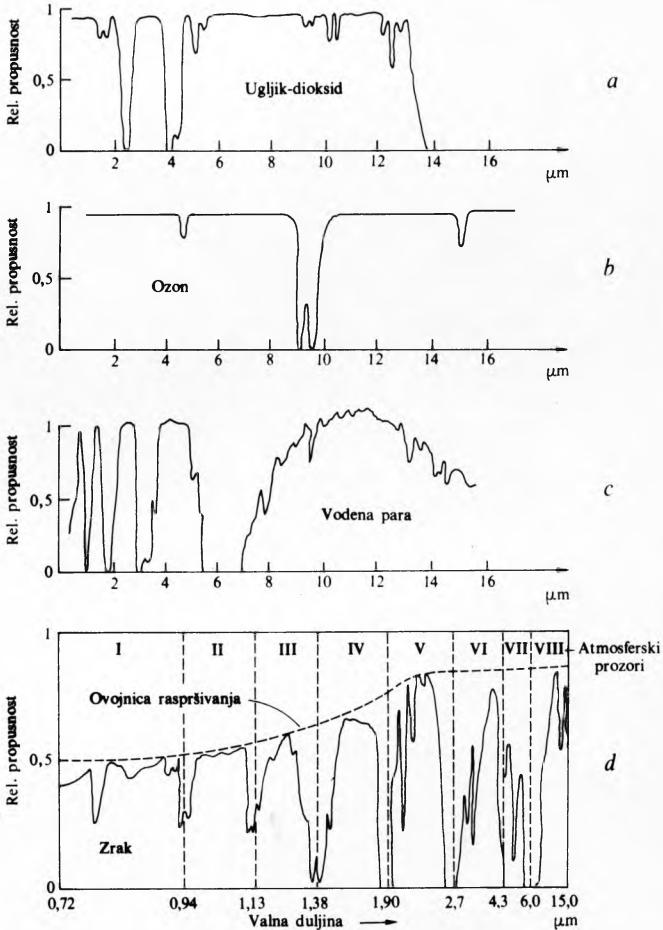
$$\tau_a = \exp(-\alpha_a L), \quad (46)$$

gdje je L duljina puta u atmosferi, a α_a koeficijent gušenja, jednak zbroju koeficijenata apsorpcije (α_b) i raspršivanja (α_s), tj. $\alpha_a = \alpha_b + \alpha_s$. Tako se propusnost može prikazati kao umnožak propusnosti od apsorpcije i od raspršivanja

$$\tau_a = \tau_b \tau_s \quad (47)$$

Do apsorpcije dolazi zbog molekularnih sastojaka atmosfere, vodene pare, ugljik-dioksida i ozona. Atmosferska apsorpcija veoma varira s valnom duljinom, jer je molekularna apsorpcija uglavnom ovisna o spektralnoj liniji, a manje o pojasu (sl. 23 a, b i c).

Frekvenciju vala nosioca potrebno je pažljivo odabratiti te je stabilizirati, da se izbjegne područje apsorpcije.



Sl. 23. Svjetlosna propusnost prema valnoj duljini: a) uglik-dioksida, b) ozona, c) vodene pare, d) zraka u atmosferi

Atmosfersko raspršivanje zbog molekularnih čestica (tzv. Rayleighovo raspršivanje) jače je na višim frekvencijama, a ima koeficijent

$$\alpha_{SR} = 0,827 N A_p^3 \lambda_c^{-4}, \quad (48)$$

gdje je N broj čestica po obujmu na putu optičkog vala, a A_p ploščina presjeka jedne raspršene čestice. Kako je taj koeficijent razmjeran sa λ^{-4} , svjetlo kratkih valnih duljina bit će više raspršivano od dugih (objašnjenje za plavetnilo neba danju; v. Meteorologija, TE 8, str. 483). Većinom je Rayleighovo raspršivanje mnogo manje od Mieova i može se zanemariti.

Mieovo raspršivanje nastaje zbog većih čestica s obzirom na valnu duljinu (dim, magla), a koeficijent je dan empirijskom brojčanom relacijom

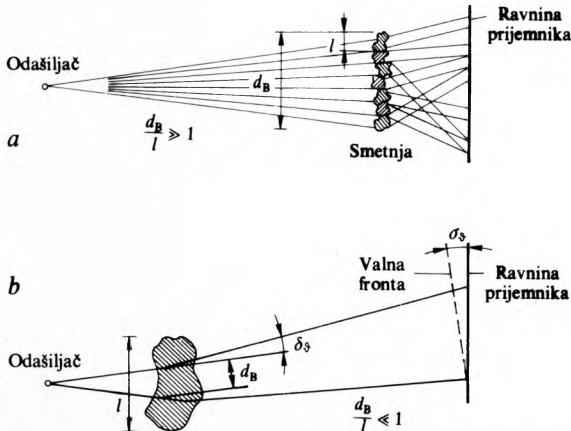
$$\alpha_{SM} = \frac{3,91}{V} \left(\frac{\lambda_c}{0,5\mu m} \right)^{-0,585 V^{1/3}}, \quad (49)$$

gdje je V područje optičke vidljivosti (km), a λ_c valna duljina (μm). Područja vidljivosti daju se svakodnevno od meteoroških službi, pa se propusnost može izračunati (tabl. 4).

Propusnost atmosfere određuje kombinacija apsorpcije i raspršivanja (sl. 23d). Za $\lambda < 2 \mu m$ propusnost opada uglavnom zbog raspršivanja. U infracrvenom području postoje oštiri padovi propusnosti zbog selektivne apsorpcije koji određuju 8 područja (tzv. atmosferskih prozora) relativno velike propusnosti.

Atmosferska turbulencija nastaje apsorpcijom Sunčeva svjetla od Zemljine površine, uzrokujući zagrijavanje površinskog sloja zraka. Taj sloj zraka vrtložno se mijesava s okolišnim hladnjijim. Tako temperatura zraka varira od točke do točke u atmosferi statistički, već prema visini i brzini vjetra. Kako indeks loma zraka ovisi o njegovoj temperaturi, to će svjetlosna zraka pri prolazu kroz područja promjene temperature biti djelomično ili potpuno skrenuta, što ovisi o relativnom presjeku snopa i nehomogenosti temperature (v. Meteorologija, TE 8, str. 478). Dobivaju se statističke promjene amplitude i faze laserskog vala nosioca. Turbulentno sredstvo može se smatrati sastavljenim od pojedinačnih zrnaca, od kojih je svako homogeno, ali različitog indeksa loma od susjednoga, najveće poprečne dimenzije l . Ako je za promjer snopa d_B (sl. 24), omjer $d_B/l \gg 1$, male čestice se neovisno otklanjavaju, a fazna je fronta vala veoma izobličena. Za $d_B/l \ll 1$ dolazi do otklona snopa kao cjeline. Na velikoj udaljenosti zraka se pomiče u ravnini prijemnika. Ako je $d_B/l \approx 1$, nehomogenosti djeluju kao leće koje fokusiraju ili defokusiraju čitav snop ili njegove dijelove, dajući granuliranu strukturu presjeka snopa. Posljedice atmosferske turbulencije jesu: skretanje snopa, pomicanje, tzv. plesanje slike, proširenje snopa, svjetljanje snopa, opadanje prostorne koherencije i fluktuacija polarizacije.

Kad je odašiljač daleko u svemiru, a prijemnik na Zemlji, i kad je $d_B/l \gg 1$, snop se proširuje i svjetluca, te opada prostorna koherencija. Kad je odašiljač na Zemlji, a prijemnik daleko u svemiru, i kad je $d_B/l \ll 1$, slika se pomiče, snop skreće. Fazne fluktuacije uzrokovane su distorzijom valne fronte na daljini, ili naginjanjem valne fronte.



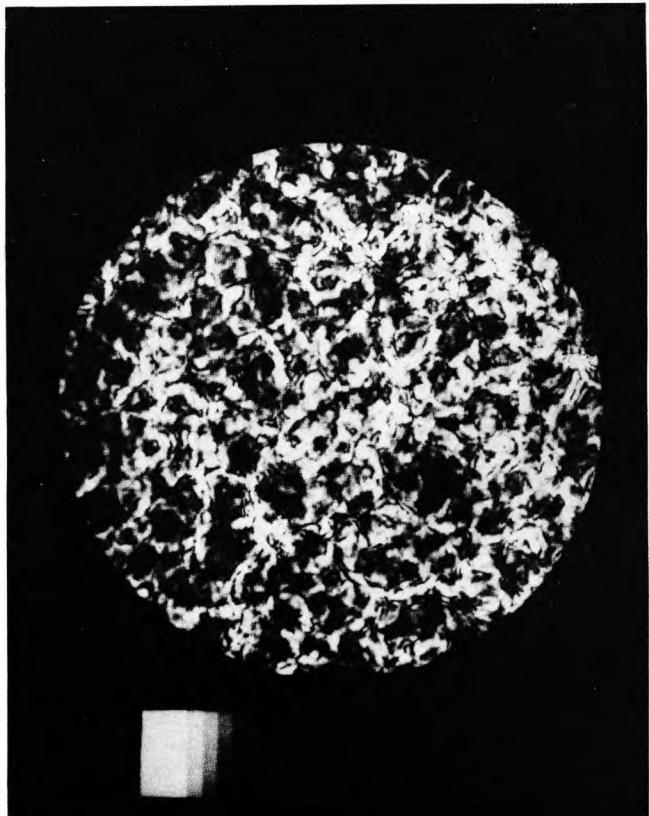
Sl. 24. Atmosferska turbulencija svjetla na malim i velikim česticama

Skretanje snopa je kutno skretanje od pravca osi, a uzrokuje da snop pomaši prijemnik. Ako je $d_B/l \ll 1$, bit će cijeli snop zakrenut za kut δ_s . Kompenzirati se može povećanjem kuta divergencije snopa, tako da prijemnik ostaje osvijetljen unatoč skretanju snopa zbog turbulencije. Time je smanjena i prostorna gustoća snage u ravnini prijemnika.

Pomicanje slike nastaje zbog pomaka fokusa, uzrokovano odstupanjem kuta dolaska snopa. Obično je odstupanje snopa maleno, pa je pomicanje slike zanemarlivo. Kompenzira se većom površinom fotodetektora, što povećava kut obuhvata (gleđanja) prijemnika. Međutim, povećanje tog kuta znači ulazak većeg pozadinskog zračenja u prijemnik.

Proširenje snopa nastaje kad je valna fronta snopa iskrivljena. Snaga snopa je statistički raspoređena u ravnini prijemnika.

