

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem  
Villamosmérnöki és Informatikai Kar

Berceli Tibor, Gerhátné Udvary Eszter, Zólomy Attila, Bánky Tamás

# **OPTIKAI TÁVKÖZLÉS**

Segédlet az Optikai távközlés (BMEVIMH4157) tárgyhoz

Tanszéki kódszám: <Neptunkód>-S01

Kézirat, kizárólag a BME hallgatóinak használatára

Budapest, 2006. július. 01.

A segédlet elkészítésében közreműködtek:

Szakmai lektor: Prof. Frigyes István

Szerkesztő: Gerhátné Udvary Eszter

Az ábrákat rajzolta: Gerhátné Udvary Eszter

Ez a segédanyag a villamosmérnök hallgatók, kábeltelevízió mellékszakirány, optikai távközlés tantárgycsoport, optikai távközlés tárgyához készült. A féléves tárgy tartalmazza még a segédletben megjelenteken kívül a következő témaköröket:

- Digitális jelek intenzitásmodulált átvitele (J-55032, Frigyes István: Hírközlő rendszerek 7.fejezet)
- Koherens optikai átvitel (J-55032, Frigyes István: Hírközlő rendszerek 8.fejezet)

A segédanyag két fő részre oszlik. Az első rész az optikai távközlő rendszerek optikai jelenségeivel, főbb építőelemeivel foglalkozik. A második rész az elektromos-optikai és optikai-elektromos átalakítást végző eszközök nagyfrekvenciás elektromos oldali tervezéséhez nyújt segítséget.

Közzéteszi: BME Szélessávú Hírközlés és Villamosságtan Tanszék

Budapest, 2006. Július 15.

Csak belső használatra, a BMEVIMH4157 (Optikai távközlés) tárgyhoz.

Nyomtatás: Műegyetemi Kiadó

Terjedelem: 145 oldal

---

# Optikai Távközlés

## 1. rész

Optikai távközlő rendszerek és elemeik

Berceli Tibor, Gerhátné Udvary Eszter, Zólogy Attila és Bánky Tamás

Szerkesztő:

Gerhátné Udvary Eszter

udvary@mht.bme.hu

# 1. Tartalomjegyzék

<b>2.</b>	<b>BEVEZETÉS</b> .....	<b>6</b>
<b>3.</b>	<b>FIZIKAI ALAPFOGALMAK</b> .....	<b>7</b>
3.1.	A FOTON .....	8
3.2.	A FOTON HELYE.....	8
3.3.	A FÉNY KÖLCSÖNHATÁSA AZ ANYAGGAL.....	9
3.4.	A BETÖLTÉS VALÓSZÍNŰSÉGE.....	10
3.5.	FOTONOK ÉS ATOMOK KÖLCSÖNHATÁSA KÉTSZINTES MODELLEL .....	11
3.5.1	<i>Spontán emisszió</i> .....	11
3.5.2	<i>Abszorpció</i> .....	12
3.5.3	<i>Stimulált emisszió</i> .....	12
3.6.	LÉZER KÖZEG ERŐSÍTÉSI EGYÜTTHATÓJA .....	13
3.7.	SÁVSZÉLESSÉG .....	14
3.8.	OPTIKAI REZONÁTOROK .....	14
3.8.1	<i>Veszteségek a rezonátorban</i> .....	16
3.9.	LÉZER OSZCILLÁCIÓ .....	17
<b>4.</b>	<b>OPTIKAI ÁTVITEL</b> .....	<b>20</b>
4.1.	OPTIKAI ADÓ .....	21
4.2.	MODULÁCIÓ .....	23
4.2.1	<i>Frekvencia moduláció</i> .....	23
4.2.2	<i>Fázis moduláció</i> .....	23
4.2.3	<i>Polarizáció moduláció</i> .....	23
4.2.4	<i>Intenzitás moduláció</i> .....	23
4.3.	OPTIKAI VESZTESÉGEK .....	26
4.4.	OPTIKAI VEVŐ .....	26
<b>5.</b>	<b>LÉZERDIÓDA</b> .....	<b>28</b>
5.1.	A LÉZERBEN VÉGBEMENŐ FOLYAMATOK ÖSSZEFÜGGÉSEI.....	28
5.2.	A LÉZERDIÓDÁK ZAJA .....	30
5.3.	LÉZER FELÉPÍTÉSE .....	33
5.4.	LÉZER TÍPUSOK.....	34
5.4.1	<i>FP (Fabry-Perot)</i> .....	34
5.4.2	<i>DFB (Distributed Feed Back, Elosztott visszacsatolású lézer)</i> .....	35
5.4.3	<i>DBR (Distributed Bragg Reflector)</i> .....	35
5.5.	IMPULZUS ÜZEMŰ LÉZEREK .....	36
5.5.1	<i>Erősítés kapcsolás - Gain Switching</i> .....	36
5.5.2	<i>Jóság tényező kapcsolás - Q Switching</i> .....	36
5.5.3	<i>A rezonátor kiürítése</i> .....	37
5.5.4	<i>Móduscsatolás</i> .....	37
5.6.	LÉZER MŰKÖDÉSÉNEK HŐMÉRSÉKLETFÜGGÉSE .....	38
5.7.	TELJESÍTMÉNYINGADOZÁS .....	38
5.8.	LÉZERDIÓDA BEMENETI IMPEDANCIÁJA .....	39
5.9.	A LÉZER ILLESZTŐHÁLÓZATAI.....	41
5.9.1	<i>Passzív rezisztív (ellenállással való) illesztés</i> .....	41
5.9.2	<i>Passzív reaktáns illesztés (LC hálózat)</i> .....	42

5.9.3	<i>Aktív illesztés</i> .....	42
<b>6.</b>	<b>KÜLSŐ MODULÁTOR</b> .....	<b>43</b>
6.1.	MACH-ZEHNDER MODULÁTOR .....	43
6.2.	ELEKTRO ABSZORPCIÓS MODULÁTOR.....	46
6.3.	AKUSZTO-OPTIKAI MODULÁTOR.....	48
<b>7.</b>	<b>OPTIKAI ÁTVITELI KÖZEG</b> .....	<b>49</b>
7.1.	OPTIKAI SZÁLAK ANYAGA .....	49
7.2.	OPTIKAI SZÁLAK FELÉPÍTÉSE.....	51
7.2.1	<i>Lépcsős indexű üvegszálak, STEP index</i> .....	51
7.2.2	<i>Fokozatosan változó indexű (graded index) üvegszálak</i> .....	52
7.3.	DISZPERZIÓ .....	53
7.3.1	<i>Anyagi diszperzió</i> .....	57
7.3.2	<i>Hullámvezető-diszperzió (waveguide dispersion)</i> .....	58
7.3.3	<i>Módusdiszperzió</i> .....	59
7.4.	NEMLIENÁRIS TORZÍTÁSOK .....	60
7.5.	OPTIKAI KÁBEL FELÉPÍTÉSE.....	61
7.6.	CSATLAKOZÓ TÍPUSOK .....	61
7.7.	CSATLAKOZTATÁSI HIBÁK.....	62
7.8.	OTDR MÉRÉS.....	63
<b>8.</b>	<b>OPTIKAI VEVŐ</b> .....	<b>64</b>
8.1.	FOTODETEKCIÓ .....	65
8.2.	FOTODETEKTOROK JELLEMZŐI .....	67
8.3.	FOTODETEKTOR TÍPUSOK .....	68
8.3.1	<i>PIN dióda</i> .....	68
8.3.2	<i>Lavina fotodióda</i> .....	69
8.3.3	<i>Fotodetektorok összehasonlítása</i> .....	70
8.4.	VEVŐ STRUKTÚRÁK.....	71
8.4.1	<i>Kisimpedanciás előtag</i> .....	71
8.4.2	<i>Nagyimpedanciás</i> .....	72
8.4.3	<i>Transzimpedancia erősítő</i> .....	72
<b>9.</b>	<b>OPTIKAI RENDSZER ELEKTROMOS ÁTVITELE</b> .....	<b>74</b>
<b>10.</b>	<b>ANALÓG ÁTVITELI TORZÍTÁSOK</b> .....	<b>76</b>
<b>11.</b>	<b>FELADATOK</b> .....	<b>79</b>
11.1.	ANALÓG ÁTVITELI TORZÍTÁSOK .....	79
11.2.	ANALÓG ÁTVITEL, JEL-ZAJ ÉS TORZÍTÁS.....	80
11.3.	OPTIKAI ÖSSZEKÖTTETÉS VESZTESÉGE.....	80
11.4.	VEVŐ ÉRZÉKENYSÉGE .....	81
11.5.	VEVŐ ÉRZÉKENYSÉGE .....	81
11.6.	LÉZER ZAJA .....	82
11.7.	LÉZER ZAJA .....	82
11.8.	LÉZER ZAJA .....	83
11.9.	PIN FOTODIÓDA .....	84
11.10.	Si APD FOTODIÓDA.....	84
11.11.	NAGYIMPEDANCIÁS VEVŐ.....	85
11.12.	TRANZIMPEDANCIÁS VEVŐ.....	85
11.13.	OPTIKAI ÖSSZEKÖTTETÉS ZAJMÉRLEGE.....	86
11.14.	NEMLINEÁRIS TORZÍTÁS.....	87
<b>12.</b>	<b>SZAKIRODALOM</b> .....	<b>89</b>

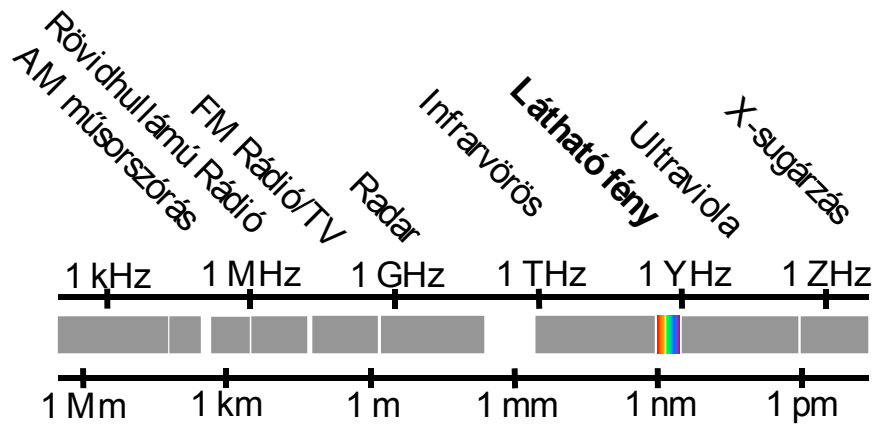
## 2. Bevezetés

A távközlő hálózat két fő feladata a jelátvitel és a kapcsolás. Tehát egyrészt a forrás jelét el kell juttatni a nyelőbe, másrészt az egymással kommunikálni kívánó feleket össze kell kapcsolni egymással. A forrás jele általában nem alkalmas arra, hogy közvetlenül átvigyük az átviteli csatornán, tehát a forrás és az átviteli közeg között illesztő eszköz található. Az átviteli közeg lehet vezetékes vagy vezeték nélküli. A vezeték nélküli összeköttetés lehet rádiós (földi és műholdas), illetve optikai. A vezeték nélküli optikai összeköttetések kis mértékben használtak, tipikusan épületeken belül, vagy kis távolságokra épületeken kívül. A vezetékes összeköttetések két fő csoportba sorolhatók, az első esetben rézkábelt alkalmazunk. Rézből véges mennyiség áll rendelkezésünkre, drága a használata és a fő hátránya, hogy kis sávszélességű jelek átvitelére alkalmas.

A számunkra érdekes terület a vezetékes optikai távközlés optikai kábelek használatán alapszik és a jelátvitel problémáival foglalkozik. A felhasznált átviteli anyag egyszerű SiO<sub>2</sub>, amely korlátlan mennyiségben áll rendelkezésre, de csak nagy tisztaságú, feldolgozott kivitelben használható, így viszont nagy sávszélességet biztosít, kicsi csillapítással rendelkezik, kis súlyú, biztonságos. Ugyanakkor az optikai szál mechanikai behatásokra érzékeny (markológép-effektus), ezért célszerű az optikai kábeleket védett helyen elhelyezni. Tipikus a víz alá fektetés, ez történhet tengerben, vagy például folyókban. Emellett elképzelhető még légekábel, vagy földkábel alkalmazása, amely kialakításának igényesebbnek kell lennie a nagyobb igénybevétel miatt.

A mobil hírközlésben az előfizetők kapcsolása rádiós úton történik, míg a csomópontok közötti kommunikáció gyakran optikai kábellel valósul meg. Általában elmondható, hogy az optikai kábellel megvalósított összeköttetés olcsóbb, mint a fémvezetős. A nagyobb befektetést az optikai/elektromos, elektromos/optikai átalakítók (adó, vevő) igénylik, ezért kis távolságra jelenleg még nem éri meg optikai átvitelt alkalmazni. 1 km-es távolságig koaxiális kábelt alkalmaznak. Ez alól csak a nagy kapacitásigényű összeköttetések jelentenek kivételt. A földi mikrohullámú összeköttetések 10 éve még versenytársnak számítottak, ma már főleg csak azokon a helyeken alkalmazzák őket, ahol a kábelfektetés nehéz. Hasonlóság viszont, hogy mindkét esetben mikrohullámú elektromos jelekkel kell dolgozni, hiszen az optikai kábelen gigabites összeköttetések is megvalósíthatóak, amely szintén a mikrohullámú technikák használatát igényli.

Ugyanakkor napjainkban egyre nő a távközlés területén a titkosság szerepe. Az optikai kábel ebből a szempontból is lényesen megbízhatóbb, mint a fémvezeték, mert a fémkábelnek van külső mágneses tere, amely megfelelő csatolással lehallgatható. Természetesen az üvegszálat is le lehet hallgatni, egy kicsit meghajlítják és a kiszóródó fényből tudnak következtetni a jelekre. Ez a lehallgatás rendkívül költséges, könnyen felfedezhető, hiszen az összeköttetés minőségét rontja, ezért valószínűsége csekély.



1. ábra Frekvencia és hullámhossztartományok

A fénytávközlésre a 800-1700 nm-es hullámhossztartományt használjuk. A látható fény a 400-780nm tartományba esik, tehát az optikai távközlésben használt fényt a szemünk nem képes érzékelni. A ténylegesen használt jel frekvenciáját/hullámhosszát az átviteli közeg csillapítási és diszperziós tulajdonságai határozzák meg. A legelterjedtebben használt G.652 – USF ( Dispersion Unshifted Fibre ) optikai szál három helyi csillapítási minimummal rendelkezik, ami megszabja a három optikai ablak hullámhosszát.

- 850 nm  
Az optikai távközlő rendszerek első generációja ebben a sávban indult a 70-es évek végén. 2-3 dB/km-es szálcsillapítás jellemzi, az elérhető modulációs sebesség pedig 100Mbit/s nagyságrendű
- 1310 nm  
A technológia fejlődésével a 80-as évek közepére megindulhatott a második generációs összeköttetések használata. Ezen a hullámhosszon 0.5 dB/km szálcsillapítást lehet elérni, az átviteli sebesség pedig Gbit/s-os nagyságrendbe nőtt. Az optikai szálnak ebben a hullámhossztartományban diszperziós minimuma van, így ebből a szempontból optimális választás.
- 1550 nm  
A 90-es évekre újabb ablakban nyílt lehetőség optikai összeköttetés megvalósítására. Itt 0.2 dB/km a szálcsillapítás és néhányszor 10 Gbit/s-os nagyságrendű sebesség érhető el.

A használt optikai ablakok nagy sávszélessége lehetővé teszi, hogy több optikai jelet továbbítsunk a szálon egyszerre. Ez vezetett a hullámhosszosztásos (WDM – Wavelength Division Multiplex) rendszerek kialakulásához. Például az 1550 nm-es ablak esetén a rendelkezésre álló sávszélesség 120 nm, ami 15 THz frekvenciasávnak felel meg.

### 3. Fizikai alapfogalmak

Az optikai átviteli rendszer tanulmányozása előtt tekintsük át a téma megértését segítő fizikai alapfogalmakat.

### 3.1. A Foton

Az anyag nem teljesen folytonos, atomokból áll. Hasonlóképpen az elektromágneses sugárzás sem folytonos, hanem jól meghatározott energia adagokból (kvantumokból) épül fel, melyeket fotonoknak hívunk. A foton energiája az elektromágneses hullám frekvenciájától függ:

$$E = h\nu \quad (1)$$

ahol  $h$  a Planck állandó ( $6.63 \cdot 10^{-34}$  [J·sec]). Tehát az energia változás legkisebb egysége a  $h\nu$  kvantum lehet. Példaként tekintsünk egy infravörös-tartománybeli foton, melynek legyen a hullámhossza  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ . Ennek frekvenciája 300 THz, azaz  $3 \cdot 10^{14}$ . Energiája azonban csak 1.24 eV ( $1.99 \cdot 10^{-19}$  J). A foton energiája könnyedén számítható a következő összefüggés segítségével:

$$E[\text{eV}] = 1.24 / \lambda[\mu\text{m}] \quad (2)$$

Az alacsony frekvenciás sugárzások (rádió hullámok, mikro-, és milliméter hullámhosszú hullámok) legtöbbször hullámként kezelhetők. Ellenben az extrém nagy frekvenciájú sugárzások (pl: Röntgen sugárzás) részecske halmaznak tekinthetők. A fénysugarak viselkedésében pedig mind két tulajdonság megfigyelhető. Ezért hívjuk az elektromágneses sugárzást kettős természetűnek.

### 3.2. A foton helye

A foton helye csak sztochasztikus módon határozható meg. Annak a valószínűsége, hogy bármely időben megtaláljunk a foton egy  $r$  pont  $dA$  környezetében arányos a helyi optikai intenzitással.

$$p(r)dA \cong I(r)dA \quad (3)$$



A klasszikus és a kvantum mértékegységek közötti összefüggések:

Klasszikus		Kvantum	
Optikai intenzitás	$I(r) \text{ [W/cm}^2\text{]}$	Foton-fluxussűrűség	$\Phi(r) = \frac{I(r)}{h\nu} \left[ \frac{\text{foton}}{\text{sec} \cdot \text{cm}^2} \right]$
Optikai teljesítmény	$P \text{ [W]}$	Foton fluxus	$\Phi(r) = \frac{P}{h\nu} \left[ \frac{\text{foton}}{\text{sec}} \right]$
Optikai energia	$E \text{ [J]}$	Fotonok száma	$n = \frac{E}{h\nu} \text{ [foton]}$

Néhány fényforrás átlagos foton-fluxussűrűsége:

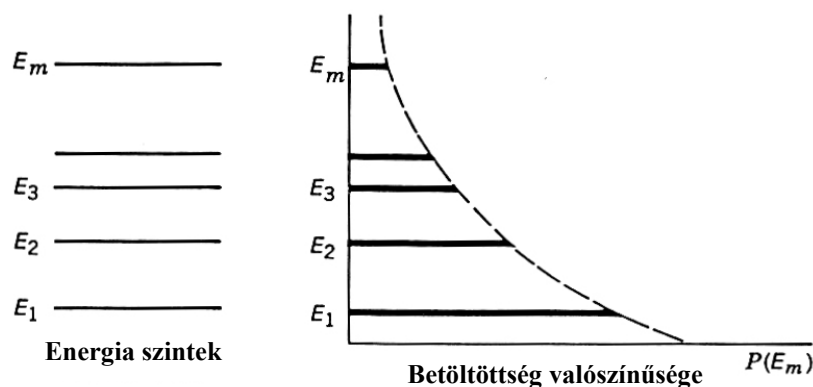
Fényforrás	$\left[ \frac{\text{foton}}{\text{sec} \cdot \text{cm}^2} \right]$
Csillagfény	$10^6$
holdfény	$10^8$
szürkület	$10^{10}$
szobafény	$10^{12}$
napfény	$10^{14}$
lézerfény (10mW-os He-Ne lézer)	$10^{22}$

### 3.3. A fény kölcsönhatása az anyaggal

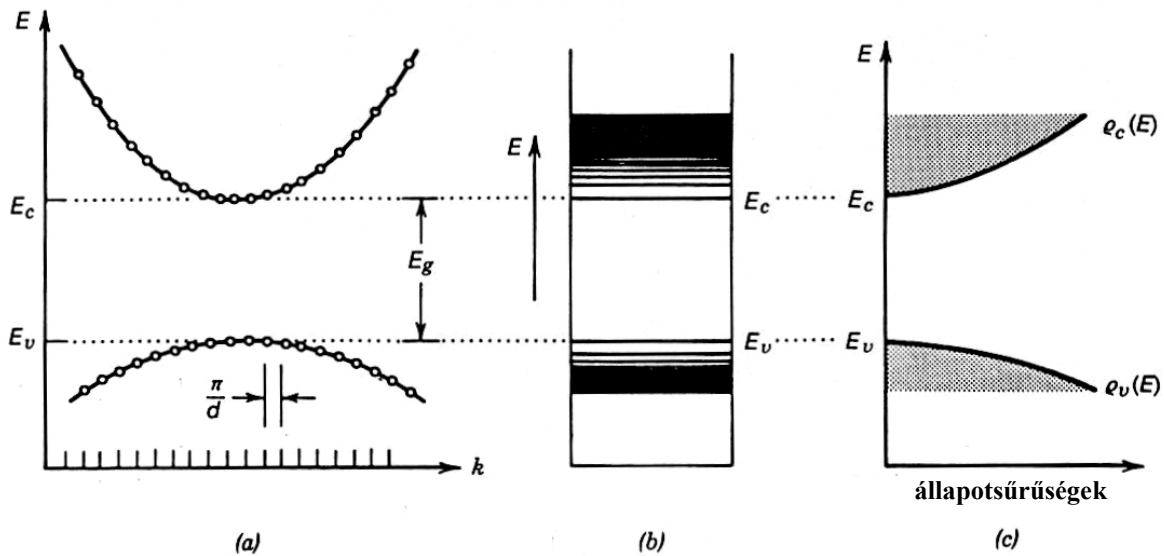
A fény anyaggal történő kölcsönhatásának elméletét Bohr és Einstein alapozta meg. Annak a valószínűségét, hogy egy  $E_m$  energiájú szintet az anyagban atomok töltenek be a Boltzmann eloszlásból kaphatjuk meg:

$$P(E_m) \approx \exp(-E_m / kT) \quad (4)$$

ahol  $k$  a Boltzmann állandó.



2. ábra Az energiaszintek betöltöttségének valószínűsége a Boltzmann eloszlás szerint



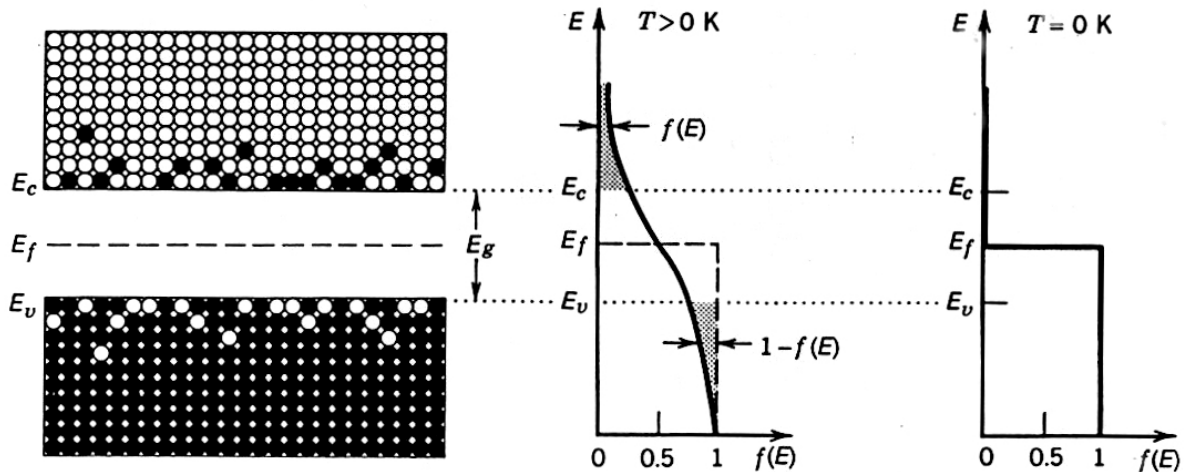
3. ábra a) Az E-k diagramm egy keresztmetszete (például a  $k_1$  komponens irányában,  $k_2$  és  $k_3$  rögzített). b) A megengedett energiaszintek (minden  $k$ -ra). c) Az állapotok sűrűsége a vezetési és a vegyérték sáv közelében.

### 3.4. A betöltés valószínűsége

Amennyiben az anyagot nem gerjesztjük hővel ( $T = 0K$ ) minden elektron a lehetséges legkisebb energiájú szinten helyezkedik el, a Pauli-elvnek megfelelően. A vegyérték sáv teljesen betöltött, nincsenek lyukak. A vezetési sáv pedig teljesen üres, nem tartalmaz elektronokat. Ahogy a hőmérséklet növekszik elektronok kerülnek a vezetési sávba, üres állapotokat, lyukakat hagyva maguk mögött a vegyérték sávban. A Fermi függvény adja meg, hogy adott  $T$  hőmérsékleten mekkora annak a valószínűsége, hogy egy elektron betölti az  $E$  energiaszintet.

$$f(E) = \frac{1}{\exp[(E - E_f)/kT] + 1} \quad (5)$$

ahol  $E_f$  a Fermi energia szint ( $T = 300K$  hőmérsékleten  $kT = 0.026eV$ ). Az  $E$  energiaszint elektron általi betöltésének valószínűsége tehát  $f(E)$ , míg annak a valószínűsége, hogy a vegyérték sáv egy energiaszintje lyuk által van betöltve  $1-f(E)$ . Az  $f(E)$  függvény szimmetrikus a Fermi szintre. Mivel diszkrét valószínűségi változóról van szó, a függvény nem eloszlás függvény, hanem a lehetséges energiaszintekhez tartozó betöltési valószínűségek sorozata.

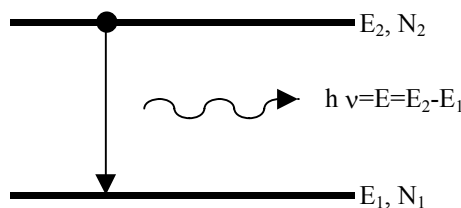


4. ábra A vegyérték, a vezetési sáv és a Fermi függvény

### 3.5. Fotonok és atomok kölcsönhatása kétszintes modellel

Az optikai eszközökben bekövetkező folyamatok pontos megértéséhez az elektromágneses hullám és az anyag kölcsönhatását a kvantumelmélet vagy a félklasszikus fizika segítségével lehet leírni. Azonban könnyebben átlátható, egyszerűsített modellel is elég pontos képet kaphatunk a fizikai működésről. Ebben a fejezetben az anyagot kétszintes modellel jellemezzük, amely azt jelenti, hogy két kitüntetett energiaszinttel rendelkezőnek tekintjük. A kölcsönhatás során három alapvető jelenség játszódik le.

#### 3.5.1 Spontán emisszió



5. ábra Spontán emisszió

Az  $E_2$  energiaszintről  $E_1$ -re történő atomi átmenet során egy foton kerül kisugárzásra, melynek energiája  $h\nu = E_2 - E_1$ .  $\Delta t$  időintervallum alatt történő átmenetek sűrűsége:

$$\Delta N_2 = -K_1 N_2 \sigma(\nu) \Delta t \quad (6)$$

ahol  $\Delta N_2$  az  $E_2$  energiájú elektronok sűrűségének változása,  $N_2$  az  $E_2$  energiaszinten tartózkodó elektronok sűrűsége,  $\sigma(\nu)$  határozza meg az átmenet valószínűségét,  $K_1$  pedig egy konstans.  $\sigma(\nu)$ -t hívják még hatáskeresztmetszetnek, meghatározása általában kísérleti úton történik. A spontán emissziót leíró differenciálegyenlet:

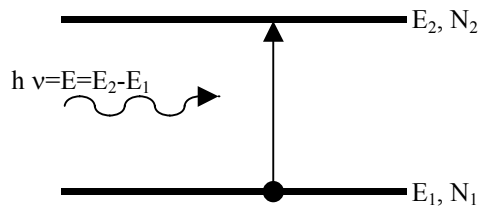
$$\frac{dN_2}{dt} = -K_1 N_2 \sigma(\nu) \quad (7)$$

Az egyenlet megoldása:

$$N_2(t) = N_2(0)\exp[-K_1\sigma(v)t] \quad (8)$$

Gerjesztés hiányában a spontán emisszió exponenciálisan csökken  $K_1\sigma(v)$  időállandóval. A spontán emisszió tehát függ az  $E_2$  energiájú elektronok sűrűségétől és a hatáskeresztmetszettől. Egyensúly akkor jön létre, ha a gerjesztett állapotba kerülő elektronok száma megegyezik a visszaugró elektronok számával. Egy visszaugró elektron vagy kisugároz egy  $h\nu$  energiájú fotont, vagy megnöveli az anyag hőmérsékletét. A spontán emisszió ennek megfelelően zajos, véletlenszerű folyamat.

### 3.5.2 Abszorpció



6. ábra Abszorpció

Amikor az elektron kezdetben alacsonyabb energiaszinten van, el tud nyelni egy fotont. Ennek hatására magasabb energiaszintre kerül. Ezt a foton által indukált atomi átmenetet hívjuk abszorpciónak. A  $\Delta t$  idő alatt bekövetkező átmenetek sűrűségét leírja a következő egyenlet:

$$\Delta N_1 = -K_2 N_1 \Phi \sigma(v) \Delta t \quad (9)$$

ahol  $\Phi$  a foton-fluxussűrűség (a másodpercenként áthaladó fotonok száma). Egy atomi átmenet lecsökkenti a foton fluxust egy fotonnal. Így az  $E_1$  energiájú elektronok sűrűségének változása megegyezik a foton-fluxussűrűség változásával.

A fotonok a  $z$  irányban haladnak, így a foton-fluxussűrűség  $z$  függvénye,  $\Phi(z)$  alakú. A foton-fluxussűrűség változását  $z$  irányban megadja a következő differenciál egyenlet:

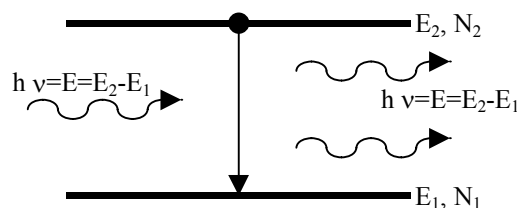
$$\frac{d\Phi(z)}{dz} = -K_2 N_1 \Phi(z) \sigma(v) \quad (10)$$

Az egyenlet megoldása:

$$\Phi(z) = \Phi(0)\exp[-K_2 N_1 \sigma(v)z] \quad (11)$$

Ez exponenciális lecsengést jelent a terjedés irányában. Az abszorpció tehát arányos a foton-fluxussűrűséggel, az  $E_1$  energiájú fotonok sűrűségével és a hatáskeresztmetszettel.

### 3.5.3 Stimulált emisszió



7. ábra Stimulált emisszió

Az elektron magasabb energiaszinten van és beérkezik egy stimuláló foton, ennek hatására az elektron még egy foton (klónt) kibocsát, melynek a beérkező fotonéval azonos a fázisa, a frekvenciája, az iránya és a polarizációja. Így közel koherens fény állítódik elő. A stimulált emisszió az abszorpció ellentéte, mindkettő nagysága  $N_1$  és  $N_2$ -től függ. A lézerek működése is a stimulált emisszió alapszik. A lézer működés és egyben a stimulált emisszió feltétele is, hogy  $N_2 > N_1$ . Ezt az állapotot mesterségesen az ún. pumpálás segítségével érhetjük el, melynek során nagy frekvenciás fényvel vagy egyenáram átfolyásával gerjesztjük az anyagot.  $\Delta t$  időintervallum alatti átmenetek sűrűsége:

$$\Delta N_1 = K_2 N_2 \Phi \sigma(\nu) \Delta t \quad (12)$$

Egy atomi átmenet megnöveli a foton fluxust egy fotonnal. Így az  $E_2$  energiájú részecskék sűrűségének változása megegyezik a foton-fluxussűrűségben bekövetkező változással.

A foton-fluxussűrűség változása  $z$  irányban:

$$\frac{d\Phi(z)}{dz} = K_2 N_2 \Phi(z) \sigma(\nu) \quad (13)$$

Az egyenlet megoldása:

$$\Phi(z) = \Phi(0) \exp[K_2 N_2 \sigma(\nu) z] \quad (14)$$

Ez exponenciális lecsengést jelent a terjedési irányban.

Az abszorbeált fotonok átlagos sűrűsége  $N_1 \Phi \sigma(\nu)$ . Az egységnyi térfogatra másodpercenként jutó fotonok száma így:  $N_0 \Phi \sigma(\nu)$ , ahol  $N_0 = N_2 - N_1$ . Populáció inverzióról beszélünk, ha  $N_0$  pozitív. Ebben az esetben tud az anyag erősítőként viselkedni, és a foton-fluxussűrűség növekedni. Ellenkező esetben az anyag csillapítóként viselkedik. Valamint transzparenciáról beszélünk, ha  $N_0 = 0$ .

### 3.6. Lézer közeg erősítési együtthatója

Az erősítési együttható a közeg egységnyi hosszára jutó foton fluxus erősítést írja le:

$$\gamma(\nu) = N_0 \sigma(\nu) \quad (15)$$

Amikor az erősítési együttható konstans a fény terjedésének irányában ( $z$  irányban) exponenciálisan növekedő foton-fluxussűrűséget kapunk:

$$\Phi(z) = \Phi(0) \exp[\gamma(\nu) z] \quad (16)$$

Ekkor  $d$  hosszban a teljes erősítés:

$$G(\nu) = \exp[\gamma(\nu) d] \quad (17)$$

### 3.7. Sávszélesség

Láthatóan az erősítés frekvenciafüggő. Ez a hatáskeresztmetszet frekvenciafüggésével magyarázható, ami egy maximummal (rezonancia frekvenciával) rendelkezik:

$$\nu_0 = (E_2 - E_1) / h \quad (18)$$

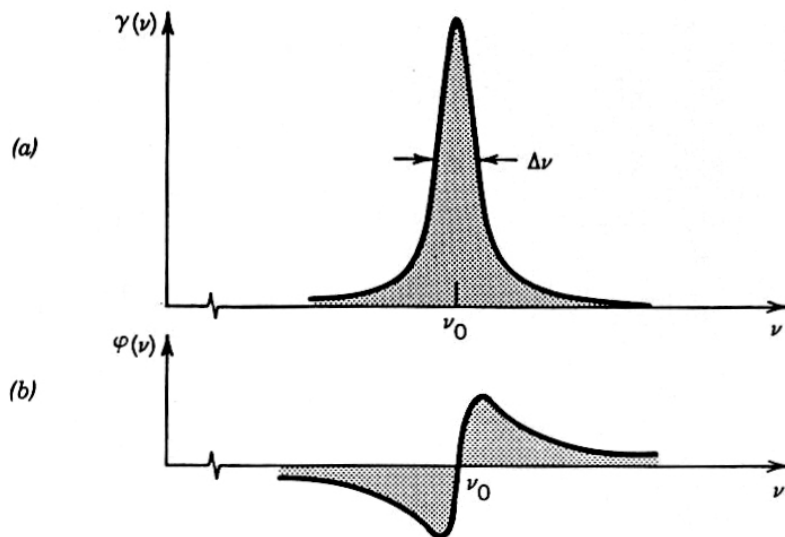
Az erősítési együttható megkapható a sávszélességből:

$$\gamma(\nu) = \gamma(\nu_0) \frac{(\Delta\nu/2)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2} \quad (19)$$

ahol  $\gamma(\nu_0) = N_0(\lambda^2 / 4 \pi^2 t_{sp} \Delta\nu)$  az erősítési együttható a  $\nu_0$  központi frekvenciánál,  $t_{sp}$  pedig a kísérletileg meghatározható spontán élettartam.

A képletben szereplő  $\Delta\nu$  a félértékszélesség. A fázisforgatás az alábbi képlettel definiált:

$$\varphi(\nu) = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} \gamma(\nu) \quad (20)$$



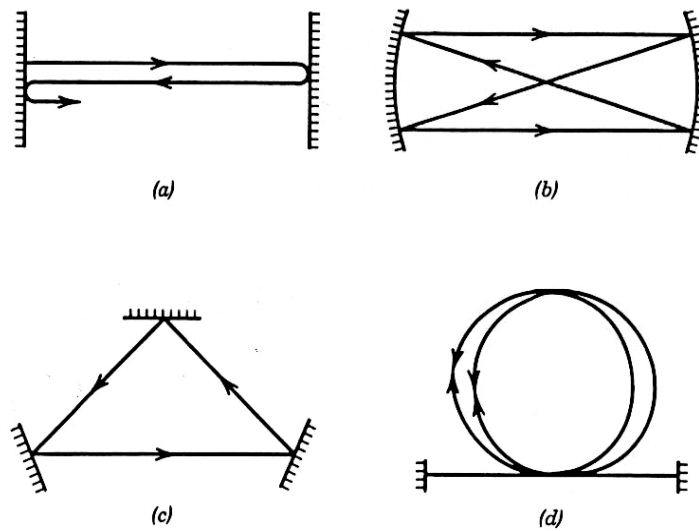
8. ábra A lézer (a) erősítési tényezője (b) és fázistolása

### 3.8. Optikai rezonátorok

Az optikai rezonátorok a rezonáns áramkörök megfelelői. Bennük a rezonanciafrekvencián a fény feléled, felerősödik és tárolódik. Frekvencia-kiválasztó képességük alkalmassá teszi őket optikai szűrők és színeképelemzők készítésére is. A lézer is egyfajta optikai rezonátor, amelyben fényerősítő közeg található. A rezonátor meghatározza a lézerfény frekvenciáját. Energiatároló képessége révén a rezonátor lézerfény-impulzusok előállítására is alkalmas. A

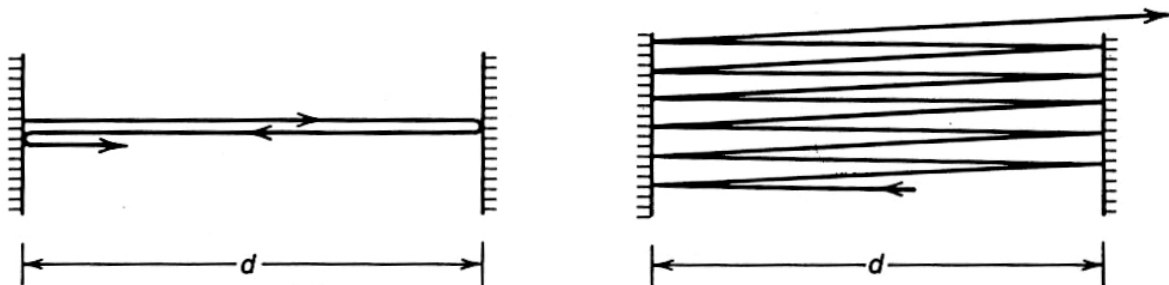
lézerekben történő felhasználásra sokhullám rezonátorokat alkalmazunk. Ezek megalkotása Charles Fabry és Alfred Perot nevéhez fűződik.

A Fabry-Perot rezonátoroknak négy alaptípusuk van:

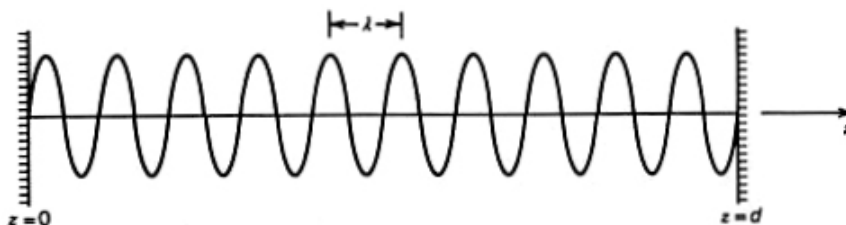


9. ábra F-P rezonátorok: (a) síktükör rezonátor, (b) gömbtükör rezonátor, (c) gyűrű rezonátor, (d) optikai szál rezonátor

Ezen típusok közül a leggyakrabban alkalmazott a sík- és a gömb-tükör rezonátor. Síktükör rezonátorban a fénycsugár kiindulási irányától függően bent marad a rezonátorban vagy kilép onnét. Ha a tükrök nem tökéletesen párhuzamos elhelyezkedésűek, akkor a fénycsugár szintén kilép a rezonátorból, azaz elvesz a rendszer számára.



10. ábra Fénycsugarak a F-P etalonban



11. ábra Rezonátorban kialakuló állóhullámok

A  $d$  hosszúságú rezonátorban állóhullámok alakulnak ki, azokon a hullámhosszokon, ahol az oda-vissza ( $2d$ ) út megtétele után fázishelyesen találkoznak a hullámok, tehát a tükrök távolsága a hullámhossz felének egész számú többszöröse. Az állóhullámokat maradéktalanul leírja az

$$U(z) = A \sin(kz) \quad (21)$$

egyenlet, ahol  $A$  konstans,  $k$  pedig a hullámszám a következő feltételből adódik:  $kd = q\pi$ , ahol  $q$  egész szám.  $k$  értékei így korlátozva vannak:

$$k_q = \frac{q\pi}{d} \quad (22)$$

A rezonátor rezonancia frekvenciái, amelyek megadják a rezonátor módusait:

$$\nu_q = q \frac{c}{2d}, \quad q = 1, 2, 3, \dots \quad (23)$$

A rezonancia frekvenciák egymástól való távolsága:

$$\nu_f = \frac{c}{2d} \quad (24)$$

### 3.8.1 Veszteségek a rezonátorban

A rezonátorban bekövetkező veszteségek okai: abszorpció, az optikai hullámvezetőben bekövetkező szóródás, a tükrök ideálistól való eltérése. Ez utóbbit a visszaverő képesség határozza meg. Tökéletes tükör visszaverő képessége 1, azaz 100%-os.

Az optikai intenzitást periodikus függvény írja le:

$$I = \frac{I_{\max}}{1 + \left(\frac{2F_i}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi\nu}{\nu_f}\right)} \quad (25)$$

Az intenzitás  $\nu = \nu_q$  rezonancia frekvenciákon lesz maximális ( $I_{\max}$ ) értékű. Ugyankor az intenzitás minimális értéke:

$$I_{\min} = \frac{I_{\max}}{1 + \left(\frac{2F_i}{\pi}\right)^2} \quad (26)$$

A minimum a rezonanciák között lép fel. A rezonátor finesze ( $F_i$ ):

$$F_i = \frac{\pi \exp\left(-\alpha_r \frac{d}{2}\right)}{1 - \exp(-\alpha_r d)} \quad (27)$$

ahol  $\alpha_r$  a körülfutás alatti intenzitás csillapítási együttható:

$$\alpha_r = \alpha_s + \frac{1}{2d} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (28)$$

$\alpha_s$  az optikai hullámvezető intenzitás csillapítási együtthatója,  $R_1$  és  $R_2$  pedig a tükrök fényvisszaverő képessége. A rezonátor úgyszintén jellemezhető a jósági tényezőjével:

$$Q = \frac{2\pi(\text{tárolt energia})}{(\text{egy periódus alatti energia veszteség})} \quad (29)$$



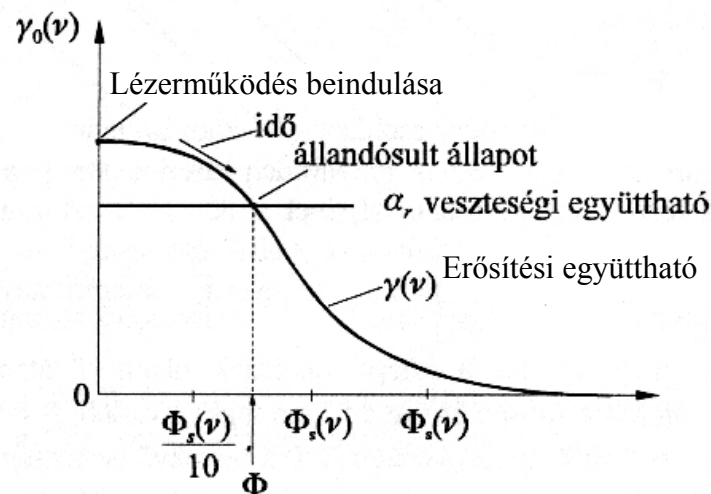
A jósági tényező és a finesz kapcsolata:

$$Q = \frac{\nu_0}{\nu_F} F_i \quad (30)$$

$\nu_0$  a rezonátor rezonancia frekvenciája.

