

Fényvezetős összeköttetések zaj- és torzításforrásai

DR. SOMOGYI JÁNOS
(TERTA)

Az átviteli utak fő minőségi jellemzői között a torzítás és a zaj kiemelkedő helyet foglalnak el. Ezek számos esetben közös forrásból származnak, így megengedhetőnek látszik együtt való tárgyalásuk, annál is inkább, mivel sokszor egymásnak okai is. Ez alól a fényvezetős rendszerek sem képeznek kivételt.

A fényvezetős összeköttetéseken keletkezett számos zajforrás már az előző rendszereknél is valamilyen formában előfordul és vizsgálatuknál csak az újfajta eszközök szerkezetére kell a régebbi elméletet alkalmazni. Mutatkozott azonban néhány olyan jelenség is, melyek ezen rendszerek különlegességéül számítanak és idáig még nem tapasztalták őket.

A tárgyalandó zajtípusok egy része szükségszerűen jelentkezik és nagyságuk számításal előre meghatározható, vannak azonban olyanok is, melyek a helytelen tervezésnek vagy szerelésnek a következményei és így inkább hibajellegűek.

Ezek a zavaró jelenségek elsősorban az analóg átvitelt befolyásolják károsan, de hatásuk alól nem mentesülhet a digitális átvitel sem [1].

1. Fényforrások nemlineáris tulajdonságai

Nagy távolságú átvitel adójában a félvezető lézerek mutatkoznak a legcélszerűbb fényforrásnak a jó fénykihasználást lehetővé tevő eléggé összetartó

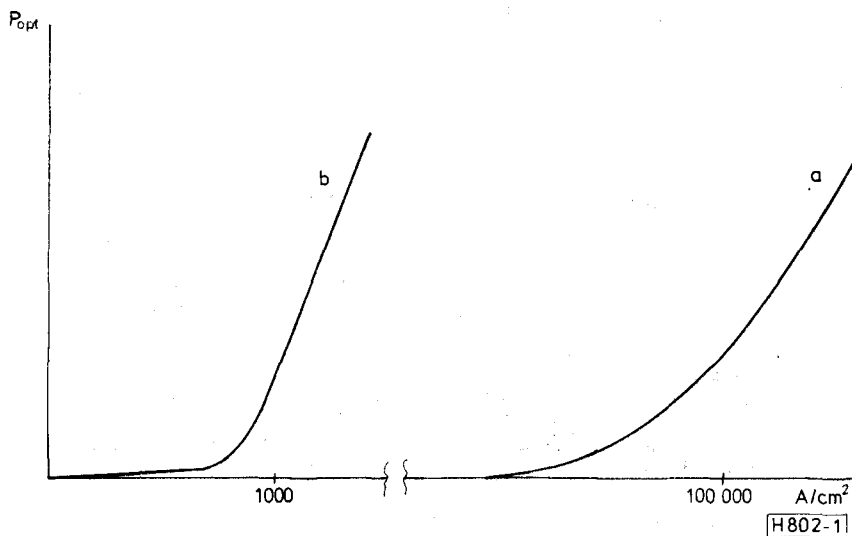
sugárnyalábuk és az anyagi szórás (materiai dispersion) alacsony szintjét biztosító keskeny sugárzási sávszélességük miatt.

A lézerszerű működés létrehozására az első példányok igen nagy ($100\,000\text{ A/cm}^2$ körüli) áramsűrűséget igényeltek és ez csak egész rövid élettartamot tett lehetővé. Az áram-fényintenzitás jelleggörbéjük is erősen görbült volt. A fejlődés, mely elsősorban az élettartam növelését kívánta elérni, az áramsűrűség leszorítását (kb. 1000 A/cm^2) eredményezte és egyben a jelleggörbe oly mértékű kiegyenesedését hozta magával, hogy az a lézerek bizonyos intenzitás modulációs célokra való felhasználását is lehetővé tette (1. ábra). Ilyen alkalmazási terület lehet pl. a kábeles televízió. Negatív fényvisszacsatolással a linearitás természetesen tovább növelhető.

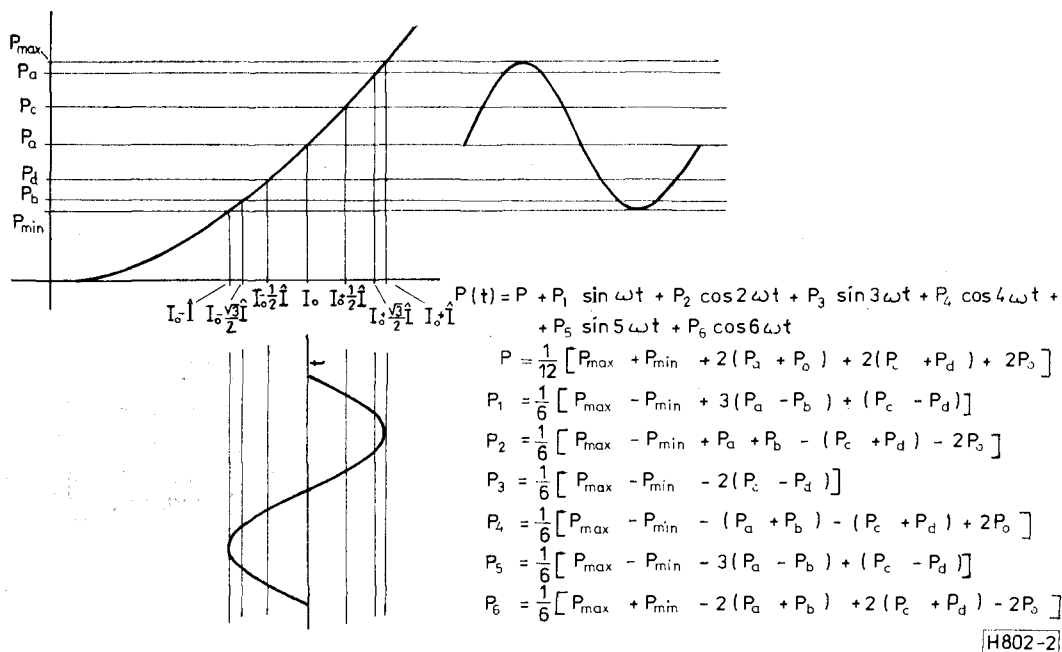
Az árammal történő vezérlés alatt a fényintenzitás nemlinearitása következtében keletkezett harmonikusokat a jelleggörbe birtokában ismert módon kiszámíthatjuk (2. ábra).