Svjetljanje snopa nastaje njegovim prolaskom kroz turbulentnu atmosferu kad u presjeku snopa nastaju destruktivna i konstruktivna područja vlastite interferencije u obliku svjetlih i tamnih mrlja (sl. 25). Pokazalo se da oko 70% površine presjeka snopa ima intenzitet manji od prosječnoga. Najsvjetlija mjesto imaju četverostruk intenzitet s obzirom na prosječni. Svjetljanje snopa uzrokuje statističko slabljenje (fading) intenziteta nosioca snopa, što može pogoršati omjer signala i šuma optičkog prijemnika. Postoji mogućnost spektralne interferencije između modulacije nosioca informacijom i fluktuacija intenziteta snopa. Rezultati pokazuju da je varijanca signala približno obratno razmjerna površini prijemne antene. Ako je promjer prijemne antene malen s obzirom na promjer snopa u ravnini prijemnika, statističke promjene struje signala fotodetektora pri tubulenciji mogu biti velike. Uz veći promjer antene s obzirom na promjer snopa, veličina varijancā opada. To je tzv. efekt prosjeka otvora. Ako prijemnik hvata čitav snop, nema varijacija signalne struje. U izravnom prijemniku, dakle, povećanje promjera antene ne samo da povećava razinu prosječnog signala već i smanjuje variranje (valovitost) razine prosječnog signala. U prijemniku s heterodinskiom detekcijom signala struja fotodetektora na izlazu međufrekvenčnog filtra ovisi o varijacijama amplituda i faze. S povećanjem promjera antene opadaju fluktuacije intenziteta, ali raste varijanca zbog faznih fluktuacija. Zato postoji sporazum u odabiranju promjera antene



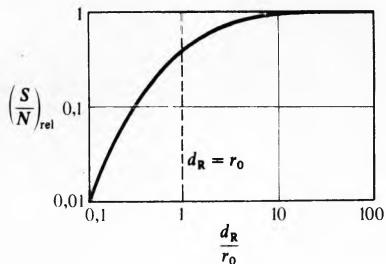
Sl. 25. Nejednolika gustoća svjetla u presjeku snopa posljedica je atmosferske turbulencije

prijemnika, koji će dati najmanju varijancu signala. Obično je najbolji izbor promjera antene jednakog približno duljini fazne koherencije prema jednadžbi (50).

Opadanje prostorne koherencije nastaje zbog distorzije faznih frontalnih vala, tako da u prijemnoj ravnini varira amplituda i faza vala od točke do točke. To daje smanjenje izlaznog signala fotodektora optičkog prijemnika s heterodinskim i homodinskim detekcijom. Kako je šum neovisan o razini signala u određenim radnim uvjetima, omjer signala i šuma bit će smanjen, a time pogoršana i svojstva sustava. Duljina fazne koherencije dana je empirijsko-brojčanom relacijom

$$r_0 = 0,05 \lambda_c^{6/5} \cos^{3/5} \vartheta [f(H_0)]^{3/4}, \quad (50)$$

gdje je ϑ zenitni kut, a H_0 visina prijemnika. Noću je ta vrijednost dvostruko veća. Zenitni kut i visina prijemnika malo djeluju na duljinu fazne koherencije, dok valna duljina djeluje znatno. S povećanjem promjera d_R antene mnogo iznad r_0 dobit će se samo neznatno poboljšanje (sl. 26).



Sl. 26. Ovisnost omjera signala i šuma o duljini fazne koherencije

Polarizacijske fluktuacije nastaju prolazom vala kroz područje turbulentnosti, pri čemu se mijenja kut polarizacije. Može se pokazati da je za izotropnu atmosferu efektivna promjena polarizacije

$$\sqrt{[\Delta\varphi]^2} = 2\pi [\Delta n]^2 \frac{L}{L_0}, \quad (51)$$

gdje je $[\Delta n]^2$ prosječna kvadratna promjena indeksa loma zglob termičkih promjena, L duljina valnog puta, a L_0 duljina valnog

puta kroz turbulentnost. Empirijski je ustanovljena prosječna kvadratna promjena indeksa loma

$$[\Delta n]^2 = 10^{-12} \exp\left(-\frac{H_0}{1600}\right), \quad (52)$$

gdje je H_0 visina prijemnika u metrima. *Primjer:* za malu visinu prijemnika ($H_0 \approx 0$) i ako je horizontalni put $L = 10^4$ m, a put u turbulentnosti $L_0 = 1$ m, bit će $\Delta\varphi \approx 10^{-8}$ rad. Fluktuacije polarizacije nisu problem u laserskim komunikacijama.

POZADINSKO ZRAČENJE

Pozadinsko zračenje (šum pozadine) potječe od Sunca, Mjeseca, planeta, zvijezda i neba. Djeluje na detekciju signala povećanjem razine sačmenog šuma kad takvo zračenje uđe u vidno polje prijemnika. Ono potječe od izvora koji su na višoj temperaturi te emitiraju sami, ili od izvora koji reflektiraju zračenja drugih užarenih tijela. Zračenja takvih izvora mogu se prikazati Planckovim zakonom zračenja crnog tijela (v. *Fotometrija*, TE 5, str. 611).

Valna duljina maksimuma za svaki toplinski izvor može se izračunati iz Wienova zakona

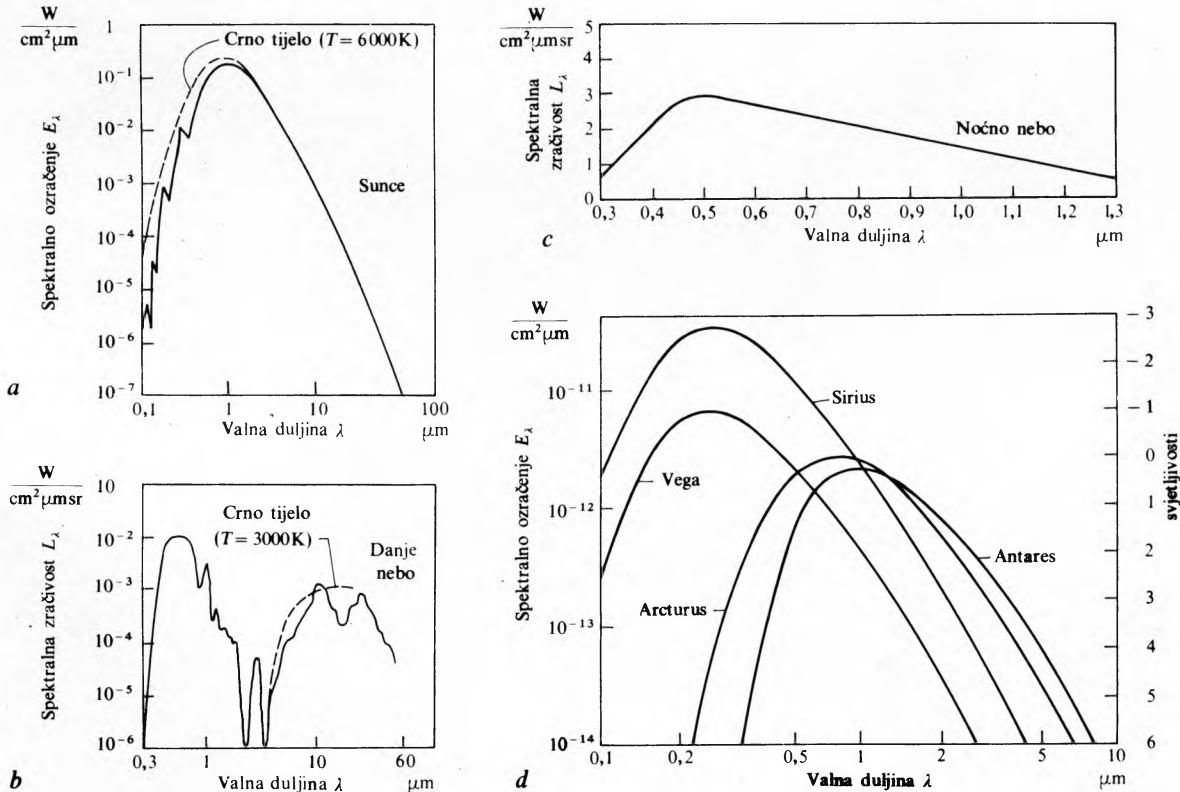
$$\lambda_m = \frac{k}{T}, \quad (53)$$

gdje je T termodinamička temperatura izvora, a konstanta $k = 2,8978 \cdot 10^{-3}$ K m. (54)

Na ulaz prijemnika obično se stavlja optički filter za ograničavanje ulaska pozadinskog zračenja u prijemnik. Spektralna širina tih filtera je malena s obzirom na područje krivulje crnog tijela, pa se pozadinsko zračenje može smatrati konstantnim unutar propusnog pojasa ulaznog optičkog filtra.

Ako je izvor zračenja kuglast (npr. planet), promjera d_s i na udaljenosti R od prijemnika, ukupna snaga pozadinskog zračenja koja dolazi na prijemni detektor bit će jednaka ukupnoj zračenoj snazi koja prolazi kroz ulazni filter, pomnoženoj s atmosferskom i prijemnom propusnošću te omjerom ploštine prijemnika i prividne ploštine izvora

$$P_B = \frac{\tau_a \tau_R \lambda_i d_s^2 A_R}{4R^2} M_{\lambda}, \quad (55)$$



Sl. 27. Pozadinsko zračenje: a) Sunce, b) danjeg neba, c) noćnog neba, d) nekih sjajnih zvijezda

OPTIČKE ELEKTROKOMUNIKACIJE

gdje je P_B prosječna snaga pozadinskog zračenja na površini fotodetektora, τ_a i τ_R atmosferska, odnosno prijemnička propusnost, λ_i širina pojasa ulaznog filtra u valnim duljinama, R udaljenost, A_R ploština prijemne antene, a d_s promjer izvora pozadinskog zračenja. Spektralna odzračnost (egzitancija) M_λ zračenja pogodna je kao definicija ako je poznata stvarna ili projicirana ploština izvora (v. *Metrologija, zakonska, TE 8, str. 496*). Za zvijezde i ostale točkaste izvore takve informacije nema, pa se pozadinsko zračenje često definira spektralnim ozračenjem (iradijacijom) E_λ . Tada je snaga pozadinskog zračenja koja dolazi na prijemni detektor

$$P_B = \frac{\pi \tau_a \tau_R \lambda_i d_s^2}{4} E_\lambda. \quad (56)$$

Od izvora pozadinskog zračenja Sunce se može smatrati crnim tijelom temperature 6000 K. Uz Sunce kao izravnu pozadinu prijem obično nije moguć zbog velike svjetline (sl. 27a).

Nebo predstavlja pozadinsko zračenje zbog raspršivanja upadnog zračenja. Spektralna zračivost (radijancija) L_λ pokazuje izrazitu spektralnu ovisnost (sl. 27b). Kad je Sunce zastrto oblacima, ona je za red veličine veća. Noću zračivost postoji zbog svjetla zvijezda, zodijakalnog svjetla, galaktičkog svjetla, zračenja atmosfere i raspršenog svjetla od tih izvora (sl. 27c).