### 3.9. Lézer oszcilláció

A lézer (laser - *l*ight *a*mplification by the *s*timulated *e*mission of *r*adiation) elvének kidolgozása Townes, Basov és Prokhorov nevéhez fűződik, akik munkájukért 1964-ben Nobel díjat kaptak.



12. ábra Az erősítési együttható a foton-fluxussűrűség függvényében

Az ábra segítségével meghatározható az egyensúlyi foton-fluxussűrűség, amely akkor áll be, ha az erősítési együttható megegyezik a veszteségi együtthatóval. A lézer működés beindulásának feltétele egy minimális populáció különbség, vagyis az erősítésnek nagyobbak kell lennie a veszteségnél:

$$\gamma_0(\nu) > \alpha_r \quad (31)$$

A populáció különbség küszöbértéke:

$$N_i = \frac{\alpha_r}{\sigma(\nu)} \quad (32)$$

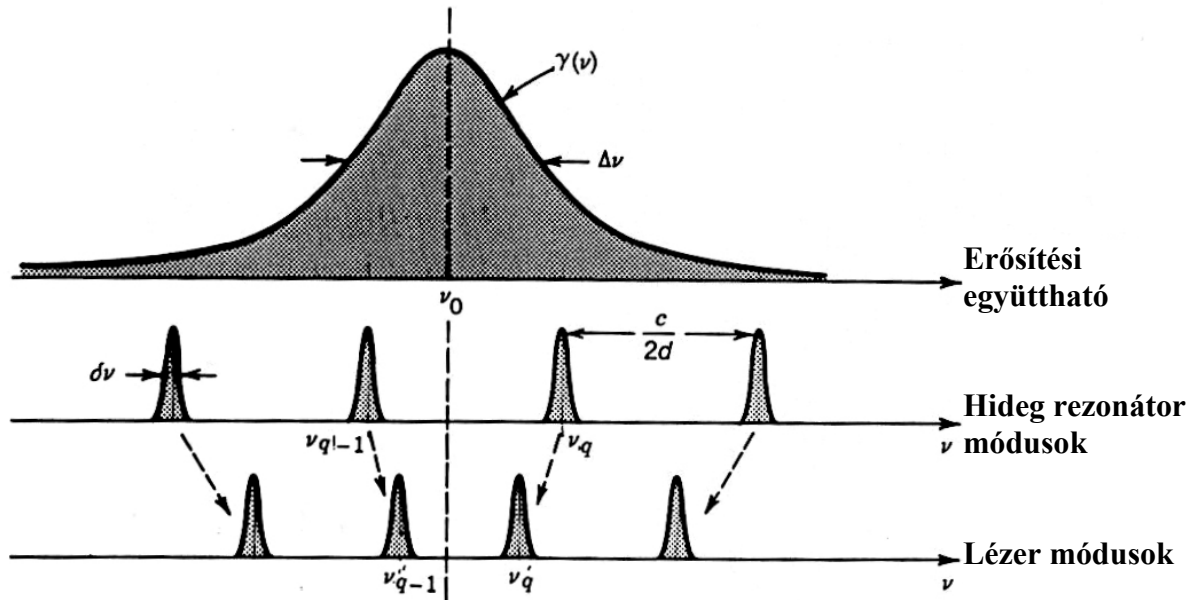
A fázisra vonatkozó feltétel értelmében a rezonátorban körülfutó fényhullám fázistolása  $2\pi$  többszöröse kell legyen, ahogy azt a 3.8 fejezetben már tárgyaltuk.

$$2kd + 2\varphi(\nu)d = 2\pi q, \quad q = 1, 2, 3 \dots \quad (33)$$

ahol  $d$  a rezonátor hossza és  $k$  a hullámszám, melyre:

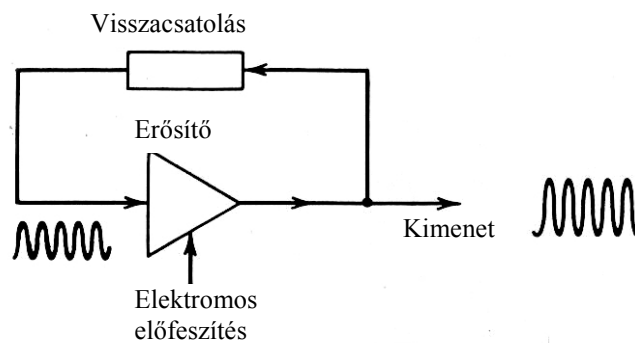
$$k = \frac{2\pi\nu}{c} \quad (34)$$

A lézerfény kialakuló spektrális eloszlását a rezonátor módusai erőteljesen befolyásolják. Az eszköz csak azokon a frekvenciákon működhet, amelyekre nézve az erősítési tényező nagyobb, mint a veszteségi együttható. A rezonátor módusai azok a frekvenciák, amelyeket be tudunk gerjeszteni. A lézer oszcillációs frekvenciái közelebb esnek a központi atomi rezonancia frekvenciához ( $\nu_0$ ), mint az úgynevezett hideg rezonátor módusok, mert a rezonátorban lévő erősítő közegnek is van frekvenciafüggő fázistolása, amely befolyásolja a fázisfeltételt.



13. ábra A lézer oszcillációs frekvenciái közelebb esnek a központi atomi rezonancia frekvenciához ( $\nu_0$ ), mint az ún. hideg rezonátor módusok

A lézer egy elektromos oszcillátorhoz hasonlóan magában foglal egy telítéses erősítőt, visszacsatolást és frekvencia kiválasztó mechanizmust. Vagyis a lézer oszcillátor tulajdonképpen pozitív visszacsatolással rendelkező erősítőnek tekinthető.



14. ábra Az oszcillátor, mint pozitív visszacsatolású erősítő

A kisjelű erősítési együttható:

$$\gamma_0(\nu) = N_0\sigma(\nu) \quad (35)$$

ahol  $N_0$  a populáció különbség. Az erősítési együttható telítődése:

$$\gamma(\nu) = \frac{\gamma_0(\nu)}{1 + \frac{\Phi}{\Phi_s(\nu)}} \quad (36)$$

---

ahol  $\Phi_s(\nu)$  a szaturációs (telítési) foton-fluxussűrűség. Az egységnyi hosszra jutó fázistolás:

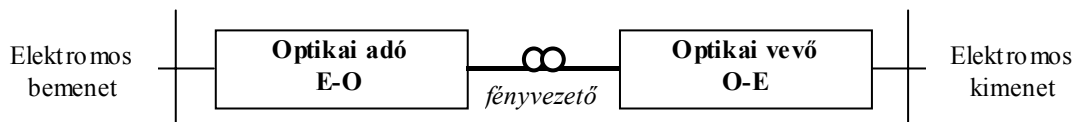
$$\varphi(\nu) = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} \gamma(\nu) \quad (37)$$

Ez a fázistolás hozzáadódik az atomokat tartalmazó közeg fázistolásához.

Összefoglalva tehát a lézer működés beindulásához az amplitúdó és fázisfeltételnek együtt kell teljesülnie.

## 4. Optikai átvitel

Az optikai átviteli rendszer egyszerűsített blokkvázlata látható a következő ábrán.



15. ábra Optikai átviteli rendszer

Az átviteli rendszer bemenetére elektromos információ (az átviendő jel) érkezik, amellyel moduláljuk a fényhullám valamilyen tulajdonságát. Továbbítjuk az információt hordozó optikai jelet, majd a vevőben visszaalakítjuk elektromos információvá és a kimeneten elektromos jel jelenik meg. Gyakorlatilag mindig a fény intenzitását moduláljuk (intenzitásmoduláció), mivel az optikai vezető sávszélessége jelenleg elegendően nagy és nem éri meg bonyolultabb modulációt alkalmazni. Intenzitásmoduláció esetén a pillanatnyi teljesítmény arányos az átviendő jellel, így az amplitúdó és az átviendő jel között nemlineáris kapcsolat áll fenn. Az intenzitás és amplitúdómoduláció közti különbségnek digitális átvitelnél legtöbbször nincs nagy jelentősége, de analóg moduláció szempontjából fontos. Az átviteli közeg az optikai hullámvezető, melynek átviteli tulajdonságai megszabják az átvitel minőségét. Ugyanakkor az optikai generátorok, detektorok tulajdonságai is befolyásolják az átvitelt.

Az összeköttetés legfontosabb elemei: az optikai adó (elektromos-optikai átalakítás), az optikai vevő (optikai-elektromos átalakítás) és az összeköttetést megvalósító fényvezető (optikai szál). A rendszer szükség szerint további eszközökkel egészülhet ki: optikai erősítő (az optikai csillapítás kompenzálására), optikai szűrő (WDM, azaz hullámosztású multiplexálás esetén), hullámhossz konverter (mely alkalmazása transzparens művelet, vagyis használatuk során csak a hullámhossz változik, az adat változatlan marad), passzív elemek (például hibrid), kapcsoló, kapcsoló-mátrix, polarizáció forgató, stb.

Az összeköttetést jelszállítás és átviteli sebesség szerint jellemezhetjük. A vételi oldalon megjelenő jel szempontjából fontos paraméterek:

- az adó kimeneti optikai teljesítménye
- az összeköttetés csillapítása, amely tartalmazza a szálcillapítást, a be- és kicsatolás csillapítását és a csatlakozók veszteségét
- a vevő érzékenysége, melyet a fotonok sörétzaja és az elektromos erősítő termikus zaja határoz meg. Fontos megemlíteni, hogy nagy frekvenciákon a termikus zaj elhanyagolhatóan kicsi, tehát az optikai eszközöknek (THz-es nagyságrendű jel) nincs termikus zaja.

$$N = \frac{h \cdot f}{\exp\left(\frac{h \cdot f}{k \cdot T}\right) - 1} \rightarrow 0 \quad \text{ha} \quad h \cdot f \gg k \cdot T \quad (38)$$

Az átviteli sebességet meghatározó paraméterek:

- Az adó sebessége, tehát a moduláló jel milyen sebességű változását tudja követni a kimeneti optikai jel intenzitása
- Az optikai szál diszperziója
- A vevő sebessége

Az összeköttetés minőségét további paraméterek befolyásolják: nemlineáris hatások, chirp, parazita sugárzások (szóródás), egyéb elektromos parazita hatások, hőmérséklet függés, nedvesség, páratartalom, öregedés, mechanikai feszültségek, árnyékolás.

## 4.1. Optikai adó

Optikai távközlő rendszerekben általában lézerdiodákat használunk a jel előállítására. Egyes alkalmazásokban, ahol a szükséges paraméterek megengedik, LED is előfordul.

LED (Light Emitting Diode)

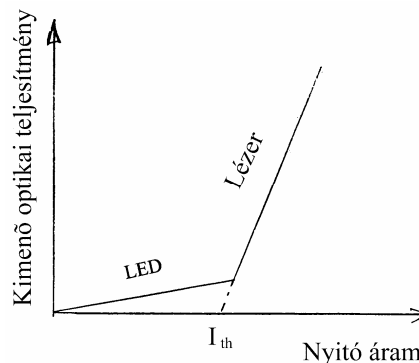
- nem koherens fényt bocsát ki, tehát nagy sugárzási kúppal rendelkezik, azaz nagy átmérőjű a kibocsátott fénysugár. Ennek következtében nagy lesz a becsatolási veszteség.
- kis teljesítmény (100  $\mu$ W)
- nagy vonalszélesség (50-100 nm)
- olcsó

A LED olcsó, sokmódusú szálaknál (tipikusan plastik szál), kis távolságú összeköttetésekre (méteres nagyságrend), kis modulációs sebességnél (kb. 50Mbit/s) használható

LASER

- nagyobb teljesítmény
- keskeny emissziós spektrum
- drágább
- keskeny sugárzási kúp

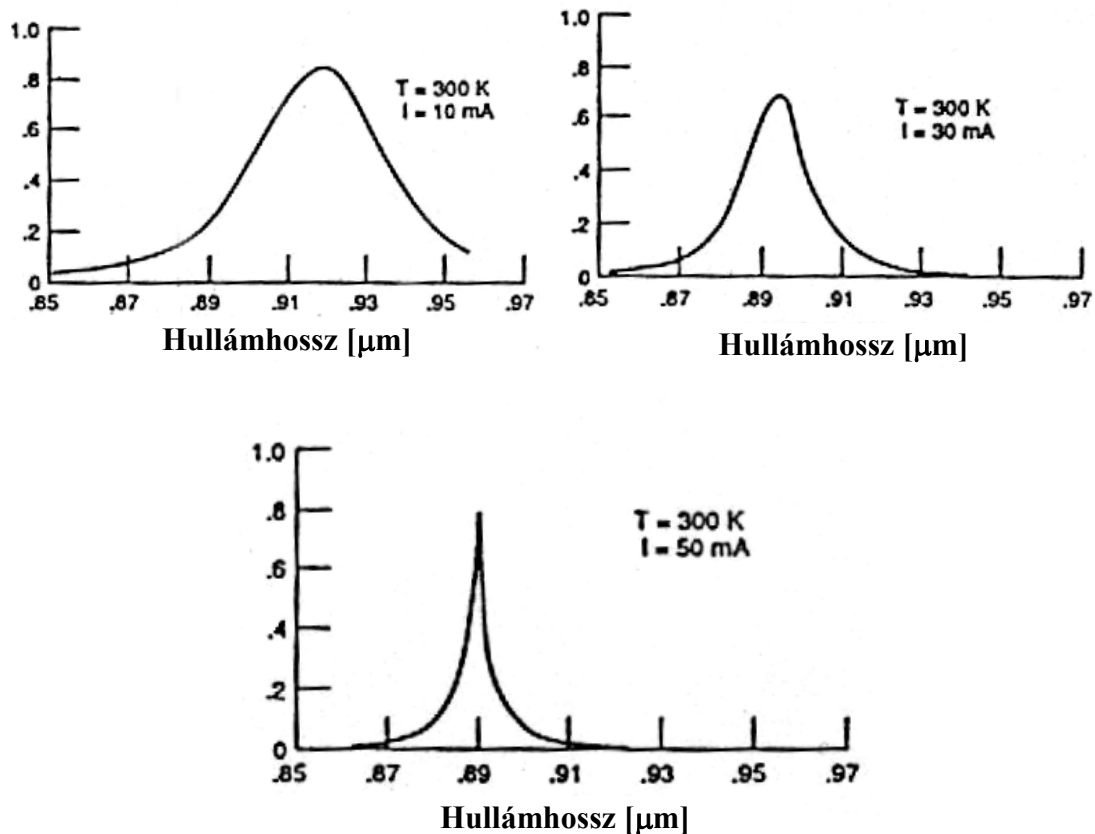
A továbbiakban csak a lézer vizsgálatával foglalkozunk. Az eszköz az előfeszítő áram hatására koherens fényt bocsát ki magából. Természetesen nem képes minden elektronból fotont előállítani, a konverziós veszteség adja meg, hogy hány %-os az átalakítás. A félvezető lézerek tipikus teljesítmény-áram karakterisztikája látható a következő ábrán.



16. ábra A lézerdioda kimenő teljesítménye a gerjesztő áram függvényében

A karakterisztika töréspontja (küszöbáram) feletti tartományban beszélhetünk lézer működésről. A küszöbáram alatt is van fénykibocsátás, de a spontán emisszió a domináns folyamat, az eszköz viselkedése a LED viselkedéséhez hasonló. A küszöbáram feletti lineáris szakasz meredeksége a konverziós tényező vagy nyereség, amely azt mutatja meg hány mW fénytjeljesítmény-változás következik be 1 mA moduláló áramingadozás hatására.

Az optikai spektrumban is jól látszik a lézerműködés beindulása. A következő ábrásorozat egy lézerciódát által kibocsátott optikai spektrum fejlődését mutatja be az előfeszítés függvényében. Kis árammal gerjesztve a diódát spontán emisszió lép fel, melynek széles a spektruma. A következő ábrán a gerjesztő áramot növelve (közeledés a könyökponthoz) a spektrum szűkül. Végül a gerjesztéssel a könyökpont fölé kerülve beindul a lézerműködés.



17. ábra A lézerműködés beindulása

Az átvitelre kerülő optikai jel spektruma ideális esetben egy vonalnak felelne meg, azonban a valóságban ennél zajosabb, ezért zajsáv szélességről beszélhetünk. Amikor a jelforrásokat jellemezzük fontos paraméter, hogy a vonalszélessége minél keskenyebb, kevésbé zajos legyen. Az adóteljesítmény növelésével csökken a vonalszélesség, de a fellépő nemlineáris hatások torzítást okozhatnak.

A lézer zaját az okozza, hogy a fotonok keltése diszkrét folyamat, tehát nem mindig ugyanannyi foton hagyja el a lézert, mindezt a RIN (Relative Intensity Noise) paraméterrel jellemezzük.

---

## 4.2. Moduláció

Elméletileg lehetőség van az optikai vivő számos paraméterének változtatására a moduláló jel függvényében. Tekintsük át a különböző modulációs lehetőségek főbb tulajdonságait.

### 4.2.1 Frekvencia moduláció

- Beépített elektrooptikai modulátor
- Integrált kivitel;
- Koherens detekció, vagy optikai sávban frekvencia diszkriminátor;
- Nagy teljesítményű mikrohullámú erősítő szükséges;
- Zavaró torzítást okoz, ha egyidejűleg jelentkeznek az intenzitásmodulációval és az áram változásával az optikai frekvencia is változik;
- Külső rezonátorral nagy frekvencialöketet lehet elérni;

### 4.2.2 Fázis moduláció

- Külső elektrooptikai modulátor;
- Integrált felépítés;
- Koherens detekció;
- Nagy teljesítményű mikrohullámú erősítő szükséges;
- A fázislöklet korlátozott:  $\pm\pi/2$ ;
- Nagy sebességű jel átvitelére kevés a jel/zaj viszony;

### 4.2.3 Polarizáció moduláció

- Polarizáció forgatás;
- Kicsi jel/zaj viszony;

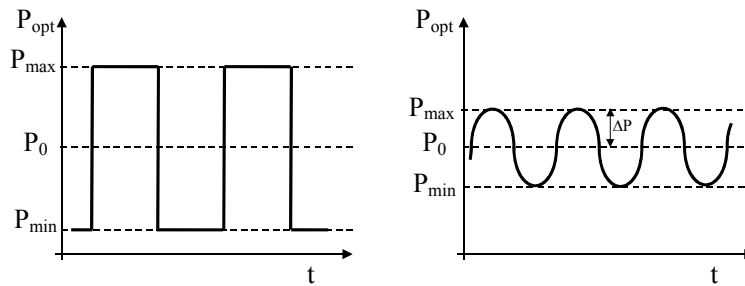
### 4.2.4 Intenzitás moduláció

Egyszerűsége miatt a gyakorlatban intenzitásmodulációt használunk.

- Közvetlen modulációs eljárás
- Egyszerű konstrukció
- Közvetlenül lehet detektálni
- Nagy teljesítményű mikrohullámú erősítőre lehet szükség
- Korlátozott modulációs mélység
- A modulációhoz szükséges teljesítményt egy meghajtó áramkör biztosítja;

Az intenzitásmodulált optikai jel fontos paramétere a modulációs mélység vagy más néven modulációs index. Ez definíció szerint:

$$m = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}} \quad (39)$$



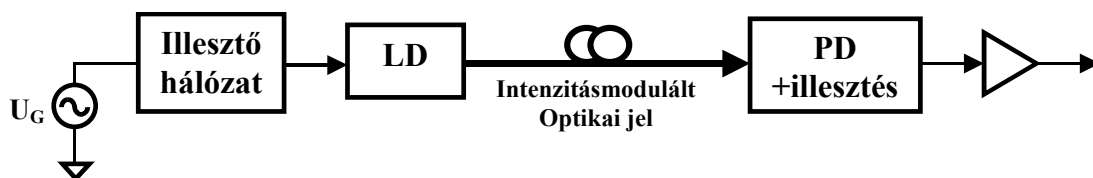
18. ábra A modulációs mélység meghatározása digitális és szinuszos moduláció esetén

Szinuszos moduláció esetén:

$$m = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}} = \frac{\Delta P}{P_0}, \quad P_{\max} = P_0 + \Delta P \quad P_{\min} = P_0 - \Delta P \quad (40)$$

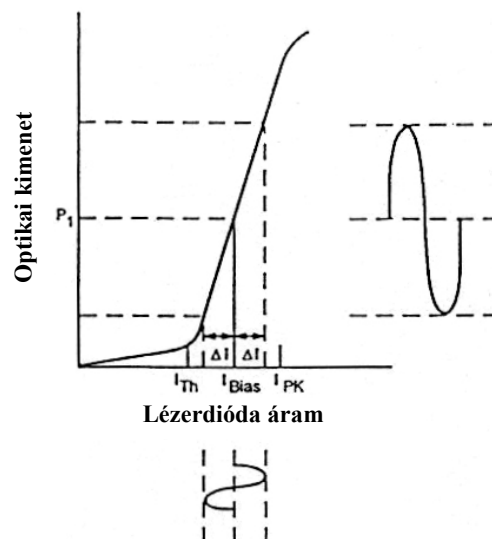
Intenzitásiban modulált optikai jel előállítására két lehetőségünk van. Modulálhatjuk közvetlenül a lézer előfeszítő áramát, illetve használhatunk külső modulátort.

#### 4.2.4.1 Direkt / Közvetlen moduláció



19. ábra A direkt modulációs összeköttetés

A fényforrás fontos paramétere a kimeneti optikai teljesítmény. Abban az esetben, amikor a lézervediódák árama nem csak állandó, hanem modulációs tagot is tartalmaz, a moduláló áram határozza meg a kimenő teljesítmény időfüggését. Ebben az esetben közvetlen/direkt intenzitásmodulációról beszélünk. A digitális átvitel esetén alkalmazott on-off keying esetén sem kapcsoljuk ki teljesen a lézert, csak küszöbáramig csökkentjük, mert a lézervediódák felélédeése hosszú ideig tart és komoly sebességkorlátot jelentene.

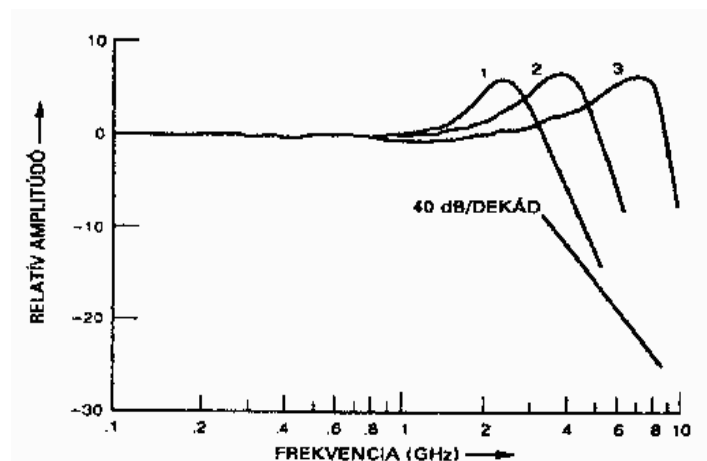


20. ábra Lézervediódák intenzitás modulációja



Fontos, hogy a karakterisztika lineáris szakaszán moduláljuk a lézert. Ellenkező esetben az optikai teljesítmény modulációs tagja torzulni fog, a szinuszhullám teteje és alja a nemlinearitás miatt ellaposodik, közelít az egységugráshoz, amely felharmónikus tartalma igen nagy, ezért nagy sávzsélesség kell továbbításához.

A közvetlen modulálásnál arra van szükség, hogy a lézer nagy frekvencián modulálható legyen. Erre a legalkalmasabbak a félvezető lézerek, melyekre a többi lézertípushoz képest kisebb parazita hatások jellemzőek, például kisebbek a nem kívánatos párhuzamos kapacitások. Ennek megfelelően az ilyen eszközöknek kisebb a méretük is, viszont emiatt nem számolhatunk túl nagy teljesítménnyel. A félvezető lézervediódák határfrekvenciáját az ún. relaxációs oszcillációs frekvencia szabja meg. A lézer dióda aktív rétegében a gerjesztett töltéshordozók fotonokat hoznak létre, minek következtében számuk lecsökken. Ekkor a fotonok gerjesztődésének üteme kis késéssel szintén csökkenni kezd. Ez viszont lehetővé teszi a gerjesztett töltéshordozók újbóli megszaporodását. Így a dolog kezdődik előlről, a fotonok száma ismét megszalad. Ez a rezgés a kondenzátor és a tekercs közti kölcsönhatásra hasonlít, csak itt az optikai és az elektromos mágneses tér vannak kölcsönhatásban. A rezonancia meghatározza az alkalmazható legnagyobb modulációs frekvenciát. Erősen függ a munkaponti áram nagyságától, ezért az átvitel görbéit azzal paraméterezni kell. A nagy munkaponti áram nagyobb sávzsélességet eredményez, azonban lecsökkenti a lézer élettartamát, ezért annak megválasztásánál kompromisszumot kell kötni.



21. ábra Átvitel,  $I_1 < I_2 < I_3$

A relaxációs oszcilláció értéke a lézervedióda felépítésétől függ, de gyakorlatban maximum 10GHz értékű, habár laborkörülmények között 34GHz-es értéket is elértek. A relaxációs oszcilláció meghatározza a maximális modulálási sebességet. A gyakorlatban a relaxációs rezonancia frekvencia harmadáig modulálják az eszközt.

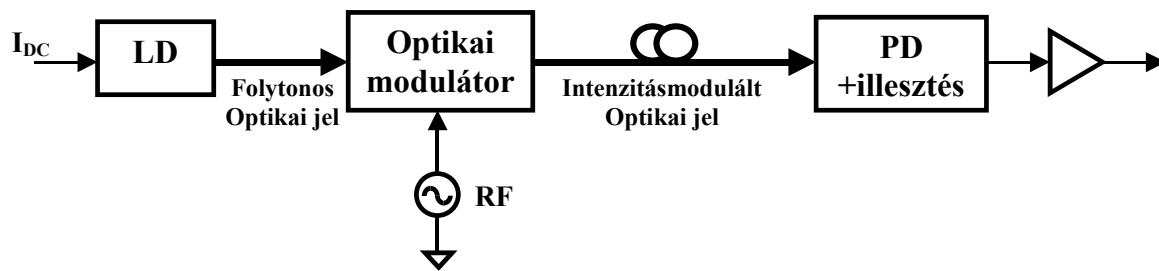
$$f_M = \frac{f_R}{3} \quad (41)$$

$f_M$ : modulációs frekvencia maximális értéke

$f_R$ : relaxációs rezonancia frekvencia

Problémát okoz a közvetlen moduláció esetén fellépő chirp (csipogás). Ugyanis az intenzitásmoduláció során az áram változásának hatására nem csak a kibocsátott optikai teljesítmény változik, hanem a lézer frekvenciája is, azaz frekvenciamoduláció is fellép. Ez a hatás szélesíti a spektrumot, amely az optikai átviteli közegen fellépő diszperzió következtében csökkenti az alkalmazható modulációs sávzsélességet. Előnye viszont, hogy könnyen megvalósítható és olcsó, hiszen nem igényel új, drága optikai eszközt.

#### 4.2.4.2 Külső modulátor



22. ábra Rádiófrekvenciás jel átvitele optikai külső modulátor alkalmazásával

Ebben az esetben a lézergyő előfeszítése állandó, tehát modulálatlan, folytonos optikai jelet bocsát ki. Az intenzitásmodulációt külön eszköz, a külső modulátor végzi. Az optikai modulátor a fényáteresztő képességét változtatja a moduláló jel függvényében. Jellemzői:

- nagy sebesség
- nincs chirp
- drága
- nagy beiktatási csillapítással rendelkezik
- nagyszintű moduláló jelet igényel

### 4.3. Optikai veszteségek

A lézer kimeneti jelét be kell csatolni az optikai szálba, ehhez a két eltérő geometriai felépítésű eszközt illeszteni kell. A becsatolás nem veszteségmentes, az alkalmazott technikáktól függően minimálisan 1-3 dB becsatolási veszteséggel kell számolni.

Az átviteli közegként használt optikai szál legfontosabb tulajdonságai, amelyeket a tervezés során figyelembe kell venni a csillapítás, az egyszerre terjedni képes módusok száma, a szóródási jelenségek, valamint egyéb problémák (például polarizációs hibák). Az összeköttetés veszteségének számítása során a szál csillapításán kívül figyelembe kell venni az optikai csatlakozók (0,1..0,4dB) és hegesztések (kb. 0,05dB) csillapítását is.

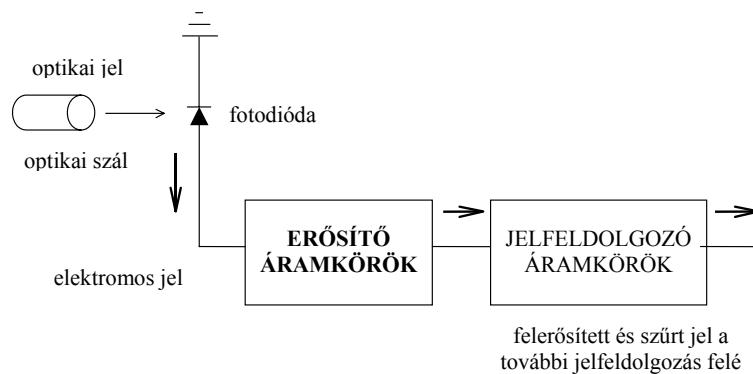
Minden optikai csatlakoztatás optikai szál-levegő-optikai szál átmenetet jelent, tehát reflexiót generál, csillapítással rendelkezik. A hosszú vezetékeket éppen ezért hegesztéssel állítják össze a technológia által megengedett hosszúságú darabokból

Optikai hálózatokban üvegszálakat alkalmaznak, de rövid távú összeköttetés esetén egyre inkább elterjed a műanyag szál is, melynek előnye, hogy lényegesen olcsóbb, de hátránya, hogy csillapítása nagyobb, mint az eddig tárgyalt üvegszálé.

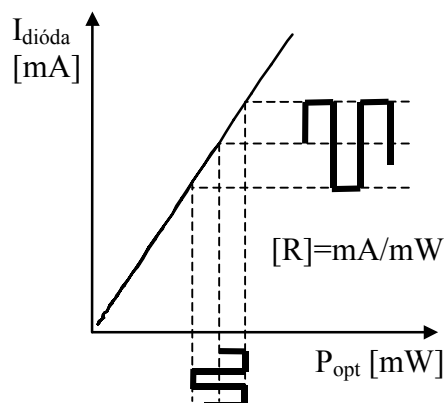
### 4.4. Optikai vevő

Az összeköttetés másik végpontján használt vevőben általában fotodióda végzi az optikai-elektromos átalakítást. Itt újra gondoskodni kell a két különböző elem illesztéséről. A fotodióda tipikusan nagyobb méretű, mint a lézergyő, ezért a kicsatolási veszteség általában kisebb, mint a becsatolási veszteség. A fotodióda a beérkező fotonokat elnyeli (abszorpció) és

elektromos töltéshordozók keletkeznek. Természetesen itt is fellép konverziós veszteség, hiszen nem minden foton generál elektront. Az eszközt a bejövő optikai teljesítmény-generált fotoáram karakterisztikával jellemezzük. A karakterisztika meredeksége adja az eszköz érzékenységét (R-Responsivity), tehát azt, hogy 1mW belépő optikai teljesítmény hatására hány mA fotoáram keletkezik. Amennyiben a belépő optikai jel intenzitásmodulált, akkor a keletkező áram is követi ezt az időbeli változást. A vevő kimenetére a terhelő ellenállás csatlakozik. Miután a fotodióda kapacitív jellegű eszköz, így illesztetlenségi veszteség lép fel a rezisztív terhelés felé. A tervezésnél fontos szempont, hogy a nagysebességű működést követni tudja, és megfelelő legyen az érzékenysége (kompromisszumos megoldás), illetve figyelembe kell vennünk a vevő által hozzáadott zajt.



23. ábra Optikai vevőkészülék általános blokkvázlata



24. ábra A fotodióda karakterisztikája

A vevő által hozzáadott zajt a zaj ekvivalens teljesítményével jellemezzük (NEP: Noise Equivalent Power). Ez az az optikai teljesítmény, amit a vevőre adva a zajjal megegyező egységnyi sávszélességre eső elektromos teljesítményt kapnánk a kimeneten.

$$NEP = P_b \left[ \frac{W}{\sqrt{Hz}} \right], \quad ha \quad P_e = P_z (1Hz) \left[ \frac{W}{Hz} \right] \quad (42)$$

$P_b$ : belépő optikai teljesítmény

$P_e$ : a vevő kimenetén megjelenő elektromos jelteljesítmény

$P_z$ : a vevő kimenetén megjelenő elektromos zajteljesítmény

## 5. Lézerdióda

### 5.1. A lézerben végbemenő folyamatok összefüggései

A lézer vizsgálatánál a 3.5 fejezetben ismertetett folyamatokon kívül további jelenségeket kell figyelembe venni. A lézer dinamikus működésének matematikai leírására a rate-egyenleteket használják, amelyek megoldása megadja a lézer átviteli tulajdonságait. A fenomenologikus megközelítés egyszerű modellalkotást tesz lehetővé, amellyel mégis nagyon pontos képet ad a tapasztalható jelenségekről és segítséget nyújt optimálisan működő lézerstruktúrák tervezéséhez. A félvezető lézer működése kéttárolós rendszerrel modellezhető, melyben az elektromos és optikai részecskék számát bizonyos kölcsönhatások tartják dinamikus egyensúlyban.

Belső kvantumhatásfok:

$$\eta_i = (\text{az áram, amelyből töltéshordozó lesz az aktív tartományban}) / (\text{összes áram}) \quad (43)$$

Az egységnyi térfogatban lévő elektronok számának, azaz a töltéshordozó sűrűségnek időbeli változása:

$$\frac{dN_e}{dt} = R_{gen} - R_{rec} \quad (44)$$

$$R_{gen} = \frac{\eta_i \cdot I}{q \cdot V}, \quad R_{rec} = R_{sp} + R_{nr} + R_l + R_{st}, \quad \frac{N_e}{\tau_e} = R_{rec} \quad (45)$$

$N_e$ : elektronok száma a lézer aktív tartományában (rezonátorában)

$R_{gen}$ : egységnyi idő alatt keletkező elektronok száma

$R_{rec}$ : egységnyi idő alatt rekombinálódó elektronok száma

$I$ : az aktív tartományba befolyó áram

$q$ : elektron töltése

$V$ : aktív térfogat

$R_{sp}$ : spontán emisszió által a lézer módushoz adott foton ráta

$R_{nr}$ : nem sugárzásos rekombináció (hővel jár)

$R_l$ : szivárgás, leakage

$R_{st}$ : stimulált emissziós/rekombinációs ráta, az egységnyi idő alatt stimulált rekombináció által eltűnő szabad elektronok és egyben keletkező fotonok száma

$\tau_e$ : elektron élettide

Ha feltételezzük, hogy minden foton az aktív tartományban marad, akkor a foton sűrűség változása:

$$\frac{dN_p}{dt} = R_{st} + \beta \cdot R_{sp} - \frac{N_p}{\tau_p} \quad (46)$$

$\beta$ : spontán emissziós faktor ( $10^{-4}$ - $10^{-5}$ ), a spontán keletkező fotonok frekvenciája, fázisa véletlenszerű, csak kis hányaduk csatolódik az adott módusba

$\tau_p$ : foton élettartam

$N_p$ : fotonok száma a lézer aktív tartományában (rezonátorában)

Vizsgáljuk meg a fotonsűrűség változását a hossz függvényében.  $\Delta z$  távolság megtétele után a fotonsűrűség értéke  $\Delta N_p$ -vel változik.

$$N_p + \Delta N_p = N_p \cdot e^{g \cdot \Delta z} \quad (47)$$

$$\Delta z = v_g \cdot \Delta t \quad (48)$$

$g$ : hosszegységre eső erősítés

$v_g$ : csoportsebesség

$$ha \quad \Delta z \rightarrow 0 \quad \Rightarrow \quad e^{g \cdot \Delta z} \cong 1 + g \cdot \Delta z \quad (49)$$

$$\Delta N_p = N_p \cdot g \cdot v_g \cdot \Delta t \quad (50)$$

Tehát:

$$R_{st} = \frac{\Delta N_p}{\Delta t} = N_p \cdot g \cdot v_g \quad (51)$$

Az elektronsűrűségtől függő hosszegységre eső erősítés értéke kvantumelméleti leírás vagy mérés segítségével megállapítható. Az összefüggés a populáció inverziós tartományban egyenessel közelíthető.

$$g = a \cdot (N_e - N_{tr}) \quad (52)$$

$N_{tr}$ : átlátszósághoz tartozó töltéshordozó sűrűség, ahol a lézer erősíteni kezd (transparency)

A működést leíró rate egyenletek:

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{\eta_i \cdot I}{qV} - \frac{N_e}{\tau_e} - N_p \cdot g \cdot v_g \quad (53)$$

$$\frac{dN_p}{dt} = N_p \cdot g \cdot v_g + \beta \cdot \frac{N_e}{\tau_e} - \frac{N_p}{\tau_p} \quad (54)$$

Az egyensúlyi, állandósult állapotbeli töltéshordozó- és foton sűrűség meghatározható:

$$\frac{dN_{p0}}{dt} = 0, \quad \frac{dN_{e0}}{dt} = 0 \quad (55)$$

$$N_{p0} = \frac{\eta_i \cdot (I - I_{th})}{g \cdot v_g \cdot g_{th} \cdot V}, \quad g_{th} = \frac{1}{v_g \cdot \tau_p} \quad (56)$$

Ha az I áram egyen és váltó összetevőkből épül fel:

$$I = I_0 + i_1 \exp(j\omega t) \quad (57)$$

$$N_e = N_{e0} + N_{e1} \exp(j\omega t) \quad (58)$$

$$N_p = N_{p0} + N_{p1} \exp(j\omega t) \quad (59)$$

Kisjelű moduláció ( $I_0 \gg i_1$ ) esetén lineáris közelítést alkalmazunk. A rate egyenletekbe behelyettesítve a következőket kapjuk:

$$\frac{N_{p1}(\omega)}{i_1(\omega)} = \frac{\eta_i}{q \cdot V} \cdot \frac{v_g \cdot a \cdot N_{p0}}{\frac{v_g \cdot a \cdot N_{p0}}{\tau_p} - \omega^2 - j \cdot \omega \cdot \left( v_g \cdot a \cdot N_{p0} + \frac{1}{\tau_e} \right)} \quad (60)$$

A nevezőt egyenlővé téve nullával, meghatározhatjuk a kifejezés pólusát. A relaxációs rezonancia frekvencia:

$$\omega_r^2 = \frac{v_g \cdot a \cdot N_{p0}}{\tau_p} \Rightarrow \frac{N_{p1}(\omega)}{i_1(\omega)} = \frac{\tau_p}{1 + j \cdot \frac{\omega}{\omega_r} \cdot (\dots) - \left( \frac{\omega}{\omega_r} \right)^2} \quad (61)$$

A kifejezésből jól látszik, hogy másodfokú pólust kapunk. Ez a hatás a lézerműködés sajátága, tehát nem az eszköz nemlinearitása okozza, hanem az időállandók következménye. Valóságos lézerdióda esetén az eszköz felépítéséből adódó parazita kapacitás miatt az átvitelben kapacitív esés figyelhető meg. A relaxációs oszcilláció hatása nem csak az átvitelben és a zajban, hanem a torzításban is megfigyelhető. A relaxációs oszcilláció felé közeledve növekszik az eszköz torzítása.

## 5.2. A lézerdiódák zaja

A jelforrások által előállított teljesítmény és frekvencia soha nem tökéletesen állandó, hanem véletlenszerűen ingadozik. A zaj oka, hogy a fotonok létrehozása diszkrét folyamat, tehát véletlenszerűen, nem egyforma mennyiségben keletkeznek. A lézerdiódák gyakran olyan zajosak, hogy a kis optikai veszteségű összeköttetés zajának meghatározó tényezői. Az intenzitás-zajt a relatív-intenzitás-zaj függvényvel jellemzik (RIN, Relative Intensity Noise), mely a zaj spektrális sűrűségfüggvénye. Tehát a zaj fényvivőhöz viszonyított teljesítményét adja meg egységnyi frekvenciára vonatkoztatva.

$$RIN(f) = \frac{(\Delta P^2(f))}{P^2_L} \quad (62)$$

$P_L$  : a lézer állandósult állapotbeli kimenő optikai teljesítménye;  
 $\Delta P^2(f)$  : a lézer optikai teljesítmény fluktuáció négyzetének spektrális sűrűsége;

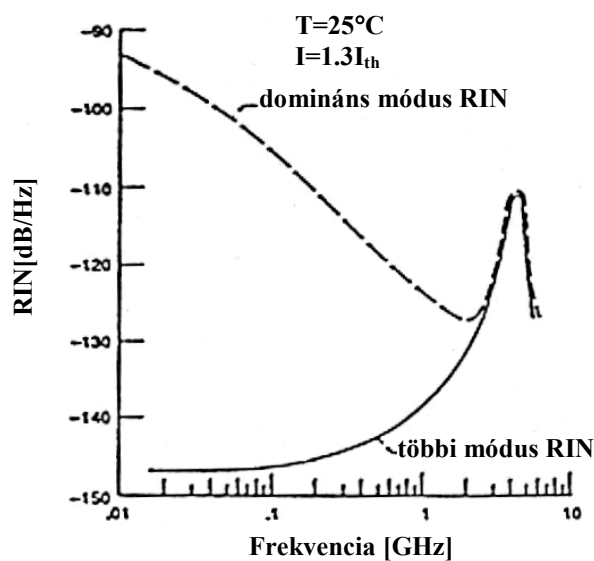
A relatív teljesítmény-ingadozás autókorrelációs függvénye:

$$C(\tau) = \frac{E\{[P(\tau) - \bar{P}][P(t + \tau) - \bar{P}]\}}{\bar{P}^2} \quad (63)$$

A RIN-t ennek a Fourier-transzformálásával kapjuk

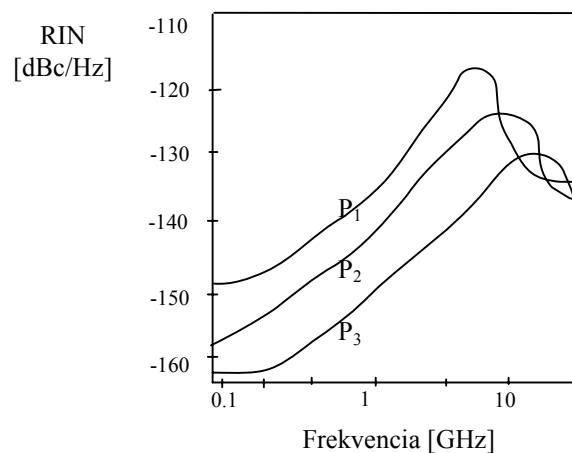
$$RIN = F\{C(\tau)\} \quad (64)$$

Megvizsgálva a relatív intenzitás zaj (RIN [dBc/Hz]) spektrumát jól látható, hogy a relaxációs oszcillációs frekvenciánál zaj csúcserték található. A rezonancia frekvencia fölött a zajszint lecsökken, viszont a jelszint is csökken. Összességében a jel/zaj viszony romlik.