Egy külön probléma jelentkezik a fényadó eszközök kivezérlése alatt. Statikus körülmények között vizsgálva kielégítően lineárisak is ugyan a tulajdonságaik, hőre meglehetősen nagy az érzékenyséjük. Fényintenzitásuk hőfokgyűthetősége kb. $-1\%/^{\circ}\text{C}$ -ra tehető. Ehhez jön még a lézerek sajátosságos tulajdonsága a lézerműködés küszöbértékének hőfokfüggősége, mely $+1\%/^{\circ}\text{C}$ körül van. A lézer működő szerkezetének méretei és így hőkapacitása is igen kicsi és így egyetlen impulzus tartama alatt

Beérkezett: 1981. V. 28.



1. ábra. Lézerdiódák jelleggörbéje; a) régebbi konstrukciójú lézerek, b) modern konstrukciójú lézerek



H802-2

2. ábra. Nemlineáris jelleggörbén keletkezett harmonikusok grafikus kiszámítása

is már annak számottevő felmelegedése következhet be. Mivel a lézer kivezérése a küszöb felett (az 1. ábra viszonyait figyelembevéve) 10–50%-ra tehető, könnyen előáll az a helyzet, hogy az impulzus tartama alatti melegedés alatt a fentiek következtében a kimenő jelben torzítás következik be. Ezt még tovább komplikálhatja az impulzussorozatok találmára történő elrendeződése (pattern effect).

Az említett tényezők hatása természetesen jelentkezik analóg jellel való vezérlés esetén is. A keletkező harmonikus torzítás a kivezérés, a hőellenállás és a villamos ellenállás függvénye [1].

2. Vevőeszközök zajforrásai

Nagy távolságú összeköttetéseknel a fényjelek vételére elsősorban lavina fotodiódák (avalanche photodiode, APD) és PIN diódák jönnek számításba. Ez utóbbiak jelen vizsgálatunk szempontjából $M=1$ sokszorozási tényezőjű lavinadiódának tekinthetők.

A lavinadiódák áramát az

$$I_{ph} = M \cdot I_{ph0} = \eta \cdot \frac{e}{h \cdot \nu} \cdot M \cdot P_0 \quad (1)$$

egyenlet fejezi ki, melyben I_{ph} a lavina fotodióda kimenő árama, I_{ph0} az erősítés nélkül vett dióda kimenő árama, η a kvantumhatásfok, $h \cdot \nu$ a foton energiája, e az elektron töltése, M a lavina erősítési tényező és P_0 a beeső fény energiája.

A beeső fénynek m_q modulációs mélységgel való modulálása esetén a jeláram négyzetátlaga (ami az 1 ohm terhelés esetén számszerűen megegyezik a teljesítménnyel)

$$\langle i_s^2 \rangle = \frac{1}{2} \cdot \left(\eta \cdot \frac{e}{h \cdot \nu} \cdot m_q \cdot M \cdot P_0 \right)^2 \cdot m_b^2, \quad (2)$$

ahol m_b az alapáram tényező ($I/I_{\text{üresjárás}}$).

Ennek az áramnak a zavaraiól származnak a vételnél támadt egyes zajtípusok, melyeket az alábbiakban tárgyalunk.

Az optoelektronikai eszközök leglényegesebb zaja a *kvantumzaj* (quantum noise). Megemlítendő, hogy optoelektronikai vevők méretezésénél a többi zajtényező mellőzésével a kvantumzaj és a hőzaj optimális arányának a meghatározása a legfőbb tervezési szempont. A lavinadiódáknál a kvantumzaj két részből tevődik össze.

Az egyik rész a *sörét zaj* (shot noise), mely a lavinaeffektus nélkül vett dióda áramának a valószínűségi eloszlás szerinti fluktuációjából származik. Nagyságát az

$$\langle i_{sh}^2 \rangle = 2 \cdot e \cdot I_{ph0} \cdot B. \quad (3)$$

egyenlet szabja meg, melyben B az effektív sávzélességet és I_{ph0} az átlagos áramot (mely jelen esetben a nyugalmi árammal megegyező) jelenti.

A kvantum zaj másik része az ún. *többlet zaj* (excess noise), mely a lavinadiódák multiplikációs folyamata valószínűségi eloszlás szerinti természetének következménye. Míg a jel erősítése az egyes töltéshordozók M erősítése átlagának négyzetétől, $\langle M \rangle^2$ -től függ, a zajé az egyes töltéshordozók erősítése négyzetének átlagától $\langle M^2 \rangle$ -től. Így $\frac{\langle M^2 \rangle}{\langle M \rangle^2} > 1$ arányban zajtöbblet keletkezik. Nagyságát az

$$\langle i_e^2 \rangle = 2 \cdot e \cdot I_{ph0} \cdot M^2 \cdot F_e \cdot B \quad (4)$$

egyenlet írja le, melyben M az átlagos sokszorozási tényező, F_e pedig a többlet zajtényező.

F_e értéke részben a konstrukciótól függ. Függ továbbá a gerjesztés módjától is: a fotonok lyukakat vagy elektronokat szabadítanak ki a dióda kristályrácsában. Ezek aránya a dióda teljes erőterére vég-

zett effektív ionizáció értékelésével: $k_{\text{eff}} = (\beta/\alpha)$, mely egyenletben α jelöli az elektronok ionizációs együttthatóját, β pedig a lyukakét. Ezek előrebocsátásával F_e értékének M -től való függősége a következőképpen írható le

$$F_e(M) = M \cdot \left[1 - (1 - k_{\text{eff}}) \cdot \left(\frac{M-1}{M} \right)^2 \right] \quad (5)$$

Ennek értéke $M \gg 1$ esetén

$$F_e(M) = 2 \cdot (1 - k_{\text{eff}}) + k_{\text{eff}} \cdot M \quad (6)$$

re egyszerűsödik. A fenti egyenletekben szereplő k_{eff} értéke szilíciumnál 0,02–0,04, germániumnál pedig 0,5 körülnek vehető. A periódusos rendszer III–V csoportjába tartozó anyagoknál a folyamatban levő vizsgálatok folyamán 0,3–1,0 értékeket találtak.

A teljes kvantum zaj, $\langle i_q^2 \rangle$ 3)-nak és 4)-nek az összege.