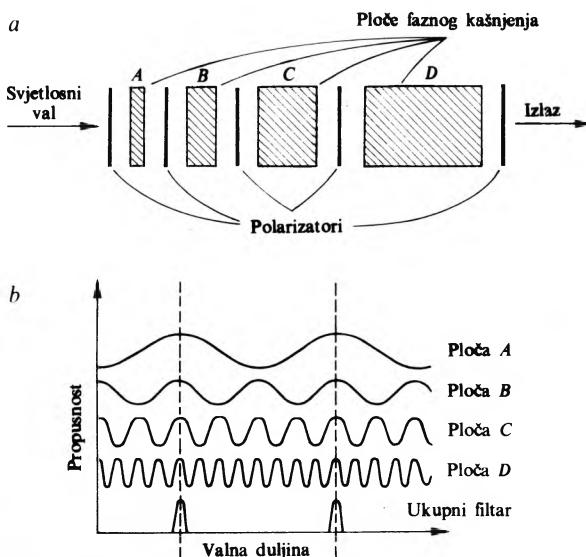
Mjesec i planeti zrače reflektirano Sunčevu svjetlu i svoju emisiju. Reflektirani spektar zračenja je isti kao Sunčev (crno tijelo na 6000 K), ali je intenzitet zračenja smanjen zbog apsorpcije tih tijela. Pozadinsko zračenje od Mjeseca i planetâ na Zemljinoj površini općenito je ovisno o njihovoj udaljenosti od Sunca, o udaljenosti od Zemlje, o kutu između Sunca, nebeskog tijela i Zemlje te o spektralnom albedu (omjeru ukupno reflektiranog zračenja i ukupnog upadnog zračenja).

Zvijezde mogu biti izvor pozadinskog zračenja, koje je razmjerno svojoj odzračnosti, s maksimumima u različitim valnim područjima (sl. 27d).

Optički filtri stavljuju se ispred fotodetektora za smanjenje pozadinskog zračenja koje ulazi u prijemnik. Upotrebljavaju se apsorpcijski, raspršni, polarizacijski i interferencijski filtri.

Apsorpcijski filter sastoji se od materijala koji apsorpcijom smanjuje ulaznu snagu u određenim područjima optičkog spektra. Zato što su širokopojasni pogodni su samo za gruba filtriranja.

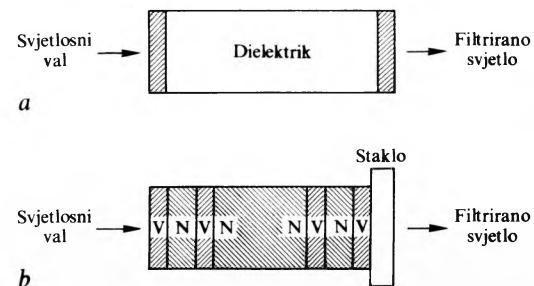
Raspršni filter načinjen je od optički prozirnog materijala uronjenog u prozirno sredstvo istog indeksa loma za danu središnju valnu duljinu λ_0 . Za tu valnu duljinu filter je homogen, a za sve ostale duljine njegove čestice raspršuju zračenje. Širina pojasa i središnja frekvencija ovise o indeksu loma materijala, veličini čestica i debljinom filtra. Dobivene su širine pojasa $\sim 1 \mu\text{m}$ u infracrvenom području.



Sl. 28. Lyotov filter. a raspored elemenata, b propusnost pojedinih elemenata i cijelog filtra prema valnoj duljini

Polarizacijski filter može se upotrijebiti za prijem optičkog nosioca poznate polarizacije. Polarizator podešen na ravninu polarizacije optičkog nosioca postavljen je ispred kristalne ploče faznog kašnjenja. Kristal uvodi faznu razliku između redovne i izvanredne komponente zrake, a ta razlika proporcionalna je optičkoj frekvenciji. Debljina kristala je takva da je fazna razlika višekratnik 2π radijana pri središnjoj frekvenciji. U svim ostalim frekvencijama dolazi do destruktivne interferencije. **Lyotov filter** je kaskadni slog više polarizatora naizmjence postavljenih s kristalima faznog kašnjenja (sl. 28). Svaka kristalna ploča je dvostruko deblja od prethodne, tako da u danom intervalu valne duljine ima dvostruki broj maksimuma i minimuma propusnosti s obzirom na prethodnu. Moguća je izvedba Lyotova filtra širine pojasa 5 nm.

Interferencijski filter daje najuži propusni pojas i može se izvesti za širok pojas središnjih frekvencija. Jedna vrsta sadrži polureflektirajući metalni sloj, nanesen na prozirni dielektrik. Metalni slojevi čine **Fabry-Perotov interferometar** uskog propusnog pojasa određenog refleksivnošću metalnih slojeva, indeksom loma dielektrika i debljinom filtra (sl. 29a). Druga vrsta filtra sastoji se od izmjeničnih slojeva materijala velikog i malog indeksa loma, nanesenog na staklo. Optička je duljina sloja $\lambda/2$,



Sl. 29. Interferencijski filter: a jednoslojni, b višeslojni

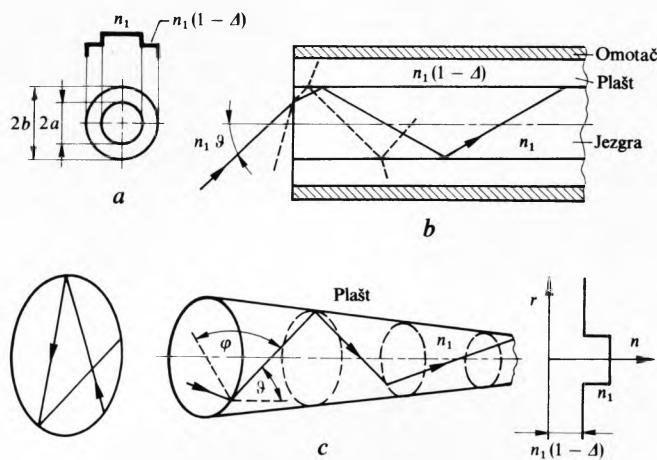
a vanjskih slojeva $\lambda/4$ (sl. 29b). Vanjski dielektrici (označeni na slici VNV) djeluju kao refleksne ploče **Fabry-Perotove šupljine**, odvojene dielektričnim umetkom (NN). Prednost dielektričnog filtra pred metalnim je veća refleksivnost i manja apsorpcija dielektričnih ploča s obzirom na metalne (v. *Optika*).

ŠIRENJE SVJETLOVODOM

Kao prijenosno sredstvo u optičkim komunikacijama osim atmosfere upotrebljavaju se svjetlovodi, posebno oni sa staklenom niti. Svjetlost je u njima vodenja potpunom refleksijom u jezgru. Osim u premošćivanju velikih udaljenosti, oni služe i kao vodovi za spajanje između optičkih komponenata kada su oblikom i dimenzijama njima prilagođeni.

Svjetlovod (optički valovod, fiber, optička nit) je malog presjeka (usporedivog s ljudskom kosom), načinjen od prozirnog dielektrika. Svjetlovodi mogu biti različite promjene indeksa loma po presjeku, a izvana imaju plastični omotač za zaštitu od kemijskih i mehaničkih oštećenja, za sprečavanje preslušavanja prema drugim valovodima i za postizanje mehaničke čvrstoće.

Svjetlovod sa stepeničastim indeksom loma sastoji se od jezgre jednolikog indeksa loma n_1 , načinjene od vrlo prozirnog čvrstog materijala (silicijsko staklo, višekomponentno staklo) ili tekućine malih gubitaka (tetrakloretilen). Plašt koji obuhvaća jezgru također je dielektrik, nešto manjeg indeksa loma n_2 , tako da je relativna razlika indeksa loma $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1$. Kako većina elektromagnetske energije putuje jezgrom, materijal plašta za razliku od materijala jezgre može imati velike gubitke, a da bitno ne povećava gušenje prenošenog signala (sl. 30a). Plašt je načinjen od silicijskog stakla, višekomponentnog stakla ili sintetskih tvari (plastične). Broj vodenih modova u svjetlovodu razmjeran je presjeku jezgre i razlici indeksa loma n_1/Δ jezgre i plašta (višemodni svjetlovod). Dovoljnim smanjenjem njihova produkta može se postići vođenje samo jednog moda (jednomodni svjetlovod).



Sl. 30. Svjetlovod sa stepeničastom promjenom indeksa loma: a) promjena indeksa loma po presjeku svjetlovoda, b) refleksije u uzdužnom presjeku svjetlovoda, c) spiralno raspoređeni ravni odsječci puta

Tipične dimenzije presjeka za stepeničasti indeks loma jesu za višemodni svjetlovod $2a \approx 50 \mu\text{m}$, $2b \approx 100 \mu\text{m}$, $\Delta \approx 0,01$, a za jednomodni svjetlovod $2a \approx 10 \mu\text{m}$, $2b \approx 100 \mu\text{m}$, $\Delta \approx 0,002$.

Zraka u ravnini osi svjetlovoda, koja putuje pod kutom prema osi, imat će potpunu unutrašnju refleksiju ako je $\vartheta \leq \sqrt{2}\Delta$ (sl. 30b). Do refleksije dolazi na dodirnoj plohi (sučelju) jezgre i plasti, te zraka putuje uzduž svjetlovoda cik-cak-smjerom bez gušenja, održavajući isti kut ϑ prema osi. Zraka pod većim kutom od $\sqrt{2}\Delta$ prema osi dijelom je reflektirana na sučelju jezgre i plasti, a dijelom se lomi i biva apsorbirana u omotaču. Za $\Delta = 0,01$ kritični kut $\sqrt{2}\Delta$ iznosi $0,14 \text{ rad}$. Na ravno odreznim krajevima svjetlovoda vođene zrake se lome i čine kut $n_1\vartheta$ s osi. Po zakonu o povratu svjetlosti zrake koje upadaju izvana na odreznu plohu pod kutom manjim od $n_1/\sqrt{2}\Delta$ prema osi bit će vođene svjetlovodom. Kut $n_1/\sqrt{2}\Delta$ je dakle mjeru sposobnosti skupljanja svjetla za svjetlovod, te se zove *numerička apertura* (A_N) svjetlovoda.

Većina svjetlosnih zraka ne reflektira se u jednoj ravnini presjeka svjetlovoda, već u spiralni (sl. 30c) koja se sastoji od ravnih odsječaka. Zraka je potpuno definirana kutom ϑ koji ona čini sa svjetlovodnom osi i kutom upada φ na graničnu plohu jezgre i plasti. Razlikuju se tri vrste zraka: vođene, koje su potpuno reflektirane na sučelju jezgre i plasti i u kojima

je $\vartheta \leq \sqrt{2}\Delta$; rasipne, kad je $\vartheta \geq \sqrt{2}\Delta$ i $\varphi \geq \frac{\pi}{2} - \sqrt{2}\Delta$, a koje

su samo djelomično reflektirane, i nevođene, kad $\varphi = \frac{\pi}{2} - \sqrt{2}\Delta$.

Za prijenos na veće udaljenosti važne su samo vođene zrake, dok su ostale uglavnom prigušene.