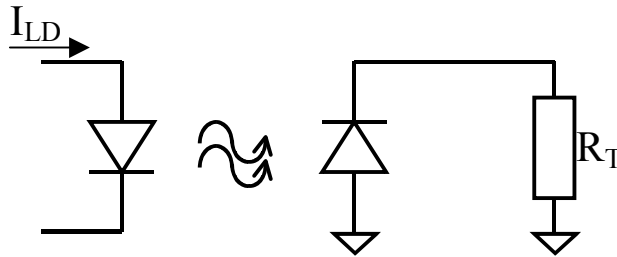
25. ábra A lézer dióda domináns (szaggatott) és összes módusának relatív intenzitás zaja

Ugyanakkor a rezonancia frekvencia helye sem állandó. Ahogy a gerjesztő áramot (tehát a jelforrás által kibocsátott teljesítményt) növeljük a csúcserték nagyobb frekvenciákra tolódik, értéke pedig csökken. A következő ábrán egy lézerdióda relatív intenzitás zaja látható különböző teljesítmények esetén.



26. ábra Lézerdióda RIN( $\omega$ ) függvényének optikai teljesítménytől való függése,  $P_1 < P_2 < P_3$

Mivel a RIN az elektromos tartományban adja meg az egységnyi sáv szélességre a jel-zaj viszonyt (SNR-Signal to Noise Ratio), így mérni is elektromos tartományban lehet. A RIN mérését ideális fotódetektorral végezzük.



27. ábra RIN mérési elrendezés

Tehát az elektromos tartományban megjelenő jel-zaj viszony:

$$SNR = \frac{I_p^2}{I_n^2} \quad (65)$$

$I_p$ : jel fotoáram

$I_n$ : zaj fotoáram

$$RIN = \frac{N}{S \cdot B} \quad (66)$$

N: zajteljesítmény ( $I_n^2$ )

S: jel spektrális teljesítmény ( $I_p^2$ )

B: sáv szélesség

Ideális fotódetektor esetén a RIN és az optikai jel, illetve zaj kapcsolata:

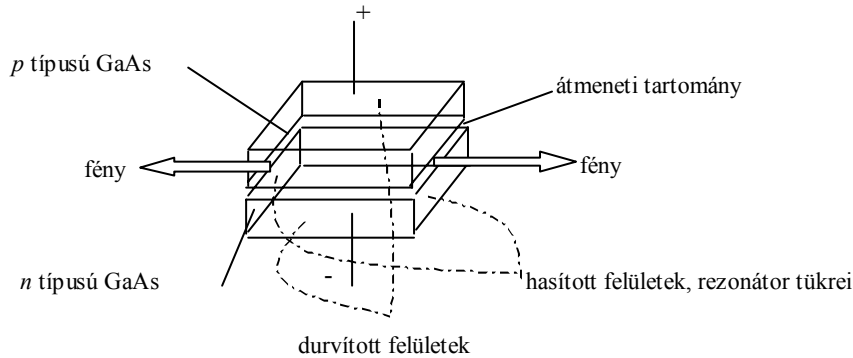
$$\frac{N_{opt}}{S_{opt} \cdot \sqrt{B}} = \sqrt{RIN} \quad \Rightarrow \quad SNR_{opt} = \frac{S_{opt}}{N_{opt}} = \frac{1}{\sqrt{RIN \cdot B}} \quad (67)$$

Mindezek mellett számolnunk kell az ún. módusváltásokból eredő zajjal is. Miközben a lézer összességében állandó teljesítményt ad le valamelyik módus teljesítménye hirtelen megnövekedhet, míg egy másiké csökken. Ez a véletlenszerű folyamat zajt okoz.



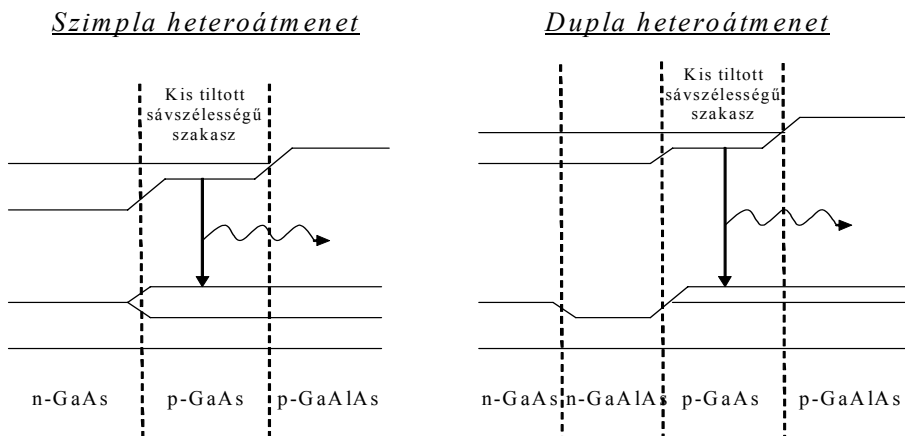
### 5.3. Lézer felépítése

Az első félvezető lézert nyitó irányban előfeszített  $p-n$  átmenetű GaAs-ből készítették. A hasított kristálytani felületek tökéletes sík-párhuzamos rezonátort képeznek, merőleges beesés esetén a felületek reflexiója a félvezető anyagok nagy törésmutatója miatt 30 – 40 %.



28. ábra Első működő félvezető lézer szerkezete

Az ilyen konstrukciójú lézerek esetén problémaként lépett fel, hogy a teljes fényteljesítményt nem lehet az aktív réteg belsejére korlátozni annak ellenére, hogy a nagy töltéshordozó-sűrűség megemeli az aktív réteg törésmutatóját és ezáltal hullámvezetőt képez a fény számára. A lézerműködéshez az erősítési feltételnek teljesülnie kell, ami a korai kialakítású eszközöknél szobahőmérsékleten csak nagy küszöbáram, illetve áramsűrűség ( $10^5 \text{ A/cm}^2$ ) esetén teljesült. A dióda védelmének érdekében alacsony működési hőmérsékletet kellett biztosítani, illetve szobahőmérsékleten csak impulzus üzemben volt képes működni a lézer. A szobahőmérsékleti folyamatos működtetéshez csökkenteni kellett a fényvesztéséget az eszközben, illetve meg kellett akadályozni a diffúziós töltéshordozó elvándorlást az aktív rétegből. Ehhez bonyolultabb szerkezetű, heteroátmenetes lézert kellett építeni. A heteroátmenet akkor jön létre, ha olyan félvezető anyagokat érintkeztetünk atomi közelségben, amelyeknél a tiltott sáv nagysága különbözik. A heteroátmenetes lézerek nagyobb hatásfokkal és egy nagyságrenddel kisebb áramsűrűséggel működnek. A következő két ábra ún. szimpla és dupla heteroátmenetek energiaszint-elrendezését mutatja be:



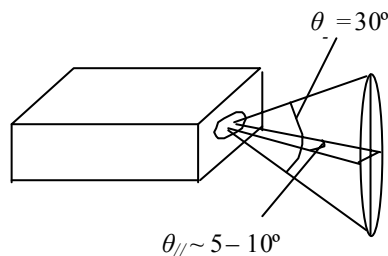
29. ábra Szimpla és dupla heteroátmenetek energiaszint-elrendezését

Mindkét fenti struktúrában két nagy tiltott sáv szélességű anyag között található egy kis tiltott sáv szélességű rész. Ebből a felépítésből következik, hogy a közbülső, kis tiltott sáv szélességű

részben nagy töltéshordozó koncentráció jön létre. Másrészt, mivel a kisebb tiltott sáv szélesség nagyobb optikai törésmutatót jelent, a szerkezet önmagában egyben optikai hullámvezetőként is viselkedik. Így egyszerre megoldott a szűk helyre való nagymértékű töltéshordozó- és foton-koncentráció. A létrejövő aktív réteg tehát szinte teljes mértékben csak a GaAs rétegre korlátozódik, amelynek szélessége a gyártás során rendkívül kis méretűre tervezhető. Egy további előnye annak, hogy az aktív réteget nagyobb sáv szélességű anyagok határolják, hogy a fényt eljuttatásuk az a rész, amely az aktív rétegen kívül terjed, sokkal kisebb elnyelésnek van kitéve ebben az esetben, így a terjedési együttható is kisebb lesz ekkor, mint homoátmenet esetén.

Felfedezése óta megbízhatóság és élettartam szempontjából hatalmas fejlődésen ment keresztül a lézerdíóda. A mai lézerdíódák akár  $10^7$  óra üzemidőt is képesek teljesíteni.

Az eszköz aktív rétege félvezető has alakú optikai üregrezonátor. A hullámhosszal összemérhető emittáló felület miatt a félvezető lézerekből kilépő nyaláb erősen divergens, a divergencia szöge általában különbözik az átmenettel párhuzamos és merőleges irányban. A kilépő nyaláb általában asztigmatikus, elliptikus Gauss-nyaláb.



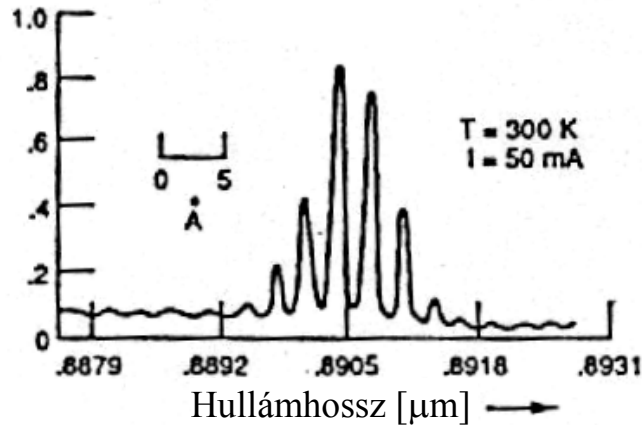
30. ábra Félvezető lézerekből kilépő nyaláb

Az optikai szál és a lézer chip eltérő felépítése miatt komoly feladatot jelent a lézerekből kilépő fény optikai szálba csatolása. Az érintkezést el kell kerülni, mert a chip sérüléséhez vezet. Ezt a feladatot a mai napig nem sikerült automatizálni. A feladat során külön problémát jelent a ragasztó hőtágulása is. A feladat nehézsége miatt gyakran már gyárilag elvégzik ezt az illesztést, ekkor úgynevezett Pig tail(ed) lézert kapunk, amelyben a félvezető chip egybe van építve az üvegszállal és az üvegszál végén mechanikai csatlakozó van. A csatolás minőségén javítani lehet, ha az üvegszál vége lencsével ellátott (Lensed fiber).

## 5.4. Lézer típusok

### 5.4.1 FP (Fabry-Perot)

A hagyományosan alkalmazott síktükrös rezonátort tartalmazó lézerek. Gondot okoz, hogy közelebbről megvizsgálva a kibocsátott spektrum képét, jól látható, hogy valójában több módus keletkezik.

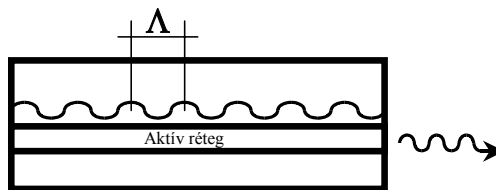


31. ábra FP lézer spektruma

Az optikai rendszerek fejlődésének következtében vannak olyan alkalmazások, amelyekben az ilyen eszközt nem használhatjuk (pl. WDM, azaz hullámhosszosztású összeköttetés).

#### 5.4.2 DFB (Distributed Feed Back, Elosztott visszacsatolású lézer)

A jobb minőségű monokromatikus fényjel előállítására szolgálnak. A félvezető lézerektől azt várjuk el, hogy minél keskenyebb optikai spektrumú, "tisztá" jelet szolgáltatassanak, mint a jó elektronikus oszcillátorok. Ezekben a lézerekben a fénysugárzó rész oldalról is beágyazásra kerül, így olyan sugárzó felületű lézert kapunk, amelynek kiterjedése a két irányban, függőlegesen és vízszintes kevésbé tér egymástól. Nem csupán tükröző felülettel ellátott üregrezonátor szolgál a kívánt hullámhosszúságú domináns rezgő módus kiválasztására, hanem a rezgő rendszer hangolását optikai rácshoz hasonló, periodikus szerkezetű bordázat szolgálja. Ebben az eszközben a bordázat visszaverődő elemeiről származó reflexiók úgy összegződnek, hogy végül egy adott hullámhosszúságú fényjelre nézve teljesül az, hogy a lézer aktív tartományában fennmaradhat a folyamatos rezgés. Ennek a folyamatnak a jellemzésére nevezik ezt a lézertípust elosztott visszacsatolásúnak (Distributed Feed-back Laser). Ezen lézerek spektruma nagymértékben tiszta, stabil és kis zajú. Zaj szempontból hasznos tulajdonság, hogy ezeknél az eszközöknél a FP lézerekkel ellentétben nem függ az eszköz zaja a moduláló jel, tehát a modulációs mélység nagyságától. Ugyanakkor természetesen drágább eszköz, hiszen komplikáltabb a felépítése és gyártása.

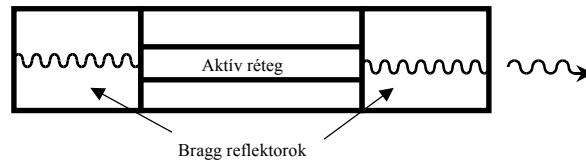


32. ábra DFB lézer felépítése

ábra	FP	DFB
RIN=	-100dBc/Hz	-150dBc/Hz

#### 5.4.3 DBR (Distributed Bragg Reflector)

A DFB lézerhez hasonlóan nagy tisztaságú optikai spektrumot biztosít.



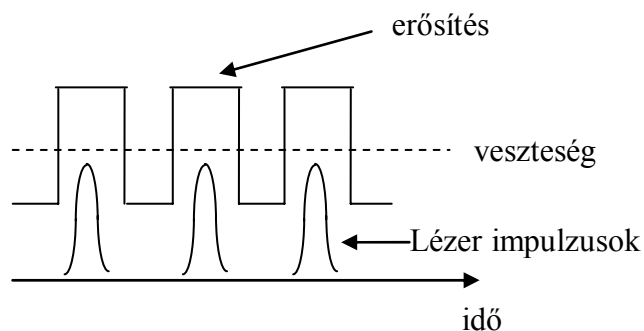
33. ábra DBR lézer felépítése

## 5.5. Impulzus üzemű lézerek

Egyes alkalmazásokban optikai impulzusokra és nem folytonos optikai jel előállítására van szükség. Stacionárius lézertől fényvesztés árán mindig lehet impulzuslézert készíteni külső modulátor vagy kapcsoló segítségével, de ez a megoldás fényhasznosítás szempontjából rossz hatásfokú. Hatásosabb a belső (rezonátoron belüli) moduláció. Ilyenkor kikapcsolt állapotban az energia betáplálása folyik (akár fény, akár populáció inverzió formájában), ami aztán periodikusan el tud távozni, illetve beindulhat a lézereszcilláció. Ekkor a hatásfok nem romlik és rövid idejű, a stacionárius teljesítményt jóval meghaladó csúcsteljesítményű impulzusokat lehet előállítani.

### 5.5.1 Erősítés kapcsolás - Gain Switching

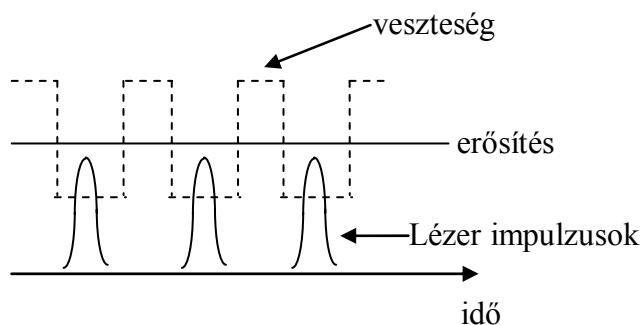
Ez a leggyakrabban használt impulzus előállítási módszer. Az inverzió létrehozása impulzusgerjesztéssel történik, azaz a lézert nem folyamatosan pumpáljuk, így az erősítést változtatjuk. Amikor az erősítés értéke meghaladja a veszteséget, akkor keletkezik fényimpulzus a rendszerben. A lézer kevésbé melegedik, mint folytonos üzemen. A módszerrel 100 ns és 10  $\mu$ s közötti impulzusok állíthatók elő, de tipikusan  $\mu$ s-os impulzusok előállítására használják.



34. Ábra Erősítés kapcsolásának elve

### 5.5.2 Jósági tényező kapcsolás - Q Switching

A rezonátor jósági tényezőjének a kapcsolása a veszteségek periódikus változtatásával lehetséges. A fény útjába modulálható fényelnyelő eszközt helyezünk, melyet négyszögimpulzusokkal gerjesztünk. Amikor éppen alacsony feszültséget adunk rá, akkor rövid időre átereszt a fényt, létre jön az impulzus. Áteresztő állapotban nagymennyiségű foton hagyja el az aktív zónát, ekkor a jósági tényező lecsökken.

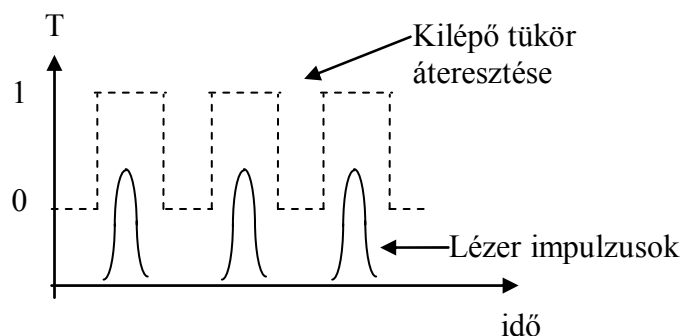


35. Ábra A Q-kapcsolás

A gyakorlatban a Q - kapcsoló lehet mechanikusan mozgatott tükör vagy prizma (lassú), elektro-optikai kapcsoló, akusztó-optikai kapcsoló, telítődő anyag. A módszerrel ns és párszor 10 ns közti impulzusok állíthatók elő.

### 5.5.3 A rezonátor kiürítése

A Q kapcsolás fordítottja. Elméletileg a kilépő tükör áteresztőképességét változtatjuk a belső veszteség helyett. Kikapcsolt állapotban a fotonter be van zárva a rezonátorba, bekapcsoláskor léphetnek ki a fotonok.



36. ábra A rezonátor kiürítése

### 5.5.4 Móduscsatolás

A rezonátorban kialakuló lézermódusok fázisa nem független, hanem csatolás van köztük. A jelenség csak félklasszikus lézermélet segítségével tárgyalható. Ez a módszer szolgál a lehető legrövidebb impulzusok előállítására. Minél több a lehetséges módusok száma, annál rövidebb impulzus állítható elő. Ugyanis az impulzusok szélessége fordítottan arányos a tartománnyal, ahol a lézer oszcilláció lehetséges. Jó móduscsatolás nagyon széles kizsúrolású inhomogén rendszerrel oldható meg. Az aktív anyagtól, a móduscsatoló elemtől, a gerjesztés módjától függően a móduscsatolással előállítható impulzusok hossza ns-os nagyságrendtől egészen pár fs-os méreteig terjed.

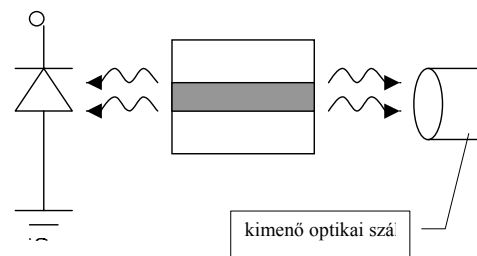
## 5.6. Lézer működésének hőmérsékletfüggése

Optikai hírközlő rendszerekben természetes követelmény, hogy a lézerciódák bizonyos határok között a rendszerben környezetfüggetlen elemként vegyen részt. Elvárjuk, hogy a működési feltételek (mint például a környezeti hőmérséklet) megváltozására, a működését leíró jelleggörbék változatlanok maradjanak. A lézerek hőmérséklet-függése az anyagukból és felépítésükből következően nagyon jelentős, ráadásul a hőmérsékletváltozás hatásai összetettek és szerteágazóak, ezek későbbi kompenzálása nem megoldható. Tehát a lézerciódát beágyazó közeg hőmérsékletét kell folyamatosan kézben tartani. A kibocsátott optikai teljesítmény és a középhullámhossz a hőmérséklet függvényében elmozdulhat. Egy optikai jelet használó összeköttetés esetén a hullámhossz elmozdulása nem okoz problémát, mert a vevők szinte mindig széles sávúak. Ugyanakkor sűrű hullámhosszosztású rendszerekben (DWDM) interferencia léphet fel a szomszédos csatornával, ezért a DWDM rendszerben alkalmazott lézerek hőmérséklet stabilizáltak. Ha pontos optikai teljesítményszintre és működési frekvenciára van szükség, akkor gondoskodni kell az eszköz hőfokstabilizálásáról.

Ilyenkor hőmérsékletet vezérlő hurkot alkalmazunk melynek elemei: hőmérséklet érzékelő (tipikusan egy termisztor, amely ellenállása hőmérsékletfüggő), a referenciaértéket szolgáltató elem (pl. egy ellenállás, amely megadja a termisztor szükséges ellenállásértékét), Peltier elem és meghajtó áramköre.

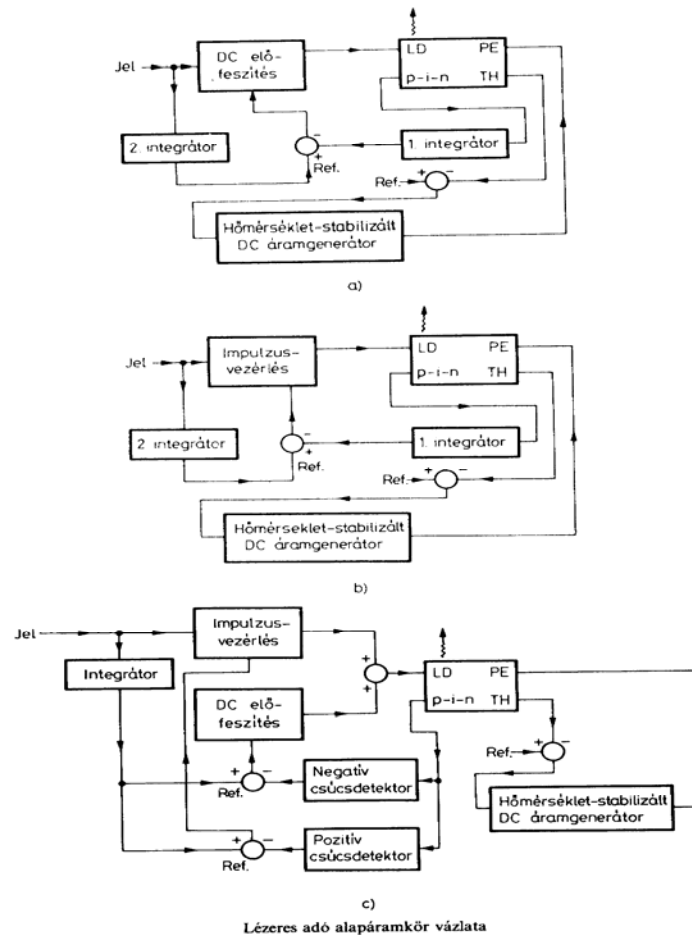
## 5.7. Teljesítményingadozás

A lézerciódák kimenő optikai teljesítménye működés közben változhat. Ennek több oka van. Egyrészt a külső feltételeknek pillanatszerű változásai okoznak ilyen jelenséget. Tehát a környezeti hőmérséklet megváltozása; a tápellátás megváltozása; a lézerciódák "melegedési folyamatai"; stb. Másrészt a lézerciódák öregedési folyamatai is megváltoztatják az eszköz által kibocsátott optikai teljesítmény szintjét. Minden félvezető alapú eszközre általánosan igaz, hogy tulajdonságaik adott üzemóra alatt meghatározott mértékben módosulnak. Az ilyen belső változások következményeként a lézerciódák kiadott optikai teljesítménye típusonként változó mértékben, az évek során leromlik. Ez a hatás, bár első ránézésre nem tűnhet jelentős mértékűnek, optikai hírközlő hálózatokban, ahol állandó jelszint biztosítása alapfeltétel, feltétlen kiküszöbölést igényel. Ez folyamatos karbantartással, vagy a hatást kompenzálni képes szabályzó elektronika alkalmazásával oldható meg. A lézer tokozása a lézerciódával közös chip-re integrált monitor diódát is tartalmaz, amely segíti a szabályzó kör elkészítését.



37. Ábra

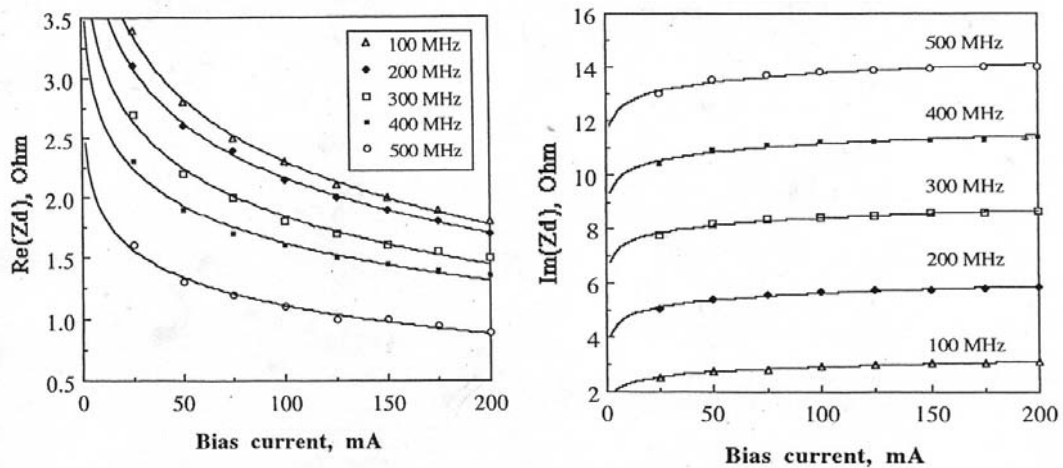
A lézerdióda aktív rétegének két végéből azonos optikai teljesítmény csatolódik ki, egyik oldalon a kimenő optikai szálba, másik oldalon a monitor fotodiódába jut az optikai jel. A monitor fotodióda áramkörbe ágyazás után az optikai teljesítmény által vezérelt áramgenerátorként működik. Az általa gerjesztett áramot folyamatosan figyelve és szabályzójelként felhasználva, képesek vagyunk automatizálni a lézer által kiadott fénytéljesítmény szabályzását.



38. ábra Lézer adó meghajtó áramkör típusok

## 5.8. Lézerdióda bemeneti impedanciája

A lézer áramgenerátoros meghajtást igényel, mert kis impedanciájú. A következő ábra a lézer bemeneti impedanciájának valós és képzetes részét mutatja 100-500MHz moduláló frekvencia esetén az előfeszítő áram függvényében. Az impedancia nem lineáris és függ az előfeszítő áramtól, illetve a moduláló frekvenciától, ez a frekvenciafüggés nagyobb mértékben jelentkezik a képzetes részben.



39. ábra Lézer bemeneti impedanciájának valós és képzetes része

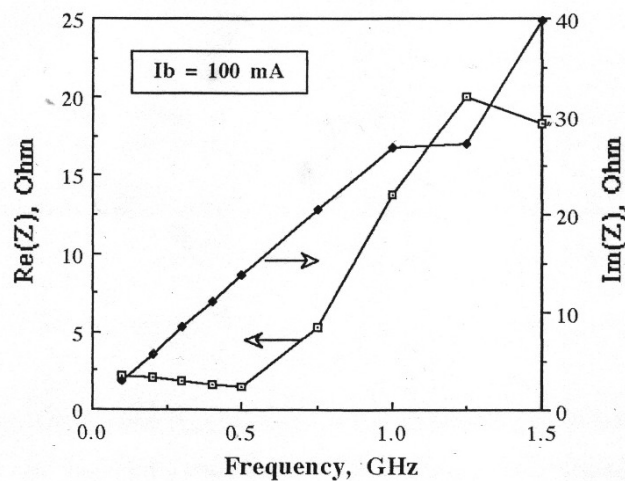
Logaritmikus függvény segítségével jól leírható ez az áramfüggés.

$$\text{Re}(Z_d) = A_R(f) + B_R(f) \log I_b \quad (68)$$

$$\text{Im}(Z_d) = A_I(f) + B_I(f) \log I_b \quad (69)$$

A következő táblázat az állandók tipikus értékeit mutatja.

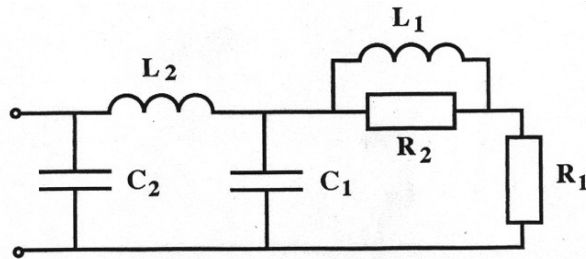
F	100MHz	200MHz	300MHz	400MHz	500MHz
$A_R$	5.816	5.2453	4.498	3.6854	2.615
$B_R$	-1.7561	-1.5399	-1.3259	-1.0313	-0.7518
$A_I$	1.7194	3.9129	6.6168	9.0894	11.5710
$B_I$	0.6083	0.8744	0.9035	1.0187	1.0944



40. ábra A lézer bemeneti impedanciájának valós és képzetes része a frekvencia függvényében, 100mA előfeszítő áram esetén.

Az eszköz impedanciáját helyettesítő kapcsolással is megadhatjuk.





41. ábra lézer helyettesítő áramköre

$L_1, R_1, R_2$ : a fizikai működésből következnek,

$C_1, C_2, L_1$  : parazita elemek.

$L_2, C_2$  : a tokozás hatását leíró parazita lineáris elemek, függetlenek az előfeszítő áramtól.

Tehát négy nemlineáris elem marad a helyettesítő képben, ezek tipikus értékeit a következő táblázat tartalmazza.

$I_{\text{bias}}$ [mA]	50	100	150
$R_1$ [Ohm]	1.85	1.54	1.44
$R_2$ [Ohm]	14.7	12.9	12.6
$C_1$ [pF]	15.8	15.0	14.9
$L_1$ [nH]	0.79	0.87	0.86

## 5.9. A lézer illesztőhálózatai

Mikrohullámú rendszerek esetén a meghajtó áramkör tipikusan 50Ohm-os rendszer, így a lézervedióda pár ohm-os bemeneti impedanciája illesztetlenséget okoz a hálózatban. Ennek a problémának a kiküszöbölésére különböző típusú illesztő hálózatokat alkalmazhatunk.

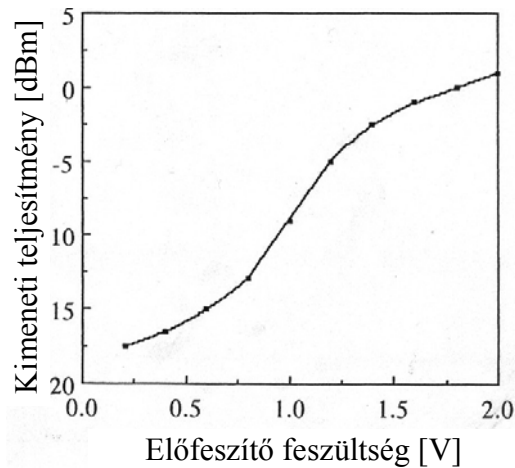
### 5.9.1 Passzív rezisztív (ellenállással való) illesztés

A meghajtó és a lézervedióda közötti illesztést ellenálláshálózat segítségével oldjuk meg. Egyszerű, könnyen megvalósítható, szélessávú illesztés. Hátránya, hogy veszteségeket okoz és csak az impedancia valós részét illeszti ki. A legegyszerűbb megoldás egyetlen soros ellenállás használata, azonban  $\Pi$  vagy T kétkapukkal jobb eredmények érhetőek el.



42. ábra  $\Pi$  vagy T kétkapú lézer illesztésére

A megvalósítás során kis méretű ellenállásokat kell alkalmazni, hogy ne legyen erősen frekvenciafüggő az eszköz. A kis méretű chip ellenállás kis felülettel rendelkezik, amit nehéz hűteni, s így nem lehet kivezérelni. Az első időkben egyszerűsége miatt elsősorban ezt az illesztési módszert használták.



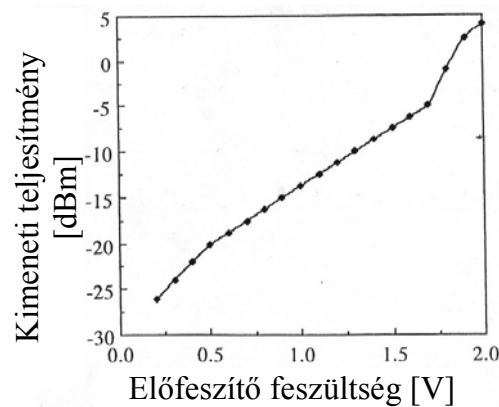
43. ábra A rezisztív illesztés átviteli görbéje

### 5.9.2 Passzív reaktáns illesztés (LC hálózat)

Az illesztő hálózatban természetesen nem csak ellenálláshálózat lehet, hanem egyéb passzív elemeket is tartalmazhat. A reaktáns illesztés előnye, hogy kis veszteséggel elég széles sávban tudunk illeszteni (a sáv szélesség kisebb, mint rezisztív esetben). Ugyanakkor kellő körültekintést igényel a tervezés a rezonanciajelenség kiküszöbölése miatt.

### 5.9.3 Aktív illesztés

Aktív illesztésről akkor beszélünk, ha az illesztő hálózat aktív elemet is tartalmaz, tehát tranzisztort és reaktáns elemeket alkalmazunk. Ez tulajdonképpen egy aktív szűrőhöz hasonlít, amivel kompenzáljuk a frekvenciafüggő amplitudóátvitelt. Bizonyos fokú linearizálást is el lehet érni vele, hiszen nem más, mint egy visszacsatolt linearizáló hálózat. A aktív illesztés átviteli görbéjét összehasonlítva a rezisztív illesztés görbéjével jól látható, hogy aktív esetben lineárisabb szakaszt lehet megvalósítani.

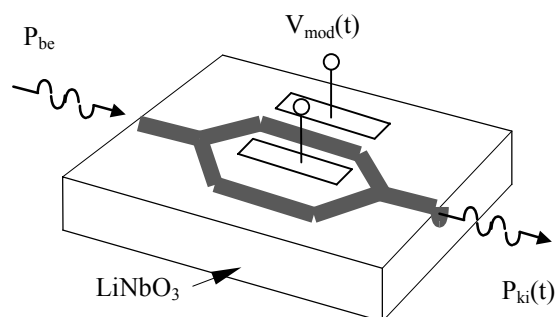


44. ábra Az aktív illesztés átviteli görbéje

## 6. Külső modulátor

### 6.1. Mach-Zehnder modulátor

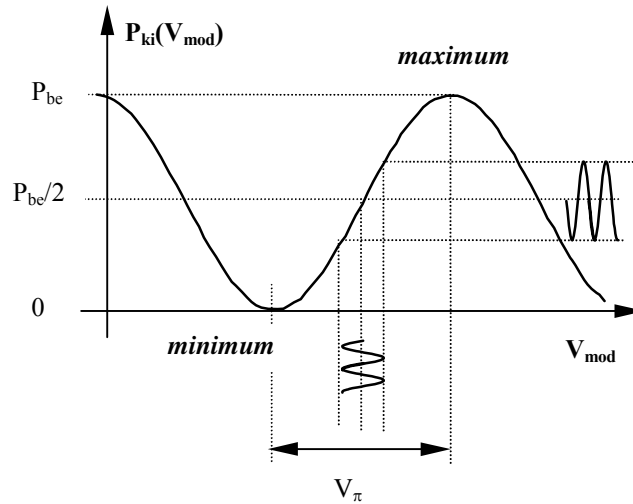
A modulátor elektro-optikai anyagból (tipikusan  $\text{LiNbO}_3$ ) készül. A működés során a Pockels-effektust használja ki, tehát elektromos tér hatására elektrooptikai effektust produkál: megváltozik az anyag  $\epsilon$  dielektromos állandója, tehát az optikai törésmutatója, így megváltozik a fény terjedési sebessége a anyagban.



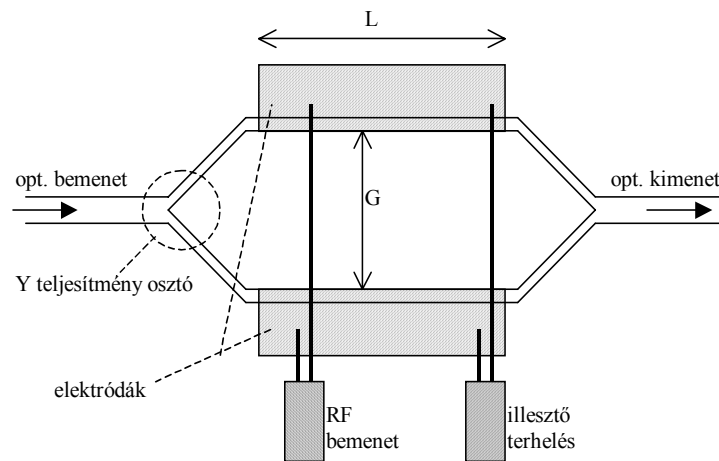
45. ábra MZ modulátor felépítése

A lézerdiódából kijövő fényt optikai tápvonalban vezetve egy Y elágazással kettéválasztjuk, majd újra egyesítjük.  $V_0$  feszültséget kapcsolva az elektródákra, a felső ágon vezetett fénycsugár fázistolást szenved az alsó ágon terjedő fénycsugárhoz képest, majd a két ág hulláma a kimenet előtt újra egybevezetve, interferál egymással. Így a két ág közti fázistolás függvényében a kimenő optikai teljesítményben modulációt figyelhetünk meg.

A következő ábrán a függőleges tengelyen a kimeneten megjelenő optikai teljesítményt látjuk a moduláló feszültség függvényében. A modulátorra kapcsolt feszültséggel egyenesen arányos a fázistolás, amely  $-\pi$  től  $+\pi$  ig terjed. Ha egy szinuszos jellel modulálunk a munkapont körül, akkor ez intenzitásmodulációként jelentkezik a kimeneten. Mivel a választott munkapontnál nagyon meredek a függvény, kis feszültség modulálásra nagyot változik a fénytelsítmény. Ugyanakkor jól látszik az átviteli függvény szinuszos jellege, tehát erős nemlinearitása. Fontos paraméter az a feszültség ( $V_\pi$ ), amelyet a modulátorra kell adni, hogy  $\pi$  fázistolás jöjjön létre az egyik ágon, azaz kioltás lépjen fel a kimeneten. Tehát az a feszültség, amely  $180^\circ$  fázistoláshoz szükséges.



46. ábra MZM átviteli függvénye



47. ábra push-pull elektróda elrendezés

A gyakorlatban általában kételektrodás elrendezést alkalmaznak, amely „push-pull” működést jelent. Ekkor a két ágban egyidőben, ellentétes irányú fázistolást szenved az adott ágba vezetett fényhullám. Ennek a  $2\Delta\Phi$  fáziseltérésnek a függése az  $L$  elektródahossztól és a  $G$  elektródatávolságtól:

$$2\Delta\Phi = \Pi \frac{V_0}{V_{\Pi}} = \Pi \frac{V_0}{\frac{\lambda G}{2\Gamma n_e^3 r_{33} L}} \quad (\Rightarrow \Delta\Phi \sim V_0 \cdot L) \quad (70)$$

$r_{33}$ : elektrooptikai együttható

$n_e$ : az anizotrop  $\text{LiNbO}_3$  -nak a „különleges irány”-hoz tartozó törésmutatója

$\lambda$ : fény hullámhossz

$\Gamma$ : átfedési integrál

Ez alapján a kimenő optikai teljesítmény felírható:

$$P_{ki} = \frac{1}{2} (|E_A| - |E_B|)^2 + 2|E_A||E_B| \cdot \cos^2 \Delta\Phi = \frac{P_{be}}{2} \left\{ \frac{(1 - \sqrt{r_p})^2}{1 + r_p} + \frac{4\sqrt{r_p}}{1 + r_p} \cos^2 \left[ \frac{\Pi V_0}{2 V_{\Pi}} \right] \right\} \quad (71)$$

$P_{be}$  és  $P_{ki}$ : az eszközbe bemenő és az azt elhagyó optikai teljesítmény;  
 $E_A$  és  $E_B$ : az Y-osztó két ágában haladó fényhullám elektromos térerejének nagysága

$$r_p = \frac{|E_A|^2}{|E_B|^2}, \text{ teljesítmény-osztás arány}$$

Ebből a  $\frac{P_{ki}}{P_{be}}$  hányados maximális ill. minimális értéke:

$$\left(\frac{P_{ki}}{P_{be}}\right)_{\max} = \frac{(1 + \sqrt{r_p})^2}{2(1 + r_p)} \quad \left(\frac{P_{ki}}{P_{be}}\right)_{\min} = \frac{(1 - \sqrt{r_p})^2}{2(1 + r_p)} \quad (72)$$

Rövid számítással belátható, hogy így külső optikai modulátor esetén ennek a maximális és minimális értéknek az arányában kis vezérlő feszültséggel is könnyen elérhetünk 10dB feletti viszonyt, még akkor is, ha gyártási hibák miatt a teljesítményosztás nem pontosan 1:1 arányúra sikerül az adott eszköznél.

A gyakorlatban egyszerre célunk a sávszélesség megnövelése és a szükséges vezérlőfeszültség csökkentése. Mint az a következőkben kiderül, a két feltétel ellentmond egymásnak. A produkált fázistolás és a hullámvezetőhossz-vezérlőfeszültség szorzat egyenesen arányos egymással. Ebből az összefüggésből következne, hogy a hullámvezető hosszát tetszőlegesen megnövelve, a vezérlőfeszültséget igény szerint, szintén tetszőleges határ alá szoríthatjuk. Ennek a műveletnek ellentmond a tény, hogy a hullámvezető hosszának megnövelése az eszköz sávszélességét csökkenti. A jelenség amiatt következik be, hogy a mikrohullámú vezérlő jel és az optikai hullámterjedés közt a terjedési sebességben különbség tapasztalható. Ugyanis a terjedési sebesség a két tápvonalban különbözik, mert  $\epsilon$  hullámhosszfüggő ( $\epsilon_{\text{opt}}$  nagyon különbözik  $\epsilon_{\text{mikrohullám}}$ -tól). Ennek hatására, bizonyos jelfrekvencia után a fázistolás az optikai vezetőkben lecsökken (esetleg megszűnik). Ezt a jelenséget figyelembe véve a fázistolás kifejezését a következőképpen adhatjuk meg.

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_0 \frac{\sin(\Theta/2)}{(\Theta/2)} \sin\left[\frac{\Theta}{2} - 2\Pi f t_0\right] \quad (73)$$

Az a frekvencia, melyre a fázistolás éppen a fele a DC-hez tartozónak.

$$\Delta f = \frac{2c}{\Pi N_m \delta L} \quad (74)$$

Látható, hogy a terjedési sebesség illesztetlenség határozza meg adott elektródahossz esetén az eszköz sávszélességét. Ez az illesztetlenség csökkenthető. Egy módszer erre, hogy vájatot helyeznek el a két optikai hullámvezető ág között, amellyel a mikrohullámú frekvencián csökkenthető a törésmutató, így javul a fázissebességek illesztése, nagyobb sávszélesség érhető el. Másrészt a két tápvonal együttfutását úgy biztosíthatjuk, hogy a mikrohullámú tápvonal meanderbe van építve azért, hogy a közeli részeken mindig ugyanolyan fázisban találkozzon az optikai és mikrohullámú jel.