A többlet zaj más tárgyalási módjánál a 3) egyenlet eredményét úgy módosítják, hogy a 4) egyenletben levő M kitevőjét 2 helyett $2+x$ -nek választják és ezt az x -et tekintik a többlet zajtényezőnek [2]. Így

$$\langle i_q^2 \rangle = 2 \cdot e \cdot I_- \cdot M^{2+x} \cdot B, \quad (7)$$

mely egyenletben I_- a jeláram egyenáramú összetevőjének és a sötétáramnak az összege. Így látható, hogy a többlet zaj a moduláció módjától is függ. A 7. egyenletben levő x többlet zajtényező szintén függ az anyag minőségétől, a töltéshordozók fajtájától, továbbá a szerkezet konstrukciós kialakításától. x nagysága germánium esetén 1,0, szilícium esetén 0,4 körül van.

A többlet zaj nagysága határozza meg elsősorban a lavinadiódák minősítését és alkalmazását más (PIN) fotódiódákkal összehasonlítva [3].

Természetesen a fotódiódáknál is jelentkezik a hőzaj (thermal noise). Nagyságát az

$$\langle i_T^2 \rangle = \frac{4 \cdot k \cdot T}{R_{\text{equ}}} \cdot B \cdot F_T \quad (8)$$

egyenlet határozza meg, melyben k a Boltzmann állandó ($1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K), T az abszolút hőmérséklet, R_{equ} az egyenértékű terhelési ellenállás, mely a dióda munkaellenállásának és az őt követő erősítő párhuzamosan kapcsolt bemenő ellenállásának eredőjét jelenti, F_T pedig a hőzajtényező.

A fénydetektor félvezető konstrukciójából következik a sötétáram-zaj (dark current noise), mely a hőhatásra a pn átmenetben keletkezett lyukak és szabad elektronok folytán jön létre és melynél szintén érvényesül a lavinadióda erősítő hatása. Nagysága az

$$\langle i_D^2 \rangle = 2 \cdot e \cdot I_{d_0} \cdot M^2 \cdot F_d \cdot B \quad (9)$$

egyenlet szerint alakul, melyben I_{d_0} az alapdióda sötétárama és F_d a sötétáram zajtényezője. Erősen függ a dióda anyagától és ez a szilícium felhasználását indokolja.

További zajfajta, mely a sötétáram zajához hasonló a szívárgásiáram-zaj (leakage current noise),

mely elkerüli a dióda átmeneti zónáját. Benne nem jelentkezik a multiplikációs hatás. Nagyságát az

$$\langle i_L^2 \rangle = 2 \cdot e \cdot I_L \cdot B \quad (10)$$

egyenletből kaphatjuk meg, melyben I_L a szívárgási áram.

Lavinadiódák esetén nem túl nagy jelentőségű és csak a teljesség kedvéért említendő meg a háttér-sugárzási zaj (background noise). Nagysága az

$$\langle i_B^2 \rangle = 2 \cdot e \cdot I_b \cdot M^2 \cdot F_b \cdot B \quad (11)$$

egyenletből számítható ki, melyben $I_b = \eta \cdot \frac{e}{h \cdot \nu} \cdot P_b$ és P_b a háttér sugárzás átlagos beeső teljesítménye, továbbá F_b a háttér sugárzás zajtényezője. Ezt az áramot a kozmikus sugárzás és a környezet rádió-aktív szennyeződésének sugárzása váltja ki.

Amennyiben a fényvezetős rendszer nem koherens fényforrással működik, hanem például LED-del, úgy ezen fényforrás szélesebb spektrumából következően még egy interferenciás zaj (beat noise) is keletkezhet. Ennek nagyságát az

$$\langle i_{\text{BN}}^2 \rangle = 2 \cdot I_{ph}^2 \cdot \frac{B}{J \cdot W} \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{B}{W} \right) \quad (12)$$

egyenlet adja meg, melyben $I_{ph} = \eta \cdot \frac{e}{h \cdot \nu} \cdot M \cdot P_0$, l. az 1) egyenletet, W a fényforrás spektrum szélessége és J egy a LED-re jellemző állandó a fényforrásból származó, a vevő által látott módusok száma. Az $\left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{B}{W} \right)$ mennyiség a legtöbb esetben 1-nek vehető.

Az előző felsorolásból a jelenlegi fényvezetős rendszerek esetén a két utolsó (a háttér sugárzási és az interferenciazaj) gyakorlatilag elhanyagolható. Elhanyagolható továbbá a fotódiódák nemlinearitásából származó zavar, annál is inkább, mert ezek viszonylag csak kevéssé vannak kivezélve [4], [5].

A keletkezett jel-zaj viszony nagyságát az előzőekből az

$$(\text{SNR})_{\text{IM}} = \frac{\frac{1}{2} \cdot \left(\eta \cdot \frac{e}{h \cdot \nu} \cdot M \cdot m_d \cdot P_0 \right) \cdot m_d^2}{\langle i_q^2 \rangle + \langle i_T^2 \rangle + \langle i_D^2 \rangle} \quad (13)$$

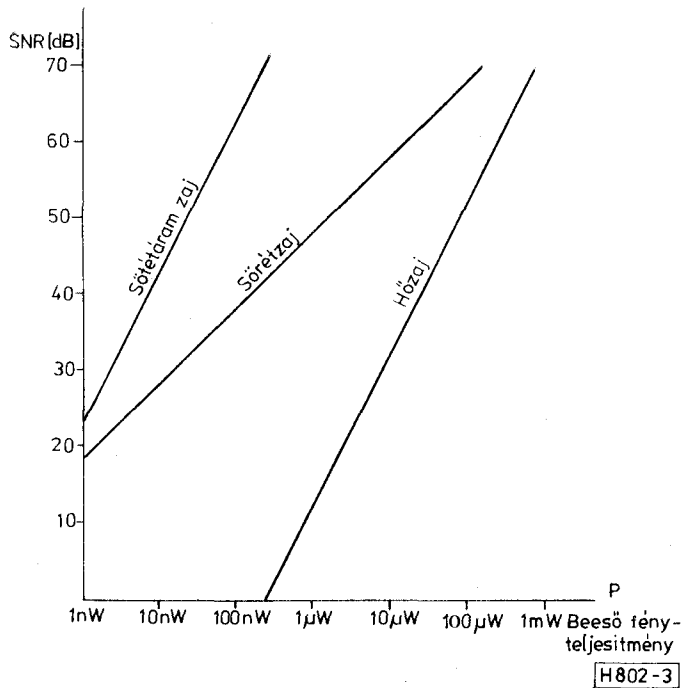
egyenlet adja meg.