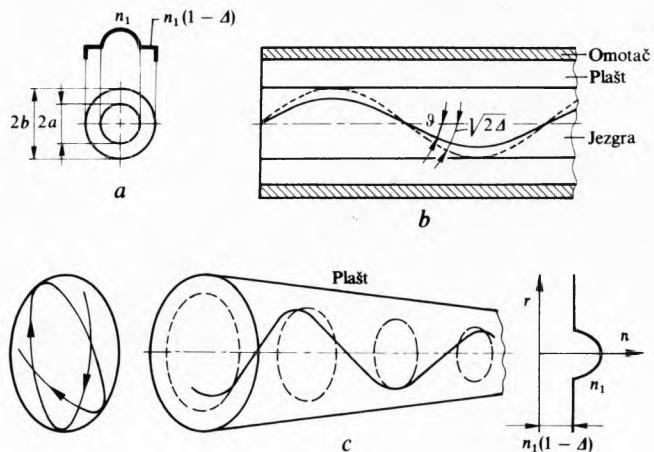
Takvo optičko geometrijsko razmatranje vrijedi teoretski samo za $\lambda = 0$. Za $\lambda \neq 0$ takvo razmatranje postaje približno, ali još uvjek realistično sve dok je broj vođenih modova $(2\pi n_1 a / \lambda)^2 2\Delta \gg 1$. Egzaktno modalno ili valno razmatranje slijedi iz Maxwellovih jednadžbi i pokazuje da će samo određeni broj modova biti propušten, a ne sve zrake za koje vrijedi $\vartheta \leq \sqrt{2}\Delta$, kako je utvrđeno optičko geometrijskim razmatranjem. To je osobito istaknuto kad je broj vođenih modova malen. Tako će za $a < 0,27\lambda/(n\sqrt{2}\Delta)$ svjetlovod voditi samo jedan mod u svakoj polarizaciji. Za $\Delta = 0,001$, $n = 1,46$ i $\lambda = 1 \mu\text{m}$ svjetlovod je jednomodan ako je $a < 5,85 \mu\text{m}$.

Razlika u geometrijskom i valnom razmatranju nastaje i pri jednolikom savijanju svjetlovoda stalnim polumjerom zakrivljennosti. Geometrijsko razmatranje pogrešno tvrdi da će unatoč zakrivljenju neke zrake imati potpunu unutrašnju refleksiju i biti dalje vođene bez ikakvih gubitaka. Valno razmatranje, međutim, ispravno tvrdi da će svaki mod zakrivljenog svjetlovoda pretrpeti neki gubitak zračenja. Tipični svjetlovodi mogu podnijeti polumjere zakrivljennosti $\sim 1 \text{ cm}$ sa zanemarljivim gubitkom zračenja.

Svjetlovod s postepeno opadajućim indeksom loma ima najveći indeks loma u osi jezgre, a prema plasti indeksa loma postepeno opada (sl. 31a). Proizvodi se od stakla visokog sadržaja silicija ili višekomponentnog stakla.

Tipični promjeri jezgre, odnosno plasti jesu za višemodni svjetlovod $2a = 50 \mu\text{m}$, $2b = 100 \mu\text{m}$, $\Delta = 0,01$, a za jednomodni svjetlovod $2a = 10 \mu\text{m}$, $2b = 100 \mu\text{m}$, $\Delta = 0,002$.

Zraka u uzdužnom presjeku valovoda ima putanju sličnu sinusnoj (sl. 31b), a točke okretišta nisu na sučelju jezgre i plasti, već ovise o kutu ϑ i profilu indeksa loma. Stvarna zraka slijedi putanju sličnu helikoidnoj (sl. 31c), pri čemu većina zraka ne dosegne sučelje jezgre i plasti.



Sl. 31. Svjetlovod s postupnom promjenom indeksa loma: a) promjena indeksa loma po presjeku svjetlovoda, b) kvazi-sinusna promjena putanja zrake u uzdužnom presjeku, c) kvazi-helikoidna putanja

Tu su, od triju ranije spomenutih tipova zraka, najvažnije vođene zrake.

Indeks loma monotono opada u radijalnom smjeru prema zakonu

$$n = n_1 \left[1 - \Delta \left(\frac{r}{a} \right)^g \right], \quad (57)$$

gdje g definira profil indeksa. Za $g = \infty$ svjetlovod ima stepeničasti profil indeksa loma. Za $g = 2$ profil indeksa je paraboličan. Numerička apertura svjetlovoda s postepeno padajućim indeksom loma jest $n_1\sqrt{2}\Delta$, te je neovisna o g . Broj je vođenih modova

$$N = \frac{g\Delta}{2+g} \left(\frac{2\pi n_1 a}{\lambda} \right)^2. \quad (58)$$

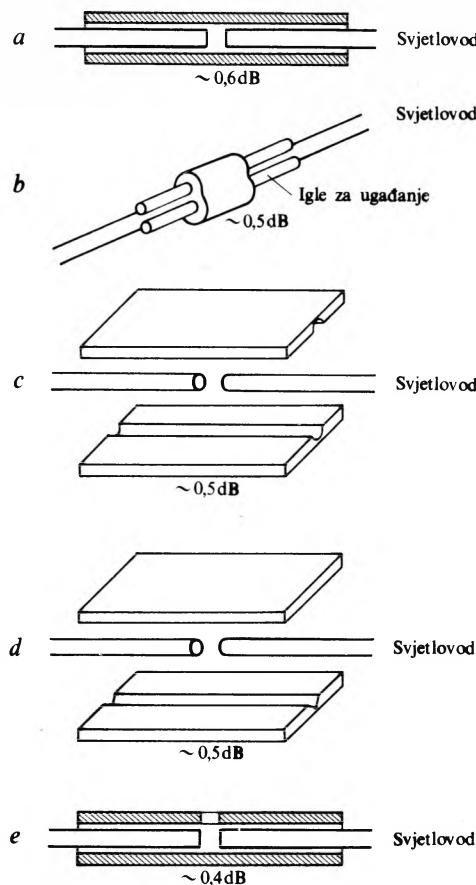
Svjetlovod stepeničastog indeksa ($g = \infty$) ima samo dvostruko više modova od paraboličnog ($g = 2$) iste numeričke aperture i promjera jezgre.

Spajanje svjetlovoda s izvorom i detektorom važno je radi što manjih gubitaka u prijenosu svjetlosti. Laseri koji rade s jednim poprečnim modom mogu se osposobiti da zrače jedan mod u slobodni prostor. Drugi, lošiji laseri mogu zračiti više modova istodobno, dok prostorno nekoherentni izvori poput svjetlećih dioda zrače vrlo mnogo modova. Bez obzira na savršenost prilagodnih optičkih elemenata između izvora i svjetlovoda, broj modova slobodnog prostora koji se može spojiti na svjetlovod ne može biti veći od broja modova svjetlovoda. Za dobru djelotvornost spajanja potrebni su nekoherentni izvori s višemodnim svjetlovodima velike jezgre i velike numeričke aperturu, a za lasere s jednim poprečnim modom mogu se upotrebjavati jednomodni ili višemodni svjetlovodi. Isto tako višemodni svjetlovodi mogu biti djelotvorno spojeni samo s detektorma velike površine.

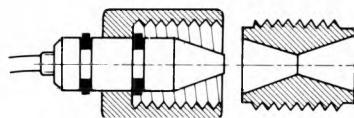
Tipične svjetleće diode male svjetljivosti, a velike površine $0,2 \dots 5,6 \text{ mm}^2$, imat će velike gubitke spajanja s tipičnim svjetlovodom promjera jezgre $50 \dots 100 \mu\text{m}$ (presjeka $0,002 \dots 0,008 \text{ mm}^2$), jer je nepodudaranje površina veće od dva reda veličina. Veća djelotvornost može se postići pri spajaju s kabelom koji sadrži

50...1000 svjetlovoda, jer su tada površine presjeka usporedive. Poluvodički laseri i svjetleće diode velike svjetljivosti, a male površine zračenja, lako se i djelotvorno spajaju sa svjetlovodima. Pojedine diode (npr. tip Burrus) mogu biti izravno spojene na svjetlovod prikladnim vezivom. Djelotvornost spajanja može se uvelike povećati upotrebom leća između izvora, svjetlovoda i fotodetektora. Time se postiže približno jednaka numerička apertura izvora i svjetlovoda. Uvjet je da leća bude visokopropusna za zračeno svjetlo. Pri tom mora promjer jezgre svjetlovoda biti veći od promjera izvora, i to za omjer kuta zračenja izvora i obuhvatnog kuta svjetlovoda, a to je oko 5:1 (npr. za promjer izvora 20 μm mora svjetlovod imati minimalni promjer 100 μm). Gubici zbog refleksije između izvora i leće smanjuju se primjenom materijala za prilagođenje indeksa loma. Neprilagođenje numeričke apertura izvora i svjetlovoda može uzrokovati dodatni gubitak, npr. za svjetleće diode 10...30 dB. Spajanje lasera sa svjetlovodom uzrokuje manje gubitke zbog velike usmjerenosti zračenja. Uz upotrebu leće, fluida za prilagođenje indeksa loma ili prevlake od tankog filma na laseru i svjetlovodu za smanjenje refleksije mogu se smanjiti gubici spajanja i na manje od 2 dB. Spajanje fotodetektora sa svjetlovodom obično je jednostavnije zbog njihove relativno velike površine i velikog obuhvatnog kuta. Stanoviti problemi postoje zbog varijacija u osjetljivosti od točke do točke aktivne površine, što pri malim vibracijama detektora s obzirom na os svjetlovoda može pobuditi dodatnu modulaciju signala. Uz upotrebu fluida za prilagođenje indeksa loma ili tankih filmova može se smanjiti gubitak spajanja i na manje od 1 dB. S obzirom na djelotvornost spajanja višenodni svjetlovodi povoljniji su od jednomodnih.

Medusobno spajanje svjetlovoda može se ostvariti trajnim spojevima i konektorima s mogućnošću rastavljanja. Trajni spojevi pomoću preciznih rukavaca, fluida za prilagođenje indeksa loma, veziva i sl. imaju gubitak manji od 0,6 dB (sl. 32). Konektori se izrađuju na različite načine, a uvijek imaju mo-



gućnost namještanja u uzdužnom smjeru (razmak svjetlovoda mora biti zanemar jiv) i poprečnom (podudaranje osi). Moraju zadržati namještenost jezgre svjetlovoda nakon svakog spajanja i raspadanja. Konektor se obično sastoji od tri dijela, dva utičnika i jednog rukavca (sl. 33). Izrađeni za tržište imaju gubitak sprezanja 1...2,5 dB. Izrađeni za pojedinačne svjetlovode i svjetlovodne snopove. Svjetlovodi predviđeni za sprezanje moraju imati savršeno ravne i polirane površine presjeka, okomite na os. Konektori za snopove su manjih zahtjeva, jer su efektivne vrijednosti numeričke aperture veće. Gubitak sprezanja je 2,5...4,5 dB.

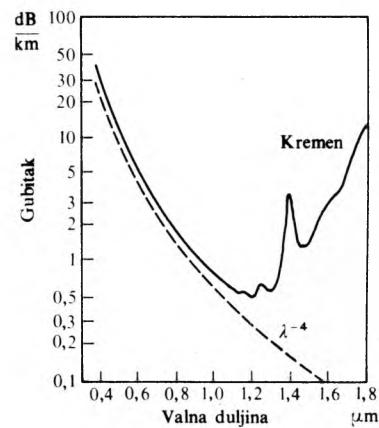


Sl. 33. Uticnik i rukavac konektora za spajanje svjetlovoda

Gubici u svjetlovodima vrlo su važan podatak jer određuju razmak pojačala za regeneriranje odašlanog signala, a time i cijenu čitavog komunikacijskog sustava. Gubici su posljedica apsorpcije i raspršenja svjetla u svjetlovodima.