Összefoglalva, elmondható hogy a MZ modulátor használata a közvetlen modulációtól a következő szempontokban különbözik:

- a modulációhoz nagyobb szintű RF teljesítményt igényel
- A modulátor nagy impedanciájú, ezért feszültségforrás típusú táplálást igényel
- jelentős optikai veszteség (kb. 10dB beiktatási csillapítás), optikailag illeszteni kell a jelforráshoz a modulátort

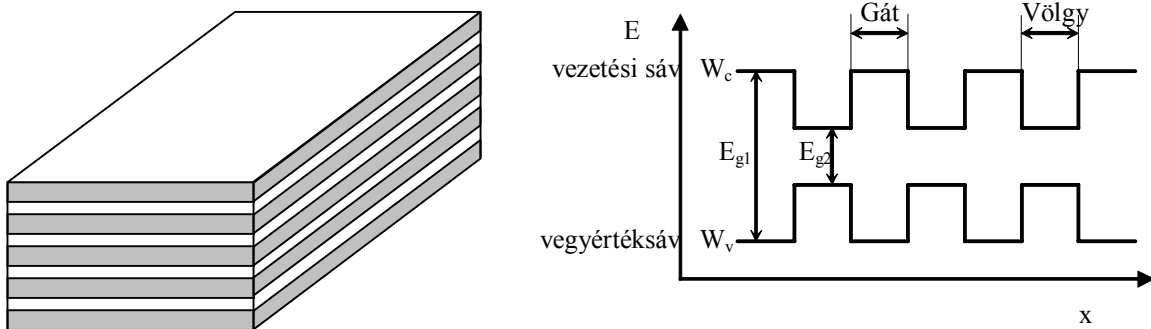
- sávszélessége több 10 GHz, míg közvetlen moduláció esetén általában csak 4-6 GHz
- „Chirp” nem jelentkezik
- drága, különleges anyagú ( $\text{LiNbO}_3$ ) eszközt igényel (külső modulátor ára: 5000-10000 USD, távközlési lézer: néhány száz USD)
- a vezérlőfeszültség és a kimeneti optikai jel szintje közötti nem lineáris összefüggés miatt a működés során a nemlinearitás erősebb hatással jelentkezik.

## 6.2. Elektro abszorpciós modulátor

Veszteséges modulátor, amely fényelnyelő tulajdonsága változik a rákapcsolt vezérlő jel hatására. Tehát egy olyan félvezető alapú eszköz, amely a ráadott előfeszítő feszültség függvényében változtatja az anyag abszorpciós együtthatóját, így a bemeneti fény intenzitását különböző mértékben nyeli el. A fény vesztesége változik az elektromos jel függvényében, ezért nevezzük elektroabszorpciós hatásnak.

Az abszorpciós spektrum elektromos mező alkalmazásakor a Franz-Keldysh hatás miatt változik. A jobb működési tulajdonságok elérése érdekében a kvantum határolt Stark (quantum confined Stark) hatásra is szükség van, amely Multi Quantum Well (MQW) struktúra esetén jelentkezik. Az eszköz csak a technológia fejlődésével került előtérbe, hiszen az epitaxiális / növesztési technológiák fejlődése tette lehetővé az ilyen keskeny rétegek kialakítását, ahol az összetétel és a sávszerkezet hirtelen változik.

A kvantum völgy egy vékony ( $d \approx 100$  Anström  $\approx 30$  atom), alacsony tiltott sávszélességű anyag, amelyet két nagy tiltott sávszélességű réteg vesz körül. Az ilyen vastagságú réteg kvantummechanikai tulajdonságokat mutat és a nevét is innen kapta. Multikvantumvölgyes szerkezetben tulajdonképpen két félvezető anyag vékony rétegei váltogatják egymást. Az anyag összetevőinek megfelelő megválasztásával változó tiltott sávszélességet lehet elérni. Ugyanakkor a réteg rácsállandójának meg kell egyeznie a hordozó rácsállandójával. Azaz a szerkezet rácsillesztett (pl. InP hordozón InGaAsP megfelelő ötvözete).



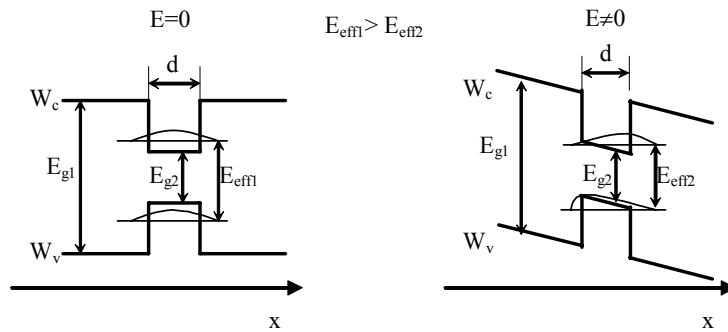
48. ábra MQW struktúra és sávdigramja

A modulátor működésének lényege a sávdigramon követhető a legjobban. Az anyagban a lyukak és az elektronok a kis tiltott sávszélességű völgybe koncentrálnak, mert itt nagyobb a potenciális energiájuk. Pozíciójukat a völgy határozza meg, így energiájuk nem lehet egyenlő a saját völgyük minimális energiájával (Heisenberg bizonytalanság), tehát a töltéshordozóknak nullponti energiája van ( $E_{e0}$ : elektron nullponti energia és  $E_{h0}$ : lyuk nullponti energia). Amikor elegendő energiájú foton érkezik, akkor elnyelődik és elektront gerjeszt, ezáltal elektron-lyuk pár keletkezik (abszorpció). A fotonnak ehhez minimálisan az anyag effektív tiltott sávszélességének megfelelő energiával kell rendelkeznie. Előfeszítetlen

állapotban, tehát amikor az eszközre kapcsolt térerő,  $E=0$ , akkor ez az effektív tiltott sáv szélesség ( $E_{\text{eff}}$ ):

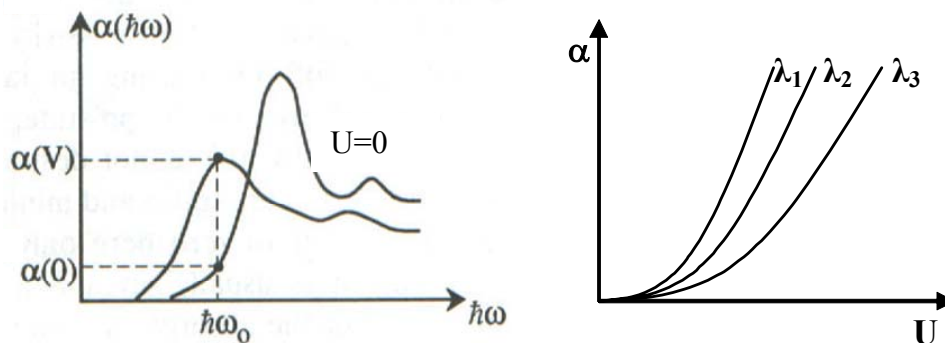
$$E_{\text{eff1}} = E_{g2} + E_{e0} + E_{h0} \quad (75)$$

Előfeszítő feszültség esetén megváltozik a töltéshordozók által érzékelt potenciálvölgy. Ahogy nő a kvantumvölgy rétegeire merőleges elektromos mező, elmozdul az elektronok és lyukak hullámfüggvénye. A módosított hullámfüggvény alacsonyabb energiájú, ezért csökken a töltéshordozók nullponti energiája, csökken az effektív tiltott sáv szélesség is.



49. ábra QW sávdiagramja előfeszítetlen és előfeszített esetben

Az ismertett folyamatok következtében az anyag fényelnyelő képessége változik a belépő fény hullámhossza és az eszköz előfeszítő feszültségének függvényében, ahogy az 50. ábrán is jól látható.

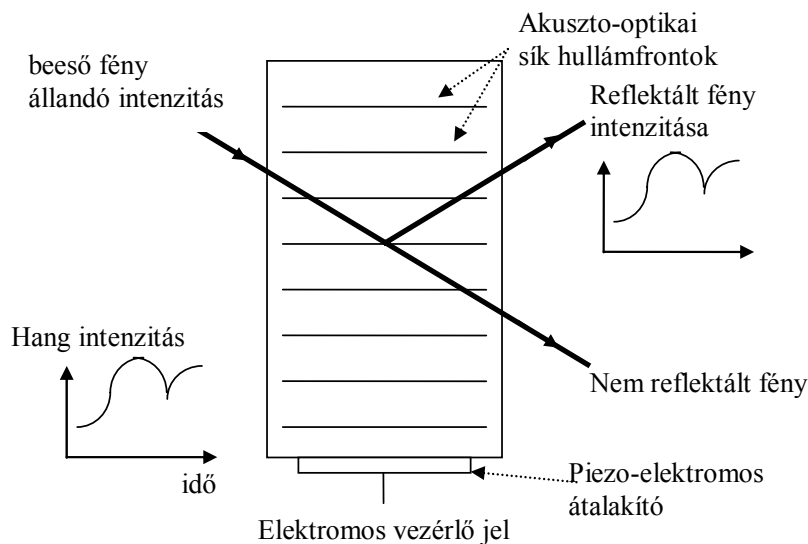


50. ábra Abszorpciós együttható a hullámhossz és az előfeszítő feszültség függvényében

Az elektro-optikai modulátorokkal összehasonlítva az eszköz alacsonyabb meghajtó jelet igényel, gyakorlatilag pár voltra van szükség, az elektrooptikai több száz voltos feszültségigényével szemben. A belső folyamatok nagyon gyorsan zajlanak le (ps), az eszköz sebességét a meghajtó feszültség változási sebessége korlátozza, ezt tipikusan a külső áramkör ellenállás-kapacitás határozza meg. Ennek megfelelően a modulációs sáv szélesség párszor tíz GHz nagyságrendjébe esik, tipikusan 40Gbit/s sebességig használható. Nagy előnye, hogy félvezető alapú, így könnyen integrálható egyéb elektrooptikai eszközökkel (lézerdíóda, fotodetektor).

### 6.3. Akusztó-optikai modulátor

Az akusztó-optika az akusztikus hullám és az optikai hullám kölcsönhatásával, a gyakorlatban a hanghullámoknak a fényhullámokra való hatásával foglalkozik. Az akusztikus hullám által keltett törésmutató rács a beeső fény diffrakcióját vagy törését idézi elő. Az akusztó-optikai eszközök lehetnek térfogatiak (bulk) vagy felületiek (vezetett hullámú). Térfogati eszköz esetén a fény és a hang is a közeg teljes térfogatában, koncentráció nélkül terjed. Felületi eszköz (SAW) esetén a fény és hanghullámok is egy vékony felületi rétegben koncentrálnak. Az akusztó-optikai modulátor Bragg diffrakción alapuló eszköz. Kis akusztikus jel esetén egy Bragg cellában a reflektált fény intenzitása a vezérlő akusztikus jel intenzitásával arányos. Elektromosan szabályozható akusztikai átalakítót használva lineáris analóg modulátort kapunk. Az akusztikai teljesítményt növelve telítődés következik be, majdnem tökéletes reflexió érhető el. Ilyenkor az eszköz kapcsolóként működik, amely a hang ki- és bekapcsolásával a reflektált fényt is ki- és bekapcsolja.



51. ábra akusztó-optikai modulátor



---

## 7. Optikai átviteli közeg

Optikai átviteli közeg típusai:

- optikai szál (a rendszer zárt, külső zavaroktól mentes, a szál hullámvezetőként működik)
- szabadtéri átvitel (gondoskodni kell a fény fókuszálásáról, külső zavarok: köd, eső, légkör, nagy a közeg optikai csillapítása)

### 7.1. Optikai szálak anyaga

Az optikai szál alapanyaga nagyon erősen tisztított üveg. A szál optikai veszteségei két csoportra oszthatjuk. Egyrészt a szál anyagának tulajdonságaiból következő, a száltól elválaszthatatlan veszteségek, másrészt azok a veszteségek, amelyek abból erednek, hogy a fénysugár eltérül az ideális terjedési iránytól.

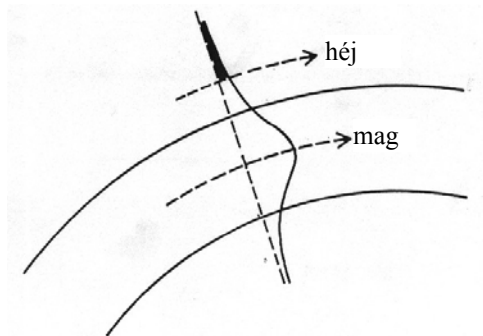
A szálban haladó fény csillapodásának három oka van:

- Az abszorpciós veszteség lényege, hogy a szál anyaga a fény egy részét elnyeli és hővé alakítja. A folyamat alapja, hogy az anyagban lévő töltéshordozók a fény elnyelésével magasabb energiaállapotba kerülnek, majd az elnyelt fényenergia relaxáció útján hővé alakul. Az abszorpció a szál csillapításának 10-20 %-ért felelős. 1700 nm-nél nagyobb hullámhosszak esetén az alkalmazott üveg csillapítása hirtelen megnő a SiO<sub>2</sub> vibrációs átmeneti miatt, így az üvegszálás távközlésre alkalmazható optikai frekvenciák alsó határát ez jelenti. Az anyag nagy abszorpcióval rendelkezik kis hullámhosszak esetén. Ez a jelenség az anyag elektronjainak sávszerkezetéből következik, abszorpciós élnek nevezik és ez szabja meg az optikai szál alkalmazhatóságát nagy frekvenciák esetén. Az üvegszál anyagában lévő szennyező OH<sup>-</sup> ionok jelenléte okoz még abszorpciót, azonban a mai fejlett gyártástechnológiával számuk és így hatásuk is csökkenthető. A gyakorlatban a 850nm-es, 1300 nm-es illetve az 1550 nm-es hullámhosszakot alkalmazzák, az ott található csillapítási minimumok miatt.
- a szál sugárzási vesztesége (bending losses). Sugárzási veszteség általában akkor lép fel, ha a szál geometriai paraméterei hirtelen megváltoznak (pl. erős hajlítás), illetve a szál anyagába feszültség keletkezik gyártási hiba, vagy mechanikai behatás hatására ( pl. a szál elliptikus keresztmetszetű). A sugárzási veszteség megfelelő technológiával gyártott és felszerelt szál esetén elhanyagolható.

Az üvegszál meghajlításakor a fénynek a külső élen gyorsabban kellene haladnia, azaz a fénysebességnél gyorsabban, ami nem lehetséges, ezért az ábrán fekete sátirozással jelölt rész sugárzás formájában leszakad. A hajlítás következtében fellépő veszteség mértéke függ a görbületi sugártól is.

$$\alpha_B = C \cdot \exp(-R/R_c) ; R_c = a/(NA)^2 \quad (76)$$

R: görbületi sugár  
a: a mag sugara  
C=konstans

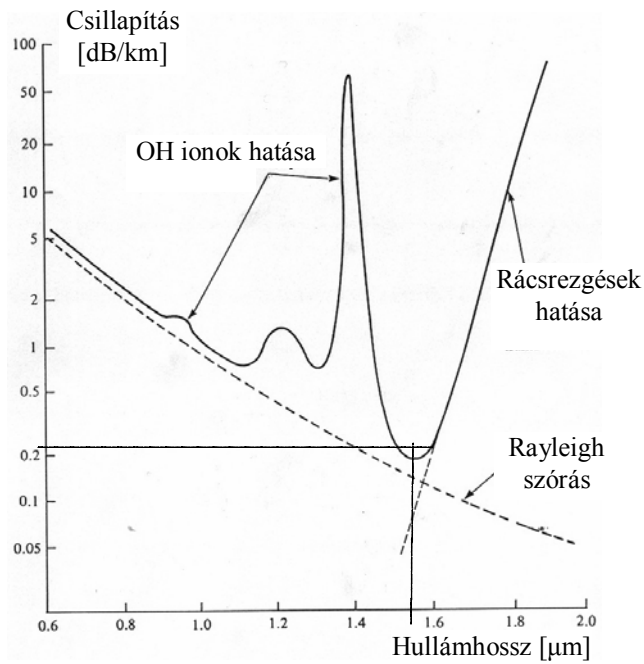


52. ábra Szál hajlításakor fellépő sugárzási veszteség

- Rayleigh szórás (scattering). A Rayleigh szórás a csillapítás értékének 80-90 %-ért felelős. Létrejöttének oka, hogy az üvegszál törésmutatójának mikroszkopikus egyenetlenségei diffrakciót okoznak, vagyis a fényenergia bizonyos része minden irányba szétsugárzódik. A diffrakció mértéke akkor a legnagyobb, ha a fény hullámhossza összemérhető a mikroszkopikus egyenetlenségek nagyságával, így a szórás mértéke a hullámhossz növelésével csökken ( az abszorpciós minimumok mellett, ez az oka annak, hogy az alkalmazott optikai frekvenciák 850 nm-es hullámhosszról eltolódtak az 1300 nm-es illetve az 1550 nm-es tartományba ). A szóródás miatti csillapítási együttható fordítottan arányos a hullámhossz negyedik hatványával.

A következő ábra az optikai szál kilométerenkénti csillapítását mutatja a hullámhossz függvényében. Jól láthatóak az OH ionoknak köszönhető csúcsok 950 1240 és 1390 nm-nél. A rácsrezgések hatására 1700 nm környékén hirtelen csillapításnövekedés figyelhető meg. Tehát az optikai szál tényleges csillapítása igen erősen változik a hullámhossz függvényében. Ugyanakkor ez a jelleg erősen függ az átviteli anyagtól, pl. találtak olyan műanyagot, ahol az átviteli határ eltolódott és 10 $\mu$ m-en is jó csillapítást tudtak elérni.

Az ábrán látható, hogy a függvény minimuma 0.25dB/km értéknél van 1.55 $\mu$ m-es hullámhossz esetén. Ebből következik, hogy maximálisan kb. 100 km-t tudunk áthidalni erősítés nélkül. Ugyanakkor ne feledkezzünk meg arról, hogy tényleges optikai összeköttetés esetén veszteséget okoznak a szálillesztések, csatlakozók is. Mindezek ellenére a hagyományos fémvezető (koaxiális tápvonal) csillapítása minden frekvencián nagyobb, mint az üvegszál csillapítása, tehát sokkal sűrűbben van szükség ismétlő állomásokra is.

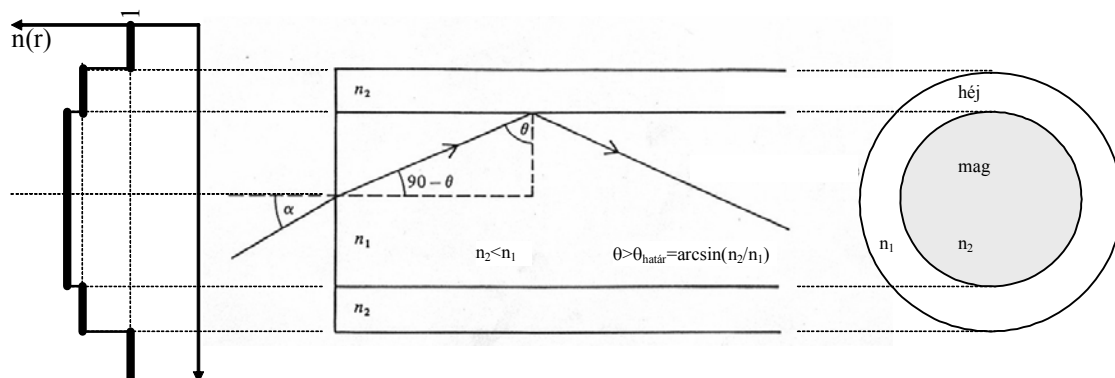


53. ábra optikai szál csillapítása

## 7.2. Optikai szálak felépítése

A szóródási jelenségek miatt homogén törésmutatójú üvegszál nem lenne alkalmas fényvezetőnek, ezért magból és ettől kis mértékben eltérő törésmutatójú héjból álló szerkezetet alakítanak ki. Beszélhetünk egymódusú ill. több módusú üvegszálról, amely a terjedni képes módusok számára utal. A különböző száltípusok eltérő törésmutató profillal jellemezhetőek.

### 7.2.1 Lépcsős indexű üvegszálak, STEP index

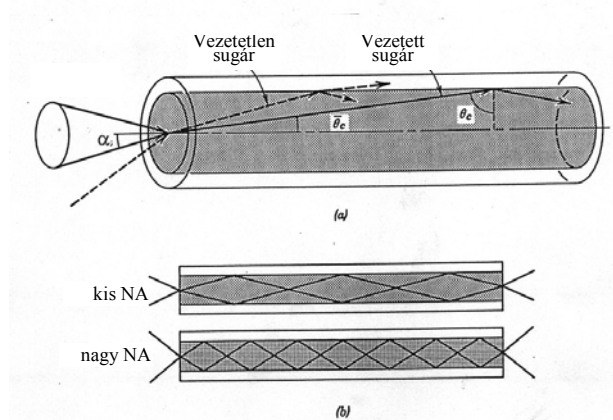


54. ábra STEP index szál felépítése

Ugrásszerű törésmutató változás van a keresztmetszetben, a nagyobb ( $n_1$ ) törésmutatójú magot körbeveszi a kisebb ( $n_2$ ) törésmutatójú héj. Így ha a beesési szög nagyobb a teljes reflexió határszögénél ( $\theta_{\text{határ}}$ ), akkor a héj és a mag határfelületén fellépő teljes reflexió vezeti a fénycsugart.

A szál numerikus apertúrája (befogadó szöge) szabja meg, hogy mekkora az a beesési szög ( $\alpha$ ), amely alatt érkező hullámot még képes az optikai szál vezetni. Ennek a paraméternek a segítségével egy kúpot kapunk, amelyen belül érkező fénysugarakat befogadja és vezeti a szál.

$$\alpha_{\max} = \arcsin\left(\frac{NA}{n_0}\right), \quad NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (77)$$



55. ábra

### 7.2.1.1 Monomódus, STEP index

A lépcsős indexű szál mag keresztmetszetétől függ a terjedő módusok száma. Amennyiben elegendően kicsi a mag keresztmetszete (1310-1550nm-es hullámhossz esetén 9-10 $\mu$ m), akkor csak az alaplómódussal kell számolnunk, a magasabb módusok nem terjednek a hullámvezetőkben.

### 7.2.1.2 Multimódus, STEP index

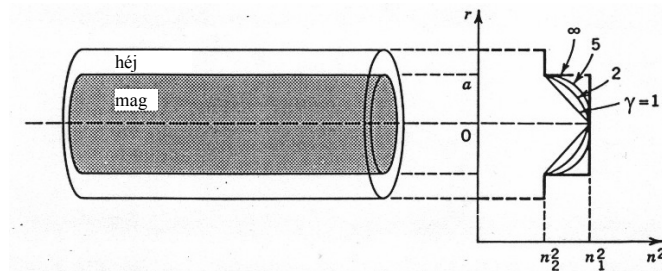
A többmódusú szál magmérete lényegesen nagyobb. Ennek a típusnak jelentős előnye az, hogy az optikai jel be/ki csatolása könnyen végrehajtható a nagyobb méretek miatt. Ugyanakkor a mag keresztmetszetének ( $d$ ) növelésével a móduszám is nő. A módusok között különbség van hullámterjedési szempontból, azaz különböző módon terjednek. Az egyes módusok eltérő utat tesznek meg, nem azonos a terjedési idő, ezért a beadott egységugrás a kimeneten szétkenődik, eltorzulva jelenik meg, amely jelenség korlátozza az átviteli sebességet. (lásd. 7.3.3 fejezet, Módusdiszperzió)

### 7.2.2 Fokozatosan változó indexű (graded index) üvegszálak

A különböző módusok terjedési idejének kiegyenlítésére szolgál a folyamatosan változó indexű üvegszál. Működésének elve azon az ötleten alapul, hogy a fizikailag nagyobb úthosszt bejáró módusok terjedési sebességét növelni kell, ezzel el lehet érni, hogy az eltérő megtett távolság ellenére a terjedési idő azonos legyen. A fényterjedés sebességét a terjedési közeg törésmutatója határozza meg, tehát a törésmutatót kell lecsökkenteni a mag széle felé. A törésmutató a sugár függvényében:

$$n(r) = \sqrt{1 - 2 \frac{(n_1 - n_2)}{n_1} \left(\frac{r}{a}\right)^\gamma}, \quad (r < a) \quad (78)$$

A képletből látható, hogy  $\gamma$  kitevő határozza meg leginkább a törésmutató profilt. A következő ábra a törésmutató profil alakulását mutatja különböző  $\gamma$  paraméterek esetén. Jól láthatóan  $\gamma$  növekedtével egyre jobban domborodik a profil. Gyakorlatban megvalósított szálak esetén  $\gamma=2..5$ .

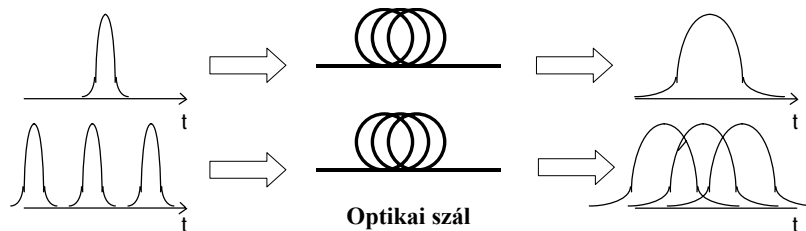


56. ábra

Ez az üvegszál nagy sebességnél is kedvező átvitelrel rendelkezik, viszont komplikáltabb az előállítás és ennek megfelelően drágább, mint a STEP index optikai szál. Éppen ezért a gyakorlatban elterjedtebb a monomódusú STEP index optikai szál, amelyben egyetlen módus terjed, tehát a többmódusú terjedés problémája fel sem lép.

### 7.3. Diszperzió

Diszperziónak azt a jelenséget hívják, hogy egy közegnek valamilyen tulajdonsága frekvenciafüggő. Ha ez befolyásolja az átvitt jelalakot, a diszperzió lineáris torzítást, jelátlapolódást okoz. Az optikai hullámvezetők diszperzióját elsősorban a terjedési sebesség frekvenciafüggése okozza.



57. ábra A diszperzió hatása

Az optikai átvitelben az impulzusok kiszélesedését használjuk a lineáris torzítás jellemzésére. Diszperzióval rendelkező tápvonalon terjedő impulzus szélessége megnő, amely kiszélesedés nagyságrendileg megegyezik az adott frekvenciasávban fellépő terjedési idő különbségével.

$$\Delta T = \frac{dT}{d\omega} \Delta\omega \quad (79)$$

$\Delta\omega$ : az impulzus által elfoglalt frekvenciasáv,  
 $T$ : az impulzus terjedési ideje

$$T = \frac{L}{v_g} \quad (80)$$

$L$ : a szál hossza

$v_g$  : csoportsebesség, tehát az impulzus terjedési sebessége

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} \quad (81)$$

$\beta$ : a hullám fázistényezője

$$\beta = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} = \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{v_f} = \frac{2 \cdot \pi \cdot f \cdot n}{c} \quad (82)$$

$\lambda$ : hullámhossz

$f$ : optikai frekvencia

$\omega$ : optikai körfrekvencia ( $\omega=2 \cdot \pi \cdot f$ )

$v_f$ : fázissebesség

$c$ : fénysebesség vákuumban ( $c=f \cdot \lambda$ )

$n$ : törésmutató

Tehát az impulzus kiszélesedése

$$\Delta T = \frac{dT}{d\omega} \Delta\omega = L \frac{d}{d\omega} \frac{1}{v_g} \Delta\omega = L \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Delta\omega = L\beta_2 \Delta\omega \quad (83)$$

$\beta_2$ :  $\beta$  második deriváltja

Vizsgáljuk meg a csoportsebesség kifejezését részletesebben.

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{d\lambda}{d\beta} \cdot \frac{d\omega}{d\lambda} = \left( \frac{d\beta}{d\lambda} \right)^{-1} \cdot \frac{d\omega}{d\lambda} \quad (84)$$

$$\left( \frac{d\beta}{d\lambda} \right)^{-1} = \left[ \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot n}{\lambda_g} \right) \right]^{-1} = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \left( \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{dn}{d\lambda} - \frac{n}{\lambda^2} \right)^{-1} \quad (85)$$

$$\left( \frac{d\omega}{d\lambda} \right) = 2 \cdot \pi \cdot \frac{df}{d\lambda} = 2 \cdot \pi \cdot c \cdot \frac{d\left( \frac{1}{\lambda_g} \right)}{d\lambda_g} = 2 \cdot \pi \cdot c \cdot \left( -\frac{1}{\lambda_g^2} \right) = -\frac{\omega}{\lambda} \quad (86)$$

$$v_g = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \left( \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{dn}{d\lambda} - \frac{n}{\lambda^2} \right)^{-1} \cdot \left( -\frac{\omega}{\lambda} \right) = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \lambda^2 \cdot \frac{1}{n - \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda}} \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot c}{\lambda^2} = \frac{c}{n - \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda}} \quad (87)$$

Tehát a terjedési idő (azaz a csoportfutási idő) a  $\beta$  együttható deriváltjával arányos

$$T = \tau_g = \frac{L}{v_g} = \frac{L}{c} \cdot \left( n - \lambda_g \cdot \frac{dn}{d\lambda_g} \right) = L \cdot \frac{d\beta}{d\omega} \quad (88)$$

Az impulzus kiszélesedésének Taylor sora:

$$\Delta T = \Delta \tau_g = \Delta \nu \cdot \frac{d\tau_g}{d\lambda} + \Delta \nu^2 \cdot \frac{d^2\tau_g}{d\lambda^2} + \dots \quad (89)$$

$\Delta \nu$ : a hullámhossz szélesség, azaz a forrás vonalszélessége

A Taylor sor első tagjával közelítve:

$$\Delta \tau_g = \Delta \nu \cdot \frac{d\tau_g}{d\lambda} = \Delta \nu \cdot \frac{d \left[ \frac{L}{c} \cdot \left( n - \lambda_g \cdot \frac{dn}{d\lambda_g} \right) \right]}{d\lambda_g} = \Delta \nu \cdot \left[ \frac{L}{c} \cdot \left( \frac{dn}{d\lambda_g} - \left( \lambda_g \cdot \frac{dn^2}{d\lambda_g^2} + \frac{dn}{\lambda_g} \right) \right) \right] \quad (90)$$

$$\frac{d\tau_g}{d\lambda_g} = \frac{L}{c} \cdot \left( -\frac{dn^2}{d\lambda_g^2} \right)$$

$$\Delta \tau_g = \Delta \nu \cdot \frac{L}{c} \cdot \left| \lambda_g \cdot \frac{dn^2}{d\lambda_g^2} \right| = \Delta \nu \cdot L \cdot D \quad (91)$$

D: diszperzió-paraméter, a szálra jellemző mennyiség

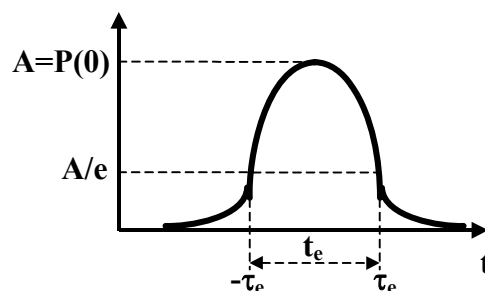
$$D = \frac{1}{L} \cdot \frac{d\tau_g}{d\lambda_g} = \frac{\lambda_g}{c} \cdot \frac{d^2 n}{d\lambda_g^2} = \frac{d}{d\lambda_g} \frac{1}{v_g} = -\frac{2 \cdot \pi}{\lambda^2} \cdot \beta_2 \quad (92)$$

$$[D] = \left[ \frac{ps}{nm \cdot km} \right] \quad (93)$$

Tehát a diszperziós paraméter segítségével kifejezhető az impulzus kiszélesedése

$$\Delta T[ps] = \Delta \nu[nm] \cdot L[km] \cdot D \left[ \frac{ps}{nm \cdot km} \right] \quad (94)$$

Ezeknek az adatoknak a birtokában megállapítható, hogy adott rendszerben mekkora a diszperzióval limitált, maximálisan átvihető sávszélesség.



58. ábra impulzus paraméterei

Gauss impulzus esetén:

$$P_0(t) = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \sigma}} \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{2 \cdot \sigma^2}\right) \quad (95)$$

Furier transzformáltja:

$$P(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi} \cdot \sigma} \cdot \exp\left(-\frac{\omega^2 \cdot \sigma^2}{2}\right) \quad (96)$$

Ahol

$$\frac{P(\tau_e)}{P(0)} = \frac{1}{e} \quad (97)$$

$$\tau_e = \sqrt{2} \cdot \sigma \quad t_e = 2 \cdot \tau_e = 2 \cdot \sqrt{2} \cdot \sigma$$

A sávszélesség hatása:

$$P(\omega_0) = P(0) \cdot \frac{1}{2} \quad \Rightarrow \quad \frac{\omega_0^2 \cdot \sigma^2}{2} = 0.693 \quad (98)$$

$\omega_0$ : 3dB-es sávszélesség

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2}{\sigma^2} \cdot 0.693} = 0.8326 \cdot \frac{\sqrt{2}}{\sigma} = 2 \cdot \pi \cdot B_{opt} \quad (99)$$

$B_{opt}$ : 3dB-es optikai sávszélesség

$$B_{opt} = 0.8326 \cdot \frac{\sqrt{2}}{2 \cdot \pi \cdot \sigma} = \frac{0.187}{\sigma} [Hz] \quad (100)$$

$\sigma$ : szórás

$$\sigma = \frac{t_e}{2 \cdot \sqrt{2}} \quad (101)$$

NRZ modulációt feltételezve 1GHz sávszélesség esetén maximálisan 2Gbit/s átviteli sebesség valósítható meg.

$$B_{Tmax} = \frac{0.187}{\sigma} = \frac{0.187}{t_e} \cdot 2 \cdot \sqrt{2} = \frac{0.52}{t_e} \quad (102)$$

Közelítőleg:

$$B_{Tmax} \cong \frac{0.2}{\sigma} \quad (103)$$

Ne feledjük, hogy az elektromos tartományban mérve a csillapítás 2-szer akkora (dB-ben), mint az optikai. Tehát a 3dB-es optikai sávszélesség 6dB-es elektromos sávszélességnek felel meg. Ugyanakkor a 3dB-es elektromos sávszélességnél az optikai teljesítmény nem felére, hanem  $2^{0,5}$ -ed részére esik vissza.

Az optikai szál diszperziójának okai:

- Módusdiszperzió (különböző módusok különböző sebességgel terjednek)
- kromatikus diszperzió (különböző spektrális komponensek különböző sebességgel terjednek)
- Anyagi diszperzió,  $D_M$  (az átviteli közeg anyagának tulajdonságai miatt)
- hullámvezető diszperzió,  $D_W$  (a hullámvezető tulajdonságai miatt)



- Polarizáció diszperzió (különböző polarizációjú komponensek eltérő sebességgel terjednek). Hatása általában elhanyagolható.

A diszperziós paraméter (tehát  $\beta_2$ ) egymódusú szálaknál két részből áll

- $D_W$  : a hullámforma  $\beta$ -jának frekvenciafüggéséből
- $D_M$  : a szál anyagának frekvenciafüggéséből

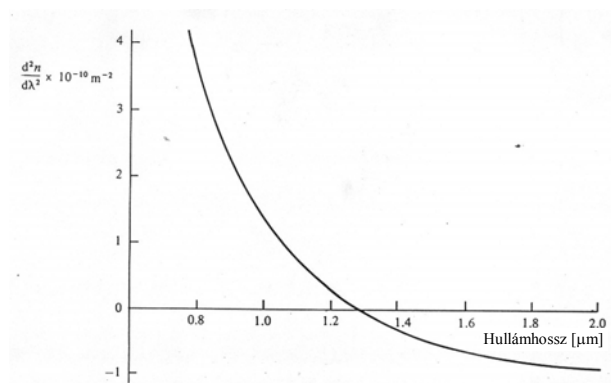
A diszperzió függ a törésmutató profiltól is, tehát attól, hogy a mag törésmutatója sugárirányban hogyan változik. A térerősség (energia sűrűség) eloszlása azért befolyásolja a terjedési sebességet, mert az átlagos törésmutató kiszámításánál  $n_1$ -et és  $n_2$ -t súlyozottan kell figyelembe venni attól függően, hogy a térerősségből mennyi jut a magba (alakból eredő diszperziós hatás). A frekvencia növelésével (hullámhossz csökkentésével) energia koncentrálódik a magba. Ugyanakkor, ha a frekvencia csökken, akkor szétkenődik az energia, egy idő után nem lesz alapmódusú a terjedés.

### 7.3.1 Anyagi diszperzió

A közeg törésmutatója függ a hullámhossztól, így a különböző hullámhosszú nyalábok különböző sebességgel terjednek. Az anyag-diszperzióból származó diszperzió-paraméter az optikai távközlés szempontjából jelentős 800-1500 nm hullámhossz tartományban a szálak anyagát adó üvegre

$$D_M \approx 122 \cdot \left(1 - \frac{\lambda_{ZD}}{\lambda}\right) \quad (104)$$

formulával számítható, ahol a  $\lambda_{ZD}$  nulla-diszperziójú hullámhossz 1,276  $\mu\text{m}$ , ami bizonyos határok között az anyag összetételével is meg a hullámvezető méretével is változtatható. Ennél kisebb hullámhosszon  $D_M$  negatív, fölötté pozitív. Az ábra a törésmutató második deriváltját ábrázolja a hullámhossz függvényében. Látható hogy a függvény az 1,3 $\mu\text{m}$ -es ablakban veszi fel a nulla értéket.

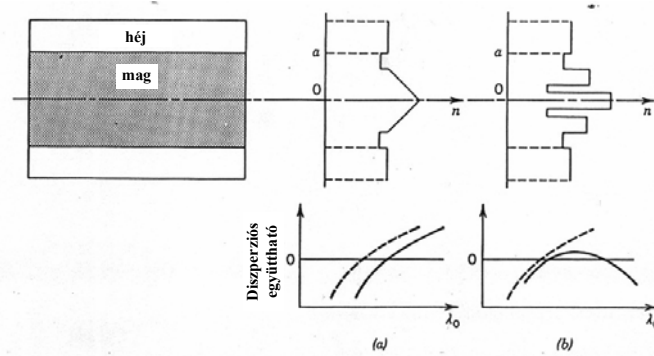


59. ábra

A régebbi optikai hálózatokban az 1,3 $\mu\text{m}$ -es hullámhosszt használták, mert a diszperzió zérus értékű ( $D=0$ ) és az optikai csillapításnak helyi minimuma van. 850nm hullámhosszon a diszperzió és az optikai szál csillapítása nagy, viszont az ilyen hullámhosszú lézerek lényegesen olcsóbbak.  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ -nél ellenkező előjelű, de kisebb értékű a diszperzió, ennek a hullámhossznak az az előnye, hogy az optikai szál csillapítása itt minimális.

Az impulzus torzulásának mértéke arányos a diszperzióval, a sávzélességgel és az áthidalt távolsággal. A diszperzió csökkentése akkor válik kritikussá, ha nagy sebességgel visszük át a jelet (azaz nagy a sávzélesség) és nagy az áthidalt távolság.

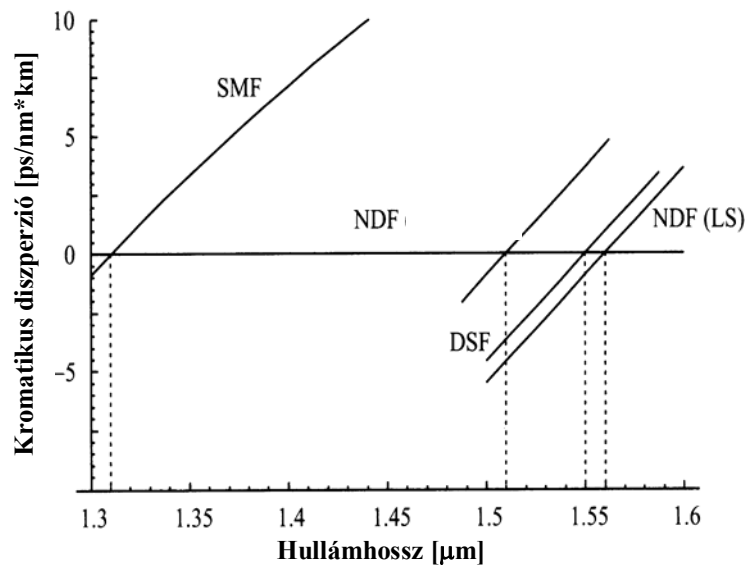
### 7.3.1.1 Diszperzió kompenzált hullámvezető (Dispersion-shifted fibers)



60. ábra Diszperzió kompenzált hullámvezető szerkezetek

Az anyagi diszperziót nem lehet megváltoztatni, ezért a hullámvezető kialakításával javíthatunk ezen a tulajdonságon.

- Dispersion-shifted fiber, a diszperzió a minimális optikai csillapítású 1,55 μm hullámhossznál lesz nulla értékű.
- Dispersion flattened fiber, két  $D=0$  hely is van 1,55-nél és 1,3 μm-nél. Nehéz megvalósítani ezért nagyon drága.



61. ábra Diszperzió-paraméterek a hullámhossz függvényében

SMF: Standard single-mode fibre (ITU G.652) ( $D_{\text{crom}1500\text{nm}} < 20$  ps/nm-km)

DSF: Dispersion Shifted Fibre (ITU G.653)

NZDF / NDF: Non-Zero Dispersion Shifted Fibre (ITU G.655) ( $D_{\text{crom}1500\text{nm}} = -2$  ps/nm-km)

### 7.3.2 Hullámvezető-diszperzió (waveguide dispersion)

A hullámvezetés mechanizmusából adódik, független a törésmutató hullámhossz-függésétől. Hatása csak akkor jelentős, ha monomódusú szálát használunk (nincs módusdiszperzió) 1310nm-es hullámhosszú fényel (nincs anyagi diszperzió). A hullámvezető-diszperzió szempontjából mérvado  $\beta(\omega)$  összefüggés a diszperzió-egyenlet megoldásából adódik. A szokásos méretű szálakra negatív az egész használt frekvenciatartományban. A diszperziós paraméter csak egyetlen frekvencián lehet nulla,  $\lambda_{\text{ZD}}$  környékén a diszperzió meredekségének van jelentősége, ami

$$S = \left(\frac{2\pi c}{\lambda^2}\right)^2 \beta_3 + \left(\frac{4\pi c}{\lambda^3}\right) \beta_2 \quad \left[ \frac{ps}{km \cdot nm^2} \right] \quad (105)$$

$\beta_3$  :  $\beta$ -nak  $\omega$  szerinti harmadik deriváltja.

A tápvonal diszperziója kiszélesíti az impulzusokat, ezzel határt szab a legnagyobb átvihető bit-sebességnek. Figyelembe kell venni az optikai adó frekvenciapontatlanságából származó sávszélességet is. A legnagyobb bitsebesség elég jól megbecsülhető a következő, tapasztalati képlettel:

$$L|D|\Delta\lambda / T_{\min} < 1 \quad (106)$$

illetve, ha  $D=0$

$$L|S|(\Delta\lambda)^2 / T_{\min} < 1 \quad (107)$$

L: a tápvonal hossza

$\Delta\lambda$  az optikai forrás vonal-szélessége

$1/T_{\min}$  a legnagyobb bitsebesség

Mint látható, adott sebességű jel átvitelénél a regenerátorok távolságát a hullámvezető D és S paramétere, továbbá a generátor  $\Delta\lambda$  paramétere szabja meg. Ezek a formulák közelítő jellegűek. Általánosabb érvényű összefüggést a jelalak ismerete nélkül nem is lehet adni.