Az intenzitás modulálás jel-zaj viszonya a 13) egyenletből közvetlenül kapható. Más modulációs fajták (FM, PPM, PCM) esetén további számítás szükséges a teljes átviteli úton keletkezett zaj meghatározására. A különböző impulzusmodulációknál pontosabb tervezés esetén a jelek és a szünetek alatt keletkező zaj külön-külön kiszámítandó és így lehet az áramkörök optimális viszonyait megállapítani. A számítás módjára l. az [5] irodalmat.

Az eddig említett lényegesebb zajfélések jellegzetes alakulását a 3. ábra mutatja.

3. Hiba jellegű zajok

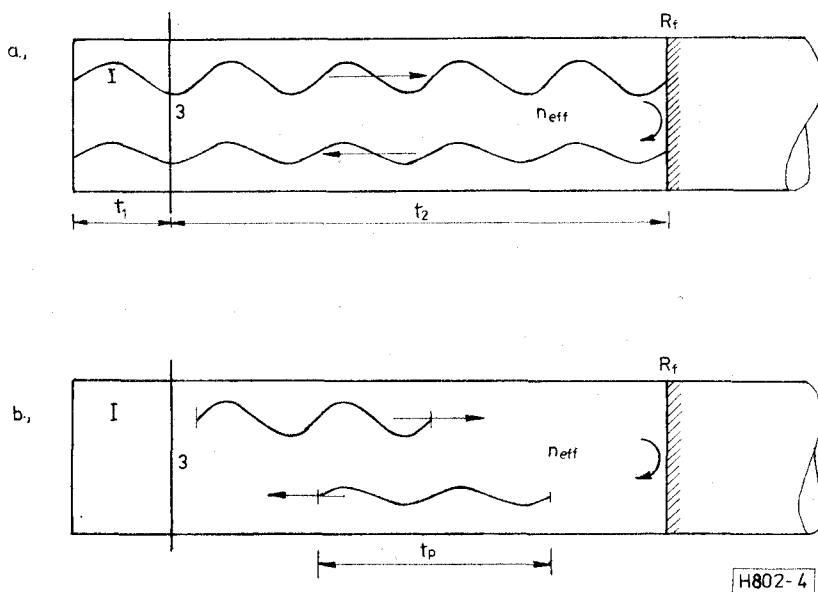
Speciális optikai természetű zaj az optikai visszacsatolásból származó zaj, mely elsősorban a lézer



3. ábra. Lavinadióában keletkező zajfeszültségek lényegesebb fajtáinak a beeső fényáramtól való függősége

diódáknál jelentkezhet, amennyiben a kibocsátott fény egy része az útjában fekvő valamilyen inhomogenitásról reflektálódik. Inhomogenitás lehet pl. a fényvezetőbe beiktatott csatlakozó felülete vagy a fényvezető szál toldásából származó zavaró részecske. Az ily módon létrejött zavar természetét illetően kétféle változatról beszélhetünk. Az egyik a kettős rezonátor vagy másképpen kettős kavitalás (double cavity), a másik pedig az ún. külső fényhatás (external injection).

A folyamatot a 4. ábra teszi szemléletesebbé.



4. ábra. Az optikai visszacsatolás mechanizmusa; a) kettős rezonátor, b) „külső” fény hatására

Az a) esetben, a kettős rezonátor esetében a reflexiós út hossza, l_2 kisebb, mint a benne haladó fényimpulzus vonulatának hossza, l_p , illetőleg ezen belül a koherens rész hossza l_c , azaz $l_2 \leq l_p, l_c$ és így egy teljesen zárt visszacsatolási hurok keletkezik. A b) esetben, a külső fényhatás esetében $l_2 > l_p$. Ez utóbbihoz hasonló felléphet $l_2 < l_p$ esetén is, ha $l_c < l_2$. Ebben az esetben zárt visszacsatolási hurok nem keletkezik, de a reflektált fény egy ideig még befolyásolni tudja a folyamatot. Ha az úthosszakat az impulzus idejével

fejazzuk ki a fényimpulzus úthossza a fényvezetőben: $l_p = \frac{\tau_1 \cdot c}{2 \cdot n_{eff}}$, a koherens fény útjának a hossza pedig

$$l_c = \frac{c}{2 \cdot \pi \cdot (\Delta f)^2}$$

zus időtartamát, c a fénysebességet a vákuumban, Δf pedig a fény frekvenciájának a sávszélességét jelenti.

A lézer és a reflexiós pont közötti úthossznak rezgés- és hőhatásokra bekövetkezett változása, továbbá a visszaverődött fény szinkronizáló hatásának változása, mely pl. a lézer frekvenciáját elhúzza, zajtöbbletet okoz.

Mindkét említett esetben a vizsgálatok azt mutatták, hogy viszonylag kevés visszavert fény esetén is a bekövetkezett zavar jelentős lehet [6], [7].

Ezen jelenségek elméleti követésének bizonyos nehézséget okoz az a tény, hogy a lézer működésében igen sok tényező együttes hatása érvényesül. Ennek megfelelően irodalmi tárgyalásuk is csak meglehetősen nagy aparátussal volt lehetséges ezért a következőkben csak a kvalitatív leírásra szorítkozunk. Az analitikus eredményekből csak annyit említünk meg, hogy a lézer fényének burkoló görbéjét az

$$\bar{E}_1(t) = \frac{\bar{E}}{I/I_{th} - 1} \cdot [1 + (1 - R_L) \cdot \eta \cdot R_f \cdot \sin(\Omega_0 - \omega) \cdot t] \quad (14)$$

egyenlet adja $2\tau_p(\Omega_0 - \omega_i) \ll 1$ esetén és

$$\bar{E}_1(t) \cong \bar{E}_0, \quad (15)$$

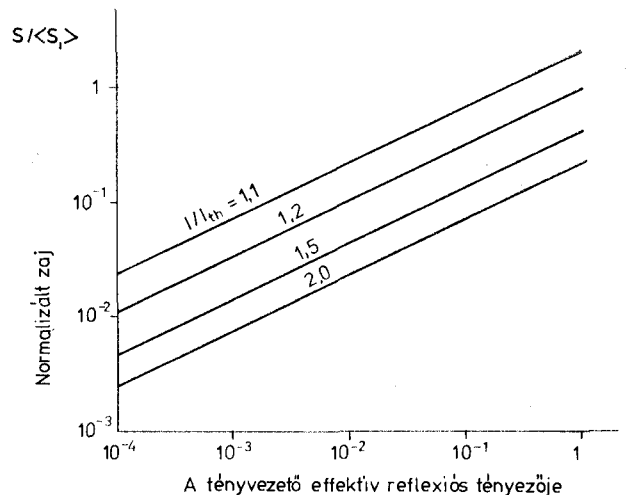
ha $2\tau_p(\Omega_0 - \omega_i) \gg 1$, mely hasonlóságban van egyéb csatolt rendszerekkel.