Apsorpcija materijala uzrokuje gubitak dijela prenošenog svjetla u obliku topline. Primjese iona kroma, bakra, željeza, mangana i dr. u masenom omjeru 1:10⁹ unose u vidljivom i bližem infracrvenom području zračenja gušenje ~1 dB/km, a skupina OH u masenom omjeru 1:10⁶ uzrokuje gušenje 1 dB/km pri $\lambda = 0,95 \mu\text{m}$. Primjese silicij-dioksida također povećava gušenje.

Linearno raspršivanje nastaje kad se dio snage prenošene jednim modom svjetlovoda prebac u drugi mod, proporcionalno snazi, bez promjene frekvencije. Takvo spajanje lomova nastaje zato što svjetlovod nije savršeno valjkasta oblika (odstupanje osi od pravca, odstupanje indeksa loma od stalne vrijednosti paralelno s osi, itd.). Ako je kut raspršenja veći od $1/2\Delta$, spojeni mod neće biti vođen i uzrokuje gubitke veće od apsorpcijskih. Statističke promjene indeksa loma u materijalu raspršuju svjetlo u različitim smjerovima (Rayleighovo raspršenje), uzrokujući gušenje razmjerno sa λ^{-4} . Zato će ono biti veoma smanjeno radom na najvećim mogućim valnim duljinama (sl. 34). Uzrok tih dielektričnih fluktuačija jesu varijacije sastava, fazne razlike, sitni mjeđuhrići i sl., a sve se to može smanjiti poboljšanjem tehnologijom proizvodnje. Drugi uzrok su nehomogenosti zbog termičkog djelovanja prigodom skrućivanja svjetlovoda pri proizvodnji. Taj se uzrok ne može eliminirati, pa je on ograničujući faktor raspršnih gubitaka.



Za silicij ta Rayleighova granica za valnu duljinu 0,63 μm iznosi 4,8 dB/km, za 1 μm iznosi 0,8 dB/km a za 1,3 μm iznosi 0,3 dB/km. Nehomogenosti reda veličine valne duljine u svjetlovodu pa do 1 mm uzrokuju Mieovo raspršenje uglavnom u smjeru prema naprijed (nepravilnosti jezgra-plašt, naprezanje, mjeđuhrići, fluktuačije promjera, a osobito tzv. mikrosavijanja,

nastala zbog djelovanja malih sila na svjetlovod prilikom proizvodnje, s nekoliko decibela po kilometru dodatnog gušenja.

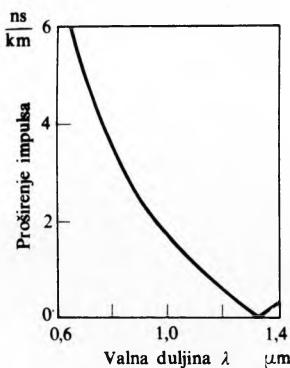
Nelinearno raspršivanje nastaje uz vrlo jaka polja u svjetlovodu kao prijelaz snage iz jednog moda u jedan ili više drugih, smjera prema naprijed ili natrag, uključujući pomak u frekvenciji. Takvo, tzv. *stimulirano Brillouinovo i Ramanovo raspršenje* može se izbjegi izborom promjera jezgre i razine signala.

Vrste raspršivanja svjetlosti u svjetlovodima. Pri prijenosu svjetlosnih impulsa svjetlovodom dolazi do njihova izobličenja, proširenja i eventualnog preklapanja sa susjednjima. Time se povećavaju pogreške u prijemu, što ograničuje kapacitet prijenosa informacija.

Materijalno raspršivanje nastupa ako je $\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \neq 0$, tj. kad fazna brzina ravnog vala u tom dielektriku varira nelinearno s valnom duljinom, pri čemu se svjetlosni impuls proširuje. Materijalno je raspršivanje praktički jednak za sve zrake svjetlovoda, a proširenje impulsa τ_m iznosi

$$\tau_m = \left(\frac{L}{c} \right) \lambda \cdot \delta \lambda \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right), \quad (59)$$

gdje je L duljina svjetlovoda, c brzina svjetlosti u slobodnom prostoru, λ valna duljina, $\delta \lambda / \lambda$ relativna spektralna širina izvora između točaka $1/e$ a n indeks loma. Obično se navodi kao omjer τ_m/L , te iznosi za svjetleću diodu uz svjetlovod s kremenom jezgrom 4 ns/km , a zamjenom diode injekcijskim laserom Al-Ga-As iznosi $0,2 \text{ ns/km}$, pri $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$. Proširenje impulsa može se veoma smanjiti povećanjem valne duljine nosioca na $\sim 1,3 \mu\text{m}$ (sl. 35).



Sl. 35. Proširenje impulsa zbog materijalne disperzije u svjetlovodu

Svetlovodno raspršivanje nastupa ako je $\frac{d^2 \beta}{d\lambda^2} \neq 0$, gdje je β

konstanta širenja pojedinog moda u višemodnom svjetlovodu. Grupna brzina tog moda mijenja se s valnom duljinom. Nastalo proširenje impulsa zanemarljivo je s obzirom na materijalno raspršivanje.

Modno raspršivanje uzrokovano je različitim grupnim brzinama modova u višemodnom svjetlovodu. Pojedini impuls na ulazu svjetlovoda rastavi se uzduž svjetlovoda na niz impulsa po pojedinim modovima. Ako ostanu nerazlučeni, pojavljuju se kao jedan široki impuls, a trajanje je jednako razlici vremena proleta najsporijeg i najbržeg moda. Proširenje je impulsa zbog modnog raspršenja za svjetlovod stepeničastog indeksa

$$\tau_M = T \Delta, \quad (60)$$

a to je razlika vremena proleta $T_{\max} = T(1 + \Delta)$ uzduž najduljeg puta $\vartheta = \sqrt{2\Delta}$ i vremena proleta $T = n_1 L/c$ uzduž najkratčeg puta ($\vartheta = 0$). Za kremen ($n_1 = 1,458$) i $\Delta = 0,01$ bit će $\tau_M/L = 48,6 \text{ ns/km}$.

Svetlovodi postepeno opadajućeg indeksa loma djelomično kompenziraju dulje puteve pomoću većih brzina, ipak potpuno izjednačenje grupne brzine za sve modove nemoguće je postići profilom indeksa loma. Za svjetlovod indeksa loma jezgre

$$n = n_1 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a} \right)^{\theta} \right] \quad (61)$$

i indeksa plašta $n_1(1 - \Delta)$ najmanje modno raspršenje bit će

$$g = g_{\text{opt}} \approx 2 \left(1 - \frac{\lambda d\Delta}{\Delta d\lambda} \right). \quad (62)$$

Za današnje svjetlovode drugi član u zagradi iznosi samo nekoliko desetinki, pa je optimirani profil indeksa gotovo paraboličan. Proširenje je impulsa tako optimiranog svjetlovoda

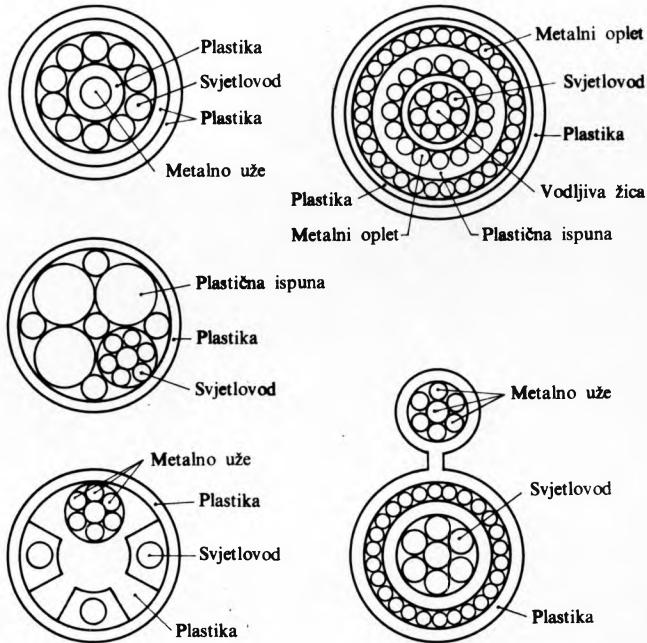
$$\tau_{M\min} = \frac{T \Delta^2}{8}, \quad (63)$$

tj. $\Delta/8$ puta manje s obzirom na svjetlovod stepeničastog indeksa i istog Δ . Za $\Delta = 0,01$ proširenje impulsa po duljini jest $\tau_{M\min}/L = 0,061 \text{ ns/km}$, što je za oko tri reda veličine bolje s obzirom na stepeničasti indeks loma. Odstupanje g od optimalne vrijednosti, međutim, samo za 1% uzrokuje proširenje impulsa devet puta.

Smanjenje modnog raspršenja postiže se i time što viši modovi dublje prodiru u plaštu (u svjetlovodu stepeničastog indeksa) gdje bivaju apsorbirani i raspršeni. Nadalje dolazi i do sprezanja modova, prijelaza snage iz sporijih u brže modove i obratno, čime se također smanjuje raspršivanje modova. Spajanje smije biti samo između vođenih modova, inače uzrokuje gušenje.

Svetlovodni snopovi i kabeli. Za povećanje sigurnosti i protiv prekida pojedinačne svjetlovodne veze upotrebljavaju se svjetlovodni snopovi, čime se povećava i jakost snopa i površina presjeka za sprezanje sa svjetlosnim izvorom. Snopovi obično imaju veliko gušenje, jer su i pojedinačne žile s velikim gubicima ($50 \dots 20 \text{ dB/km}$), jeftini su i pouzdani, a primjenljivi na kraćim udaljenostima (upravljanje procesima, prometom i neke primjene računala).

Svetlovodni kabeli imaju malo optičko gušenje i omogućuju priključak svake žile na poseban svjetlosni izvor. Izbor postepenog ili stepeničastog indeksa loma za svjetlovode u kabelu uvjetovan je potrebnim umnoškom širine pojasa i duljine puta. Sustavi velikog kapaciteta moraju upotrebljavati svjetlovode postepenog indeksa loma. Izvode se u različitim konfiguracijama (sl. 36).



Sl. 36. Presjeci nekoliko tipova svjetlovodnih kabela

Prednosti prijenosa signala svjetlovodima. Svjetlovod ne uzrokuje interferenciju u drugim sustavima, također je imun na interferenciju od drugih izvora. Za frekvencije signala više od nekoliko megaherca svjetlovod ima mnogo manje gubitke nego simetrični i koaksijalni kabel. Ostvarljive su velike vrijednosti umnoška širine pojasa i duljine, koji za višemodni svjetlovod sa stepeničastim indeksom ($\Delta = 0,01$, $\tau/L = 30 \dots 50 \text{ ns/km}$) iz-

OPTIČKE ELEKTROKOMUNIKACIJE

nosi $10\cdots100 \text{ MHz km}$, za višemodni svjetlovod s postepenim indeksom $500\cdots1000 \text{ MHz km}$, a za jednomodni svjetlovod $10\cdots50 \text{ GHz km}$.