### 7.3.3 Módusdiszperzió

Többmódusú szálakban jelentős a szerepe, ez a meghatározó nagyságrendű jelenség. Abból származik, hogy a különböző hullámformák csoportsebessége különbözik, azaz a különböző módusok különböző úton és különböző idő alatt érnek a szál egyik végéből a másikba. Nem függ a forrás vonalszélességétől, mert nem kromatikus diszperzió. Tipikus értéke körülbelül három nagyságrenddel nagyobb, tehát hatására általában jobban kiszélesedik az impulzus, mint a kromatikus diszperzió hatására.

$$[D_{MM}] = \frac{ns}{km} \quad (108)$$

Az impulzus kiszélesedés

$$\Delta\tau = D_{MM} \cdot L \quad (109)$$

Vannak azonban olyan szálak, ahol kisebb az eltérés a kétféle diszperzió között (gradiens szál, a módusok közti sebességeltérés kiegyenlítésére), ekkor mindkettő hatását figyelembe kell venni az impulzuskiszélesedés számításánál

$$w = \sqrt{(\Delta\tau_{gc})^2 + (\Delta\tau_{gM})^2} \quad (110)$$

## 7.4. Nemlineáris torzítások

Elektromágneses jelenségek tárgyalásánál legtöbbször feltételezzük, hogy az anyagok, melyekben e jelenségek lejátszódnak lineárisak, azaz anyagjellemzőik függetlenek az elektromos-mágneses tértől. Igen nagy térerősségek esetén azonban nemlineáris jelenségek lépnek fel. Tehát az optikai hullámvezető tulajdonságai megváltoznak nagy teljesítmény továbbítása esetén. Az optikai hullámvezető kis keresztmetszetű, tehát az optikai távközlés során kis felületre koncentrálódik a teljesítmény, így nagy lesz a teljesítménysűrűség, vagyis az elektromos és a mágneses térerősség energiasűrűsége.

- Nemlineáris szórás
- Két különböző nemlineáris szórási hatás a Raman -szórás és a Brillouin -szórás, melyekben a szórt fény különböző fizikai hatások folytán jön létre. Raman (optikai fononok), Brillouin (akusztikus fononok). Mindkét nemlineáris szórás jelentős veszteséget okoz a vezetett hullámban, ha - bizonyos küszöbérték felett - stimulálttá, önfenntartóvá válik. (SRS és SBS, stimulált Raman szórás és stimulált Brillouin szórás.) Ekkor a veszteségként jelentkező, kisebb frekvenciájú fény a hullámvezető mentén erősödik, amplitúdója exponenciálisan nő, vagyis a hasznos amplitúdó exponenciálisan csökken. E jelenség határt szab a dielektromos hullámvezetőn átvihető teljesítménynek; e szempontból az SBS kedvezőtlenebb, néhány mW-ra korlátozva a hullámvezető bemenetére adható teljesítményt. Ezeket a jelenségeket kihasználva optikai szálerősítőket hozhatunk létre.
- nemlineáris fázismoduláció  
A törésmutató teljesítmény-függésének következménye.

$$n = n_1 + \overline{n_2} \cdot \frac{P}{A_{eff}}, \quad \overline{n_2} \approx 2.6 \cdot 10^{-20} \frac{m^2}{W} \quad (111)$$

P: az áthaladó teljesítmény

$A_{eff}$  a szál effektív keresztmetszete, mely nagyságrendileg a geometriai keresztmetszettel megegyezik, annál valamivel nagyobb

- SPM - self-phase-modulation (saját fázis moduláció)  
A fázistényező is függ a teljesítménytől. a hullámvezetőn áthaladva a jel fázistolást szenved, járulékos, nemlineáris fázistolás is fellép. Tulajdonképpen az időben változó intenzitás időben változó törésmutató indexet hoz létre, amely időben változó fázisváltozást okoz. Így a pillanatnyi optikai frekvencia eltér a kezdeti értéktől, mivel a fázisingadozás intenzitásfüggő, így a jel különböző részei különböző fázistolást szenvednek. Az időfüggő fázistolás fázismodulációt okoz, eredményeként a jel spektruma kiterjed.

$$\beta = \beta_1 + k_0 \cdot \overline{n_2} \cdot \frac{P}{A_{eff}} \quad (112)$$

- CPM – Cross-phase-modulation (kereszt fázismoduláció)  
Több optikai jel esetén lép fel. Az egyik csatorna fázisát az összes többi is modulálja; ez egyrészt elég kicsire korlátozza a megengedhető teljesítményt - a gyakorlatban mintegy 1 mW-ra - másrészt a szomszédos csatornák között áthallást okozhat.
- négyhullámú keverés (FWM)  
A négyhullámú keverés az alkalmazott optikai elem harmadrendű nemlinearitásának következménye. Nagy optikai teljesítményszintek esetén a hullámhosszban egymáshoz

---

közeli jelek keveredését okozza. Következtében új hullámhosszú komponensek jönnek létre. A keletkezett új jelek frekvenciaértékei:

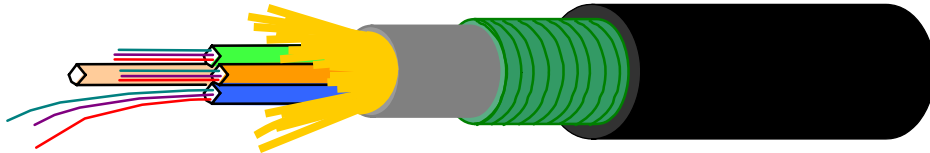
$$\omega_{ijk} = \omega_i + \omega_j - \omega_k \quad (113)$$

ahol  $\omega_{i,j,k}$ : az eredeti egymáshoz közeli jelek körfrekvenciája

A jelenség koherens folyamat, tehát akkor jön létre, ha a jelek alapharmónikusai fázisillesztettek vagy azonos a csoportfutási idejük. Ennek következtében a hatás erősebben figyelhető meg csökkentett diszperziójú szálak esetén.

## 7.5. Optikai kábel felépítése.

Több optikai szálát húznak be egy kábelbe. Ezt az egészet kívülről a köpeny borítja. Belül az üvegszálak között fémszálak vannak. A köpeny és a fémszálak a mechanikai tartást biztosítják.



62. ábra Optikai kábel felépítése

## 7.6. Csatlakozó típusok

Számos optikai csatlakozó ismert, de a monomódusú szálakat alkalmazó nagysebességű vagy nagy távolságú összeköttetések során két csatlakozótípus használata terjedt el.

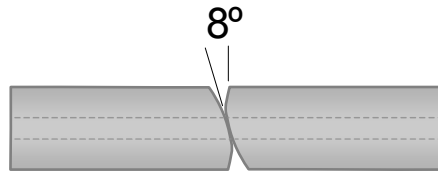
- PC (Physical Contact)



63. ábra PC csatlakoztatás

A két szálvég fizikailag érintkezik egymással. A szálak végei polírozottak, a terjedés irányára merőlegesek. Az elérhető minimális csillapítás 0.25dB, a return loss 40dB.

- APC (Angled Physical Contact)



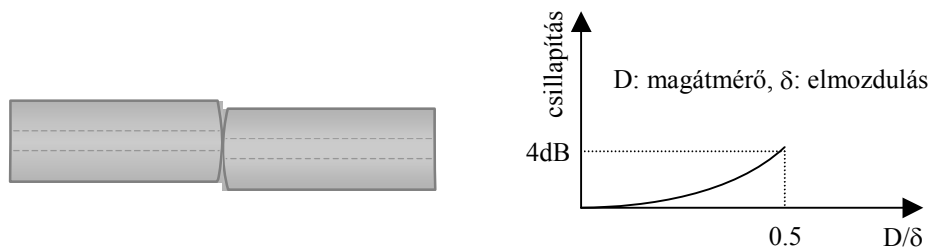
64. ábra APC csatlakoztatás

A PC csatlakozóhoz hasonló felépítésű csatlakoztatás, de a szálvégeket nem merőlegesre polírozzák, hanem ferde határfelületet alakítanak ki. Ezzel a megoldással jelentősen csökkenthető a csatlakoztatás reflexiója (return loss 60dB), tehát olyan rendszerekben van rá szükség, amely érzékeny a reflexió szintjére.

## 7.7. Csatlakoztatási hibák

Az optikai hullámvezető kis méretének következtében a szálak pontos illesztésére van szükség csatlakoztatás esetén. Csatlakoztatás során a következő tipikus hibák léphetnek fel:

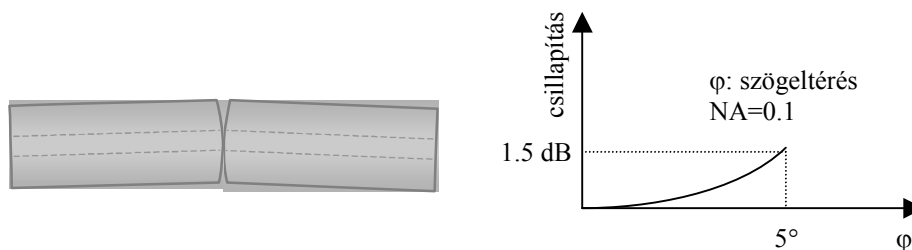
- Tengelyhiba. A két hullámvezető tengelye párhuzamos, de nem esnek egybe, sugár irányban eltolódnak.



65. ábra Sugár irányú eltolódás

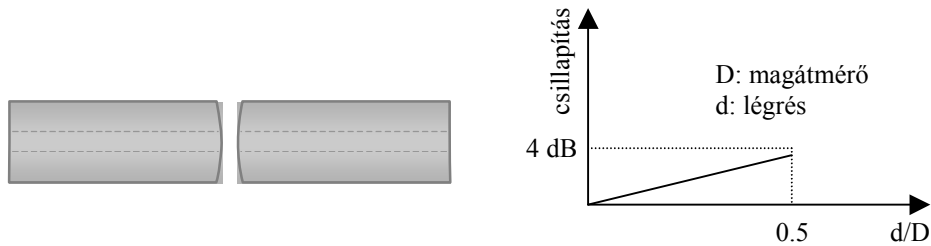
D: magátmérő,  $\delta$ : elmozdulás

- Szögeltérés. A két hullámvezető tengelye szöget zár be egymással.



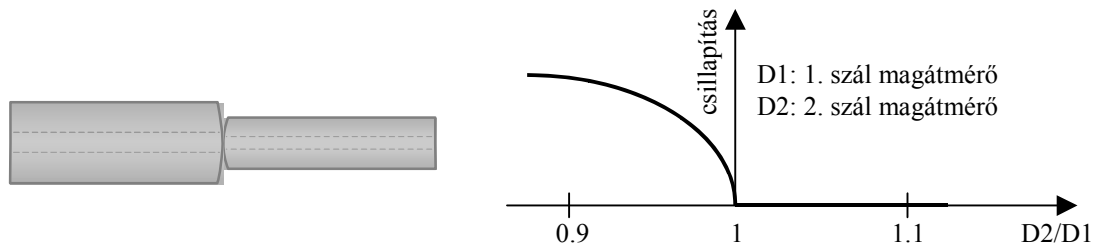
66. ábra Szögeltérés

- Légrés. A két hullámvezető párhuzamos és sugár irányú eltolódás sincs, de légrés van köztük.



67. ábra Légrés hatása

- **Eltérő szálak.** A két szál felépítése különbözik, tipikusan más a magátmérő. A nagyobb átmérőjű szálból kisebb átmérőjű szálba csatolás jelentős optikai teljesítményvesztéssel jár



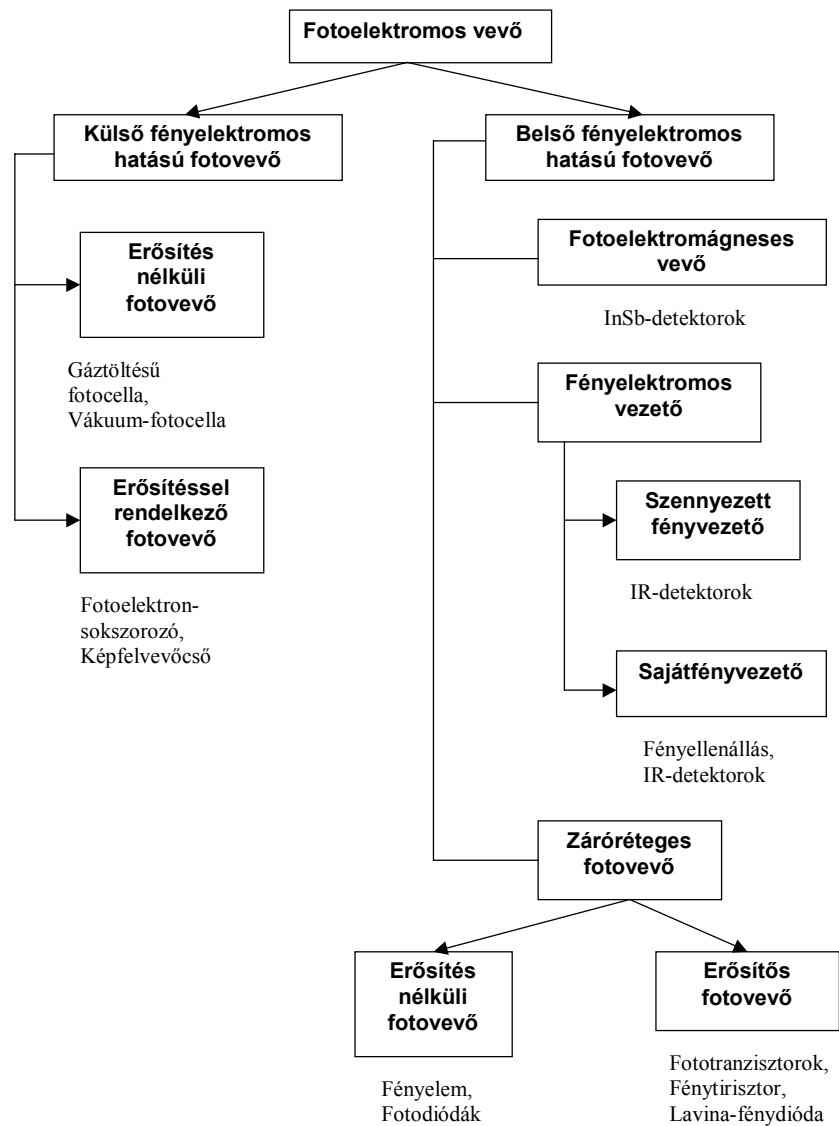
68. ábra eltérő típusú szálak csatlakoztatása

## 7.8. OTDR mérés

OTDR (Optical Time Domain Reflectometry) segítségével felderíthetők a csatlakoztatási hibák a hálózatban. A mérési eljárás lényege, hogy beadunk a hosszú optikai kábel elején egy keskeny optikai impulzust, és az idő függvényében ábrázoljuk a visszavert fényimpulzusok nagyságát. Ez a mérési eredmény a későbbiek során referencia értéként használható. Ha hibát észlelünk, újból elvégezve a mérést egyértelműen látható, hol következett be változás (romlás) a hálózatban. Az időtengelyt természetesen könnyedén átszámíthatjuk távolsággá, ha ismerjük az optikai kábel törésmutatóját, tehát meghatározhatjuk a hiba helyét. A mérés felbontóképessége függ az impulzus szélességétől. Optikai mérés esetén elegendően nagy a rendelkezésünkre álló sáv szélesség, tehát keskeny impulzust használhatunk, így az elérhető felbontóképesség m-es nagyságrendbe esik.

## 8. Optikai vevő

Az optikai vevő feladata a vett fény-jel visszaalakítása a további feldolgozásra alkalmas szintű elektromos jellé. A fényenergiának elektromos energiává, a fényjelnek elektromos jellé történő alakítására több fizikai jelenség is ismeretes. A fotovevőket a felhasznált fényelektromos hatás alapján a következő csoportokba osztják: termikus-, pneumatikus fotovevők és fotoelektromos vevők. Számunkra a fotoelektromos vevők csoportja a legfontosabb, amelynek további csoportosítása látható a következő ábrán.



69. ábra Fotoelektromos vevők csoportosítása



---

A működési paraméterek miatt az optikai távközlési rendszereken az optikai jel vételét mindig félvezető alapú belső emissziós eszközök végzik. Ez általában Si, Ge vagy egyéb III-V. ötvözeteket jelent.

## 8.1. Fotodetekció

Szinte az egész mai elektronika aktív alkatrészbázisa a p-n átmenetre épül. A záróirányban előfeszített p-n átmenet előnyös tulajdonságú fénydetektáló struktúra, ezért ezt a szerkezetet használjuk fotodetekcióra is. Az áram és a feszültség statikus kapcsolatára a dióda egyenlet érvényes:

$$i = i_0 \left( \exp \frac{qV}{kT} - 1 \right), \quad (114)$$

$i_0$  : a nyugalmi záróáram,  
 $q$  : a töltésegység,  
 $k$  : a Boltzmann-állandó,  
 $T$  : az abszolút hőmérséklet,  
 $V$  : a diódán eső feszültség.

Ha a p-n átmenetre fény esik, abban a hullámhossz tartományban ahol a fényvezető anyag számottevő abszorpcióval rendelkezik, az elnyelt fény töltéshordozó párokat szabadít fel, amelyek megnövelik a vezetőképességet. Tehát a töltéshordozók gerjesztődnek, a p-n átmenetben jelenlévő töltés kettősréteg elektromos tere, azonban szétválasztja a hordozó párokat, a lyukakat a p-, az elektronokat az n-oldal felé sodorja. Ezek a töltéshordozók tehát hozzáadódnak a nyugalmi záróáramot létrehozó, termikusan generált töltéshordozók áramához. A fotoáram figyelembevételével a diódaegyenlet a következő alakot veszi fel (rövidre zárt üzemmódra).

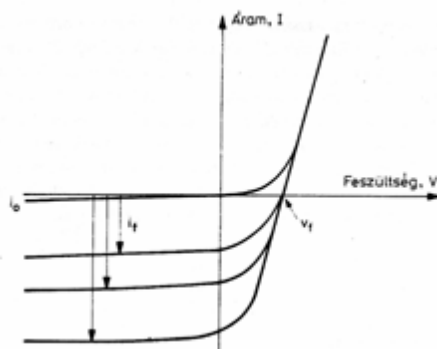
$$i = i_0 \left( \exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) - i_f, \quad (115)$$

$i_f$  : fotoáram

Megszakítva az áramkört, a fotofeszültség

$$V_f = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{i_f}{i_0} + 1 \right). \quad (116)$$

A megfelelő áram – feszültség karakterisztikák menete látható a következő ábrán.



70. ábra Fotodióda áram-feszültség karakterisztikája

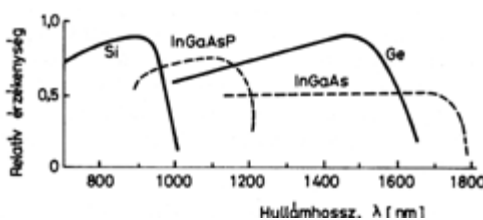
Valóságos fotodiódán megvilágítás nélkül is folyik át áram, ezt sötétáramnak nevezzük. Záróirányban a fotoáram párhuzamosan fut a sötétárammal, és független a feszültségtől. Ilyen üzemmódban tehát a fotoáram a beeső fényintenzitással arányos. A diódaegyenletből láthatóan a záróirányú előfeszítés ( $V < 0$ ) esetén:

$$-i = i_0 - i_f \quad (117)$$

A fotodióda anyagának és konstrukciójának megváltoztatásával elérhető, hogy  $i_f$  egy meghatározott tartományban feszültségtől független, igen kis érték legyen. Ekkor a fotoáram gyakorlatilag lineáris függvénye a generált töltéshordozók számának.

A p-n átmenet kiürített rétege nem lehet túl kicsi, mert nehéz a fény becsatolása az eszközbe és gyenge hatásfokot eredményez. Ugyanakkor a túl nagy kiürített réteg is káros, mert a lassú drift miatt korlátozza az eszköz sebességét.

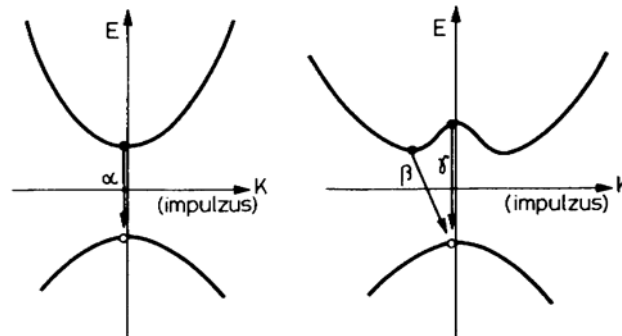
A folyamat frekvenciafüggő. Rövidebb hullámhosszak felé haladva, növekvő abszorpciós tényező esetén a növekvő felületi rekombináció miatt csökken az eszköz fotoválása. Növekvő hullámhosszal viszont az anyag egyre átlátszóbbá válik, ami a fotovezetés hullámhosszfüggvényében a tiltott sáv energiaértékének közel megfelelő maximumot eredményez. Azaz a tiltott sáv szélességet át kell hidalnia az elnyelt foton energiájának, tehát az anyag tiltott sáv szélessége meghatározza a detektálható minimális frekvenciát. A különböző félvezető anyagok eltérő tiltott sáv szélessége miatt különböző lesz az eszköz működési hullámhossztartománya.



71. ábra Különböző anyagok vételi érzékenysége

A félvezető anyagokat sáv szerkezeti típusuk alapján direkt és indirekt anyagoknak, pontosabban direkt és indirekt optikai átmenetekkel jellemezhetőeknek tekintjük. A direkt félvezető anyagokban a vezetési sáv minimuma és a vegyértéksáv maximuma azonos impulzusértéknél van. Az optikai átmenet közvetlenül (direkt) formában létrejöhet, az elektron-foton párra az impulzusmegmaradási követelmény automatikusan teljesül. Azokban a félvezető anyagokban, amelyekben a vezetési sáv minimuma és maximuma nem egyazon impulzusértéknél van, az impulzusmegmaradás érdekében az elektronnak a rekombináció során kölcsönhatásba kell lépnie a rácsrezgésekkel (indirekt átmenet, fonon segítségével jön létre). Az ilyen eszközök igen kis hullámhossztartományban alkalmasak detekcióra és a tiltott sáv szélessége sokkal nagyobb, tehát alacsonyabb hullámhossztartományban működnek, mint

a direkt átmenetű eszközök. Indirekt félvezetőre példa a szilícium, a germánium, míg direkt félvezetőkre a GaAs, InSb



72. ábra Direkt és indirekt átmenet

## 8.2. Fotodetektorok jellemzői

- Kvantumhatásfok

A fotodiódában a beeső fotonok fotóáramot hoznak létre, megfelelő irányú előfeszítés esetén a fotóáram arányos a beeső fény intenzitásával. Az alkalmazás szempontjából fontos a fotóáram nagysága, azaz a fényenergia elektromos energiává történő átalakításának hatásfoka. Azt a számot, amely megmondja, hogy átlagosan 1 beeső fotonra hány töltéshordozó pár keletkezik, a fotodióda kvantumhatásfokának nevezzük. A beeső fotonok száma:

$$n_p = \frac{E}{h \cdot \nu} \quad (118)$$

a fotoáramot létrehozó töltéshordozók száma:

$$n_c = \frac{I_p}{q} \quad (119)$$

Tehát a kvantumhatásfok:

$$\eta = \frac{n_c}{n_p} = \frac{\frac{I_p}{q}}{\frac{E}{h\nu}} = \frac{hc}{q\lambda} \frac{I_p}{E} \quad (120)$$

Ideális esetben a kvantumhatásfok egy lenne, a valóságban azonban elsősorban a nem tökéletes fényelnyelés ( $\alpha_0$ : elnyelési együttható [1/cm]) miatt kisebb értékű.

- Érzékenység

A kvantumhatásfok helyett a gyakorlatban általában a könnyen mérhető érzékenységet használjuk, amely a vevőre érkező optikai teljesítmény ( $P_0$ ) - fotoáram ( $I_p$ ) karakterisztikájából könnyen megállapítható.

$$I_p = q \cdot n_c = \eta \cdot q \cdot n_p = \eta \cdot \frac{q \cdot P_0}{h \cdot \nu} \quad (121)$$

$$R = \frac{I_p}{P_0} \left[ \frac{A}{W} \right] = \frac{\eta \cdot q}{h \cdot \nu} = \frac{\eta \cdot q \cdot \lambda}{h \cdot c} = \eta \cdot \frac{\lambda [\mu m]}{1.24} \left[ \frac{1}{V} \right] \quad (122)$$

- Érzékenység hullámhossz függése  
Az eszköz csak egy az anyagtól függő hullámhossztartományban alkalmas fotodetekcióra. Úgy kell az alapanyagot kiválasztani, hogy az optikai ablakok valamelyikében legyen maximális az érzékenység
- Lineáris válasz  
Analog átvitel esetén fontos, hogy az eszköz lineáris működést mutasson, hogy elkerüljük a nagy torzítási problémákat.
- Sávszélesség  
Az eszköz milyen sebességű modulációs változást tud követni a detektálandó optikai jel intenzitásában.
- Zaj
- Környezeti érzékenység
- Méret
- Előfeszítés
- Megbízhatóság
- élettartam
- ár

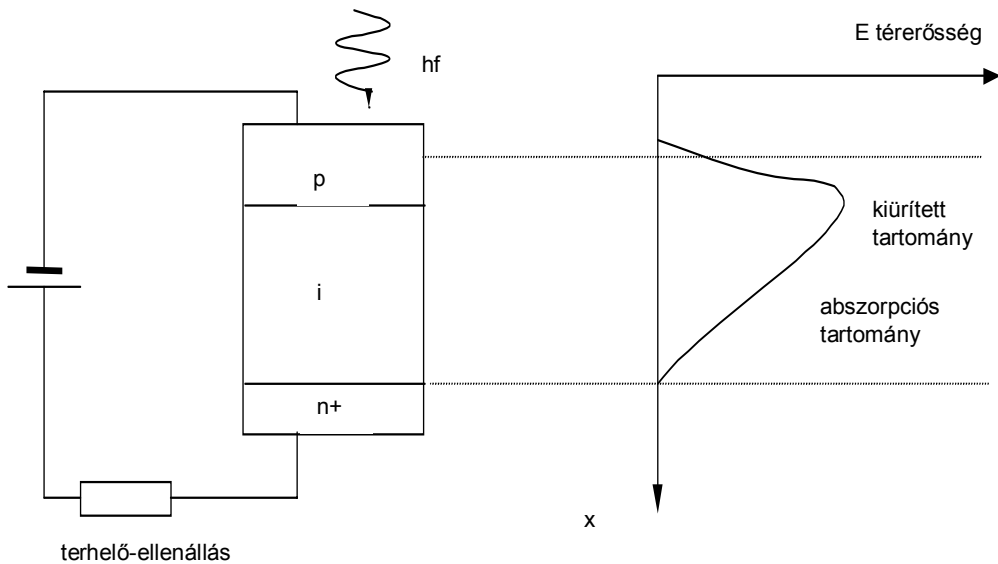
## 8.3. Fotodetektor típusok

### 8.3.1 PIN dióda

A p-n átmenet kiürített rétegének növelése érdekében egy szennyezetlen (intrinsic) rétegre van szükség az eszközben. Adott zárófeszültségnél a kiürített réteg a fajlagos ellenállás növelésével nő, tehát a gyengén adalékolt intrinsic tartomány a működtetés során teljes egészében kiürített lesz. A dióda vázlatos felépítésén látható, hogy az intrinsic tartományhoz képest az n és p típusú rétegek sokkal keskenyebbek, ebből következően a töltéshordozó párok keltése főleg a kiürített réteg tartományában történik. Ebben a rétegben a töltéshordozók rekombinációjának valószínűsége csekély, azaz a keletkező töltéshordozók közel teljes mértékben hozzájárulnak a fotoáramhoz. A működési sebességet a töltéshordozóknak a kiürített rétegen való átjutási ideje, a futási idő határozza meg. A PIN-diódák kiürített rétegében a kialakuló térerősség elegendően nagy ahhoz, hogy a töltéshordozók elérjék termikus határsebességüket és így minimális futási idejüket.

A PIN dióda ideális esetben minden beérkező foton hatására egy elektront bocsát ki. A dióda árama:

$$I_p = \eta \cdot P_0 \cdot \frac{q}{h \cdot \nu} \quad (123)$$



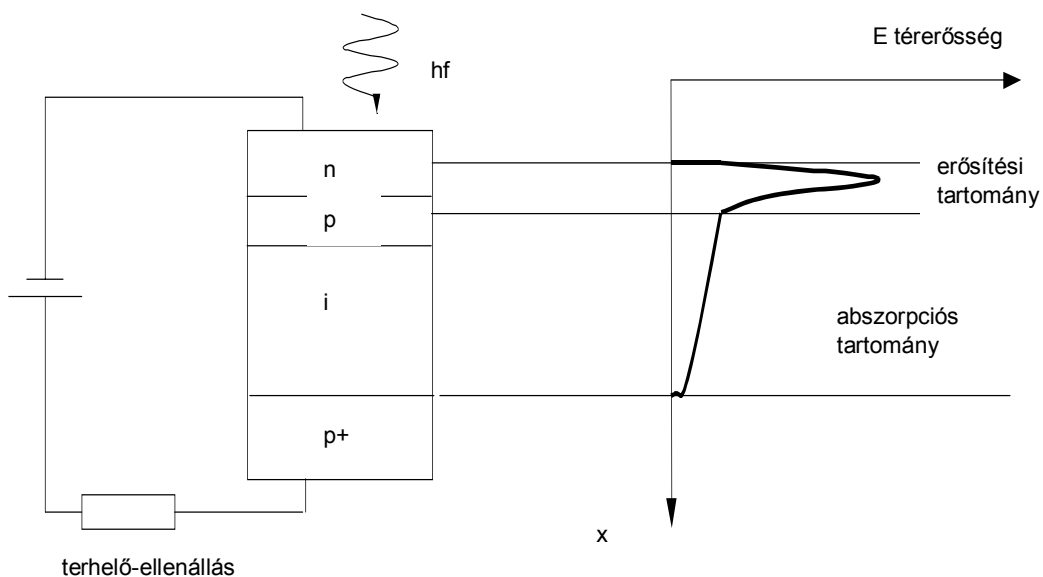
73. ábra PIN dióda

### 8.3.2 Lavina fotodióda

A lavina fotodióda belső erősítéssel rendelkező fotodióda. A zárófeszültség növelése során, annak egy bizonyos értékétől kezdve megindul a töltéshordozók sokszorozódása, és így a fotoáram nemcsak a megvilágítás, hanem az alkalmazott záróirányú feszültség növekedésével is emelkedik. A feszültség emelése kezdetben csak kismértékű változásokat eredményez, majd ahogy a sokszorozódás lavinaszerűen felgyorsul a kezdeti fotoáram több százszorosára, sőt ezerszeresére növekedhet. Tehát a lavina diódában egy foton hatására több elektron lép ki, az úgynevezett lavina-hatás következtében, ami a lavina letöréshez hasonló jelenség.

$$I_p = \eta \cdot P_0 \cdot \frac{q}{h \cdot \nu} \cdot M \quad (124)$$

M: sokszorozási tényező, megadja, hogy egy foton átlagosan hány elektron emisszióját okozza. Az együttható nagyságrendje  $10^4$ . Ma már az eredeti 50-400V-os előfeszítés helyett 15-25V-os előfeszítéssel képesek elérni ezt az értéket.



74. ábra lavina dióda (APD)

A lavina fotodiódát nehéz gyártani, nagy előfeszítést igényel, zajt termel és a működés erősen hőmérsékletfüggő, ezért körültekintő tervezést igényel a használata.

Kimenetén nagyobb a jeláram (M-szeresére nő), de a sokszorozás miatt nő a sörétzajok értéke is ( $F(M)=M^X$  járulékos zajtényezővel). Sörétzaj:

$$\overline{i_s^2} = 2 \cdot q \cdot B \cdot (I_p + I_d) \cdot M^{2+X} \quad (125)$$

X értéke függ a detektor anyagától és szerkezetétől. Si dióda esetén 0.3-0.5, míg Ge és III-IV ötvözet esetén 0.7-1 nagyságrendbe esik.

Tehát a jel-zaj viszony:

$$SNR = \frac{M^2 \cdot I_p^2}{\overline{i_s^2} \cdot M^{2+X} + (\overline{i_t^2} \cdot F)} = \frac{I_p^2}{2 \cdot q \cdot B \cdot (I_p + I_d) \cdot M^X + \frac{4 \cdot k \cdot T \cdot B \cdot F}{R_L} \cdot M^{-2}} \quad (126)$$

kis M esetén a 2. tag dominál, SNR nem érzékeny a jelszintre.

Nagy M esetén M növelésével SNR csökken  $M^X$  szorzat szerint

Mindezek alapján megállapítható M optimális értéke, tehát az az érték, amikor növeli a jelszintet, de nem befolyásolja a jel-zaj viszonyt.

$$M_{opt}^{2+X} = \frac{4 \cdot k \cdot T \cdot F}{X \cdot q \cdot R_L \cdot (I_p + I_d)} \quad (127)$$

A járulékos lavina zajtényező pontos értéke számos tényezőtől függ. A detektor anyagán kívül befolyásolja a detektorban keletkező elektromos télerősség eloszlás és az is, hogy elektronok vagy lyukak okozzák a lavinahatást. A legegyszerűbb a már bemutatott  $F(M)=M^X$  közelítés. Ekkor a létrejövő zajt fehér Gaussi eloszlású zajnak tekintjük. Pontosabb közelítést is lehet alkalmazni a járulékos zajtényező megállapítására. Ha csak elektronokat injektálunk:

$$F(M) = M \cdot \left[ 1 - (1-k) \cdot \left( \frac{M-1}{M} \right)^2 \right] \quad (128)$$

Ha csak lyukakat injektálunk:

$$F(M) = M \cdot \left[ 1 + \left( \frac{1-k}{k} \right) \cdot \left( \frac{M-1}{M} \right)^2 \right] \quad (129)$$

k: lyukak és elektronok ionizációs együtthatójának aránya. (Si: 0.02...0.1, Ge és III-IV ötvözet: 0.3...1)

Jól látható, hogy Si esetén k értéke kicsi, tehát a járulékos zajtényező értéke is kicsi. Viszont Ge lavina fotodióda esetén k értéke egységhez közeli, tehát a járulékos zajtényező is jelentős.

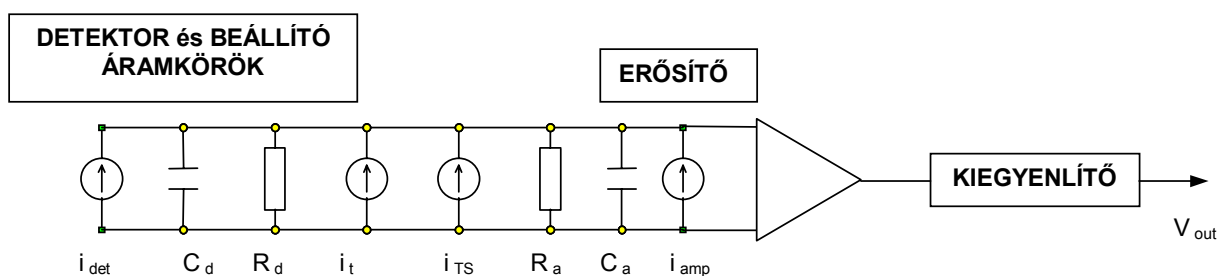
### 8.3.3 Fotodetektorok összehasonlítása

Válaszidő [ns]	Hullámhossz [nm]	Maximális érzékenység hullámhossza [nm]	Érzékenység [A/W]	Sötétáram [nA]
-------------------	---------------------	---	----------------------	-------------------

Si-PIN	<0.5	300-1100	800	0.5	1
Ge-PIN	<0.1	500-1850	1550	0.7	200
InGaAs-PIN	<0.3	900-1700	1700	0.6	10
Si-APD ( $m \approx 150$ )	<0.5	300-1100	800	75	15
Ge-APD ( $m \approx 50$ )	<1	500-1850	1550	35	700
InGaAs-APD ( $m \approx 50$ )	<0.25	900-1700	1700	12	100

## 8.4. Vevő struktúrák

Az optikai üvegszálrendszerben lévő vevőkészülék teljes helyettesítő áramköre tartalmazza az optikai detektort ( $i_{det}$  áramforrás), a zajforrásokat ( $i_t, i_{TS}$  és  $i_{amp}$  áramforrás), parazita elemeket, a detektort követő elektromos erősítőt és egy kiegyenlítőt. A kiegyenlítő gyakran szűrő jellegű, feladata a torzítások hatásának kompenzálása, azaz a sáv szélesség növelése.



75. ábra Vevőkészülék helyettesítő képe

A tervezés során célunk, hogy minimálisra csökkentsük a zajhozzájárulásokat, ezzel maximálisra növeljük a vevőkészülék érzékenységét, közben megfelelő sáv szélességet és dinamika tartományt biztosítsunk. Három fő konstrukciós elvet használhatunk.

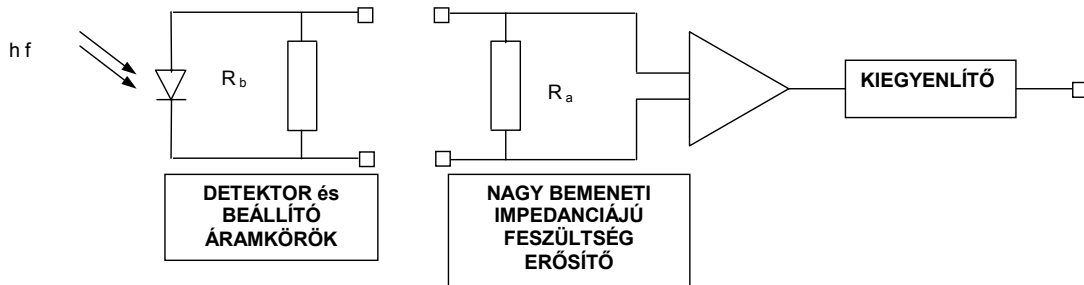
### 8.4.1 Kisimpedanciás előtag

A legegyszerűbb, és talán a legáltalánosabb vevő felépítés. A dióda kapacitásával párhuzamosan jelenik meg az előfeszítő ellenállás és az erősítő ellenállása. A sáv szélességet a detektor kivezetéseken jelentkező passzív impedancia (dióda kapacitása és a két ellenállás eredője) határozza meg.

Optimális sáv szélesség eléréséhez minimálisra kell csökkenteni az ellenállás értékét, tehát az erősítő vevőkészülék bemenetére kis impedanciájú elemeket kell tenni. Így a termikus zaj dominál a vevőkészülékben, ami komoly mértékben korlátozhatja érzékenységét. Az elrendezés kompromisszumos megoldást jelent a sáv szélesség és az érzékenység (zaj) között. Ezért előnytelen nagytávolságú, szélessávú optikai üvegszálrendszeres távközlő rendszerek számára.

### 8.4.2 Nagyimpedanciás

Nagy bemeneti impedanciájú erősítő és nagy detektor katóddenállást tartalmaz, a termikus zaj hatásának csökkentése céljából. Ez a struktúra azonban nem biztosít szélessávú működést. A detektorkimeneten megjelenő jelet az erősítóbemenet nagy időállandóval integrálja, amit a jelfeldolgozás során differenciálással kell helyreállítani (kiegyenlítő áramkör feladata).

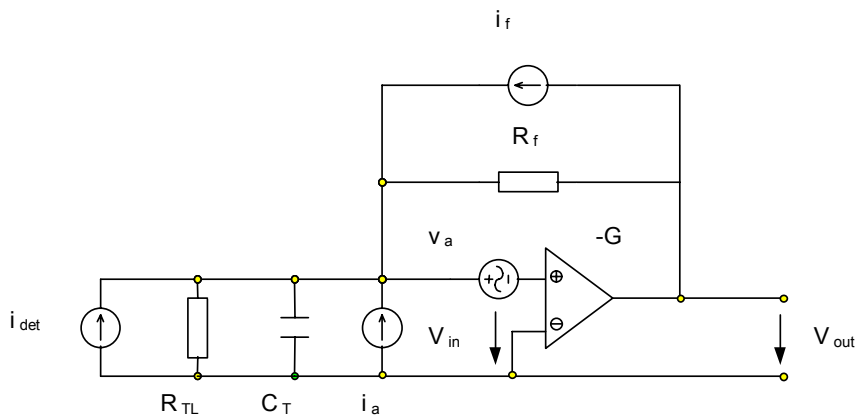


76. ábra Nagyimpedanciás erősítő struktúra

A nagy impedanciájú (integráló) előrész struktúra jelentős javulást biztosít az érzékenység tekintetében a kis impedanciájú előrész konstrukcióhoz képest, de komoly kiegyenlítési igényeket támaszt és gondokat okoz a korlátozott dinamika tartomány. A kisebb dinamika tartomány oka a kiegyenlítő áramkör működése és az erősítő telítődése. Ugyanis amikor az erősítő a kiegyenlítő bekövetkezése előtt telítődik, akkor a jel erősen torzul. Tehát a dinamika tartomány csökkenése az alkalmazott integrálás és későbbi kiegyenlítés mértékétől függ.

### 8.4.3 Transzimpedancia erősítős

Ez a struktúra kijavítja a nagyimpedanciás vevő hátrányait úgy, hogy kis zajú, nagy bemeneti impedanciájú, negatív visszacsatolású erősítőt használ. A nagy bemeneti impedancia csökkenthető a negatív visszacsatolással.



77. ábra A transzimpedanciás erősítő struktúra helyettesítő képe

A nyílt hurkú áram - feszültség átviteli függvénye:

$$H_{OL}(\omega) = -G \frac{V_{in}}{i_{det}} = -G \frac{R_{TL} \frac{1}{j\omega C_T}}{R_{TL} + \frac{1}{j\omega C_T}} = \frac{-GR_{TL}}{1 + j\omega R_{TL} C_T} \left[ \frac{V}{A} \right] \quad (130)$$



---

G: az erősítő nyitott hurkú feszültségerősítése,  
 $\omega$ : a bemeneti jel körfrekvenciája

Ebben az esetben a sávszélességet  $R_{TL}$  és  $C_T$  korlátozzák.

$$B \leq \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R_{TL} \cdot C_T} \quad (131)$$

Amikor a visszacsatolást alkalmazzuk, akkor a zárt hurkú áram - feszültség átviteli függvény:

$$H_{CL}(\omega) \cong \frac{-R_f}{1 + \frac{j\omega R_f C_T}{G}} \left[ \frac{V}{A} \right] \quad (132)$$

$R_f$ : visszacsatoló ellenállás

Ebben az esetben a maximális elektromos sávszélesség (kiegyenlítés nélkül) a következőképpen írható le:

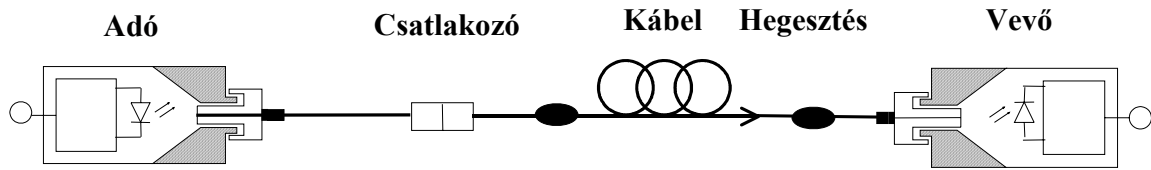
$$B \leq \frac{G}{2 \cdot \pi \cdot R_f \cdot C_T} \quad (133)$$

Mindezek alapján elmondhatjuk, hogy a transzimpedanciás (vagy visszacsatolós) erősítő sokkal nagyobb sávszélességet biztosít, mint a visszacsatolás nélküli erősítők. Ez különösen akkor jelentős, amikor a G erősítés nagy.