A fenti egyenletekben a már említett jelöléseken túl η a lézer és a külső rendszer közötti csatolási tényező, R_L a lézer reflexiós tényezője, R_f a szálban levő inhomogenitás reflexiós tényezője, I az átfolyó áram, I_{th} a lézer küszöbárama, \bar{E}_1 a gerjesztett térerősség, Ω_0 a rezonátor önrezgési körfrekvenciája és ω_i a külső rendszer önrezgési körfrekvenciája.

A lézer kimenetén megjelenő fényjelek jellegét az 5. ábra mutatja. Ezekből látszik, hogy a lézer kimenetén mutatkozó jel igen érzékeny a reflektált jel fázisára. Ez pedig változhat a fényvezető rendszer (mechanikus) rezgéséből, mivel a reflexiós pont távolsága a fény hullámhosszával összehasonlítva igen nagyra mondható, vagy pl. a lézer frekvenciájának a melegeledéstől való változása miatt, ami azért lehet számottevő, mert a lézer működő szerkezetének méretei már a fény hullámhosszának nagyságrendjében vannak és a rajta átfolyó áram pedig igen nagy (1000 A/cm² nagyságrendű). A lézerből kilépő fény hullámhosszának hőfokfüggősége 0,1 mm/°C-ra tehető. A lézer hőmérséklete változásának hatására megváltozik a kilépő fény frekvenciája és modusa is ugrásszerűen változik. Így olyan állapot következik be, melyben már megszűnik a reflektált fény szinkronizáció hatása (locking-unlocking). A módusoknak ez az ugrása bizonyos fokig taláalomra történik.

Az említett hatásokból származik az ábrán látható hullámalakok lebegésszerű, illetőleg ugrásszerű változása, mely az átvitelben a jel vételénél torzításként, vagy zavarként jelentkezik.

Az egyes tipikus esetekben a fényvisszacsatolásból származó zaj nagyságának kiszámításánál általában



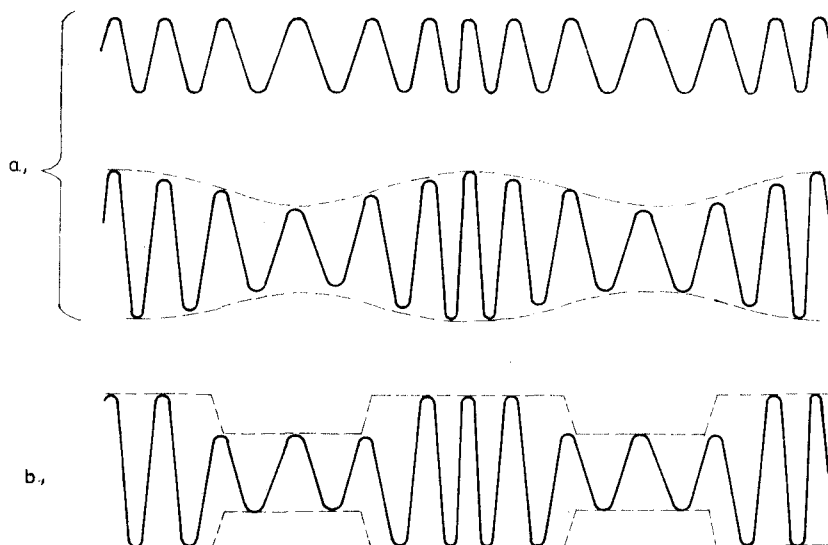
B 802-6

6. ábra. Fényingadozás mértéke a fényvezetőben levő effektív reflexió függvényében, a normalizált zaj (S_n/S_1) mértékével mérve

a 14) egyenletet vehetjük alapul az adott esetben lényegtelen tényezők elhanyagolásával. Minden esetben fennáll azonban az, hogy a zaj annál nagyobb, minél nagyobb az R_f reflexiós tényező és minél kisebb

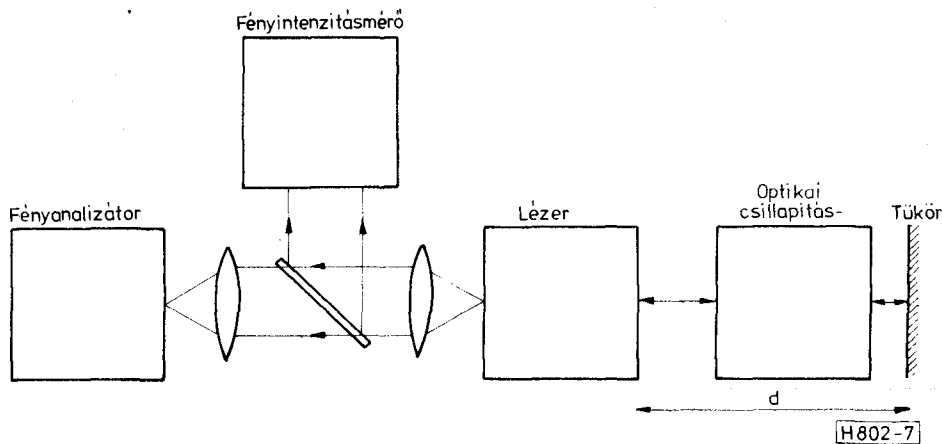
az I/I_{th} arány (mely törtben I_{th} a lézer küszöbáramát jelenti). A fenti jelenség alakulását a 6. ábra vázolja.