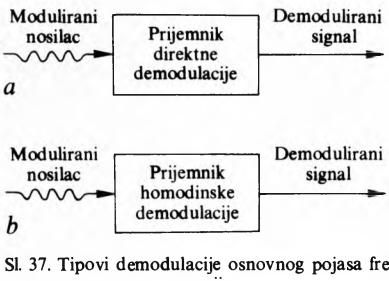
Mogući su mali polumjeri savijanja (samo nekoliko centimetara), bez utjecaja na prijenos. Svjetlovod potpuno izolira izvor od prijemnika, te im nije potrebno električko, a ni zajedničko uzemljenje. Svjetlovod se može popravljati i kad je u radu, a može se upotrebljavati u zapaljivoj ili eksplozivnoj atmosferi.

Pravilna konstrukcija plašta i spojeva omogućuje malo preslušavanje među svjetlovodima. S obzirom na dimenzije i težinu svjetlovod je u prednosti prema koaksialnom kabelu. Svjetlovod je neosjetljiv na mehanički umor, a prema koroziji je otporniji od bakra. Talište stakla je mnogo više od maksimalno dopuštene temperature za električnu izolaciju. Svjetlovod na temperaturi 800°C izdrži 30 min, a kratko vrijeme i na 1000°C .

Mana je svjetlovoda što je staklo osjetljivo na ionizantna zračenja. Gubici rastu gotovo linearno s dozom zračenja. Gubitak svojstava prijenosa najveći je odmah nakon ozračivanja, a nakon nekoliko minuta svojstva se donekle oporave. Relativno visoka cijena određena je ekstremnom čistoćom materijala i vrhunskom točnošću izradbe, a bit će snažena povećanom reprodukcijom.

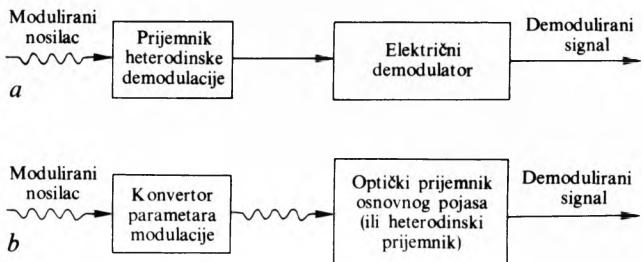
PRIJEMNICI

U prijemnicima optičkih komunikacija svjetlosni se signal prvo detektira (pretvara se u električni oblik), a zatim se demodulira (informacija se odvaja od nosioca). Ti se postupci mogu obavljati posebno ili istodobno. Tri su osnovna postupka demodulacije: demodulacija osnovnog pojasa upotrebom prijemnika direktne ili homodinske demodulacije, kojim se modulacijski spektar prebacuje iz pojasa nosioca u osnovni pojas (sl. 37);



Sl. 37. Tipovi demodulacije osnovnog pojasa frekvencija

pretvorba frekvencije prebacivanjem spektra informacije s frekvencije optičkog nosioca na nižu (radio-frekvenciju) pomoću optičkoga heterodinskog prijemnika, a zatim se demodulira kao u običnom radio-prijemniku (sl. 38a); konverzija parametara modulacije sastoji se u tome da se jedan tip modulacije pretvara u drugi, a demodulira se pomoću konvertiranih parametara (npr. optički nosilac FM pretvori se u optički nosilac IM, koji se zatim demodulira, sl. 38b).

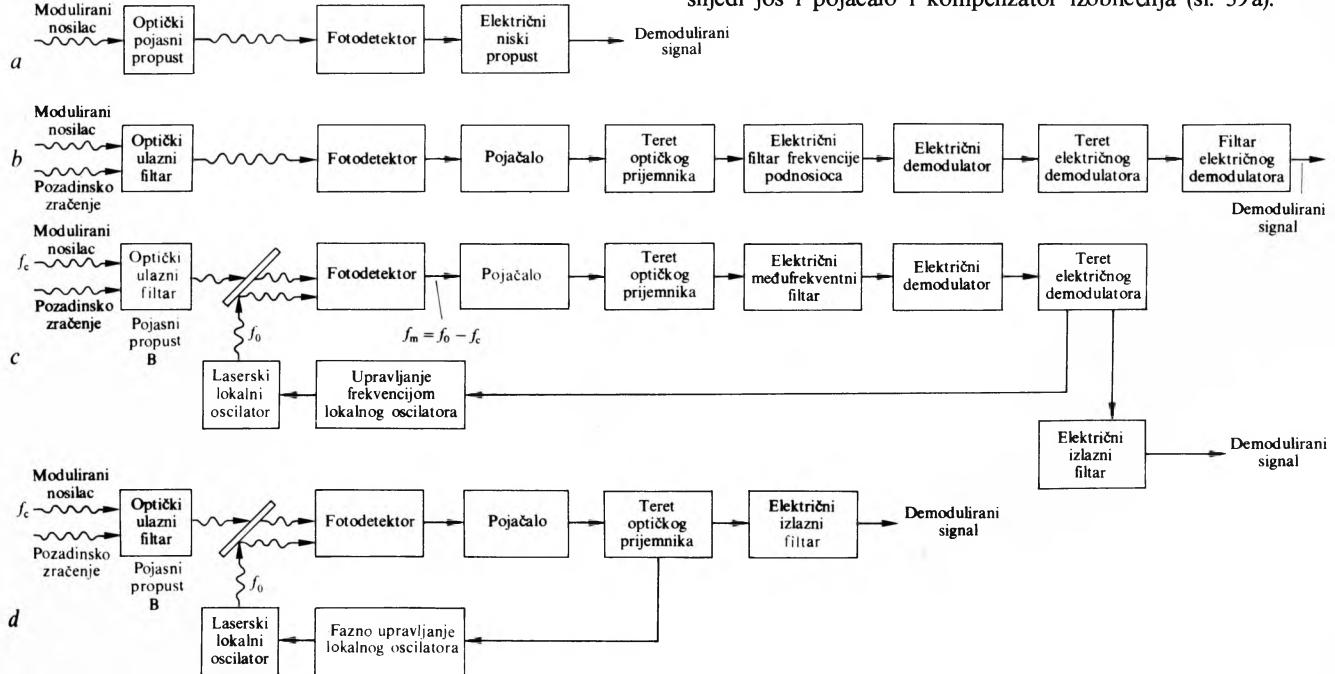


Sl. 38. Metode demodulacije: a) pretvorbom frekvencije, b) konverzijom parametara modulacije

Fotodetektori. Modulirani se svjetlosni val fotodetektorom pretvara u električne signale. U fotodetektorima primjenjuju se direktni svjetlosno-električni efekti, pri kojima upadno svjetlo proizvodi nosiće naboje, te termički efekti, gdje električni efekti nastaju indirektno, zagrijavanjem zbog apsorpcije svjetla. Termički detektori su spori s obzirom na promjene svjetla, tako da mogu demodulirati samo niskofrekvencijske pojasevne signala, pa nisu toliko važni u optičkim komunikacijama.

Za neke vrste optičke modulacije fotodetektori izravno rekonstruiraju signal informacije, međutim, oni su samo općenito komponente prijemnika. Razlikuje se više tipova fotodetektora (v. *Optoelektronika*).

Optički prijemnik direktnе demodulacije. Pojasni propust na ulazu sprečava ulaz pozadinskog zračenja i smetnji. Optičko se prepojavačalo pomoću lasera ne upotrebljava jer je neznatno povećanje osjetljivosti zbog laserskog šuma. Fotodetektor daje izlaznu struju razmjerne trenutnom intenzitetu nosioca, te se može smatrati kao linearni konvertor intenziteta u struju ili kao kvadratni konvertor optičko-električnog polja u struju. Niski propust na izlazu ima širinu pojasa informacije i ograničuje iznos šuma. Za direktnu demodulaciju upotrebljavaju se kao fotodetektori fotodiode (obične i lavinske). Iza fotodetektora slijedi još i pojačalo i kompenzator izobličenja (sl. 39a).



Sl. 39. Blok-scheme osnovnih tipova prijemnika za optičke elektrokomunikacije: a) prijemnik direktne demodulacije, b) prijemnik direktne demodulacije s podnosiocem, c) prijemnik heterodinske demodulacije, d) prijemnik homodinske demodulacije

Informacija signala može biti i dvaput modulirana (na radio-nosiocu, a on na optičkom nosiocu). Tada je izlaz fotodetektora na frekvenciji tzv. radio-nosioca, koji se filtrira električnim pojasmom propustom. Električni demodulator odvaja informaciju od podnosioca i kompletira proces demodulacije (tzv. prijemnik direktnе demodulacije s podnosiocem, sl. 39b). Prijemnici direktnе demodulacije pogodni su samo za demodulaciju signala AM i IM, jer su neosjetljivi na frekvenciju, fazu i polarizaciju nosioca u radnim uvjetima, tj. $i_p = DA_c^2/2$, gdje je i_p struja fotodetektora, D faktor konverzije, a A_c amplituda nosioca.

Optički prijemnik heterodinske demodulacije. Pri heterodinskoj demodulaciji upada modulirani svjetlosni nosilac zajedno sa svjetlosnim valom iz pomoćnog laserskog oscilatora na fotodetektor. Tu se oba snopa miješaju pomoću polupropusnog zrcala ili odgovarajuće prizme (sl. 39c), čime se dobiva signal razlike $f_m = f_0 - f_c$, tzv. međufrekvencija. Međufrekvencijom se kontinuirano upravlja frekvencija lokalnog oscilatora kako bi međufrekvencija ostala stalna. To je potrebno radi korekcije pomaka frekvencije izvora ili lokalnog oscilatora, te za kompenzaciju Dopplerova pomaka u komunikacijama u svemiru. Ako su snopovi dobro prostorno podešeni, optička interferencija na površini fotodetektora dat će struju detektora razmjeran kvadratu zbroja električnih polja nosioca i lokalnog oscilatora. Struja fotodetektora na međufrekvenciji sadrži modulaciju signalom, koji se izdvaja običnim radio-frekvenčijskim prijemnikom. Međufrekvencija je obično u području 1 MHz...1 GHz. Ako su snopovi nosioca i lokalnog oscilatora podešeni da budu okomiti na površinu fotodetektora, trenutna struja na izlazu pojasnog propusta bit će

$$i_{MF} = D A_c A_0 \cos [(\omega_0 - \omega_0) t + (\varphi_0 - \varphi_0)]. \quad (64)$$

Struja međufrekventnog signala ovisi, dakle, o amplitudi, frekvenciji i fazi nosioca.

Prednost je heterodinskog rada u jednostavnosti pojačanja na međufrekvenciji, te u mogućnosti da se snagom lokalnog oscilatora isključi termički šum i šum sačme od ostalih izvora (osim lokalnog oscilatora), te time poboljša omjer signala i šuma.