Kimutatható, hogy jó az a megközelítés, ha a visszacsatolási ellenállást (vagy impedanciát) vonatkoztathatjuk az erősítő bemenetére, és így határozzuk meg a struktúra zajteljesítményét. Amikor  $R_f \ll R_{TL}$ , akkor a visszacsatoló ellenállás termikus zajával számolhatunk. Ezért ennek a struktúrának a zajteljesítménye javul, amikor a visszacsatoló ellenállás nagy értékű és megközelítheti a nagy impedanciájú előrész zajteljesítményét ( $R_f = R_{TL}$ ). Azonban a visszacsatoló ellenállás értéke nem növelhető a végtelenségig a zárt hurkú konstrukció stabilitási problémái miatt. Ugyanakkor a visszacsatoló ellenállás növekedése csökkenti a transzimpedancia erősítő struktúra sávszélességét. Ez a csökkenés kompenzálható G erősítés értékének növelésével. Az erősítés növelésének is a zárt hurok stabilitása szab határt.

A transzimpedancia erősítőben keletkezett zaj mindig meghaladja a nagyimpedanciás előrészben fellépő zaj szintjét. Ugyanakkor sokkal nagyobb sávszélességet biztosít a nagyimpedanciás előtaghoz képest. A transzimpedanciás konstrukciók jelentős javulást biztosítanak zajteljesítmény tekintetében az egyszerű feszültség erősítőket használó, kis impedanciás előrész struktúrákkal szemben. A másik jelentős előnye a transzimpedanciás struktúrának a nagyimpedanciás előrészhez képest, a nagyobb dinamika tartomány. A dinamika tartományt a jel kisméretű komponenseinek eltérő csillapítása okozza. A csillapítást a transzimpedancia erősítőben a negatív visszacsatolással érjük el, ezért a kisméretű komponenseket inkább a készülék zárt hurkú, mintsem a nyílt hurkú erősítése erősíti. A dinamika tartomány javulása megközelítően egyenlő a nyílt hurkú és zárt hurkú erősítések arányával. A transzimpedanciás struktúra kiküszöböli azoknak a gondoknak egy részét, amelyekkel az egyéb erősítő alkatzatokban találkozunk, ezért gyakran használják szélessávú optikai üvegszál távközlési vevőkészülékekben.

## 9. Optikai rendszer elektromos átvitele



78. ábra Optikai átviteli rendszer

A rendszer teljes elektromos átvitelét vizsgáljuk, hiszen a vevő oldalon végül az elektromos információt használjuk.

$$A = \frac{P_{ki\_el}}{P_{be\_el}}$$

$$P_{ki\_el} = R_T \cdot I_F^2 = R_T \cdot (P_{2\_opt} \cdot R)^2 = R_T \cdot (a \cdot P_{1\_opt} \cdot R)^2 = R_T \cdot (a \cdot \eta_A \cdot I_{LD} \cdot R)^2 =$$

$$= R_T \cdot \left( a \cdot \eta_A \cdot \sqrt{\frac{P_{be\_el}}{R_{LD}}} \cdot R \right)^2 = R_T \cdot (a \cdot \eta_A \cdot R)^2 \cdot \frac{P_{be\_el}}{R_{LD}} \quad (134)$$

$$\frac{P_{ki\_el}}{P_{be\_el}} = \frac{R_T}{R_{LD}} \cdot (a \cdot \eta_A \cdot R)^2$$

A: elektromos átvitel/csillapítás

$P_{ki\_el}$ : fotodióda kimenetén megjelenő elektromos teljesítmény

$P_{be\_el}$ : lézerdióda bemenetére érkező elektromos teljesítmény

$R_T$ : fotodetektor terhelő ellenállása

$I_F$ : fotoáram

$P_{2\_opt}$ : fotodiódára jutó optikai teljesítmény

$R$ : fotodióda érzékenysége

$P_{1\_opt}$ : lézerdióda kimeneti optikai teljesítménye

$\eta_A$ : adó konverziós hatásfok

$I_{LD}$ : lézerdióda moduláló árama

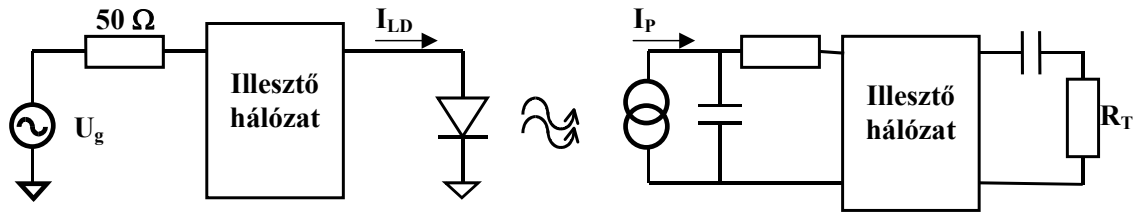
$P_{be\_el}$ : lézerdióda moduláló teljesítménye

$R_{LD}$ : lézerdióda ellenállása

A képletekből jól látszik, hogy az optikai tartományban keletkező csillapítás négyzetesen számít az elektromos tartományban (tehát dB-ben számolva dupla értéket kell figyelembe venni). Ez azért lép fel, mert a lézer optikai teljesítménye az elektromos árammal arányos és nem az elektromos teljesítménnyel.

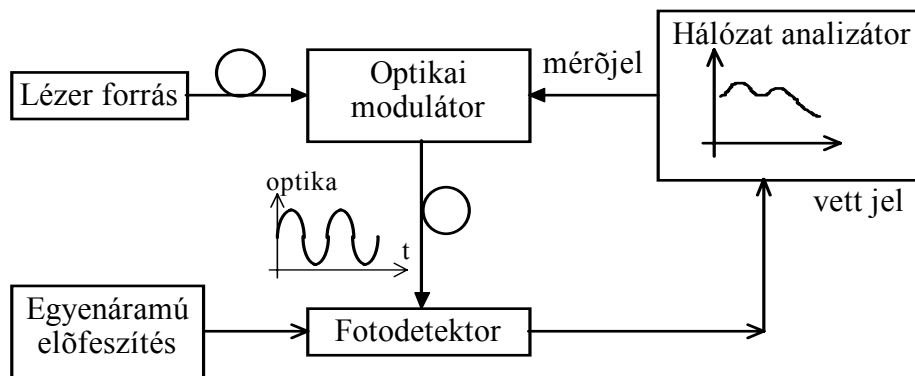
Nagyfrekvenciás átvitel esetén a nagyfrekvenciás generátor és a lézerdióda, illetve a fotodióda és a terhelés közé illesztő hálózatra van szükség. Ugyanis a lézerdióda kapacitív

terhelésként viselkedik, kis valós résszel. Ennek következtében a nagyfrekvenciás generátor tölti és kisüti a kapacitást. Hasonló módon a fotodetektor kapacitív áramgenerátorként viselkedik.



79. ábra Optikai átviteli rendszer helyettesítőképe

Az elektromos átvitel mérését hálózatanalizátor segítségével végezzük, amely alkalmas a nagyfrekvenciás rendszerek S paramétereinek mérésére. A mérés során először az első kapun adja a hálózatanalizátor a jelet ( $a_1$ ) és méri az első kapun a reflexiót ( $b_1$ ), illetve a második kapun a vett jelet ( $b_2$ ). Második lépésben felcseréli a kapukat, azaz a második kapun küldi a jelet és a második kapun méri a reflexiót, illetve az elsőn a vett jelet. A mért értékekből megállapítható az eszköz S paraméteres leírása.



80. ábra Hálózatanalizátoros mérés

$S_{11}$ : reflexió

$S_{21}$ : átvitel, az elektromos teljesítmény átvitelt  $S_{21}$  négyzete adja meg

$$S_{11} = \Gamma$$

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} = \sqrt{\frac{P_2}{P_1}} \quad (135)$$

Nagytávolságú átvitel vagy nagy optikai csillapítás esetén az adó zaja jelentősen csillapodik, csak a vevő NEP-je játszik szerepet a jel-zaj viszonyban.

$$\frac{P_{jel}}{P_{zaj}} = \frac{I_{jel}^2}{I_{zaj}^2} = \frac{P_{be-el} \cdot (R \cdot \eta \cdot a)^2}{(NEP \cdot R)^2 \cdot B} = \frac{P_{01}^2 \cdot (R \cdot a)^2}{(NEP \cdot R)^2 \cdot B} = \frac{P_{01}^2 \cdot a^2}{NEP^2 \cdot B} \quad (136)$$

$$\frac{P_{be-el}}{R_{LD}} = I_{LD}^2, \quad I_{LD} \cdot \eta = P_{01}$$

A zajt nem lehet minden határon túl csökkenteni, mert még ideális esetben is fellép a kvantumzaj.

## 10. Analóg átviteli torzítások

A gyakorlatban előforduló összeköttetésekben mindig található olyan eszköz, melyik nem viselkedik teljesen lineárisan (pl. a lézeradó árammodulációs karakterisztikája nem tökéletesen egyenes, a vevő fotodiódája torzít). A vizsgálatot kétjeles méréssel szokás végezni. Ekkor a vizsgált rendszer bemenetére két azonos teljesítményű, de eltérő frekvenciájú ( $\omega_1, \omega_2$ ) jelet adunk. A kimeneten a rendszer nem tökéletesen lineáris működése miatt megjelennek a bemeneti jelek felharmónikusai és a keveredési (intermodulációs) termékek is.

Általában a legnagyobb problémát a harmadrendű intermodulációs termékek ( $2\omega_1 - \omega_2$ ,  $2\omega_2 - \omega_1$ ) jelentik, mert ezek a rendszer átviteli sávjába esnek és nehéz szűréssel eltávolítani őket. Ha az átviteli rendszer harmadrendű nemlinearitást is tartalmaz, akkor az átvitel leírható

$$F(x) = a_0 + a_1 \cdot x + a_2 \cdot x^2 + a_3 \cdot x^3 \quad (137)$$

Amennyiben két szinuszos jel összegét adjuk a bemenetre, akkor egyszerű trigonometrikus átalakításokkal megkapjuk a kimeneten megjelenő jelek frekvenciáját és nagyságát

$$\begin{aligned} F(x) &= F(A_0 \cdot \cos \omega_1 t + B_0 \cdot \cos \omega_2 t) = \dots + a_3 \cdot [A_0 \cdot \cos \omega_1 t + B_0 \cdot \cos \omega_2 t]^3 = \\ &= \dots + a_3 \cdot (A_0^3 \cdot \cos^3(\omega_1 t) + 3 \cdot A_0^2 \cdot \cos^2(\omega_1 t) \cdot B_0 \cdot \cos(\omega_2 t) + \\ &\quad + 3 \cdot A_0 \cdot \cos(\omega_1 t) \cdot B_0^2 \cdot \cos^2(\omega_2 t) + B_0^3 \cdot \cos^3(\omega_2 t)) \end{aligned} \quad (138)$$

Ennek továbbszámításából megkapjuk a kritikus  $2\omega_1 - \omega_2$ ,  $2\omega_2 - \omega_1$  frekvenciájú komponensek értékét.

A nemlineáris jelenség szemléltetése a különféle intermodulációt megadó és leíró paraméterekkel lehetséges, amelyek meghatározása jól láthatók a következő ábrán, amely a bemeneti teljesítmény függvényében a kimeneti jelek teljesítményét ábrázolja.

- 1 dB-es kompressziós pont  
A telítési hatás miatt az alapharmónikus tényleges értéke eltér az elméleti lineáris kapcsolattól. Az 1 dB-es kompressziós pont azt adja meg mekkora bemeneti teljesítmény esetén lesz az eltérés 1 dB.
- IP3 (Third order intercept point)  
Az alapharmónikus egyszeres, a harmadrendű felharmónikus teljesítménye háromszoros meredekséggel növekszik a bemeneti teljesítmény függvényében. Az IP3 a két egyenes metszéspontjához tartozó bemeneti teljesítmény értékét adja meg.
- Zavarmentes/torzítás mentes dinamika tartomány, SFDR (Spurious Free Dynamic Range)

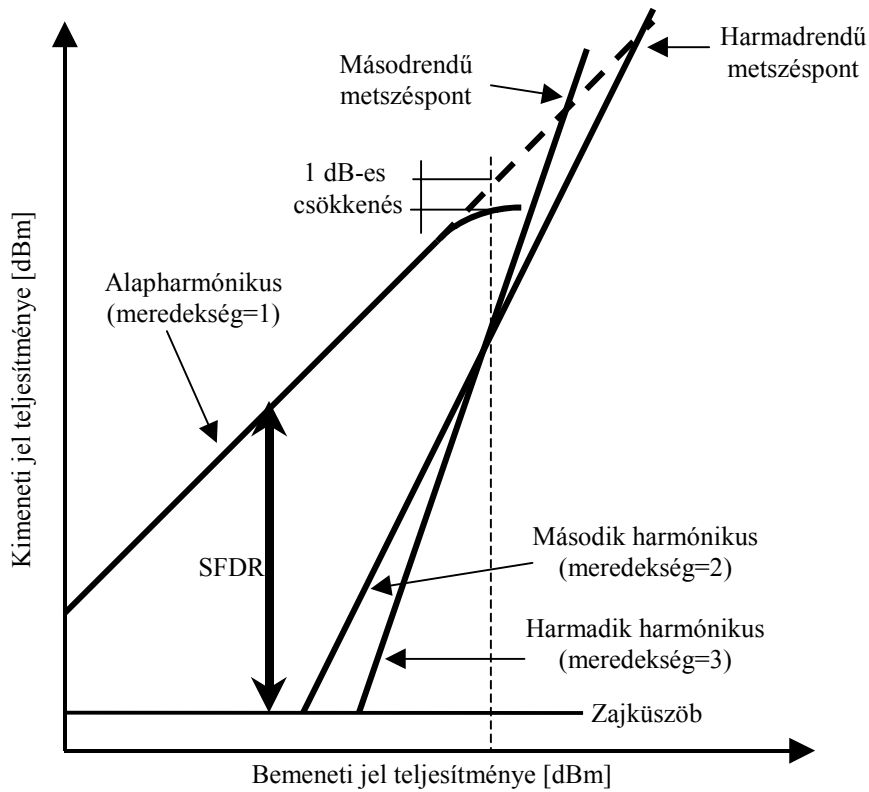
$$SFDR^{[dB]} = P_F^{[dB]} - P_T^{[dB]}, \quad \text{ha} \quad P_N = P_T \quad (139)$$

$P_F$ : alapharmónikus teljesítménye (fundamental)

$P_T$ : harmadrendű termék teljesítménye (third order)

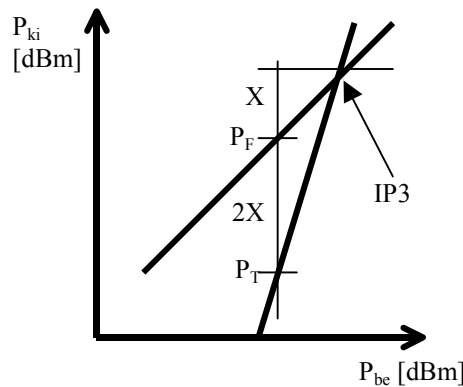
$P_N$ : zaj teljesítménye (noise)

Tehát azt adja meg a jel maximum mennyivel lehet a zavaroknál nagyobb szintű, azonos a jel-zaj viszonytal abban az esetben, amikor a harmadrendű torzítási termék még nem emelkedik a zaj fölé, hanem pont azonos értékű vele.



81. ábra Nemlinearitás hatása

A definíciókból következően:



82. ábra SFDR számítása

$$IP3 - P_T = 3x = 3 \cdot (IP3 - P_F) = 3 \cdot IP3 - 3 \cdot P_F$$

$$2 \cdot IP3 = 3 \cdot P_F - P_T$$

$$P_F - P_T = 2 \cdot IP3 - 2 \cdot P_F$$

(140)

SFDR számításnál  $P_T = P_N$ , tehát

$$SFDR = P_F - P_N = 2 \cdot (IP3 - P_F) \quad (141)$$

Ugyanakkor

$$P_N = IP3 - 3 \cdot (IP3 - P_F) = -2 \cdot IP3 + 3 \cdot P_F \quad \Rightarrow \quad P_F = \frac{P_N + 2 \cdot IP3}{3} \quad (142)$$

Tehát

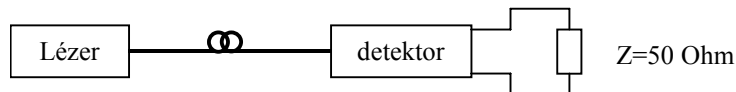
$$SFDR = P_F - P_N = 2 \cdot (IP3 - P_F) = 2 \cdot \left( IP3 - \frac{P_N + 2 \cdot IP3}{3} \right) = 2 \cdot \left( \frac{IP3}{3} - \frac{P_N}{3} \right) \quad (143)$$

$$SFDR^{[dB]} = \frac{2}{3} \cdot (IP3 - P_N)^{[dB]} \quad (144)$$

$$SFDR = \left( \frac{IP3}{P_N} \right)^{\frac{2}{3}}$$

# 11. Feladatok

## 11.1. Analóg átviteli torzítások



adatok:

A lézervediódák kimeneti optikai teljesítménye,  $P_{LD}=0.1\text{ W}$

A szál kilométerenkénti csillapítása,  $a=0.5\text{ dB/km}$

Az átvitel sávszélessége,  $B=320\text{ Mbps}$

NRZ kód

A vevő zaja,  $NEP=8.5 \cdot 10^{-14}\text{ W}$

A vevő érzékenysége,  $R=0.274\text{ A/W}$

A terhelő impedancia,  $Z=50\text{ Ohm}$

SFDR=130dB

a) Mekkora a legrövidebb szálhossz, amikor még nem jelennek meg a harmadrendű felharmónikusok?

b) Mekkora a leghosszabb szálhossz, amikor még a jel a zajszint felett van?

Megoldás:

$$P_{zaj} = Z \cdot I_{zaj}^2 = Z \cdot (NEP \cdot R)^2 \cdot B = 8.678 \cdot 10^{-18}\text{ W}$$

$$P_{jelmax} = SFDR \cdot P_{zaj} = 0.08678\text{ mW}$$

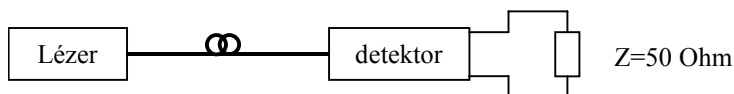
$$P_{optdetmax} = I_{jelmax} / R = (P_{jelmax} / Z)^{0.5} / R = -23.18\text{ dBW}$$

$$L_{min} = (P_{LD} - P_{optdetmax}) / a = \underline{26.36\text{ km}}$$

$$P_{jelmin} = NEP, P_{optdetmin} = -88.18\text{ dBW}$$

$$L_{max} = 156.36\text{ km}$$

## 11.2. Analóg átvitel, jel-zaj és torzítás



adatok:

A lézerci kimeneti optikai teljesítménye,  $P_{LD}=0.1\text{ W}$

A szál kilométerenkénti csillapítása,  $a=0.5\text{ dB/km}$

Az összeköttetés hossza,  $L=50\text{ km}$

Bitsebesség,  $B=160\text{ Mbps}$

NRZ kód

A vevő zaja,  $NEP=4 \cdot 10^{-9}\text{ W/Hz}^{0.5}$

A vevő érzékenysége,  $R=0.32\text{ A/W}$

A terhelő impedancia,  $Z=50\ \Omega$

Harmadrendű metszéspont,  $IP3=0\text{ dBm}$

a) Mekkora a jel-zaj viszony a vevőben?

b) Mekkora az SFDR?

Eredmény:

$$P_{jel}=(P_{LD} \cdot R/a)^2 \cdot Z, P_{zaj}=(NEP \cdot B^{0.5} \cdot R)^2 \cdot Z$$

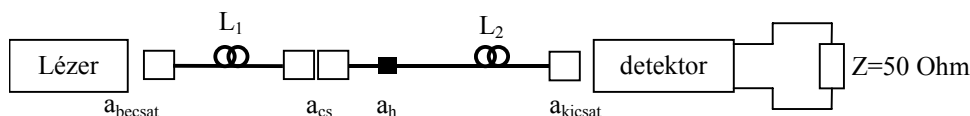
$$SNR=39=15.9\text{ dB}$$

$$SFDR[\text{dB}]=(2/3) \cdot (IP3 - P_{zaj})$$

$$SFDR = 72.55\text{ dB}$$

$$1\text{ Hz-re vonatkoztatva } SFDR=(IP3/(P_{zaj} \cdot B))^{(2/3)}, \quad SFDR=127.23\text{ dB/Hz}^{2/3}$$

## 11.3. Optikai összeköttetés vesztesége



adatok:

A lézerci hatásfoka,  $\eta=0.4625$

A lézerci impedancia,  $Z_{LD}=50\ \Omega$

A szálba becsatolás vesztesége,  $a_{becsat}=2\text{ dB}$

A szál kilométerenkénti csillapítása,  $a_f=0.3\text{ dB/km}$

Az összeköttetés hossza a lézer és a csatlakozó között,  $L_1=10\text{ m}$

Az összeköttetés hossza a csatlakozó és a detektor között,  $L_2=30\text{ km}$

A csatlakozó csillapítása,  $a_{cs}=0.2\text{ dB}$

A szálhegesztés csillapítása,  $a_h=0.05\text{ dB}$

A szálból a detektorra csatlakozás vesztesége,  $a_{kicsat}=1.5\text{ dB}$

A vevő érzékenysége,  $R=0.32\text{ A/W}$

A vevő terhelő impedancia,  $Z_v=50\ \Omega$



---

Mekkora az átviteli veszteség?

Megoldás:

$$\frac{P_{ki}}{P_{be}} = \frac{Z_v}{Z_{LD}} \cdot (R \cdot a \cdot \eta)^2, \quad a[\text{dB}] = a_{\text{becsat}} + L_1 \cdot a_f + a_{\text{cs}} + a_h + L_2 \cdot a_f + a_{\text{kicsat}}$$

## 11.4. Vevő érzékenysége

adatok:

A vevő bemenetére érkező fotonszám,  $N_p = 6 \cdot 10^{11}$

A beérkező fény hullámhossza,  $\lambda = 850 \text{ nm}$

A létrejövő elektronszám,  $N_e = 1.8 \cdot 10^{11}$

Mekkora a vevő érzékenysége?

Megoldás:

Kvantumhatásfok:  $\eta = N_e / N_p = 0.3$

$$\text{Érzékenység: } R = \frac{\eta \cdot q \cdot \lambda}{h \cdot c} = 0.2025 \frac{A}{W}$$

## 11.5. Vevő érzékenysége

adatok:

Kvantumhatásfok,  $\eta = 0.65$

Egy foton energiája,  $E_p = 1.5 \cdot 10^{-19} \text{ J}$

A létrejövő fotoáram,  $I_p = 2.5 \text{ A}$

Mekkora a beérkező fény hullámhossza?

Mekkora a beérkező fény teljesítménye?

Megoldás:

Hullámhossz:  $\lambda = h \cdot c / E_p = 1.32 \mu\text{m}$

$$\text{Teljesítmény: } P = \frac{I_p}{\frac{\eta \cdot q}{h \cdot c}} = 3.6 \text{ W}$$

## 11.6. Lézer zaja

Adatok:

$$RIN_{LD} = -140 \frac{dBc}{Hz}$$

$$B = 1GHz$$

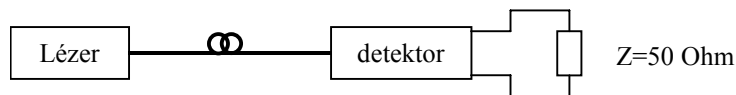
Mekkora az optikai jel-zaj viszony? ( $SNR_{opt} = ?$ )

Megoldás:

$$SNR_{opt} = \sqrt{RIN} \cdot \sqrt{B}$$

$$SNR_{opt}^{[dB]} = \sqrt{RIN} \left[ \frac{dBc}{\sqrt{Hz}} \right] + \sqrt{B} [Hz] = -70 \frac{dBc}{\sqrt{Hz}} + 45dB = -25dB$$

## 11.7. Lézer zaja



adatok:

A lézerdióda kimeneti optikai teljesítménye,  $P_{LD}$

Az összeköttetés csillapítása,  $a$

Színuszos moduláció

Modulációs mélység,  $m$

Mekkora a jel-zaj viszony a vevőben, ha a keletkezett zajban a lézer hatása dominál?

Megoldás:

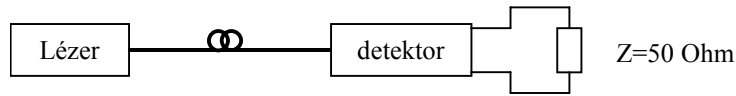
$$\text{Jelteljesítmény: } S = \frac{1}{2} \cdot (\Delta P \cdot R)^2 \cdot Z_T$$

$$\text{Zajtelsítmény: } N = \left( \sqrt{P_0^2 \cdot RIN \cdot R} \right)^2 \cdot Z_T$$

$$\text{Jel-zaj viszony: } SNR = \frac{\frac{1}{2} \cdot m^2}{RIN}$$

Tehát a kimeneti jel-zaj viszony a modulációs mélységtől függ.

## 11.8. Lézer zaja



adatok:

A lézerciódák kimeneti optikai teljesítménye,  $P_{LD}=1 \text{ mW}$

Színuszos moduláció

A lézerciódák zaja,  $RIN=10^{-14} \text{ 1/Hz}$

A vevő zaja,  $NEP=10^{-14} \text{ 1/Hz}^{0.5}$

Mekkora az összeköttetés maximális csillapítása, ha a keletkezett zajban a lézer hatása dominál? ( $P_{noise\_LD} > P_{noise\_PD}$ )

Megoldás:

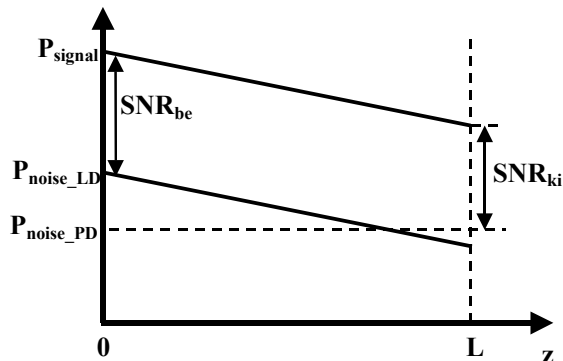
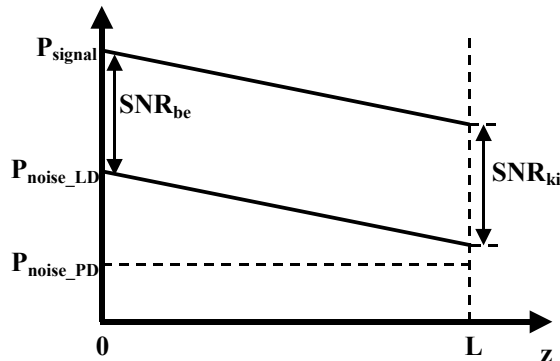
A RIN azt az értéket adja meg mekkora lenne az elektromos tartományban az egységnyi sávszélességre a jel-zaj viszony, ha közvetlenül a kimeneti jelét detektáljuk. Tehát hatásakor figyelembe kell venni az összeköttetés csillapítását.

A fotodiódák kimenetén megjelenő lézerciódák szarmazó zaj:  $P_{noise\_LD} = \frac{\sqrt{P_{LD}^2 \cdot RIN}}{a}$

A fotodiódák kimenetén megjelenő fotodiódából szarmazó zaj:  $P_{noise\_PD} = NEP$

$$P_{noise\_LD} > P_{noise\_PD} \Rightarrow a < \frac{\sqrt{P_{LD}^2 \cdot RIN}}{NEP} = 10^4 \Rightarrow 40dB$$

Ez azt jelenti, hogy akár 100km optikai összeköttetés esetén is befolyásolhatja a zaj értékét a lézerciódák RIN.



83. Ábra Jel- és zajteljesítmény szintek alakulása az összeköttetés hosszának függvényében. A zajszintben és a jel-zaj viszonyban a) lézer hatása b) fotodióda hatása dominál

### 11.9. Pin fotodióda

Adatok:

Kvantumhatásfok,  $\eta=60\%$

Hullámhossz,  $\lambda=300\text{nm}$

Sötétáram,  $I_d=3\text{mA}$

Lezáró ellenállás,  $R_L=4\text{k}\Omega$

Átlag optikai teljesítmény,  $P_0=200\text{mW}$

Sávszélesség,  $B=5\text{MHz}$

Hőmérséklet,  $T=20^\circ\text{C}$

Erősítő zajtényező,  $F=3\text{dB}$

Mekkora a jel-zaj viszony a kimeneten?

Megoldás:

$$\text{Jeláram} \quad I_p = \frac{\eta \cdot P_0 \cdot q \cdot \lambda}{h \cdot c} = 87.1\text{mA}$$

$$\text{Sörétzaj} \quad \overline{i_s^2} = 2 \cdot q \cdot B \cdot (I_p + I_d) = 1.44 \cdot 10^{-19} \text{A}^2$$

$$\text{Termikus zaj} \quad \overline{i_t^2} = \frac{4 \cdot k \cdot B \cdot T}{R_L} = 2.02 \cdot 10^{-17} \text{A}^2$$

$$\text{Jel-zaj viszony} \quad \text{SNR} = \frac{I_p^2}{\overline{i_s^2} + (\overline{i_t^2} \cdot F)} = 187 = 22.72\text{dB}$$

### 11.10. Si APD fotodióda

adatok:

Si APD, tehát  $X=0.3$

dióda kapacitás,  $C_d=5 \text{pF}$

sötétáram,  $I_d=0\text{A}$

Sávszélesség,  $B=50 \text{MHz}$

Jeláram,  $I_p=10^{-7} \text{A}$

Hőmérséklet,  $T=18^\circ\text{C}$

Mennyi a maximálisan elérhető jel-zaj viszony javulás?

Megoldás:

---

A terhelő ellenállás értéke,  $R_L = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot C_d \cdot B} = 635.5\Omega$

Sokszorozás nélkül a jel-zaj viszony,  $SNR = \frac{I_p^2}{2 \cdot q \cdot B \cdot I_p + \frac{4 \cdot k \cdot T \cdot B}{R_L}} = 7.91 = 8.98dB$

Sokszorozás esetén M optimális értéke,

$$M_{opt}^{2+X} = M_{opt}^{2.3} = \frac{4 \cdot k \cdot T}{X \cdot q \cdot R_L \cdot (I_p + I_d)} \Rightarrow M_{opt} = 41.54$$

Sokszorozással a jel-zaj viszony,

$$SNR = \frac{M^2 \cdot I_p^2}{2 \cdot q \cdot B \cdot (I_p + I_d) \cdot M^{2+X} + \frac{4 \cdot k \cdot T \cdot B}{R_L}} = 1.78 \cdot 10^3 = 32.5dB$$

Tehát a maximálisan elérhető javulás  $32.5 - 8.98 = 23.52dB$

### 11.11. Nagyimpedanciás vevő

Az erősítő bemeneti ellenállása,  $R_a = 4M\Omega$

A terhelő ellenállás,  $R_L = 4\Omega$

Kapacitás,  $C_T = 6pF$

Zajhőmérséklet,  $T = 300K$

Mekkora a maximális sávszélesség (B)?

Mekkora az egységnyi sávszélességre eső termikus zaj ( $i_t^2$ )?

Megoldás:

Eredő ellenállás:  $R_{LT} = 2M\Omega$

$B = 1/(2 \cdot \pi \cdot R_{LT} \cdot C_T) = 13.3kHz$

$$\overline{i_t^2} = \frac{4 \cdot k \cdot T}{R_{LT}} = 8.29 \cdot 10^{-27} \frac{A^2}{Hz}$$

### 11.12. Transzimpedanciás vevő

Az erősítő bemeneti ellenállása,  $R_a = 4M\Omega$

A terhelő ellenállás,  $R_L = 4\Omega$

Kapacitás,  $C_T = 6pF$

Zajhőmérséklet,  $T = 300K$

Erősítés,  $G = 400$

Visszacatoló ellenállás,  $R_f = 100k\Omega$

Mekkora a maximális sávszélesség (B)?

Mekkora az egységnyi sávszélességre eső termikus zaj ( $i_f^2$ )?

Megoldás:

$$R_{LT} = 2M\Omega, R_f \ll R_{LT}$$

$$B = 1/(2 \cdot \pi \cdot R_f \cdot C_T) = 1.06 \cdot 10^8 \text{ Hz}$$

$$\overline{i_f^2} = \frac{4 \cdot k \cdot T}{R_f} = 1.66 \cdot 10^{-25} \frac{A^2}{\text{Hz}}$$

Az előző példával összehasonlítva jól látszik, hogy transzimpedanciás vevőt alkalmazva a vevő termikus zaja magasabb, mint nagyimpedanciás vevő esetén, de a rendelkezésre álló sávszélesség sokkal nagyobb.

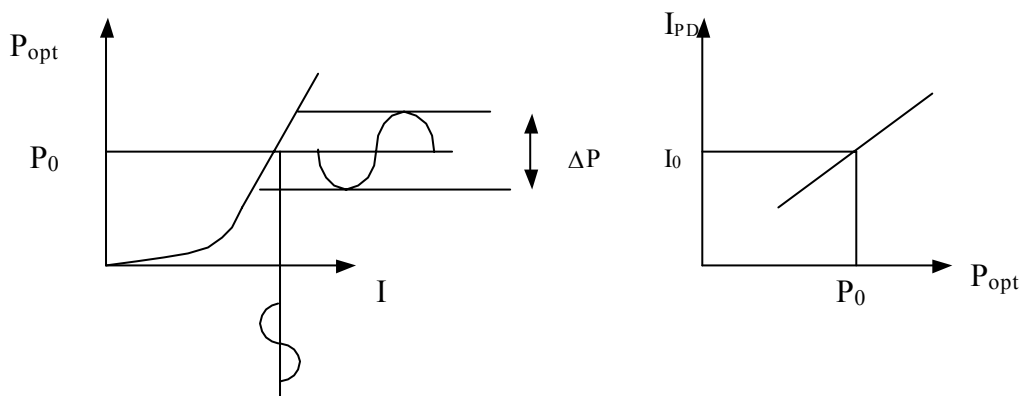
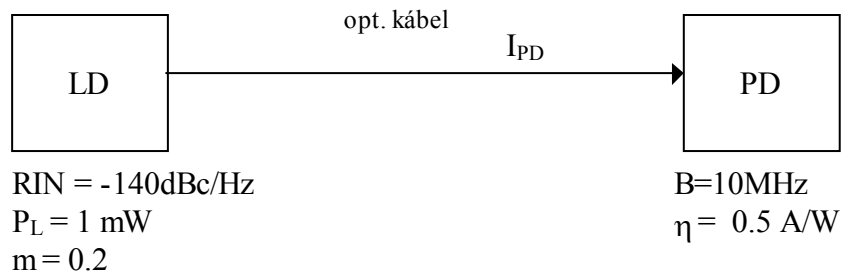
### 11.13. Optikai összeköttetés zajmérlege

Vizsgálja meg az optikai összeköttetés zajmérlegét. Azaz határozza meg az optikai összeköttetés jel/zaj viszonyát a vevő elektromos kimenetén a következő esetben:

Az adó zaját a lézergyődió relatív intenzitás zaja adja meg, mely elektromosan mérve  $RIN = -140 \text{ dBc/Hz}$ . (relaxációs oszcilláció alatt vizsgálva). Az optikai adó átlagos kimenő teljesítménye  $1 \text{ mW}$ , az optikai modulációs mélység  $20\%$ . Az összeköttetés hossza  $15 \text{ km}$ , az optikai kábelcsillapítás  $0.25 \text{ dB/km}$   $1550 \text{ nm}$  hullámhosszon. A vételi sávszélesség  $10 \text{ MHz}$ , a vevő érzékenysége  $0.5 \text{ A/W}$ , a vevő zaját nem vesszük figyelembe.

Megoldás:

Mivel nem kell figyelembe venni a relaxációs oszcilláció hatását, ezért egyenletesnek lehet venni a lézer zaját a frekvencia függvényében.



I áram hatására, a lézerdíoda kimenetén  $P_0 + \Delta P$  teljesítmény jelenik meg. Ez a teljesítmény az optikai kábelben csillapodik, majd a fotodetektorban  $I_0 + \Delta I$  áram jelenik meg. A  $\Delta P$  függ a moduláló jeltől (négyzet, szinuszos)

$$m = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}} = \frac{\Delta P}{P_0} \Rightarrow \Delta P = 0.2mW$$

$$P_{\text{noise}} = RIN \cdot B \cdot P_L + L = -140dB + 70dB - L$$

1550nm-en tipikus csillapítás  $a=0.25$  dB/km.

$$L = a \cdot d = 0.25 \frac{dB}{km} \cdot 15km = 3.75dB = 2.3714$$

$R=200\Omega$  fotodióda terhelőellenállás esetén  $\Delta I$ :

$$\Delta I = \eta \cdot \Delta P = 0.5 \frac{mA}{mW} \cdot \frac{0.2mW}{2.3471} = 0.042169mA$$

$$P_{\text{signal}} = I_{\text{eff}}^2 \cdot R = 0.35565mW$$

$$\underline{SNR} = \frac{S}{N} = -4.489dB + 73.75dB = \underline{69.261dB}$$

## 11.14. Nemlineáris torzítás.

Egy optikai összeköttetés átvitelét leírja a következő összefüggés:

$$I_{ki} = 0.3I_{be} + 0.1I_{be}^2 + 0.2I_{be}^3$$

Feltételezzük, hogy a bemeneten is és a kimeneten is  $50\Omega$  a hullámellenállás.

Számítsa ki a másodrendű és harmadrendű felharmonikus és intermodulációs termékek szintjét, ha két különböző frekvenciájú szinuszos jelet adunk a bemenetre, melyek amplitúdója:  $I_{be1}=1$  mA és  $I_{be2}=1.5$  mA.

Határozza meg a másodrendű és harmadrendű felharmonikus és intermodulációs termékek szintjét abban az esetben, ha négy különböző frekvenciájú szinuszos jelet adunk a bemenetre, melyek amplitúdója:  $I_{be1}=I_{be2}=1$  mA és  $I_{be3}=I_{be4}=1.5$  mA.

Megoldás:

A több vivőfrekvenciás átvitel esetén a rendszer (=optikai összeköttetés) nemlinearitása torzítást okoz. Egy optikai összeköttetés lézeradóból, összekötő szálból, és a vevőoldali fotodiódából áll. Ebben az elrendezésben a nemlineáris elemek a lézervezérlő, maga a lézer és a vevő erősítője.

Az összeköttetés átvitelt a bemenő és a kijövő áram kapcsolatával adjuk meg. Ez a kapcsolat általában nemlineáris. Példánkban is így van ez.

$$I_{ki} = 0.3I_{be} + 0.1I_{be}^2 + 0.2I_{be}^3$$

$$I_{be} = I_{be1} \cos \omega_1 t + I_{be2} \cos \omega_2 t$$

Így a kimeneti áram:

$$I_{ki} = 0,3 \cdot [I_1 \cos \omega_1 t + I_2 \cos \omega_2 t] + 0,1 \cdot [I_1 \cos \omega_1 t + I_2 \cos \omega_2 t]^2 + 0,2 \cdot [I_1 \cos \omega_1 t + I_2 \cos \omega_2 t]^3$$

$I_{be1}=1$  mA,  $I_{be2}=1.5$  mA, tehát:

$$I_{ki} = 0,3 \cdot [\cos \omega_1 t + 1,5 \cos \omega_2 t] + 0,1 \cdot [\cos \omega_1 t + 1,5 \cos \omega_2 t]^2 + 0,2 \cdot [\cos \omega_1 t + 1,5 \cos \omega_2 t]^3$$

amely átalakítva csupán két azonosság felhasználásával:

$$\left[ \cos(\alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta) = 2 \cos \alpha \cdot \cos \beta \quad \text{és} \quad \cos^2 \alpha = \frac{1 + \cos 2\alpha}{2} \right]$$

$$I_{ki} = 0,3 \cos \omega_1 t + 0,45 \cos \omega_2 t + [0,5 + 0,05 \cos 2\omega_1 t + 0,15 \cos(\omega_1 + \omega_2)t + 0,15 \cos(\omega_1 - \omega_2)t + 0,1125 \cos 2\omega_2 t] + [0,15 \cos \omega_1 t + 0,05 \cos 3\omega_1 t + 2,25 \cos \omega_2 t + 1,125 \cos(2\omega_1 + \omega_2)t + 1,125 \cos(2\omega_1 - \omega_2)t + 3,375 \cos \omega_1 t + 1,6875 \cos(2\omega_2 + \omega_1)t + 1,6875 \cos(2\omega_2 - \omega_1)t + 2,53125 \cos \omega_2 t + 0,84375 \cos 3\omega_2 t]$$

Felharmónikus tagok [mA]				intermodulációs tagok [mA]					
$2\omega_1$	$2\omega_2$	$3\omega_1$	$3\omega_2$	$\omega_1 + \omega_2$	$\omega_1 - \omega_2$	$2\omega_1 + \omega_2$	$2\omega_1 - \omega_2$	$2\omega_2 + \omega_1$	$2\omega_2 - \omega_1$
0,05	0,1125	0,05	0,84375	0,15	0,15	1,125	1,125	1,6875	1,6875

Négy különböző frekvenciával hasonló a módszer, csak sokkal bonyolultabb, ezért nem fárasztjuk a kedves olvasót hosszadalmas átalakításokkal, csak az eredményt közöljük. Ebben a b.) esetben 8 darab felharmónikusunk van, melyeknek értékei:

$2\omega_1$	$2\omega_2$	$2\omega_3$	$2\omega_4$	$3\omega_1$	$3\omega_2$	$3\omega_3$	$3\omega_4$
0,05	0,1125	0,05	0,1125	0,05	0,84375	0,05	0,84375

Az intermodulációs tagok száma pontosan 52 darab, ezek értékeit nem közöljük.



---

## 12. Szakirodalom

- [1] Lajtha György, Szép Iván: Fénytvádközlő rendszerek és elemeik, Akadémiai Kiadó, Budapest, 1987.
- [2] Frigyes István: Hírközlő rendszerek, egyetemi jegyzet, J-55032
- [3] Richter Péter: Bevezetés a modern optikába, III. kötet, egyetemi jegyzet, J-050391
- [4] Füzessy Zoltán: Fotonikai optika alapjai, I-II. kötet, egyetemi jegyzet, J-05025, 05026
- [5] Mojzes Imre, Kökényesi Sándor: Fotonikai anyagok és eszközök, egyetemi tankönyv, Műegyetemi Kiadó, 1997
- [6] Govind P. Agrawal: Fiber-Optic Communication Systems, John Willey & Sons, 2002
- [7] Bahaa E.A. Saleh: Fundamental of Photonics, John Willey & Sons, 1991
- [8] Christian Hentschel: Fiber Optics Handbook, Hewlett Packard Company, 1989
- [9] Optical Fiber Communications, Principles and Practice, Prentice Hall International Series in optoelectronics
- [10] Bishnu P. Pal: Fibre Optics in Telecommunication and Sensor Systems, John Willey & Sons

# **Optikai Távközlés**

## **2. rész**

Mikrohullámú alapismeretek

Zólomy Attila

Az írásban segítségemre voltak még: Biró József és Bobák Zsolt villamosmérnök hallgatók, akik az előadásaim alapján ennek a jegyzetnek vázát megalkották.