A matematikai levezetésekkel kapott eredményeket kísérleti mérésekkel is igazolták. Egy ilyen kísérleti elrendezést mutat a 7. ábra. A lézerdióda mindkét oldalán lép ki fény. Az egyik oldalon kilépő fényt a fényteljesítmény mérésére és a fény hullámhosszának meghatározására alkalmas műszerekbe vezetik, a másik oldalon kilépőt pedig az optikai visszacsatolás létesítésére. Ez utóbbinál a visszacsato-

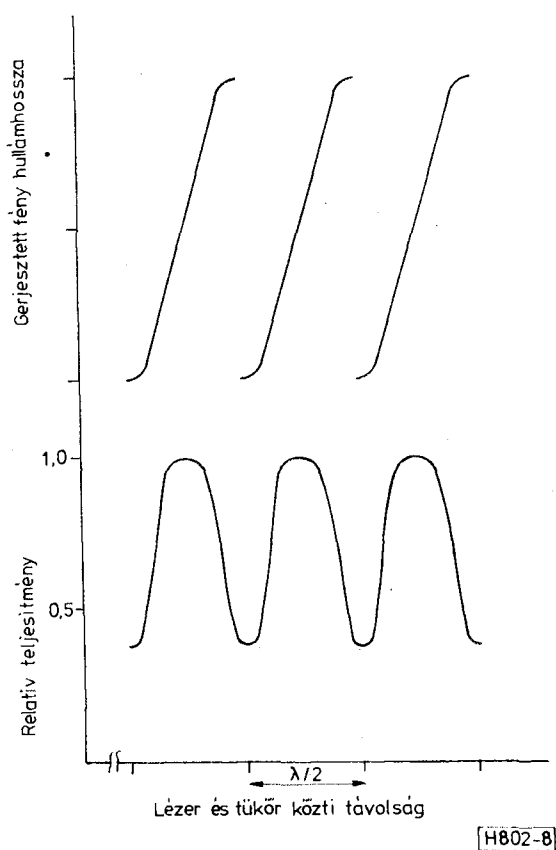


B 802-5

5. ábra. Optikai visszacsatolásból származó moduláció hatására a lézerből kilépő fényre a fáziseltolás és a frekvenciaváltozás következtében; a) kettős rezonátor, b) „külső” fény hatására



7. ábra. Optikai visszacsatolás hatásának vizsgálatára szolgáló mérési elrendezés vázlata



8. ábra. A lézer kimenő jele változásának jellege a visszacsatolási út hosszától függően

lasi út hossza a reflektáló tükör távolságának beállításával, a visszacsatolás foka pedig az optikai csillapítótag állításával szabályozható.

Az intenzitásnak és a gerjesztett fény hullámhosszának a visszacsatolási úttól való függőségét a 8. ábra mutatja.

A lézerből kilépő fény intenzitásának a visszacsatolási útban levő csillapítástól való függés jellegét mutatja a 9. ábra.

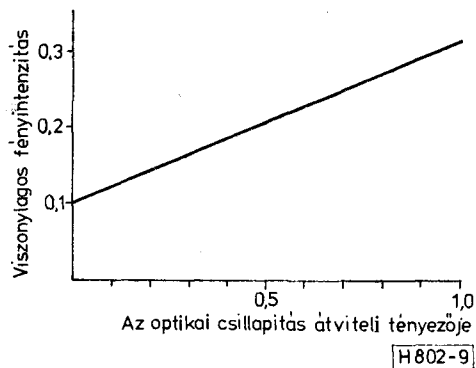
Az optikai visszacsatolás érdekes módon meg tudja

változtatni a lézer rezgési állapotát is: a visszacsatolás nélkül egy móduson rezgő lézer visszacsatolás hatására több móduson képes rezegni, a visszacsatolás mértékétől és a visszacsatolási úttól függően. Ugyancsak megváltozik a sugárzási spektrum is.

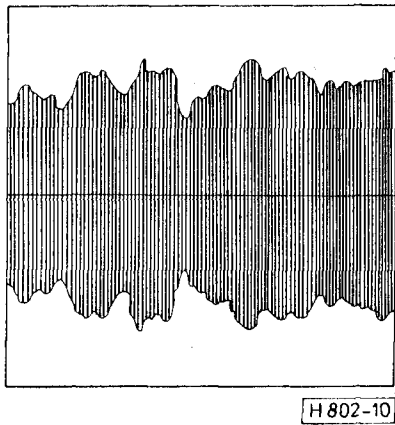
A lézer működését tekintve bizonyos fokig optikai erősítőnek tekinthető, így ez a visszaverődött módusokkal együtt egyéb eredetű saját zaját is felerősíti. Ez szintén egy olyan tény, mely szükségessé teszi a reflektált fény minél tökéletesebb elnyomását.

A másik speciálisan a fényvezetőkre jellemző zajjelenség a móduszaj (modal noise) néven ismert. Ez különösen az egyébként ideálisnak tartott, koherens hullámú és keskeny sávú lézerek esetén jelentkezik. A megfigyelések azt mutatták, hogy ha fényvezetőkben rossz csatlakozás vagy kötés van, a szálnak egészen kis mechanikai torzítása vagy a lézer frekvenciájának kis mértékű változása már számottevő vételi zajt okoz. Ez világosan látható, ha a vett jelet egy lassan futó oszcilloszkópon vizsgáljuk (10. ábra).

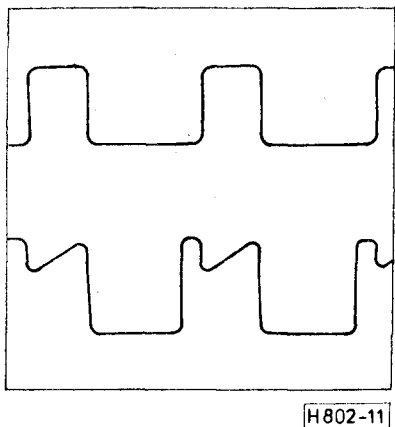
Ilyen esetben, ha a lézert négyszöghullámmal moduláljuk, a vett jel alakját tág határok között lehet változtatni a fényvezető szál hajlításával. Ha a lézert közvetlenül működésének küszöbértékére feszítették elő, a torzított ábrák még tovább romlottak (11. ábra) [8].