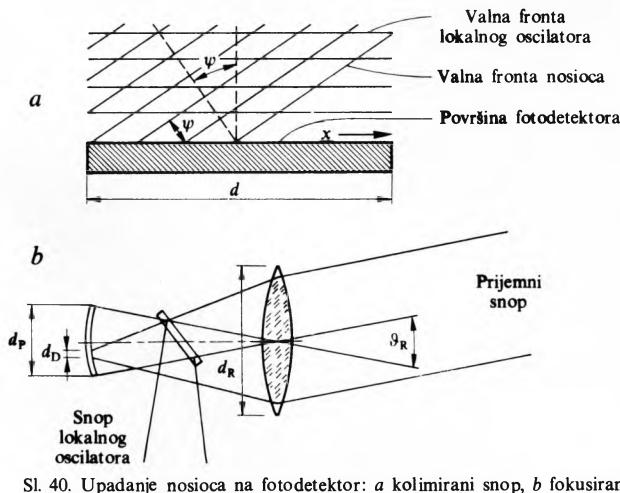
Dva snopa svjetlosti (nosioca i lokalnog oscilatora) mogu se fotomiješati dvojako:

Kolimirani snop nosioca upada na čitavu površinu fotodetektora kao i snop lokalnog oscilatora. Ako je detektor kvadratnog oblika sa stranicom d , a jedan od snopova je savršeno okomit na površinu detektora (sl. 40a), to će se za odstupanje drugog snopa od okomice za kut

$$\psi \approx \frac{\lambda}{4d} \quad (65)$$

dva signala poništiti u iznosu 10%. Tako npr. za $\lambda = 10^{-4}$ cm i $d = 1$ cm mora biti $\psi < 25$ μrad.

Fokusirani snop nosioca postigne se optičkom antenom, te upada na fotodetektor u obliku svijetle mrlje promjera d_D .



Snop lokalnog oscilatora učini se divergentnim tako da jednoliko osvjetljuje površinu fotodetektora (sl. 40b). Za isti, već spomenuti primjer ($d_p = 1$ cm, $d_R = 10$ cm, $d_D = 0,01$ cm, $\lambda = 10^{-4}$ cm) dopušteno je odstupanje vala nosioca od smjera osi $3 \approx 2,5$ mrad, što je ~ 100 puta više. Treba, međutim, pri tom naglasiti da se tu miješanje događa samo na površini fokusiranog snopa (promjera d_D), dok ostali dio snopa lokalnog oscilatora što pada na drugi dio detektora samo povećava sačmeni šum a da ne pridonosi korisnom signalu, dakle smanjuje omjer signala i šuma.

Optički prijemnik homodinske demodulacije. U tom prijemniku lokalni oscilator namješten je na jednaku frekvenciju i fazu kao i optički nosilac prije miješanja na površini fotodetektora. Izlaz fotodetektora je informacija u osnovnom pojasu. Kad je lokalni oscilator na frekvenciji nosioca, struja fotodetektora bit će

$$i_p = D \left\{ \frac{A_c^2}{2} + \frac{A_0^2}{2} + A_c A_0 \cos(\varphi_0 - \varphi_0) + A_c A_0 \cos[2\omega_c t + (\varphi_0 + \varphi_0)] \right\}. \quad (66)$$

Odstranjnjem istosmernih članova i člana dvostrukе frekvencije filtrom dobiva se kao struja signala

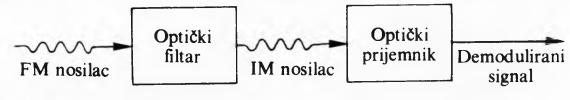
$$i_s = D A_c A_0 \cos(\varphi_0 - \varphi_0). \quad (67)$$

Ako se postave faze vala nosioca i lokalnog oscilatora jednakim ($\varphi_0 = \varphi_0$), dobiva se maksimalna struja signala, te je omogućena detekcija amplitudno moduliranog signala. Ako se postavi $\varphi_0 = \pi/2$ rad, bit će uz $\varphi_0 \ll \pi/2$ izlazni signal razmjeran φ_0 , čime se omogućuje detekcija fazno moduliranog (PM) nosioca. Faza lokalnog oscilatora prema nosiocu podešava se sklopom za fazno upravljanje (sl. 39d).

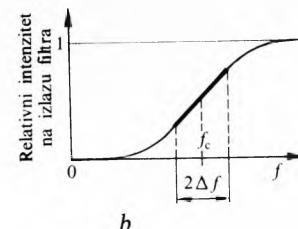
Optički prijemnik s konverzijom parametara modulacije. Pri optičkim frekvencijama može se FM nosilac pretvoriti u IM nosilac.

U sustavu s optičkim filtrom primjenjuje se kosina propusne karakteristike filtra koji se nalazi ispred optičkog prijemnika (sl. 41a i b). Intenzitet svjetla na izlazu filtra linearno je razmjeran frekvenciji nosioca, unutar devijacije frekvencije FM nosioca.

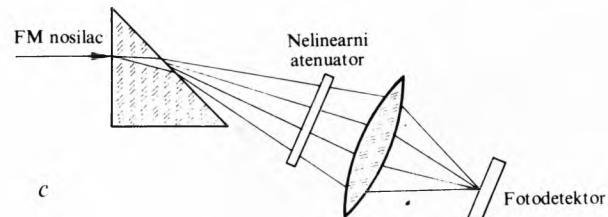
U sustavu s prizmom primjenjuje se trokutna prizma koja skreće snop nosioca za kut razmjeran frekvenciji nosioca. Derivacija kuta skretanja po valnoj duljini obratno je razmjerljiva



a



b



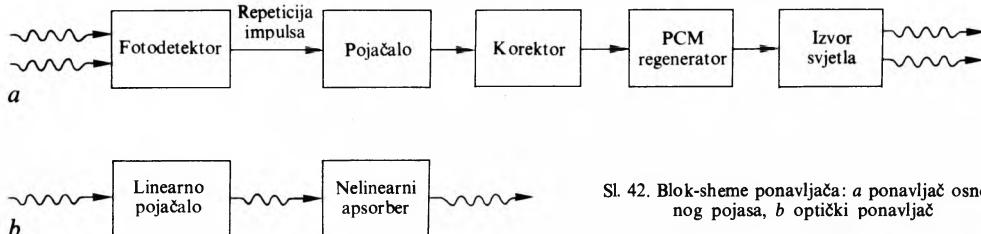
Sl. 41. Sustav za pretvaranje frekvencijski moduliranog nosioca u intenzitetno modulirani nosilac: a optičkim filtrom za konverziju parametara, b intenzitet na izlazu iz filtra prema frekvenciji, c s prizmom i nelinearnim atenuatorom

kubnom korijenu iz valne duljine, tj.

$$\frac{d\delta}{d\lambda} \approx \frac{1}{3\lambda}. \quad (68)$$

Optički atenuator, kojemu je propusnost funkcija njegovih linearnih dimenzija, guši snop nosioca razmjerno frekvenciji. Konvergentnom lećom skuplja se snop nosioca i fokusira na površinu fotodetektora (sl. 41c).

Ponavljač. Raspoloživa snaga odašiljača, gušenje i izobličenja na prijenosnom putu te osjetljivost prijemnika ograničuju razmak odašiljača i prijemnika. Za prijenos na veće udaljenosti podijeli se trasa na odsječke, od kojih je svaki kraći od najvećeg mogućeg razmaka odašiljača i prijemnika. Svaki odsječak završava u relejnoj stanici koja dolazeće signale pojačava i po mogućnosti obnovljene šalje dalje u sljedeći odsječak. Takva relejna stanica zove se ponavljač (repeater), a izvodi se za osnovni frekvencijski pojas ili za optički signal. Ponavljač osnovnog pojasa za PCM signale čini fotodetektor (fotodioda ili lavinska fotodioda) koji dolazeće svjetlosne impulse pretvara u strujne impulse, pojačalo koje pojačava signale sa što manje šuma, korektor koji amplitudno i fazno oblikuje signale, regenerator PCM signala koji obnavlja signale u prvobitni oblik, te svjetlosni izvor koji se izravno ili pomoću optičkog modulatora upravlja impulsima signala (sl. 42a). Svjetlosni impuls ulaze u prvobitnom obliku i položaju u sljedeći odsječak trase.



raspršivanja i rasipanja vremena proleta. Ujedno se smanjuje šum i ostale smetnje interferencije.

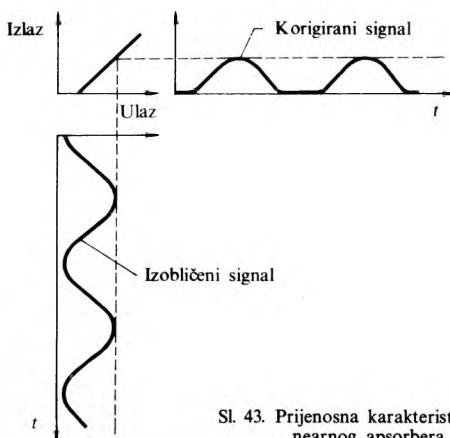
Ako prijenosno sredstvo guši optički signal, ali ga ne izobličuje previše, može se upotrijebiti samo linearni optički ponavljač u obliku laserskog pojačala u nekoliko sekcija trase, pa će razmaci regenerativnih ponavljača moći biti mnogo veći. Lasersko pojačalo u linearном ponavljaču ima šum zbog spontane emisije. Kad je velika inverzija zaposjedanja ($n_2 \gg n_1$) u aktivnom sredstvu lasera, snaga šuma u svakom svom modu im je određenu spektralnu gustoću, a sljedeći linearni ponavljači taj šum pojačavaju. Nakon N takvih ponavljača, koji svaki put pojačanjem potpuno nadoknade gušenje prijenosa, bit će razmak signala od šuma N puta smanjen. Na binarno modulirane signale takav šum razmjerno malo djeluje. Tek kad vrhovi šuma prečesto premašuju razinu odluke, nastaje suviše mnogo pogrešaka na signalu u PCM regeneratoru. Iz toga slijedi najveći broj linearnih ponavljača između dva regenerativna ponavljača

$$N = \frac{E}{2hf(V-1)Q(Q + \sqrt{m\tau\delta f})}, \quad (69)$$

gdje je E energija impulsa, V pojačanje ponavljača, m broj vlastitih modova prijenosnog sredstva, τ razmak impulsa u binarnom slijedu, δf širina pojasa optičkog kanala, a $Q = (u_m - U_s)/\sigma_m$ gdje je u_m srednji napon na demodulatoru sa signalom u trenutku odluke, U_s napon praga odluke demodula-

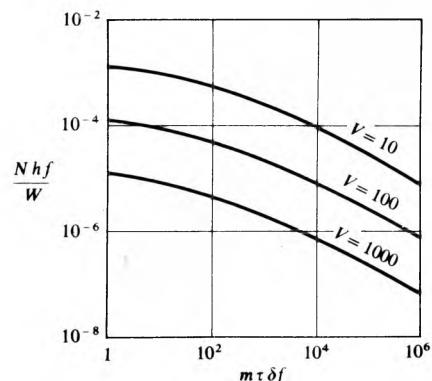
Kad je potpuna regeneracija, odstranjuju se sve smetnje i izobličenja ove trasne dionice i svjetlosnog prijemnika. Impulsni oblik regenerira se potpuno, ostaje samo malo kolebanje u vremenskoj fazi impulsa, ovisno o preciznosti davača takta u ponavljaču. Postoji i vjerojatnost p_e pogrešaka pri regeneraciji, što za N ponavljačkih odsječaka duljine L daje za sustav dometa NL gomilanje pogrešaka s ukupnom vjerojatnošću Np_e .