## Maxwell-egyenletek rövid összefoglalása:

Az elektromos és mágneses jelenségeket általánosan a Maxwell egyenletek írják le, amelyeket névadójuk James C. Maxwell publikált 1873-ban. Munkája egyrészt felhasználta az elektromágneses jelenségekkel kapcsolatban összegyűlt addigi ismereteket (Gauss, Ampere, Faraday eredményeit), másrészt elméleti megfontolások alapján bevezette az eltolási áram fogalmát, azaz megjósolta, hogy a változó elektromos tér mágneses teret indukál. Ez a felismerés lehetővé tette egy egységes elmélet felállítását, valamint később az elektromágneses hullámterjedés leírását. Ezen elmélet vezetett el Hertz és Marconi eredményeihez.

A Maxwell egyenletek differenciális alakban megadva a következők:

$$\nabla \times \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} - \bar{M}$$

$$\nabla \times \bar{H} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \bar{J}$$

$$\nabla \bar{D} = \rho$$

azaz van elektromos monopólus.

$$\nabla \bar{B} = 0,$$

azaz nincs mágneses monopólus.

A felülvonással jelzett mennyiségek idővariáns vektortereket jeleznek.

A jelölések:

$$\bar{E} \left[ \frac{V}{m} \right]$$

Elektromos térerősség vektor

$$\bar{B} \left[ \frac{Wb}{m^2} = T \right]$$

Mágneses indukció, mágneses fluxussűrűség vektor

Az  $\bar{E}$  és  $\bar{B}$  vektorok a térintenzitás vektorok

$$\bar{D} \left[ \frac{C}{m^2} \right]$$

Elektromos eltolás, elektromos fluxussűrűség vektor

$$\bar{H} \left[ \frac{A}{m} \right]$$

Mágneses térerősség vektor

$$\bar{J} \left[ \frac{A}{m^2} \right]$$

Elektromos áramsűrűség vektor

$$\bar{M} \left[ \frac{V}{m^2} \right]$$

Mágneses áramsűrűség vektor

$$\rho \left[ \frac{C}{m^3} \right]$$

Elektromos töltéssűrűség

Mivel mágneses monopólus létezése nem ismert, így a mágneses áramsűrűség vektor nem a mágneses töltések folyásának eredménye, hanem egy teoretikus mennyiség, amely csak a könnyebb matematikai kezelhetőség miatt lett bevezetve. Az elektromos monopólus létezése miatt, elektromos áram valóban létezik, így az elektromágneses tér végső forrása az elektromos töltésűség.

A fenti képletekben „ $\nabla \times \vec{A}$ ” művelet a rotációnak, a „ $\nabla \cdot \vec{A}$ ” művelet a divergenciának felel meg ( $\vec{A}$  tetszőleges vektor). Ezek definícióinak pontos ismerete vezet el a Maxwell egyenletek integrális alakjához.

### Divergencia:

$$\text{div} \vec{A} = \nabla \cdot \vec{A} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\oint_S \vec{A} \cdot d\vec{s}}{\Delta V},$$

Azaz egy zárt térrészt körülvevő felület, kis elemi felületein áthaladó vektorok (fluxusok) normális vetületeinek (kifelé mutat a pozitív irány) összege, osztva a térfogattal, miközben a térfogat tart a nullához.

Derékszögű Descartes koordináta-rendszerben a következőképpen írható fel:

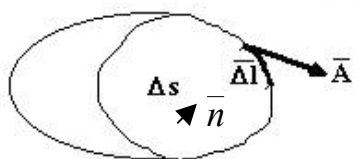
$$\text{div} \vec{A} = \nabla \cdot \vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

Ennek alapján Maxwell harmadik egyenletének integrális alakja azonnal levezethető:

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{s} = \int_V \rho dV,$$

ahol az egyenlet jobb oldalán a teljes vizsgált térfogatban jelenlevő töltések mennyisége (Q) áll.

### Rotáció:



Vegyünk egy elemi  $\Delta s$  felületdarabot, amire merőleges az  $\vec{n}$  egységvektor. Ezt vegye körbe egy  $l$  zárt hurok. A rotáció vektor  $\vec{n}$  irányú komponense definiálószerűen:

$$(\text{rot} \vec{A})_n = \nabla \times \vec{A} = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \frac{\oint_l \vec{A} \cdot d\vec{l}}{\Delta s},$$

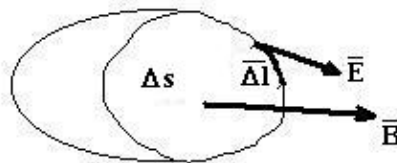
azaz az  $\vec{A}$  vektor tangenciális komponenseinek összege egy zárt hurok mentén osztva a körbezárt felülettel, miközben a felület nullához tart.

Derékszögű Descartes koordináta-rendszerben az x, y, z komponenseket kell felírni:

$$\operatorname{rot} \bar{A} = \nabla \times \bar{A} = \begin{vmatrix} e_x & e_y & e_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix} = \left( \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) e_x + \left( \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) e_y + \left( \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) e_z$$

Ezen definíciók segítségével azonnal észrevehető a kapcsolat az első és második Maxwell egyenletek valamint Ampere és Faraday törvénye között, amelyek tulajdonképpen a Maxwell egyenletek integrális alakjainak felelnek meg, a mágneses áramsűrűség és az eltolási áram nélkül.

Faraday törvénye:

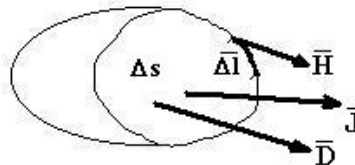


$$\oint_l \bar{E} d\bar{l} = - \frac{\partial}{\partial t} \int_s \bar{B} d\bar{s},$$

ezek alapján a második Maxwell egyenlet integrális alakja:

$$\oint_l \bar{E} d\bar{l} = - \frac{\partial}{\partial t} \int_s \bar{B} d\bar{s} - \int_s \bar{M} d\bar{s}$$

Ampere törvénye:



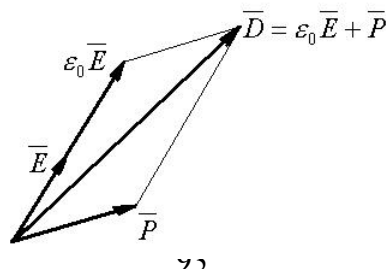
$$\oint_l \bar{H} d\bar{l} = - \int_s \bar{J} d\bar{s},$$

ezek alapján az első Maxwell egyenlet integrális alakja.

$$\oint_l \bar{H} d\bar{l} = \frac{\partial}{\partial t} \int_s \bar{D} d\bar{s} - \int_s \bar{J} d\bar{s}$$

Homogén izotróp közegben:

$\bar{D}$  elektromos eltolás nagysága és iránya is megváltozhat az anyagi polarizációs vektor miatt:



$$\bar{D} = \varepsilon_0 \bar{E} + \bar{P},$$

ahol  $\varepsilon_0$  a szabad tér permittivitása és  $\bar{P}$  a polarizációs vektor.

Legegyszerűbb esetben azonban a polarizáció párhuzamos a térerősséggel, ekkor:

$$\bar{P} = \varepsilon_0 \kappa \bar{E},$$

ahol  $\kappa$  a közegre jellemző elektromos szuszceptibilitás.  
Az elektromos eltolás:

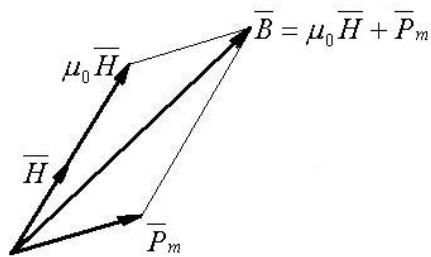
$$\bar{D} = (1 + \kappa) \varepsilon_0 \bar{E},$$

amiből

$$\varepsilon_r = (1 + \kappa)$$

a közegre jellemző relatív dielektromos állandó.

$\bar{B}$  mágneses indukció hasonlóképpen megváltozhat anyagokban:



$$\bar{B} = \mu_0 \bar{H} + \bar{P}_m,$$

ahol  $\bar{P}_m$  a mágneses polarizáció vektor.

A legegyszerűbb esetben, az elektromos polarizációnál látottakhoz hasonlóan, a mágneses polarizáció vektora párhuzamos a mágneses térerősség vektorral, ekkor:

$$\bar{B} = (1 + \kappa_m) \mu_0 \bar{H}$$

és

$$\mu_r = (1 + \kappa_m)$$

a relatív permeabilitás.

---

## Maxwell egyenletek szinuszos időbeli változások esetén

Tételezzünk fel időben szinuszosan változó elektromos, ill. mágneses térerősséget:

$$\bar{E} = \bar{E}_0 \cdot e^{j\omega t}$$

és

$$\bar{H} = \bar{H}_0 \cdot e^{j\omega t}$$

Ekkor a Maxwell egyenletek alakja:

$$\nabla \times \bar{E} = -j\omega \bar{B} - \bar{M}$$

$$\nabla \times \bar{H} = j\omega \bar{D} + \bar{J}$$

$$\bar{J} = \rho \cdot \bar{E}$$

Bővebben kifejtve a második egyenletet:

$$\nabla \times \bar{H} = j\omega(1 + \kappa)\varepsilon_0 \cdot \bar{E} + \rho \bar{E} = \bar{E} \cdot [j\omega \cdot (\varepsilon_0 + \varepsilon_0\kappa) + \rho]$$

ahol:

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$$

a komplex dielektromos állandó.

Az  $\varepsilon''$  a dielektromos veszteséget jellemzi, így a második Maxwell egyenlet:

$$\nabla \times \bar{H} = j\omega \bar{E} \cdot (\varepsilon' - j\varepsilon'' - j\frac{\rho}{\omega})$$

alakban írható.

A

$$j\varepsilon'' + j\frac{\rho}{\omega}$$

*kifejezés veszteségként jelentkezik, hiszen az egyenletben valós az együtthatója. A veszteségek, és veszteséget nem okozó tagok aránya a veszteségi tényező:*

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon'' + \frac{\rho}{\omega}}{\varepsilon'}$$

Ehhez hasonlóan az első Maxwell egyenletből kapjuk a komplex permeabilitást:

$$\mu = \mu' - j\mu'',$$

és a veszteségi tényezőt:

$$\tan \delta = \frac{\mu''}{\mu'}$$

Tegyük fel, hogy:

$$\rho = 0, \bar{J} = 0, \bar{M} = 0,$$

azaz a közeg forrás- és áramlásmentes. Ekkor az első két Maxwell egyenlet:

$$\nabla \times \bar{E} = -j\omega\mu\bar{H}$$

$$\nabla \times \bar{H} = j\omega\varepsilon\bar{E}$$

(A változó mágneses tér elektromos, a változó elektromos tér pedig mágneses teret hoz létre.)

Ha vesszük az első egyenlet rotációját:

$$\nabla \times \nabla \times \bar{E} = -j\omega\mu\nabla \times \bar{H} = \omega^2\mu\varepsilon\bar{E} \quad (*)$$

A kétszeres rotációra az alábbi összefüggés érvényes:

$$\nabla \times \nabla \times \bar{A} = \text{rotrot } \bar{A} = \nabla(\nabla \cdot \bar{A}) - \nabla^2 \bar{A} = \text{graddiv } \bar{A} - \nabla^2 \bar{A}$$

ahol:

$$\nabla^2 \bar{A} = \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial z^2}$$

a Laplace operátor.

A térerősség kétszeres rotációja tehát:

$$\nabla \times \nabla \times \bar{E} = \nabla(\nabla \cdot \bar{E}) - \nabla^2 \bar{E}$$

**ahol**

$$\nabla(\nabla \cdot \bar{E}) = \text{graddiv } \bar{E}.$$

A negyedik Maxwell egyenletből:

$$\nabla \cdot \bar{D} = \rho,$$

de mivel feltettük, hogy  $\rho = 0$ , így

$$\nabla \cdot \bar{D} = 0 \Rightarrow \nabla \cdot \bar{E} = 0.$$

Ebből következően a kétszeres rotáció után kapjuk hogy:

$$\nabla \times \nabla \times \bar{E} = \nabla(\nabla \cdot \bar{E}) - \nabla^2 \bar{E} = -\nabla^2 \bar{E} \quad (**)$$

A (\*) és (\*\*) egyenletekből megkapjuk az elektromágneses hullám egyenletét:



$$\nabla^2 \bar{E} + \omega^2 \mu \varepsilon \bar{E} = 0$$

A hullámegyenletben

$$\omega^2 \mu \varepsilon = k^2,$$

amely alapján definiálhatjuk a terjedési tényezőt:

$$k = \omega \sqrt{\mu \varepsilon}.$$

Ugyanígyen módon kaphatjuk a mágneses térerősségre vonatkozó hullámegyenletet:

$$\nabla^2 \bar{H} + \omega^2 \mu \varepsilon \bar{H} = 0$$

### Elektromágneses hullám homogén, izotróp, veszteségmentes közegben

Veszteségmentes közegben igazak a következő összefüggések:

$$\varepsilon'' = 0 \Rightarrow \varepsilon_{\text{komplex}} = \varepsilon'$$

$$\mu'' = 0 \Rightarrow \mu_{\text{komplex}} = \mu'$$

Tegyük fel, hogy az elektromos térerősségnek csak  $x$  irányú komponense van, és a hullám  $z$  irányban terjed. Ekkor az elektromos térerősség iránya megegyezik az  $x$  irányú egységvektor irányával:

$$\bar{E} = \bar{x}_e \cdot \bar{E}_x.$$

Valamint a  $z$  irányú terjedés miatt igaz az is hogy:

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \bar{E}}{\partial y} = 0$$

Ekkor a hullámegyenlet a következő alakú:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + k^2 E_x = 0,$$

melynek megoldása:

$$E(z) = E^+ \cdot e^{-jkz} + E^- \cdot e^{jkz}$$

ahol  $E^+$  a  $z$  irányba,  $E^-$  az ellenkező,  $-z$  irányba terjedő síkhullám.

Ha a térerősség szinuszosan változik, akkor:

$$E(z, t) = E^+ \cdot e^{j\omega t} \cdot e^{-jkz} + E^- \cdot e^{j\omega t} \cdot e^{jkz}$$

komplex időfüggvényhez jutunk, melynek valós része:

$$E(z,t) = E^+ \cdot \cos(\omega t - kz) + E^- \cdot \cos(\omega t + kz)$$

Az  $\omega t - kz$  a  $z$  irányba terjedő hullám fázisa. Ha a hullám irányába ( $z$ ) haladunk akkora sebességgel, hogy mindig ugyanakkora fázisúnak lássuk a hullámot, akkor a fázis sebességével haladunk. Ez a sebesség a fázissebesség.

A fázissebességgel haladva tehát az  $\omega t - kz$ -nek konstans értékűnek kell lennie:

$$\omega t - kz = konstans \Rightarrow z = \frac{\omega t - konstans}{k}$$

Ebből a feltételből levezethető a fázissebesség:

$$v_f = \frac{\partial z}{\partial t} = \frac{\partial \frac{\omega t - konst}{k}}{\partial t} = \frac{\omega}{k} = \frac{\omega}{\omega \sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

Szabad térben a relatív permittivitás ill. permeabilitás 1, így:

$$\epsilon = \epsilon_0, \mu = \mu_0.$$

Ennek megfelelően:

$$v_f = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = c = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$$

Két azonos fázisú pont közötti legrövidebb távolság a hullámhossz ( $\lambda$ ):

$$(\omega t - kz) - (\omega t - k[z + \lambda]) = 2\pi$$

$$k \cdot \lambda = 2\pi,$$

amiből a hullámhosszat kifejezve:

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi}{\frac{\omega}{v_f}} = \frac{2\pi \cdot v_f}{\omega} = \frac{v_f}{f}.$$

Szabad térben:

$$\lambda = \frac{c}{f}.$$

## A szabad tér hullámimpedanciájának meghatározása:

A szabad tér hullámimpedanciájának meghatározásához ki kell fejeznünk a mágneses teret az elektromos tér függvényében. Ez az első Maxwell egyenlet segítségével lehetséges:

$$\nabla \times \bar{E} = -j\omega\mu\bar{H}$$

Tegyük fel megint, hogy az elektromos térerősségnek csak  $x$  irányú komponense van, és a hullám  $z$  irányban terjed. Ekkor elvégezve a rotáció műveletét, azt kapjuk, hogy a  $H$  térnek csak az  $y$  irányú komponense nem nulla.

$$\begin{aligned} \text{rot}\bar{E} = \nabla \times \bar{E} &= \begin{vmatrix} \bar{x} & \bar{y} & \bar{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = \bar{x} \cdot \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) - \bar{y} \cdot \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) + \bar{z} \cdot \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) = \\ &\Downarrow \\ \text{rot}\bar{E} &= -\bar{y} \left( -\frac{\partial E_x}{\partial z} \right) = \bar{y} \frac{\partial E_x}{\partial z} \end{aligned}$$

$$\bar{y} \frac{\partial E_x}{\partial z} = -j\omega\mu\bar{H}$$

amiből a  $H$ -t kifejezve:

$$\bar{H} = \bar{y} \frac{\partial E_x}{\partial z} \cdot \frac{j}{\omega\mu},$$

látszik, hogy  $H$ -nak csak  $y$  irányú összetevője van!

Mivel a hullám  $z$  irányba terjed írható, hogy:

$$\bar{H}_y = \frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{(-jkE^+ e^{-jkz} + jkE^- e^{jkz})j}{\omega\mu} = \frac{k}{\omega\mu} E^+ e^{-jkz} - \frac{k}{\omega\mu} E^- e^{jkz},$$

azaz kapcsolatot találtunk a  $H$  tér és az  $E$  tér között.

Ebből a hullámimpedancia reciproka:

$$\frac{k}{\omega\mu} = \frac{1}{\eta},$$

illetve a hullámimpedancia kifejezhető:

$$\eta = \frac{\omega\mu}{k} = \frac{2\pi f\mu}{k} = \lambda f\mu = v_f \mu = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \mu = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

Szabad térben a közeg hullámimpedanciája:

$$\eta = 120\pi$$

## Elektromágneses hullám homogén, izotróp, veszteséges közegben

Szinuszos időbeli változásokat feltételezve:

a.) véges vezetőségű közegben:

$$\sigma \neq 0$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -j\omega\mu\bar{H}$$

$$\operatorname{rot} \bar{H} = j\omega\varepsilon\bar{E} + \sigma\bar{E}$$

a hullámegyenlet ekkor:

$$\nabla^2 \bar{E} + \omega^2 \mu\varepsilon \left(1 - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right) \bar{E} = 0$$

$$\gamma^2 = -\omega^2 \mu\varepsilon \left(1 - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right) \Rightarrow \gamma = j\omega\sqrt{\mu\varepsilon} \sqrt{1 - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}} = \alpha + j\beta$$

ahol  $\gamma$  a terjedési tényező,  $\alpha$  ( $\gamma$  valósrésze) a csillapítási tényező,  $\beta$  ( $\gamma$  képzetes része) a fázistényező. A hullámegyenlet megoldása ekkor:

$$E_x(z) = E^+ \cdot e^{-\gamma \cdot z} + E^- \cdot e^{\gamma \cdot z}$$

ha:

$$\sigma \gg \omega\varepsilon \text{ (jó vezető),}$$

akkor

$$\gamma = j\omega\sqrt{\mu\varepsilon} \sqrt{1 - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}} \approx j\omega\sqrt{\mu\varepsilon} \sqrt{\frac{\sigma}{j\omega\varepsilon}} = \sqrt{j\mu\omega\sigma} = (1+j)\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} = \alpha + j\beta$$

Ha tehát növekszik a frekvencia, akkor növekszik a csillapítás tényező (és a fázistényező is), ami miatt a vezető belseje felé haladva csökken a térerősség. A szemléletesség kedvéért csak a térerősség abszolút értékét felírva (a fázist elhanyagolva):

$$|E(z)| = E_{\max} \cdot e^{-\alpha \cdot z}$$

tehát  $z$  irányba exponenciálisan csillapodik a térerősség.

Behatolási mélységnek nevezzük azt a  $\delta$  távolságot, ahol a térerősség az  $E_{\max}$ -nak (a  $z=0$ -nál lévő térerősségnek) az  $1/e$  szeresére csökken:

$$|E(z)| = \frac{E_{\max}}{e} = E_{\max} \cdot e^{-\alpha \cdot \delta}$$

$$e^{-1} = e^{-\alpha \cdot \delta}$$

---

$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}$$

**b.)** a közegben csak dielektromos veszteség lép fel:

$\varepsilon$  komplex ( $\sigma = 0$ )

$$\gamma = j\omega\sqrt{\mu\varepsilon} = j\omega\sqrt{\mu\varepsilon'(1 - j \cdot \tan\delta)}$$

$$\tan\delta = \frac{\omega\varepsilon'' + \sigma}{\omega\varepsilon'} = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$$

## Általános hullámegyenlet

A térerősségek hullámegyenletei:

$$1.) \nabla^2 \bar{E} + k^2 \bar{E} = 0$$

$$2.) \nabla^2 \bar{H} + k^2 \bar{H} = 0$$

$$3.) \nabla \bar{E} = 0$$

forrásmentes közeg

$$1.) \frac{\partial^2 E_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_i}{\partial z^2} - k^2 \bar{E} = 0,$$

ahol  $i=x,y,z$ , azaz az egyenlet mind a három térerősség komponensre felírható.

Feltételezzük még hogy mindegyik térerősség komponens felírható 3 függvény szorzataként, amely függvények csak x-től, y-tól ill. z-től függenek. Például  $E_x = f(x)g(y)h(z)$ . Ekkor a Laplace operátor kifejezhető ezen függvényekkel:

$$\frac{f''(x)}{f(x)} + \frac{g''(y)}{g(y)} + \frac{h''(z)}{h(z)} + k^2 = 0.$$

Ez a háromváltozós egyenlet szeparálható három egyváltozós egyenletté:

$$\frac{f''(x)}{f(x)} = -k_x^2 \quad \frac{g''(y)}{g(y)} = -k_y^2 \quad \frac{h''(z)}{h(z)} = k_z^2$$

Amely 3 db egyváltozós differenciálegyenletre vezet:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + k_x^2 f = 0 \quad \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} + k_y^2 g = 0 \quad \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} + k_z^2 h = 0$$

Az egyenletek általános megoldásai:

$$e^{\pm jk_x x} \quad e^{\pm jk_y y} \quad e^{\pm jk_z z}$$

Az elektromos térerősség tehát kifejezhető a következő alakban:

$$E_x(x, y, z) = A \cdot e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)} + A \cdot e^{j(k_x x + k_y y + k_z z)}.$$

Azaz a térerősség kifejezhető egy pozitív illetve negatív irányokba haladó hullám összegeként.

Bevezetve a helyvektor fogalmát:

$$\bar{r} = x \bar{x} + y \bar{y} + z \bar{z},$$

valamint csak pozitív irányokba haladó hullámot feltételezve, az elektromos térerősség x irányú komponensének általános kifejezése a következőképpen alakul:

$$E_x(x, y, z) = A \cdot e^{-j\bar{k}r}$$

Hasonlóképpen kaphatjuk meg az y ill. z irányú komponenseket is (pozitív haladást feltételezve) ha feltételezzük még azt is, hogy a k vektor megegyezik minden térerősség komponensre:

$$E_y(x, y, z) = B \cdot e^{-j\bar{k}r}$$

$$E_z(x, y, z) = C \cdot e^{-j\bar{k}r}$$

A k vektorok egyenlősége azért feltételezhető, mert a forrásmentes közegre vonatkozó harmadik Maxwell egyenlet csak így teljesül. Ugyanis

$$\nabla \bar{E} = 0$$

csak akkor igaz, ha mindhárom komponens ugyanúgy változik:

$$\nabla \bar{E} = \frac{\partial \bar{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{E}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial z} = 0.$$

Valamint kimutatható az is hogy az elektromos térerősség merőleges a haladási irányra, ugyanis felírható:

$$\nabla \bar{E} = \nabla (\bar{E}_0 e^{-j\bar{k}r}) = \nabla \bar{E}_0 \cdot e^{-j\bar{k}r} + \bar{E}_0 (\nabla e^{-j\bar{k}r}) = \bar{E}_0 \cdot (-j\bar{k}) e^{-j\bar{k}r} = 0$$

Ebből pedig következik:

$$\bar{E}_0 \cdot \bar{k} = 0$$

azaz a haladási irányra merőleges a térerősség.

A mágneses térerősség:

$$\bar{H} = \frac{j}{\omega\mu} \nabla \times \bar{E} = \frac{j}{\omega\mu} \nabla \times \bar{E}_0 e^{-j\bar{k}r} = -\frac{j}{\omega\mu} (\bar{E}_0 \times \nabla e^{-j\bar{k}r}) = -\frac{j}{\omega\mu} (\bar{E}_0 \times (-j\bar{k}) e^{-j\bar{k}r})$$

$$\bar{H} = \frac{\bar{k}}{\omega\mu} (\bar{n} \times \bar{E}_0 e^{-j\bar{k}r})$$

ahol

$$\bar{k} = k_0 \cdot \bar{n}$$

Együttes tér- és időtartománybeli leírás:

$$E(x, y, z, t) = \operatorname{Re}\{E(x, y, z) \cdot e^{j\omega t}\} = \operatorname{Re}\{E_0 e^{-j\bar{k}r} \cdot e^{j\omega t}\} = E_0 \cdot \cos(\omega t - \bar{k}r)$$

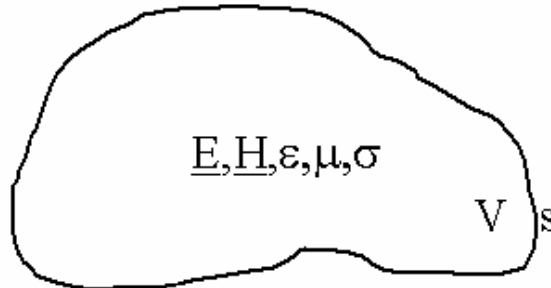
A fázissebesség:

$$\omega t - k_0 r_0 = \text{konstans} \Rightarrow \omega - k_0 \frac{\partial r_0}{\partial t} \Rightarrow v_f = \frac{\omega}{k_0}$$



## Tápvonalak:

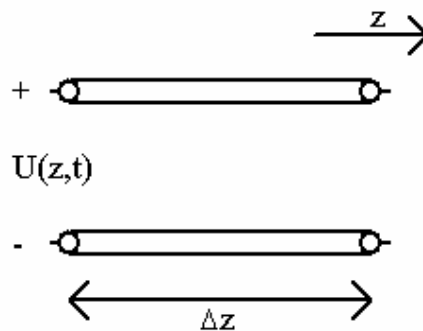
Ha egy  $V$  térfogatú,  $s$  felületű közegbe elektromágneses energiát juttatunk, akkor annak egy része áthalad a közegen és kisugárzódik, a többi része pedig elnyelődik, illetve eltárolódik a közegben kialakuló elektromos ill. mágneses térben. Az egyes összetevőket az alábbi összefüggés írja le:



$$P_{be} = \frac{1}{2} \oint_s \underline{E} \times \underline{H}^* ds + \frac{\sigma}{2} \int_V |\underline{E}|^2 dV + \frac{\omega}{2} \int_V \epsilon'' |\underline{E}|^2 + \mu'' |\underline{H}|^2 dV + j \frac{\omega}{2} \int_V \mu' |\underline{H}|^2 - \epsilon' |\underline{E}|^2 dV,$$

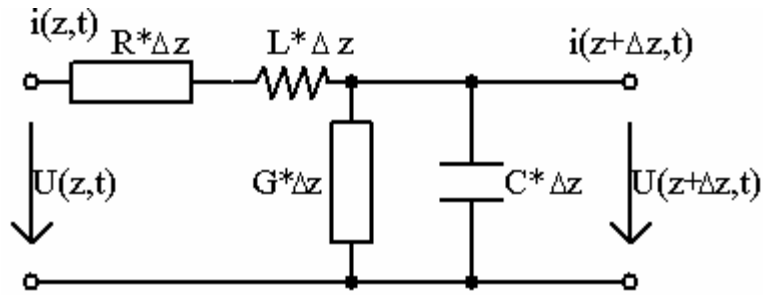
ahol az első integrál a kisugárzódó teljesítményt, a második az ohmos veszteséget, a harmadik a dielektromos és mágneses veszteségeket, a negyedik pedig a mágneses és az elektromos térben tárolt energiát írja le. Ez a közeg lehet bármilyen közeg, legegyszerűbb esetben lehet egy vezetékpár, tápvonalszakasz is.

A tápvonalszakasz egy elosztott paraméterű hálózat, amelynek a hossza összemérhető a tápvonalon terjedő hullám hullámhosszával. Az egyszerűség kedvéért a továbbiakban feltételezzük, hogy a tápvonal a  $z$  irányú koordináta tengellyel párhuzamos és homogén.



A tápvonalszakasz modellezése:

Ha az elosztott paraméterű hálózatot elemi ( $\Delta z$ ) hosszúságú darabokra bontjuk, akkor ezen elemi hosszúságú szakaszokon belül a hálózatot koncentrált paraméterűnek tekinthetjük. A modellben az elemi hosszban belüli reaktáns és veszteségi elemek a fenti egyenlet tagjait modellezzik:



ahol az elemek rendre:

R	ohmos veszteség modellezése	egységnyi hossz	$\left[ \frac{\Omega}{m} \right]$
L	Mágneses térben tárolt energia modellezése	egységnyi hossz	$\left[ \frac{H}{m} \right]$
G	dielektromos + mágneses veszteség modellezése	egységnyi hossz	$\left[ \frac{S}{m} \right]$
C	elektromos térben tárolt energia modellezése	egységnyi hossz	$\left[ \frac{F}{m} \right]$

A kisugárzott teljesítmény átjut a tápvonalon.

Írjunk fel a Kirchoff-egyenleteket az áramkörre:

$$1) U(z,t) - R \cdot \Delta z \cdot i(z,t) - L \cdot \Delta z \cdot \frac{\partial i(z,t)}{\partial t} - U(z + \Delta z, t) = 0$$

$$2) i(z,t) - G \cdot \Delta z \cdot U(z + \Delta z, t) - C \cdot \Delta z \cdot \frac{\partial U(z + \Delta z, t)}{\partial t} - i(z + \Delta z, t) = 0$$

Rendezzük át az egyenleteket és osszuk „ $\Delta z$ ”-vel:

$$1) \frac{U(z + \Delta z, t) - U(z, t)}{\Delta z} = - \left( R \cdot i(z, t) + L \cdot \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} \right)$$

$$2) \frac{i(z + \Delta z, t) - i(z, t)}{\Delta z} = - \left( G \cdot U(z + \Delta z, t) + C \cdot \frac{\partial U(z + \Delta z, t)}{\partial t} \right)$$

A  $\Delta z$  elemi hosszat nulla felé közelítve az egyenletek bal oldalán szereplő mennyiségek az  $U(z, t)$ , illetve az  $i(z, t)$   $z$  szerinti deriváltjaihoz tartanak, azaz:

$$1) \frac{\partial U(z, t)}{\partial z} = -R \cdot i(z, t) - L \cdot \frac{\partial i(z, t)}{\partial t}$$

$$2) \frac{\partial i(z, t)}{\partial z} = -G \cdot U(z, t) - C \cdot \frac{\partial U(z, t)}{\partial t}$$

---

### 12.1.1 Ezek a tápvonal úgynevezett távíróegyenletei, amelyek kapcsolatot teremtenek az áram illetve a feszültség helybéli illetve időbeli változásai között.

Szinuszos feszültség, illetve áramváltozások esetén az időfüggés felírható a következőképpen:

$$U(z, t) = U(z)e^{j\omega t}$$

$$i(z, t) = i(z)e^{j\omega t}$$

Ekkor az egyenletek a következő alakban írhatók:

$$1) \frac{dU(z)}{dz} = -(R + j\omega L) \cdot I(z)$$

$$2) \frac{dI(z)}{dz} = -(G + j\omega C) \cdot U(z)$$

Ha az első egyenletnek vesszük a  $z$  szerinti deriváltját, majd a második egyenletet behelyettesítjük a  $\frac{dI(z)}{dz}$  helyére, akkor:

$$\begin{aligned} \frac{d^2U(z)}{dz^2} &= -(R + j\omega L) \cdot \frac{dI(z)}{dz} \\ &\Downarrow \\ \frac{d^2U(z)}{dz^2} &= (R + j\omega L)(G + j\omega C) \cdot U(z) \end{aligned}$$

egyenletet kapjuk, ahol

$$(R + j\omega L)(G + j\omega C) = \gamma^2$$

a terjedési tényező ( $\gamma$ ).

Átrendezve a feszültség hullámegyenletét kapjuk szinuszos időbeli változások esetén:

$$\frac{d^2U(z)}{dz^2} - \gamma^2 \cdot U(z) = 0.$$

Ha az áramra vonatkozó 2. egyenletet deriváljuk  $z$  szerint, és az első egyenletet helyettesítjük a  $\frac{dU(z)}{dz}$  helyére akkor ugyanezt a megoldást kapjuk az áramra is:

$$\frac{d^2I(z)}{dz^2} = -(R + j\omega L)(G + j\omega C) \cdot I(z)$$

$$\frac{d^2I(z)}{dz^2} - \gamma^2 \cdot I(z) = 0$$

A hullámegyenletek közösleges másodrendű differenciálegyenletek, melyeknek általános megoldásai:

$$U(z) = U_0^+ e^{-\gamma z} + U_0^- e^{\gamma z}$$

$$I(z) = I_0^+ e^{-\gamma z} - I_0^- e^{\gamma z}.$$

Ahol  $U^+$  ( $I^+$ ) és  $U^-$  ( $I^-$ ) konstans értékek a  $z$  irányba, illetve az azzal ellenkező irányba haladó (reflektált) hullám komplex amplitúdói a  $z=0$  helyen.

Ha az 1-ből kifejezzük az áramerősséget, és a feszültség helyére behelyettesítjük a fent megadott általános hullámegyenlet megoldást, akkor az áramerősség és a feszültség közötti összefüggésre jutunk:

$$I(z) = -\frac{1}{R + j\omega L} \frac{dU(z)}{dz} = -\frac{1}{R + j\omega L} \frac{d(U_0^+ e^{-\gamma z} + U_0^- e^{\gamma z})}{dz} = \frac{\gamma}{R + j\omega L} (U_0^+ e^{-\gamma z} + U_0^- e^{\gamma z})$$

amiből:

$$\frac{U_0^+}{I_0^+} = \frac{R + j\omega L}{\gamma} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} = Z_0,$$

ahol  $Z_0$  a tápvonal hullámimpedanciája.

Tehát a feszültségre és áramerősségre a következő összefüggéseket kapjuk:

$$U(z) = U_0^+ e^{-\gamma z} + U_0^- e^{\gamma z}$$

$$I(z) = \frac{U_0^+}{Z_0} e^{-\gamma z} - \frac{U_0^-}{Z_0} e^{\gamma z}$$

ahol a terjedési tényező:

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)}.$$

A gyakorlatban a hullámimpedancia többnyire valós.

**12.1.2 Ez a feltétel vagy akkor teljesül, ha  $R=G=0$  azaz a tápvonal veszteségmentes, ekkor**

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

és

$$\gamma = \sqrt{-\omega^2 LC} = j\omega\sqrt{LC},$$

vagy akkor, ha a hullámimpedancia kifejezésében a számlálóban és a nevezőben lévő komplex szám fázisa megegyezik. Átalakítva a  $Z_0$  kifejezését:

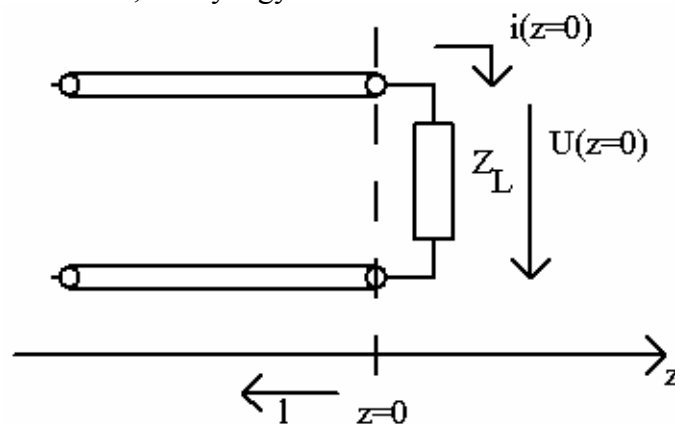
$$Z_0 = \frac{\sqrt{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} e^{j \cdot \arctg \frac{\omega L}{2R}}}{\sqrt{\sqrt{G^2 + \omega^2 C^2}} e^{j \cdot \arctg \frac{\omega C}{2G}}},$$

kapjuk, hogy a hullámimpedancia valós, ha:

$$\frac{\omega L}{R} = \frac{\omega C}{G}.$$

### A reflexió tényező származtatása:

Zárjuk le a tápvonalat egy  $Z_L$  lezáró impedanciával, és vizsgáljuk a tápvonalon kialakuló hullámokat. A  $z$  tengely nulla helyét tegyük a  $Z_L$  lezáró impedancia helyére. Vezessük be ezenkívül az  $l$  helykoordinátát, amely legyen a  $z$  koordináta  $-1$  szerese.



Ha a veszteségektől eltekintünk, akkor

$$\gamma = j\beta,$$

$Z_0$  pedig valós.

$Z_L$  impedanciának meg kell egyeznie a feszültség és az áram hányadosával a  $z=0$  helyen:

$$Z_L = \frac{U(z=0)}{I(z=0)} = \frac{U_0^+ + U_0^-}{U_0^+ - U_0^-} Z_0 = Z_0 \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma},$$

ahol bevezettük a

$$\Gamma = \frac{U_0^-}{U_0^+}$$

feszültség-reflexió tényezőt.

Átrendezve a  $Z_L$  impedanciának vonatkozó egyenletet, kapjuk hogy:

$$\Gamma = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0}.$$

Az alábbi táblázatban a lezáró impedancia függvényében néhány speciális esetet emeltünk ki:

$Z_L = Z_0$	illesztett lezárás	$\Gamma = 0$	illesztett esetben nincs reflexió
-------------	--------------------	--------------	-----------------------------------

$Z_L = \infty$	szakadással lezárt	$\Gamma = 1$	azonos fázisban ver vissza
$Z_L = 0$	rövidzárral lezárt	$\Gamma = -1$	ellentétes fázisban ver vissza

A feszültség-reflexió tényező analógiájára definiálhatunk áram reflexió tényezőt is:

$$\Gamma_I = \frac{-\frac{U_0^-}{Z_0}}{\frac{U_0^+}{Z_0}} = -\Gamma_U$$

A gyakorlatban a feszültség-reflexió tényezőt szokták használni.

A feszültség és az áram egyenleteibe

$$U(z) = U_0^+ e^{-j\beta z} + U_0^- e^{j\beta z} \text{ és } I(z) = I_0^+ e^{-j\beta z} - I_0^- e^{j\beta z}$$

behelyettesítve a reflexió tényezőt:

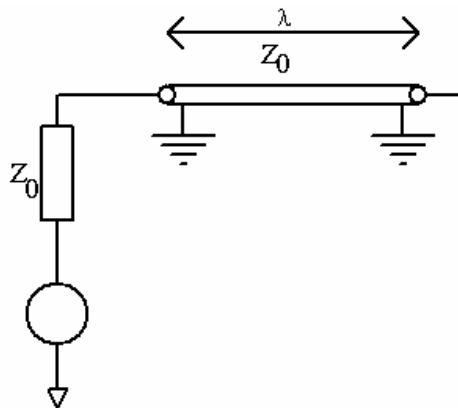
$$U_0^- = \Gamma U_0^+,$$

kapjuk a következő egyenleteket:

$$U(z) = U_0^+ (e^{-j\beta z} + \Gamma e^{j\beta z}) \text{ és } I(z) = \frac{U_0^+}{Z_0} (e^{-j\beta z} - \Gamma e^{j\beta z})$$

Tehát a tápvonalon lévő feszültséget és áramot a hely függvényében, a haladó hullám amplitúdója és a reflexió tényező ismeretében meghatározhatjuk.

Vegyünk egy  $\lambda$  hosszúságú tápvonalszakaszt, zárjuk le végén szakadással ( $\Gamma = 1$ )



ekkor:

$$\beta l = \beta \lambda = \frac{2\pi}{\lambda} \lambda = 2\pi$$

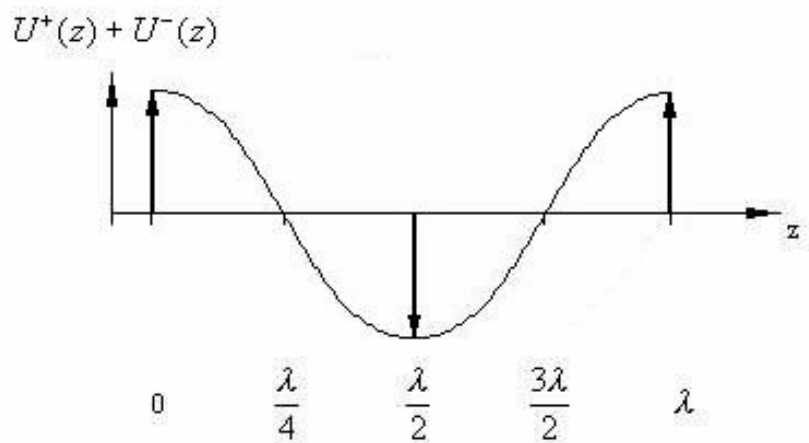
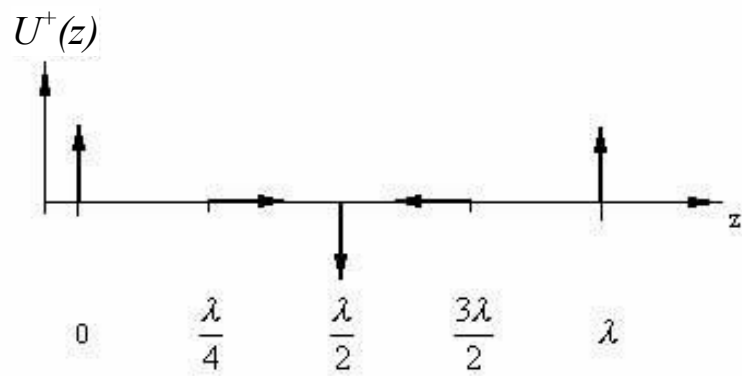
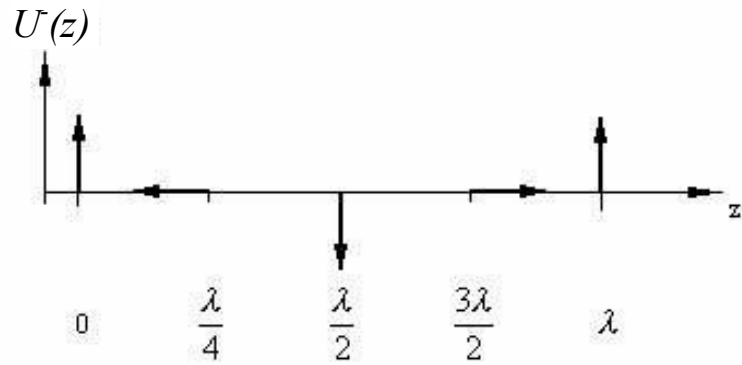
Tehát a hullám éppen  $2\pi$  fázistolást szenved a tápvonalon.