9. ábra. A lézer viszonylagos kimenő teljesítménye a visszacsatolás átviteli tényezőjétől függően



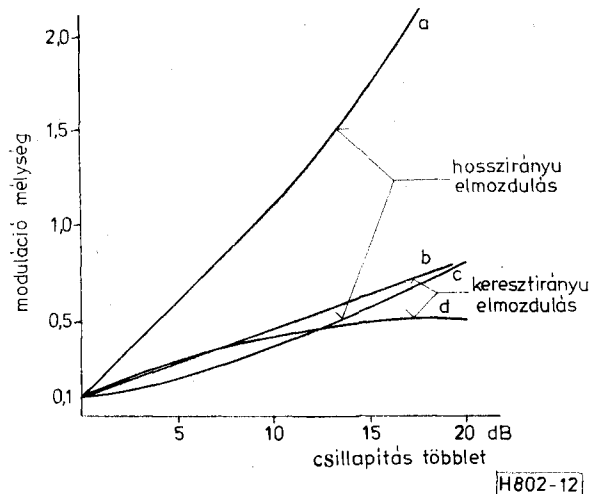
10. ábra. Fényvezető hajtogatására jelentkező zaj jellegzetes oszcillogramja



11. ábra. Fényvezetőn keresztülhaladt fényjel impulzustorzítása helytelen illesztés esetén.

Érdekes összefüggés mutatkozott a csatlakozóban jelentkező torzításmoduláció-mélység és a többletcsillapítás között (12. ábra). Természetesen ennek megfelelően alakultak a jel-zaj viszonyok is.

Ezen zajjelenségek okát kutatva, először vizsgálni kell a fényterjedés mechanizmusát a fényvezető szálban. A fény a fényvezető szálban, mint tudjuk, módusok formájában terjed. Ezek e módusok lényegükben a vezető alakjától és méretétől függő rezgésállapotok. A szál kilépő végét mikroszkóp alatt szemlélve jól lehet látni az ezen módusok interferenciájából kialakult ábrákat, különféle világos és sötét foltokat (speckle). A foltok elrendeződése rendkívül érzékeny a fényvezető geometriai alakjára, illetőleg ennek megváltozására, továbbá a kibocsátott fény frekvenciájára és a fázisviszonyokra, valamint ezek változására. Ez minden matematikai levezetés nélkül magától értetődő, hiszen az említettek befolyásolják az egyes módusok által befutott utat és a kialakult interferencia csomók helyzetét. Nyilvánvaló az is, hogy nagyobb átmérőjű és nagyobb nyílású szálban sokkal több ilyen csomópont alakulhat ki, mint a kisebbekben, mivel ezekben a nagyobb számú módus sokkal több kombinációban tud inter-



12. ábra. Fényvezetőn a helytelen illesztés következtében modulációt szenvedett jel maximális moduláció mélységének változása a keletkezett csillapítástöbblet függvényében: a), c) hosszirányú, b), d) keresztirányú elmozdulás esetén. A hibás kötés a) és b) esetén 1 m-re, c) és d) esetén 1 km-re van a lézertől

ferálni. Így ez utóbbi esetben a szál végén első ránézésre egy meglehetősen egyenletes eloszlású, a valóságban azonban találmra eloszlott világos és sötét foltokból kialakult mező jelenik meg.

Maga az alapjelenség már a lézertechnika megjelenése után ismertté vált. A lézer koherens fényével megvilágított felületeken világos és sötét foltok jelentkeztek, melyek látszólagos helyzete a lézersugár hullámhosszának változásával együtt változott [9].

Amennyiben a fényvezetőben valamilyen inhomogenitás van, legyen ez pl. egy anyaghiba vagy egy rosszul illeszkedő csatlakozó, úgy ez az egyes módusok útját megzavarja vagy esetleg éppen módusváltást okoz a továbbmenő fény útjában. A fény hullámhosszának már igen kisméretű megváltozása kiválthatja ez utóbbi hatást. Ezek a tényezők pedig általában fennállnak. A következmény a továbbmenő fény intenzitásában jelentkező ugrás lesz, amit végső fokon zaj formájában érzékelünk.

Nagyobb módusszám esetén a fényvezető keresztmetszetét kitöltő fényfoltok már csak a valószínűségi számítás módszereivel kezelhetők és értékelhetők ki azok változása, valamint a változás által okozott zavar [10], [11].

Ennek a jelenségnek a vizsgálatánál is fontos a „koherencia idő” (coherence time) vagyis az az idő, mely alatt a véges sáv szélességű lézertől kilépő fénysugáron belül még nem lép fel a vizsgálat szempontjából lényeges haladásiidő-különbség. Ez alatt az idő alatt a fény a „koherencia hosszát” (coherence length) teszi meg. Ha ez alatt az idő alatt, illetőleg ezen az úton belül érkeznek a módusok az inhomogenitáshoz úgy ez az út további részén interferenciájukat erősen tudja befolyásolni; ennél nagyobb távolság után, amikor a módusok együttfutása már megszűnt az egyes módusokat ért befolyás már nincs lényeges hatással az eredő fényintenzításra. A koherencia hosszon belül minden fáziseltolódás vagy

frekvenciaváltozás létrehozza az említett ugrás-szerű intenzitásváltozást, mely a vevőben a móduszaj formájában jelentkezik. Az előzőekből már kitűnik, hogy a gradienses szálakban ez a móduszgrás a fényforrástól lényegesen nagyobb távolságra is be tud következni, mint a lépcsős szálaknál, lévén a gradienses szálakban a módusok együttfutása és így a koherencia út is sokkal nagyobb, mint a lépcsős szálakban.

Az említett módusváltásnak oka lehet magában az inhomogenitásban bekövetkezett változás is, amit pl. a szál mechanikai igénybevételében történt változás hoz létre [12] [13].

Az említett jellegű móduszaj gerjedésének feltétele ezek után: a gerjesztett fény koherenciája az alkalmazott fényforrás keskeny sáv szélessége (hogy minél nagyobb legyen a koherenciaidő és -hossz), az egyes módusokra gyakorolt valamilyen szűrőhatás és ezen szűrőhatásnak időbeli változása. Mindhárom tényezőnek együttesen kell fennállni.

A keskeny sáv szélességet az impulzusjelek szín-szórásból származó eltorzulásának alacsony szinten tartása miatt általában kívánatosnak tartják. Ezt valósítják meg a más szempontból is előnyös tulajdonságú lézerek. Ezek sugárzása egyben meglehetősen koherensnek is tekinthető.

A jelenség létrejöttéhez szükséges szűrőhatást a vezeték mentén előforduló bármilyen inhomogenitás kiválthatja.

Az időbeni változás felléphet a szál állapotában vagy a fényforrás hullámhosszának a lézer melegezése következtében beálló változásától vagy éppen bekapcsolási jelenségek eredményeként. Ezt erősíti meg annak a mérési sorozatnak az eredménye is, mely szerint a lézer meghajtó áramának növelésével növekszik az időegységben bekövetkező ugrások száma is. A moduláció sebességének változtatásával változnak aztán az ugrások formájában kialakult kombinációk is.