Optički ponavljač pojačava i restaurira u prvobitni oblik svjetlosne signale izravno, bez njihova pretvaranja u električne signale osnovnog pojasa. Optički ponavljač za binarnu intenzitetnu modulaciju sastoji se od laserskog pojačala i nelinearnog apsorbera za djelomičnu regeneraciju svjetlosnih impulsa (sl. 42b). Pojačalo kompenzira gubitke prijenosa i nelinearnog apsorbera, dakle daje svjetlosnim impulsima opet prvobitnu jakost. Nelinearni apsorber ima takvu karakteristiku (sl. 43) da suzuje impulse. Time se djelomično kompenzira proširenje i preklapanje impulsa, koje nastaje, npr., na svjetlovodima zbog materijalnog



Sl. 43. Prijenosna karakteristika nelinearnog apsorbera

tora, a σ_m standardno odstupanje od u_m . Broj ponavljača sveden na broj fotona po svjetlosnom impulsu za vjerojatnost pogreške 10^{-9} može se prikazati kao funkcija od $m\tau\delta f$, uz pojačanje V ponavljača kao parametar (sl. 44). Kad je izlazna snaga laserskog pojačala 1 mW i kad je razmak impulsa 1 ns , a valna duljina 900 nm , broj je fotona po impulsu oko 10^6 , pa je u danom prikazu broj ponavljača $1 \dots 1000$. Većina ponavljača može imati donju granicu $m\tau\delta f = 1$, za koju, međutim, prijenosno sredstvo mora biti jednomodno ($m = 1$), npr. jednomodni svjetlovod s jezgrom i plastičnim. Osim toga, mora biti $\delta f = 1/\tau$; optički pojas smije tada biti samo toliko širok da upravo može prenositi binarnu modulaciju repeticije impulsa $1/\tau$ (što je teško ostvariti). Širina linije inducirane emisije proizvedenih lasera jedva da se može interferencijskim filtrom nešto suziti. Zato je praktički $\delta f \geq 100 \text{ GHz}$, a uz $\tau \geq 1 \text{ ns}$ bit će i u jednomodnim sustavima pod povoljnim uvjetima $m\tau\delta f \geq 100$. Višemodni sustavi imaju općenito $m > 1000$, pa je tada $m\tau\delta f \geq 10^5$. S tako određenim najvećim brojem N linearnih popravljača može se premostiti



Sl. 44. Graf za određivanje potrebnog broja ponavljača N za različita pojačanja V

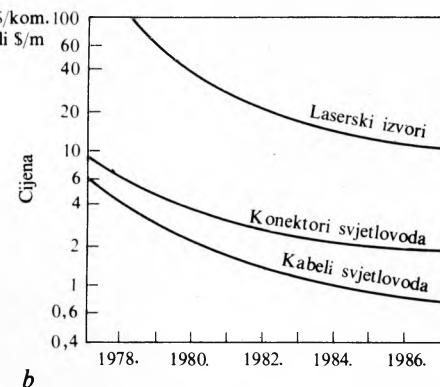
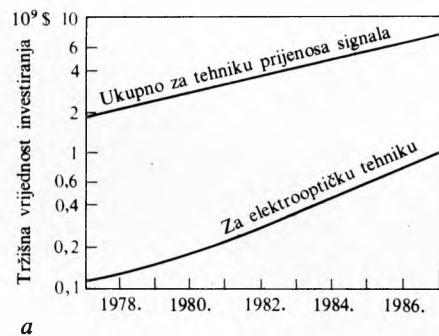
udaljenost NL , na kojoj tada moraju biti regenerativni ponavljači.

Djelomična regeneracija izobličenih binarnih impulsa može se provesti pomoću nelinearnog apsorbera koji slabo svjetlo jače apsorbira od intenzivnog svjetla. Takvo svojstvo imaju stanice s određenim organskim bojama. One apsorbiraju svjetlo i prelaze iz osnovnog stanja u pobuđena stanja. Pri sve jačem svjetlu zaposjednuta su pobuđena stanja i osnovno stanje, apsorpcija prelazi u zasićenje i smanjuje se pri jačem svjetlu. Kad nema svjela, boja se iz pobuđenih stanja vraća u osnovno stanje s tako kratkom relaksacijom da zasićenje apsorpcije može slijediti i vrlo brze impulse unutar 1 nanosekunde. Kad je impulsni odziv prijenosnog sredstva u obliku Gaussove krivulje (npr. svjetlovod uz materijalnu disperziju, kad svjetlosni izvor ima također emisijski spektar Gaussove raspodjele), takvi će Gussovi impulsi biti potpuno regenerirani. Za ostale je impulsne oblike i odzive sredstva regeneracija djelomična, ali još uvijek zadovoljava.

Šum koji se superponira impulsima pri prijenosu i pojačanju bit će potisnut apsorberom u stankama impulsa, kad impuls ima povećano gušenje. Kolebanje šuma za vrijeme impulsa može se dodatno smanjiti radom laserskog pojačala u zasićenju. Pri tom opada zaposjedanje gornjeg laserskog stanja, a time i spontana emisija i njen šum. Oba efekta zasićenja poboljšavaju regeneraciju i omogućuju upotrebu ponavljača na duljim ukupnim trasama.

Primjena i perspektiva

Glavna primjena optičkih komunikacija vezana je uz primjenu svjetlovoda u području telefonske tehnike zajedničkog nosioca, kabelne televizije, računala, industrijske automacije, zemaljskih satelitskih stanica i vojne primjene. Glavni su proizvođači opreme SAD, Japan, Kanada, Francuska, SR Njemačka i Velika Britanija, a polovica proizvodnje svjetlovodnih sustava je u SAD.



Sl. 45. Predviđanje investiranja i cijene komponenta za optičke elektrokommunikacije

U sljedećim godinama očekuje se stalni porast investicija u tehniku prijenosa signala, a tehnika bi svjetlovoda do 1987. godine od toga pokrivala 14% (sl. 45a). Zbog naglog porasta

proizvodnje očekuje se i znatan pad cijena svjetlovoda, konektora i laserskih izvora (sl. 45b).

LIT.: W. K. Pratt, *Laser Communication Systems*. John Wiley, New York 1969. — D. Rosenberger, *Technische Anwendungen des Lasers*. Springer-Verlag, Berlin 1975. — H. G. Unger, *Optische Nachrichtentechnik*. Eltner-Verlag, Berlin 1976. — G. R. Elion, H. A. Elion, *Fiber Optics in Communication Systems*. Marcel Dekker, New York 1978. — S. E. Miller, A. G. Chynoweth, *Optical Fiber Telecommunications*. Academic Press, New York 1979.

B. Kvz

OPTIČKI INSTRUMENTI, uređaji u kojima se primjenjuju optičke pojave, bilo za stvaranje slike sličnih predmeta, bilo za primjenu svjetlosti u druge svrhe. Složeni su od jednostavnijih optičkih elemenata, kao što su zrcala, prizme, sferni dioptri, leće, diafragme, pukotine, zastori itd. (v. *Optika*). Različiti optički instrumenti, njihova građa, primjena i postupci rada s njima opisani su ili će biti opisani u brojnim posebnim članicama (v. *Boja*, TE 2, str. 59; v. *Daljinomjeri*, TE 3, str. 163; v. *Durbin*, TE 3, str. 480; v. *Fotografija*, TE 5, str. 532; v. *Fotometrija*, TE 5, str. 608; v. *Geodetski instrumenti i uredaji*, TE 6, str. 30; v. *Holografija*, TE 6, str. 430; v. *Infracrveno zračenje*, TE 6, str. 478; v. *Instrumentalne metode analitičke kemije*, TE 6, str. 494; v. *Kinematografska tehnika*, TE 7, str. 88; v. *Kolorimetrija*, TE 7, str. 190; v. *Kristalna optika*, TE 7, str. 364; v. *Laser*, TE 7, str. 465; v. *Mikroskop*, TE 8, str. 535; v. *Spektrometrija*; v. *Stroboskop*), a u ovom članku samo su razvrstani, te je opisana građa i optički model ljudskog oka, povećala kao najjednostavnijeg okularnog instrumenta, te polarimetar i spektrometar kao primjeri instrumenata kojima stvaranje slike nije osnovna svrha.

OPTIČKI INSTRUMENTI ZA PRESLIKAVANJE

Optički instrumenti kojima je svrha stvaranje slike mogu biti okularni (subjektivni) ili projekcijski (objektivni). Okularni instrumenti dopuna su ljudskom oku (povećalo, mikroskop, dalekozor). Projekcijski instrumenti stvaraju realnu sliku predmeta na nekom zastoru. Slika predmeta može se gledati izravno i istodobno (projektor), može se snimati za izravno naknadno gledanje (fotografski aparat, kinematografska kamera) ili se može snimiti za posredno istodobno ili naknadno gledanje (elektronička, tzv. televizijska kamera).

Okularni instrumenti omogućuju detaljno promatranje veoma malih ili veoma udaljenih predmeta kojima se opaža ne može ili ne želi približiti. Ti instrumenti daju virtualnu sliku predmeta. Za opažaća je predmet nadomešten virtualnom slikom koja, međutim, ima veći prividni (kutni) dijametar od prividnog dijametra predmeta gledanog prostim okom. Okularni instrumenti imaju, općenito uvezvi, *objektiv* i *okular*. Iznimka je najjednostavniji optički instrument te grupe: povećalo (lupa). Objektiv je uвijek konvergentni sistem koji daje realnu sliku predmeta, a ona se promatra pomoću okulara. U dalekozorima i mikroskopima objektiv je sistem leća odabranih tako da se što više smanje sve moguće aberacije. U teleskopima objektiv je zrcalo. Okular služi za promatranje realne slike koju daje objektiv; iznimka je *Gallilejev teleskop* u kojem se promatra virtualni predmet. Povećalo je istodobno okular i objektiv. Okulari su dioptrijski centrirani sustavi sastavljeni samo od leća.

Oko. Za razumijevanje upotrebe okularnih instrumenata potrebno je poznavati osnovne principe rada oka, kojemu okularni instrumenti samo povećavaju mogućnost zamjećivanja. Oko je čovjekovo osjetilo koje svjetlosne slike pretvara u osjet vida. U oku se na mrežnici (retini) stvara realna slika onoga što se promatra. Oko može stvoriti realnu sliku od realnog ili od virtualnog predmeta, te od realne ili od virtualne slike predmeta.

Na sl. 1 prikazan je horizontalni, shematski presjek ljudskog oka. Ono se sastoji od *rožnice* (cornea), koja je pro-