A zavar okai kiküszöbölésére mutatkoznak lehetőségek is. Ami a fényforrást illeti, célszerű nem túl nagy koherenciaidejű eszközök választása: akár szélesebb spektrummal, akár több (természetesen közeli) spektrumvonallal. A két lehetőség közül az első mutatkozik előnyösebbnek: így rövidebb koherencia út adódik. Befolyásolja a zajviszonyt a lézer modulációjának a módja is. A lézernek a küszöb feletti állapotából való modulálása kevesebb módust eredményez, de több zajt okoz, mint a küszöb alatti állapotból való modulálása (éppen fordítva, mint az optikai visszacsatolásból származó zajnál láttuk). Hasonlóan előnyösebbnek mutatkozik az RZ modulációs eljárás az NRZ-hez képest. Bizonyos fokig megoldásnak mutatkozik a fényforrásra egy rövid darab olyan szállal csatlakozni, melyben nagyobb fokú módus keveredés állhat elő. Látható, hogy minden ezen megoldások egy jelentős része ellentétben van azokkal a tényezőkkel, melyeket az átviteli távolság növelése érdekében fontosnak tartottunk. Így alkalmazásuknál gondos mérlegelésre van szükség.

A vezetékben fellépő szűrési jelenségek kiküszöbölésére első lehetőség a gondos munka. Érdekes, hogy a csatlakozásoknál fellépő hibák közül veszedelmesebbnek mutatkozik a hosszirányban való eltérés,

mint a keresztirányú hiba, amint a 12. ábra is mutatta. Az utóbbi ugyanis minden módon egyforma csillapítást jelent, amíg az előző egyes módusokat teljesen kizár és a lecsökkentett számú módusban bekövetkező változás már viszonylag nagyobb ugrást okoz.

Próbálkoztak a jel impulzusának egy nagyságrenddel nagyobb frekvenciával történő előmodulálásával is [14]. Lehetőség van a csatlakozások illeszkedése minőségének javítására az immerziós technika alkalmazásával [15], [16].

Időbeli változásnak minden eszközünk ki van téve. Hatásának kiküszöbölését az előzőekben említett valamennyi tényező figyelembevételével kell elérni. A modálisaj veszélyének alapvető kiküszöböléséül a monomodális átviteli rendszer látszik. Erre a fényvezető technikában amúgy is törekvés tapasztalható, mivel egyéb problémák megoldását is magával hozná.

Vizsgálatoknál a lézernek a reflexióból származó optikai visszacsatolási működési zavara meglehetősen nehezen választható el a móduszajoktól.

A koherencia definíciójára és a mérési módjára 1. a [17] irodalmat.

A teljesség kedvéért említendőek csak meg (és mivel az irodalom is foglalkozik velük) a Raman- és a Brillouin-jelenségek, melyek a fényvezetők lineáritását befolyásolják. Hatásuk azonban csak messze a jelenleg alkalmazott fényintenzitás felett kezd jelentkezni [18].

IRODALOM

- [1] *T. L. Paoli, J. E. Ripper, A. C. Morsoni and N. B. Patel*: Suppression of Intensity Self-Pulsation in CW Junction Lasers by Frequency-Selective Optical Feedback, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-11 No. 7, July 1975.
- [2] *Oskar Krumpholz*: Signal/Rausch-Verhältnis bei Avalanche-Photodioden, Wissenschaftliche Berichte AEG-Telefunken 44 (1971) 2.
- [3] *Andreas Schlachetzki and Jörg Müller*: Photodiodes for Optical Communication, Frequenz 35 (1979) 10.
- [4] *P. P. Webb, Mc. Intry, J. Conradi*: Properties of Avalanche Photodiodes, RCA Review 1974 June.
- [5] *W. M. Hubbard*: Utilization of Optical-Frequency Carriers for Low and Moderate-Bandwidth Channels, The Bell System Technical Journal, 1973 May - June.
- [6] *O. Hirota and Y. Suematsu*: Noise Properties of Injection Lasers Due to Reflected Waves, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-15 No. 3, March 1979.
- [7] *T. Kanada and K. Nawata*: Injection Laser Characteristics Due Reflected Optical Power, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-15 No. 7, July 1975.
- [8] *R. E. Epworth*: The Phenomenon of Modal Noise in Analogue and Digital Optical Fibre Systems, Proceedings of Fourth European Conference on Optical Communication, Genoa, September 12-15, 1978.
- [9] *J. W. Goodman*: Some fundamental properties of speckle, J. Opt. Soc. Am., 1976 November.
- [10] *C. Baak et al.*: Analogue Optical Transmission of 26 t. v. channels, Electronics Letters, 1979 May 10.

- [11] *D. Daino, G. de Marchis and S. Piazzola*: Analysis and Measurement of Modal Noise in an Optical Fibre, *Electronics Letters*, 1980, Vol. 15, No. 23.
- [12] *C. Pask*: Analysis of optical fibre connectors and modal noise generation, *IEE Proc.*, Vol. 127, No. 5, October 1980.
- [13] *N. Morita*: Scattering and mode conversion of modes of a slab waveguide by a circular cylinder, *IEE Proc.*, Vol. 127, No. 5, October 1980.
- [14] *K. Sazo, K. Asatani*: Superimposed Pulse Modulation for Fibre Optic Analogue Video Transmission Using Semiconductor Laser Diodes, *Electronics Letters*, 1980, Vol. 16, No. 14.
- [15] *J. Vanderwall and J. Blackburn*: Suppression of some artifacts of modal noise in fibre-optic systems, *J. Opt. Soc. Am.*, 1979 September.
- [16] *C. Baack, G. Elze, B. Enning, G. Walf*: Modal Noise and Optical Feedback in High-Speed Optical Systems at 0,85 μm . *Electronics Letters*, 1980, Vol. 16, No. 15.
- [17] *R. E. Epworth*: The Measurement of Static and Dynamic Coherence Phenomena Using a Michelson Interferometer, *Proceedings of Fourth European Conference on Optical Communication*, Genoa, September 12–13, 1978.
- [18] *Rogers H. Stolen*: Nonlinearity in Fiber Transmission, *Proceedings of the IEEE*, Vol. 68, No. 10, October 1980.
-