Az előrehaladó hullámra:

$$U(z)^+ = U_0^+ e^{-j\beta z}$$

A visszafelé haladóra:

$$U(z)^- = U_0^- e^{j\beta z} = \Gamma \cdot U_0^+ e^{j\beta z}$$



A tápvonal teljesítmény-átvitel felírható a következőképpen:

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{U(z)I(z)^*\}$$

( $A \cdot \sin \omega t$  alakú jelekre az RMS érték  $\frac{1}{\sqrt{2}}$ -vel arányos)

Behelyettesítve a helyfüggő feszültség és áram kifejezését kapjuk hogy:

$$P = \frac{1}{2} \frac{|U_0^+|^2}{Z_0} \cdot \operatorname{Re}\left\{\left(e^{-j\beta z} + \Gamma e^{j\beta z}\right)\left(e^{-j\beta z} - \Gamma e^{j\beta z}\right)^*\right\}.$$

A komplex konjugáltra érvényes a következő összefüggés:

$$\left(e^{-j\beta z} - \Gamma e^{j\beta z}\right)^* = \left(e^{j\beta z} - \Gamma^* e^{-j\beta z}\right)$$

Ezt figyelembe véve a fenti kifejezés kibontott alakjában

$$P = \frac{1}{2} \frac{|U_0^+|^2}{Z_0} \cdot \operatorname{Re}\left\{1 + \Gamma e^{j2\beta z} - \Gamma^* e^{-j2\beta z} - |\Gamma|^2\right\}$$

a két középső tag konjugált párt alkot. Különbségük tisztán képzetes lesz, ezért a valós rész képzésnél ezek kiesnek, így:

$$P = \frac{1}{2} \frac{|U_0^+|^2}{Z_0} \cdot (1 - |\Gamma|^2).$$

A zárójelben levő első tag a belépő (forward), a második a visszavert (reflected) teljesítmény.

A visszaverődő teljesítmény meghatározására definiálhatunk egy mennyiséget, amit angol nevével Return Loss-nak hívunk. A Return Loss (RL) megmutatja, hogy a betáplált teljesítmény mekkora része verődik vissza a lezárásról:

$$RL = -20 \cdot \log|\Gamma| \quad [dB]$$

$\Gamma = 1$	$RL = 0$	teljes visszaverődés
$\Gamma = 0$	$RL = +\infty$	nincs visszaverődés
$ \Gamma  > 1$	$RL < 0$	reflektív erősítő

A feszültség amplitúdója:

$$|U(z)| = \left|U_0^+ \left|e^{-j\beta z} + \Gamma e^{j\beta z}\right|\right|.$$

Emeljünk ki  $e^{-j\beta z}$ -t. Mivel a kiemelt  $e^{-j\beta z}$  abszolút értéke 1 ezért a fenti kifejezés új alakja:



$$|U(z)| = |U_0^+| |1 + \Gamma e^{j2\beta z}|.$$

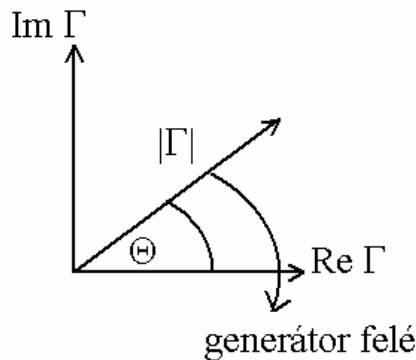
A fenti egyenletben a  $\Gamma$ , a lezárástól  $z$  távolságra kialakuló reflexiót jelöli. Ha most a távolságot „ $z$ ” helyett az „ $l$ ” koordinátával mérjük ( $l = -z$ ) akkor a kifejezés enyhén módosul:

$$|U(z)| = |U_0^+| |1 + \Gamma e^{-j2\beta l}|.$$

Jelöljük a  $\Gamma$  fázisát a  $z=0$  helyen  $\Theta$ -al.

$$\Gamma = |\Gamma| e^{j\Theta}$$

Tudjuk hogy veszteségmentes esetben  $\Gamma$ -nak az abszolút értéke állandó a tápvonalon, fázisa viszont változik a lenti ábrával megadott módon:



Ha  $\Gamma$  kifejezését behelyettesítjük a feszültség előbbi egyenletébe, akkor a következőt kapjuk:

$$|U(z)| = |U_0^+| |1 + |\Gamma| e^{j(\Theta - 2\beta l)}|.$$

Ebből az következik, hogy a feszültség periodikus a tápvonalon. Két olyan pont távolsága a tápvonalon, ahol azonos értékű a reflexió tényező:

$$(\Theta - 2\beta l_1) - (\Theta - 2\beta l_2) = n \cdot 2\pi \quad n = 0, \pm 1, \dots$$

Vezessük be a következőt:

$$\Delta l = l_2 - l_1$$

Ekkor:

$$2\beta \cdot \Delta l = n \cdot 2\pi$$

$$\Delta l = \frac{n \cdot 2\pi}{2\beta} = \frac{n \cdot 2\pi}{2 \frac{2\pi}{\lambda}} = \frac{\lambda \cdot n}{2}$$

Tehát a reflexió  $\frac{\lambda}{2}$  távolságonként ugyanaz, azaz kétszeres gyakorisággal változik a tápvonal mentén:

a) Maximumok távolsága

$$\Theta - 2\beta l = 2\pi$$

⇓

$$e^{j(\Theta - 2\beta l)} = 1$$

⇓

$$U_{\max} = |U_0^+| |1 + |\Gamma||$$

$$l_{\max} = \left. \frac{\Theta - n \cdot 2\pi}{2\beta} \right|_{\Theta=0} = \frac{n \cdot 2\pi}{2 \frac{2\pi}{\lambda}} = \frac{\lambda \cdot n}{2}$$

b)

$$\Theta - 2\beta l = \pi + n \cdot 2\pi$$

⇓

$$e^{j(\Theta - 2\beta l)} = -1$$

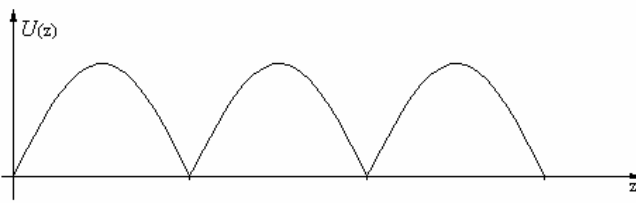
⇓

$$U_{\min} = |U_0^+| |1 - |\Gamma||$$

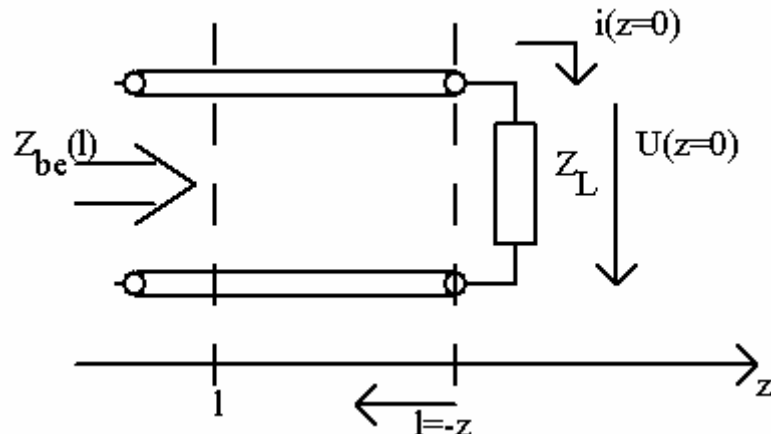
$$l_{\min} = \left. \frac{\Theta - \pi - n \cdot 2\pi}{2\beta} \right|_{\Theta=0} = \frac{\pi + n \cdot 2\pi}{2 \frac{2\pi}{\lambda}} = \frac{\lambda}{4} + \frac{\lambda \cdot n}{2}$$

Feszültség állóhullámarány: Voltage Standing Wave Ratio (VSWR, de néha csak SWR rövidítéssel jelölik):

$$VSWR = \frac{U_{\max}}{U_{\min}} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|}$$

$\Gamma = 0$	$VSWR = 1$	A tápvonal mentén konstans a feszültség, mert nincs reflexió
$\Gamma = \pm 1$	$VSWR = \infty$	

A végén  $Z_L$  impedanciával lezárt, tápvonal bemeneti impedanciájának kiszámítása:



Veszteségmentes tápvonal esetén a bemeneti impedancia a lezárástól  $l$  távolságra:

$$Z_{be}(z) = Z_{be}(-l) = \frac{U(-l)}{I(-l)} = \frac{U_0^+ (e^{j\beta l} + \Gamma e^{-j\beta l})}{\frac{U_0^+}{Z_0} (e^{j\beta l} - \Gamma e^{-j\beta l})}$$

Ha ebbe az egyenletbe behelyettesítjük a reflexió tényezőre vonatkozó

$$\Gamma = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0}$$

egyenletet, valamint némi átalakítás után:

$$Z_{be}(z) = Z_0 \cdot \frac{(Z_L + Z_0)e^{j\beta l} + (Z_L - Z_0)e^{-j\beta l}}{(Z_L + Z_0)e^{j\beta l} - (Z_L - Z_0)e^{-j\beta l}} = Z_0 \cdot \frac{Z_L(e^{j\beta l} + e^{-j\beta l}) + Z_0(e^{j\beta l} - e^{-j\beta l})}{Z_L(e^{j\beta l} - e^{-j\beta l}) + Z_0(e^{j\beta l} + e^{-j\beta l})}$$

Ezt tovább alakítva:

$$Z_{be}(z) = Z_0 \cdot \frac{Z_L \cos \beta l + Z_0 j \cdot \sin \beta l}{Z_L j \cdot \sin \beta l + Z_0 \cdot \cos \beta l}$$

Ebből kapható a végleges kifejezés a bemeneti impedanciára veszteségmentes tápvonal esetén :

$$Z_{be}(z) = Z_0 \cdot \frac{Z_L + jZ_0 \cdot \operatorname{tg} \beta l}{Z_0 + jZ_L \cdot \operatorname{tg} \beta l}$$

Veszteséges esetben, ha a terjedési tényező nem tisztán képzetes

$$(\alpha \neq 0, \text{ ekkor } \gamma = \alpha + j\beta)$$

az

$$e^{\gamma l} - e^{-\gamma l} \text{ -ből}$$

szinusz hiperbolikus, míg

$$e^{\gamma l} + e^{-\gamma l} \text{-ből}$$

koszinusz hiperbolikus függvényt kapunk, így a bemeneti impedancia kifejezése:

$$Z_{be}(-l) = Z_0 \cdot \frac{Z_L + Z_0 \cdot \tanh \gamma l}{Z_0 + Z_L \cdot \tanh \gamma l}$$

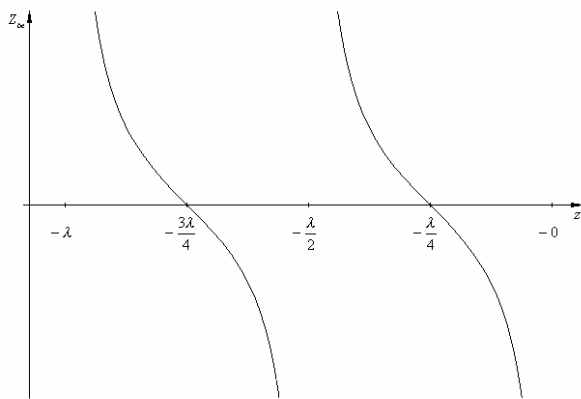
Speciális esetek veszteségmentes tápvonal esetén:

$Z_L$  szakadás

$$\Gamma = 1$$

$$Z_{be}(z) = Z_{be}(-l) = Z_0 \frac{1}{j \cdot \operatorname{tg} \beta l} = -j Z_0 \cdot \operatorname{ctg} \beta l$$

kapacitív impedancia, ha  $l < \lambda/4$

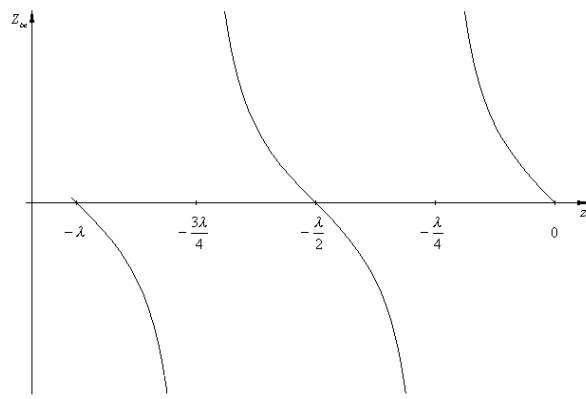


$Z_L$  rövidzár

$$\Gamma = -1$$

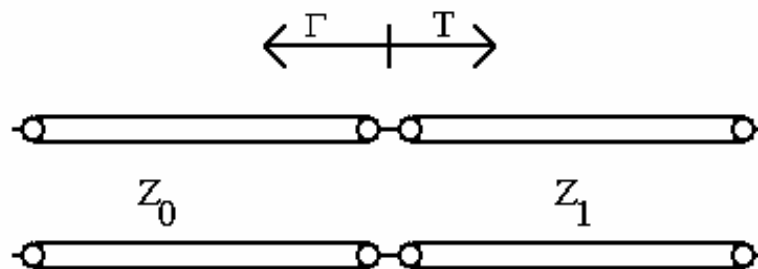
$$Z_{be}(z) = Z_{be}(-l) = j Z_0 \cdot \operatorname{tg} \beta l$$

induktív impedancia, ha  $l < \lambda/4$



### Transzmisszió:

A reflexióhoz hasonlóan lehet transzmissziót is definiálni. A transzmisszió megmondja hogy egy diszkontinuitáson (pl tápvonal átmenet) a beérkező feszültség hullám hányad része halad tovább. A vizsgálatok során feltételezzük, hogy a tápvonalak végtelen hosszúak.



A feszültségek:

$z < 0$  esetén a  $Z_0$  tápvonal egyenleteit kell használni:

$$U(z) = U_0^+ e^{-j\beta z} + U_0^- e^{j\beta z} = U_0^+ (e^{-j\beta z} + \Gamma e^{j\beta z}).$$

$z > 0$  esetén a  $Z_1$  tápvonalon a előrehaladó feszültség hullám transzmisszióval arányos része halad tovább:

$$U(z) = U_0^+ e^{-j\beta z} \cdot T$$

Mivel a  $Z_1$  tápvonal az átmenettől kezdve  $\infty$  hosszú, így ezen tápvonalon nincs reflexió.

A  $z = 0$  helyen a feszültségeknek egyenlőnek kell lenniük:

$$U_0^+ (1 + \Gamma) = U_0^+ (T),$$

azaz

$$T = 1 + \Gamma.$$

Ebbe behelyettesítve az ismert kifejezést:

$$\Gamma = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0}$$

kapjuk, hogy:

$$T = 1 + \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} = \frac{Z_1 + Z_0 + Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_0}.$$

### **Beiktatási csillapítás (Insertion Loss) (IL):**

A beiktatási csillapítás megmondja, hogy mekkora része megy tovább a jelnek:

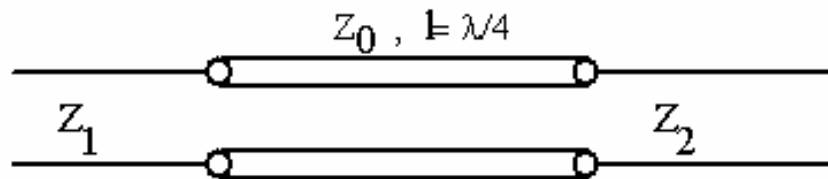
$$IL = -20 \cdot \log T \quad [dB]$$

Speciális esetek:

$T = 1$	$IL = 0$	minden tovább megy
$T = 0$	$IL = \infty$	minden visszaverődik

### Tápvonallal megvalósított áramkörök:

$\lambda/4$ -es transzformátor:



( $Z_0$  valós)

A  $\lambda/4$ -es transzformátor 2 valós impedancia közötti illesztést valósít meg ( $Z_1, Z_2$  valósak)  
Elektromos hossz, azaz a fázisforgatás „ $l$ ” fizikai hosszon  $90^\circ$ ,  $\lambda/4$ -es transzformátor esetén:

$$\beta l = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi}{2} = 90^\circ$$

A bemeneti impedancia képlete a  $Z_1$  tápvonal felől:

$$Z_{be} = Z_0 \frac{Z_2 + jZ_0 \cdot \operatorname{tg} \beta l}{Z_0 + jZ_2 \cdot \operatorname{tg} \beta l},$$

ha ebbe

$$\beta l = \frac{\lambda}{4} \text{-et}$$

helyettesítünk, akkor a következő egyszerű kifejezést kapjuk:

$$Z_{be} = Z_0 \frac{jZ_0}{jZ_2} = \frac{Z_0^2}{Z_2}$$

Ha a bemeneten illesztést akarunk elérni, akkor teljesülnie kell a következő feltételnek:

$$Z_{be} = Z_1.$$

Azaz:

$$\frac{Z_0^2}{Z_2} = Z_1.$$

Ebből a  $Z_0$  hullámimpedancia szükséges értéke:

$$Z_0 = \sqrt{Z_1 Z_2}$$

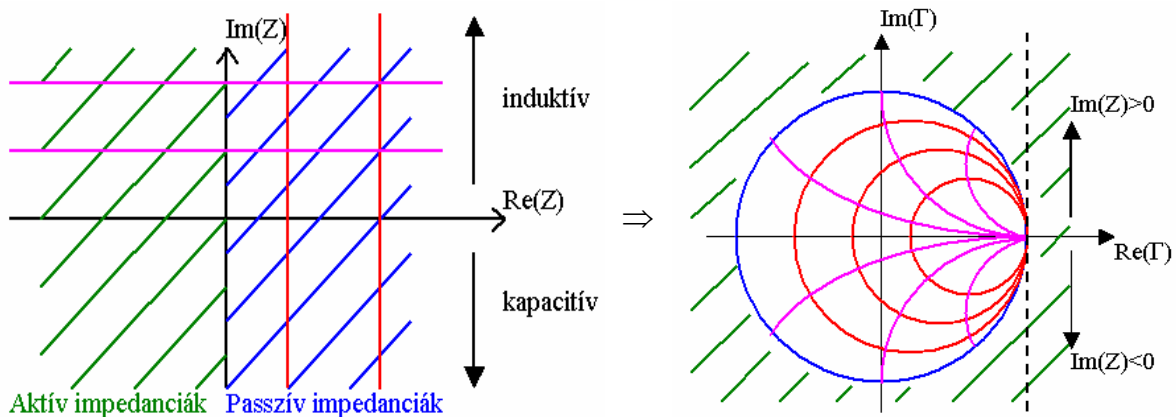
## Smith-diagram:

A tápvonalon a hosszától függő mennyiségek, a bemeneti impedancia és a reflexiós tényező ( $\Gamma$ ) között szoros kapcsolat van:

$$\Gamma = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0}$$

Egy bemeneti impedanciához egy reflexiós tényező tartozik. A Smith-diagram e két mennyiség közötti összefüggést ábrázolja. Az egyik mennyiség ismeretében a diagramból meghatározható a másik mennyiség számítások nélkül. A diagramot úgy kapjuk, hogy az impedancia komplex diagramját transzformáljuk a komplex reflexiós síkra a fent megadott összefüggéssel.

A Smith diagramm tehát a komplex reflexiós síkon van értelmezve. Ennek megfelelően az azonos abszolút értékű reflexiós tényezők olyan körökön helyezkednek el, amelyek középpontja megegyezik a reflexiós sík középpontjával. Tipikusan ilyen a nulla valósrésztű impedanciák halmaza ( $\text{Im}(Z)$  tengely az impedancia síkon), amely esetén  $|\Gamma|=1$ , így az  $\Gamma$  síkon a zérus középpontú egységnyi sugarú körbe transzformálódik át. Ez a kékkel jelölt kör.



Miből mit kapunk a transzformáció során:

Az impedancia diagramon látható piros egyenesekből, amelyek az azonos valósrésztű impedanciák halmazát jelölik, a Smith-diagramon a piros köröket kapjuk. Ezek középpontjai a valós  $\Gamma$  tengelyen vannak.

A legnagyobb, kékkel jelölt kör, a zérus valósrésztű kör. A zérus valósrésztű körön kívüli impedanciák a negatív, azaz aktív impedanciák. Az impedancia diagram azonos képzetes résztű egyenesei (lilával) a transzformáció után a Smith-diagramon a lila köríveknek megfelelően alakulnak. Ezek valójában körök, amelyek az egység sugarú körön kívül, az aktív impedanciák tartományában folytatódnak. Középpontjaik az  $\text{Im}(\Gamma)=1$  egyenesen helyezkednek el.

A valós  $\Gamma$  tengely alatt a kapacitív, míg a felette az induktív impedanciák helyezkednek el.

A Smith-diagramon a rövidzárnak megfelelő reflexiós tényező ( $\Gamma=-1$ ) a valós tengelyen, a -1 pontba helyezkedik el, hiszen amint azt már említettük, a smith diagram a  $\Gamma$  síkon van értelmezve. A rövidzár tehát a zérus valósrésztű kör és a valós tengely baloldali metszéspontjánál van.

A szakadásnak a jobboldali metszéspont, azaz a valós tengely 1 pontja felel meg.

A diagramon a reflexiós tényező ábrázolása úgy történik, mint polár koordináta rendszerben történő ábrázolás: a reflexiós tényező abszolút értékével és fázisával.

A diagramban az értékek a  $Z_0$ -ra normalizálva szerepelnek Jelölése:  $Z'$ -vel. Pl:

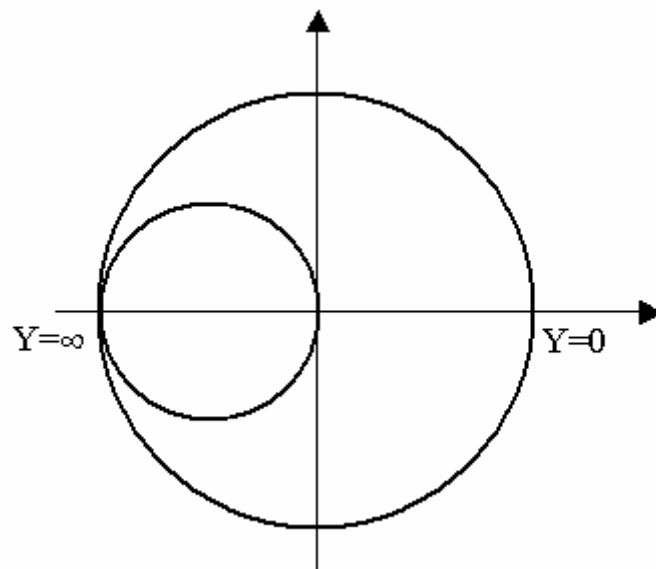
$$Z' = \frac{Z}{Z_0}.$$

Itt  $Z'$  a normalizált impedancia,  $Z_0$  a normalizáló impedancia. A valós és képzetes részekre külön-külön lehet normalizálni:

$$Z' = \frac{Z}{Z_0} = \frac{R}{Z_0} + \frac{jX}{Z_0} = R' + jX'$$

Pl. a diagram közepén a 0 reflexiós tényezőjű pont, a nulla normalizált képzetes impedanciájú, és 1 normalizált valósrésű pontnak felel meg. Ez éppen a  $Z_0$  normalizálatlan impedanciának felel meg. (Később látni fogjuk, hogy hosszak esetén is normalizálni kell, mégpedig a hullámhosszra.)

Ha a tápvonal párhuzamosan kapcsolódik az áramkörhöz, akkor impedanciák helyett admittanciával célszerűbb a számításokat végezni. Ezért létrehoztak egy admittancia Smith diagramot is:



Az admittancia Smith-diagram azonban a gyakorlatban nem terjedt el igazán, mert sokkal egyszerűbb az impedancia diagramon, a vizsgált impedanciához tartozó pontot tükrözni középpontosan, mint az egész diagramot. Ennek megfelelően tehát az impedanciát középpontosan tükrözve, majd a kapott ponthoz tartozó normalizált értékeket leolvasva az impedancia diagramon, megkapjuk az adott impedanciához tartozó normalizált admittanciát. Ebből a valós admittanciát a normalizáló admittanciával ( $1/Z_0$ ) való szorzással kapjuk.

Az impedancia Smith-diagramban tehát számolhatunk admittanciával is.



Példa ábrázolásra:

1)

$$Z = (50 + j50)\Omega \quad Z_0 = 50\Omega$$

$$Z' = 1 + j$$

A pont az  $R=1$  körön és az  $X=1$  körön van, azaz a keresett hely a kettő metszéspontja, a rajzon ez a pont pirossal van jelölve.

2)

$$Z = (100 - j25)\Omega \quad Z_0 = 50\Omega$$

$$Z' = 2 - j0,5$$

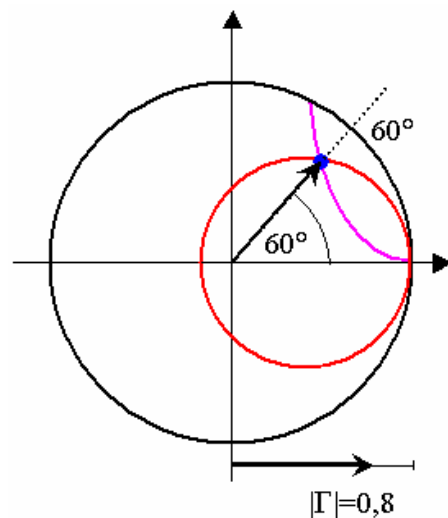
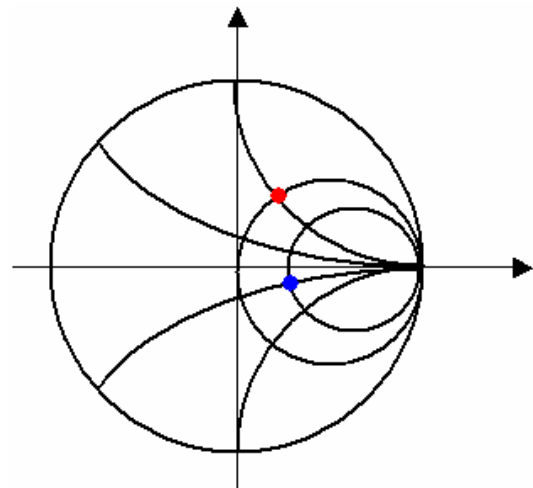
Most olyan pontot keresünk, ami  $R=1$  körnél kisebb körön van ( $R=2$ ) és a lenti síkon lesz a pont, mert a képzetes rész negatív. Ábrán késsel van jelölve.

3)

$$\Gamma = 0,8 \cdot e^{j60^\circ}$$

$\Gamma$  a középpontból oda mutató vektor. Mivel polárdiagramban vagyunk, így a szöget a kör széléről olvassuk le. Az abszolút érték könnyebb meghatározásához a diagram alatt, jobb szélén egy skálázás található („Reflection Coefficient” vagy „Reflektionsfaktor” a diagram nyelvének függvényében). A pontot (kék) úgy kapjuk, hogy  $\Gamma$  abszolút értékét körzővel felvesszük és a középpontból kiinduló,  $60^\circ$ -os szög felé tartó egyenest a középpontból indulva kimetsszük. Innen már a  $\Gamma$ -hoz tartozó normalizált impedancia leolvasható (piros kör és lila görbe):

$$Z' \approx 0,4 + j1,6$$



$\Gamma$  és  $Z'$  helyfüggése:

$\Gamma$  és  $Z'$  közötti összefüggések:

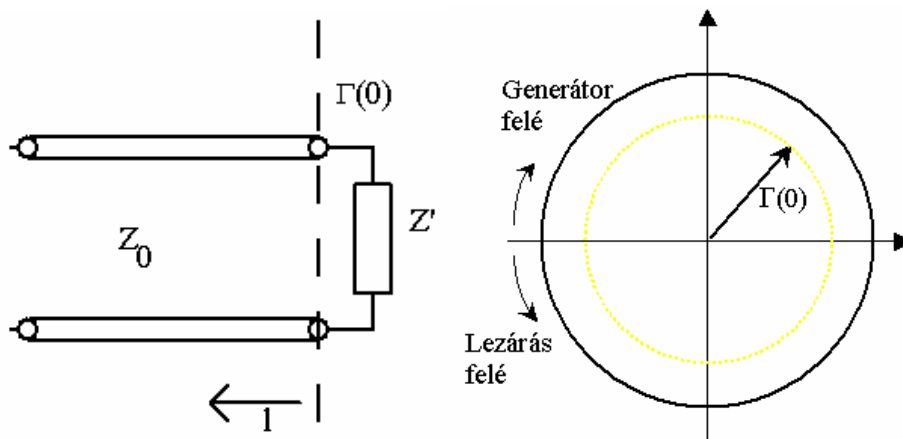
$$\Gamma = \frac{Z'-1}{Z'+1} ; Z' = \frac{1+\Gamma}{1-\Gamma}$$

A helyfüggések veszteségmentes tápvonal esetén:

$$\Gamma(l) = \Gamma(0) \cdot e^{-j2\beta l}$$

$$Z'(l) = \frac{1 + \Gamma(0) \cdot e^{-j2\beta l}}{1 - \Gamma(0) \cdot e^{-j2\beta l}}$$

azaz a tápvonalon haladva változnak.



Smith-diagramon ugyanez:

Ábrázolhatjuk a  $\Gamma(0)$  kezdeti értéket, ami a tápvonal végén értelmezhető. Innen a generátor felé haladva a diagramon ez a  $|\Gamma|$  körön való mozgást (forgást) jelent, még hozzá óramutató járásával megegyező irányban. Ellentétes irány a lezárás felé haladást jelent.

Egy teljes körbefordulásra:

$$2\beta \cdot l = 2\pi$$

behelyettesítve a terjedési tényező kifejezését:

$$2 \frac{2\pi}{\lambda} l = 2\pi$$

majd egyszerűsítve:

$$l = \frac{\lambda}{2}.$$

Tehát ugyanazt a reflexiót és így impedanciát, feszültséget, áramot látjuk a tápvonalon  $\frac{\lambda}{2}$  távolságonként. Ha pl van egy  $\frac{\lambda}{2}$  hosszúságú tápvonalszakaszunk, akkor bemenetén ugyanazt látjuk, mint a kimenetén.

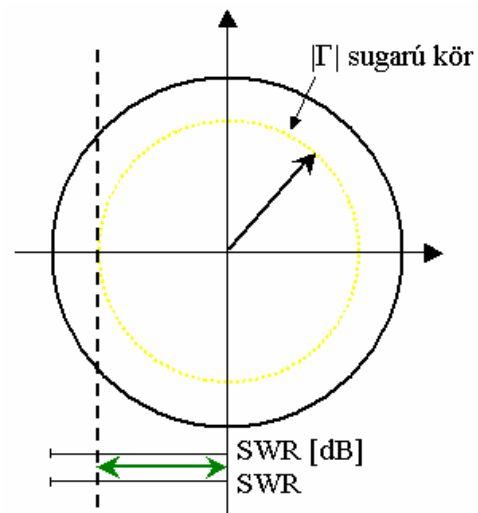
Állóhullámarány:

Az állóhullámarány deffiniója:

$$VSWR = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|}$$

Egy ábrázolt  $Z'$  normalizált impedanciának a középponttól való távolsága egyenlő a reflexió abszolút értékével ( $|\Gamma|$ ). A diagramon (SWR-el jelöljük az állóhullámarányt) egy ilyen sugarú,  $Z'=0$  középpontú kör a konstans állóhullámhoz tartozó kör.

Látható a fenti kifejezésből, hogy abban az esetben ha  $\Gamma = |\Gamma|$ , azaz mikor a vektor éppen a valós tengely jobb oldalán fekszik, akkor az állóhullámarány megegyezik az impedanciával. Ennek megfelelően az állóhullám kör és a valós gamma tengely jobb oldali metszéspontjánál leolvasott normalizált impedanciaérték mindjárt megadja a feszültség állóhullámarányt is. Az állóhullámarány legtöbbször a diagram alján, bal oldalon is leolvasható, esetleg decibelben.



$$(SWR [dB] = 20 \log SWR)$$

Nézzünk meg most egy példát!

### Feladat:

Adott egy légtöltésű ( $\epsilon_r = 1$ ),  $Z_0 = 50\Omega$  hullámimpedanciájú tápvonal, amely  $Z_L = 80 - j40[\Omega]$  értékű impedanciával van lezárva. A frekvencia 3 GHz.

Mekkora a(z):

- állóhullámarány
- reflexió
- reflexiós veszteség (RL)
- bemeneti impedancia  $l = 10\text{mm}$ -re a lezárástól ?

### Megoldás:

Ábrázoljuk Smith-diagramon a terhelő impedancia normalizált értékét:

$$Z_L = \frac{80 - j40}{50} = 1,6 - j0,8$$

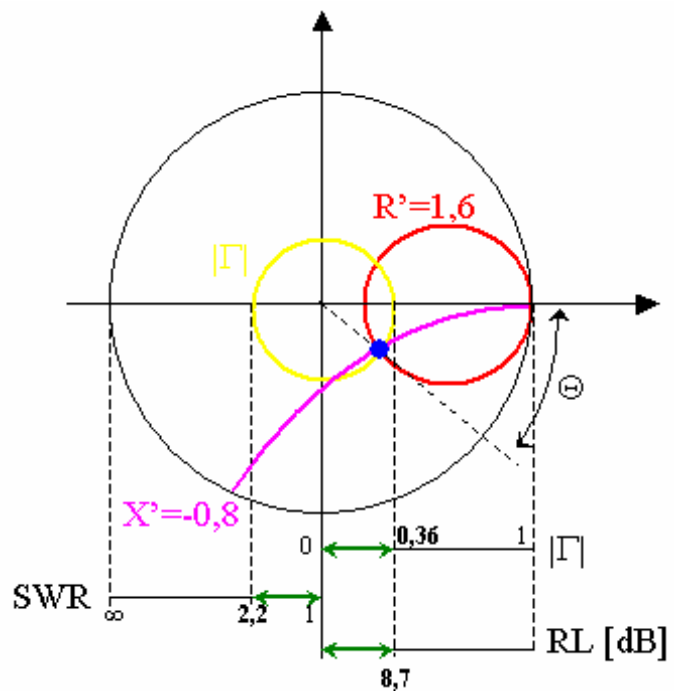
A pont a piros R kör és lila X kör metszéspontja, ehhez tartozik egy állóhullámkör, melyet 2 szélén levetítve kiolvashatjuk a kívánt értékeket.  $\Theta$  szöget az ábrán látható módon a diagram kerületéről lehet leolvasni ( $\Theta = -36^\circ$ ).

Így az eredmények:

$$SWR = 2,2$$

$$\Gamma = 0,36 \cdot e^{-j36^\circ}$$

$$RL = 8,7\text{dB}$$



A feladat második részéhez szükséges egy kis számolás, valamint vegyünk fel még egy diagramot!

A hullámhossz kiszámítása:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{v_f}$$

Jelen esetben ( $\epsilon_r = 1$ ):

$$v_f = c$$

Ha  $\epsilon_r \neq 1$  (nem légtöltésű), akkor

$$v_f = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$$

Elvégezve a megfelelő behelyettesítéseket:

$$\beta = \frac{\omega}{c} = 62,8 \left[ \frac{\text{rad}}{\text{m}} \right]$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi}{62,8} \rightarrow \lambda = 0,1\text{m}$$

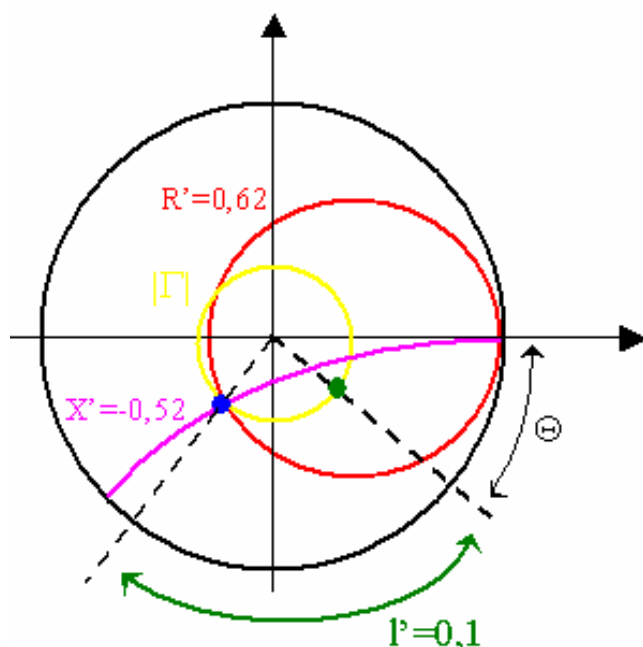
(Másik módszer: Légtöltés esetén a hullámhossz centiben egyenlő 30 osztva a frekvencia GigaHertz-ben.  $\epsilon_r \neq 1$  esetén még osztanunk kell  $\sqrt{\epsilon_r}$ -rel is):

$$\lambda[\text{cm}] = \frac{30}{f[\text{GHz}]}$$

A normalizált hossz:

$$l' = \frac{l}{\lambda} = \frac{0,01}{0,1} = 0,1$$

Most jöhet az ábrázolás:



A tápvonalon a generátor felé indulunk el, azaz óramutató járásával megegyező irányban. A diagram kerületén fel van tüntetve a normalizált hossz. Nekünk most 0,1-et kell elmozdulnunk (zöld). Az új pont (kék) ugyanezen az állóhullámkörön (sárga) van rajta. A bemeneti impedancia értékek így leolvashatók (piros és rózsaszín körök):

$$Z_{be}' = 0,62 - j0,52$$

Ebből a bemeneti impedancia:

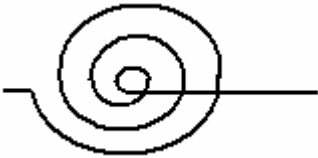
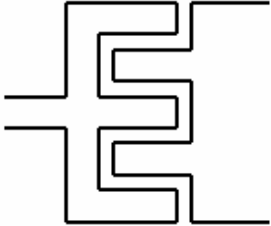
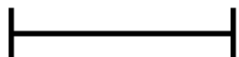
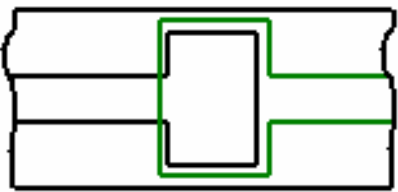
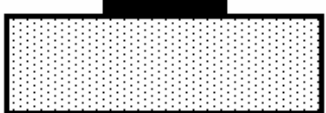
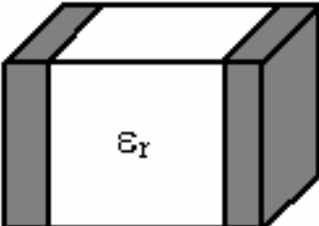
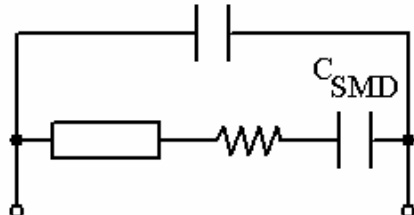
$$Z_{be} = Z_{be}' \cdot Z_0 = 31 - j26 [\Omega]$$

Tehát ekkora impedanciát látunk a tápvonal végétől 10 mm-re, valamint ugyanennyi lenne egy 10 mm hosszú tápvonal bemenetén.

## Impedancia illesztés:

100 MHz frekvencia felett működő áramkörökben a reaktanciák hatása már jelentős lehet. Ezért általában az egymáshoz kapcsolódó egységeket, impedanciában illeszteni kell egymáshoz. Hasonló feladatot jelent pl. egy tranzisztor megfelelő ki és bementi illesztése, hogy előírt paraméterű (zajtényezőjű, erősítésű) erősítőt, vagy oszcillátort valósítsuk meg. Hibrid áramkörök esetén általában 1 GHz frekvenciáig, integrált áramkörökben pár GHz frekvenciáig az impedancia illesztés koncentrált paraméterű elemekkel történhet. Ennél nagyobb frekvenciákon (mikrohullámú, milliméter hullámhosszú frekvenciatartományban) elosztott elemű illesztést használnak.

Az alábbi táblázat bemutat néhány koncentrált elemű induktivitást ill. kapacitást, amelyet nagyfrekvencián használnak áramkörökben:

Induktivitások:	Kapacitások:
 <p>Spirál induktivitás</p>	 <p>„interdigital gap capacitor”</p>
 <p>Vékony vezető GHz körüli frekvenciákon induktivitásként viselkedik:</p> <p><math>1nH / mm</math> <math>W = 100\mu m</math></p>	 <p>Fém-szigetelő-fém kapacitás:</p> <p>A két vezetőréteg között helyezkedik el a dielektrikum</p>
 <p>Ez előzőnek a megjelenési formája: NYÁK-on vékony vezető</p>	 <p>SMD kapacitás:</p> <p><math>\epsilon_r</math></p>
	 <p>Helyettesítő-kép a parazitahatásokkal (C,R,L)</p> <p><math>C_{SMD}</math></p>

Az impedancia illesztés során a célunk olyan veszteségmentes illesztő hálózat tervezése, amely egy adott frekvencián egy előírt impedancia és a  $Z_0$  hullámimpedancia között reflexiómentes átvitelt biztosít.

Az előírt impedancia lehet például egy tranzisztor bemenetén vagy kimenetén szükséges lezáró impedancia.

Legyen  $Z_L$  az lezáró impedancia, amelyhez illesztenünk kell.

A lezárás és annak normalizált impedanciája komplex alakban:

$$Z_L = R_L + jX_L$$

$$R_L' = \frac{R_L}{Z_0}$$

$$X_L' = \frac{X_L}{Z_0}$$

$$Z_L' = R_L' + jX_L',$$

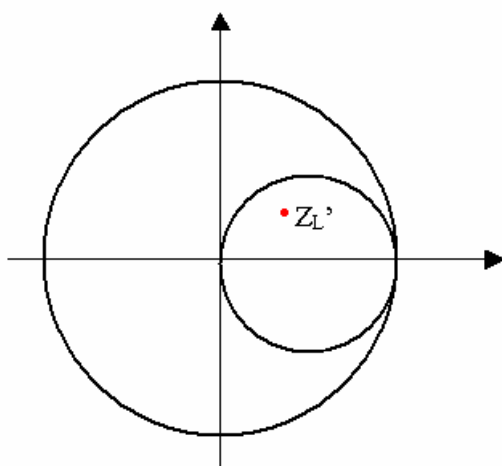
ahol  $R_L'$  és  $X_L'$  normalizált értékek.

2 esetet különböztetünk meg:

a)

$$R_L' > 1$$

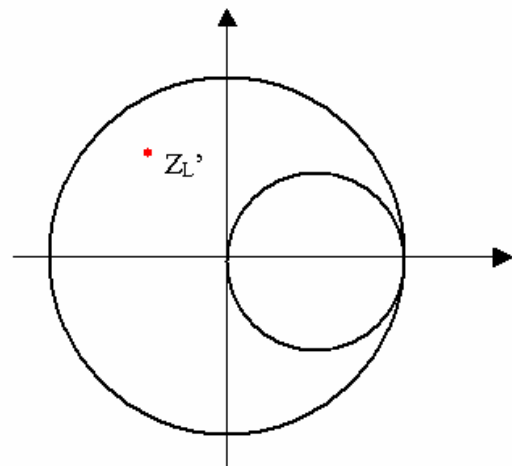
A normalizált impedancia az  $R = 1$  körön belül van.



b)

$$R_L' < 1$$

A normalizált impedancia az  $R = 1$  körön kívül van.

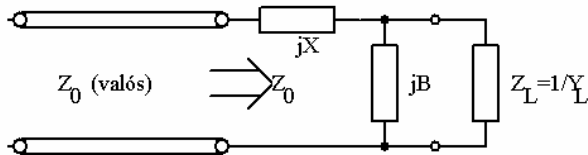


A cél a konjugált illesztés:

A hálózat végén a tápvonal hullámimpedanciájával megegyező impedancia értéket kell látnunk bemeneti impedanciaként. (Ez Smith-diagramon a középpontba való betranszformálást jelent).

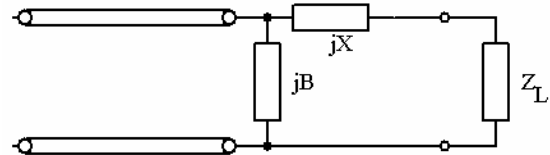
**a) eset**

$$R_L > Z_0, \text{ azaz } R_L' > 1$$



**b) eset**

$$R_L < Z_0, \text{ azaz } R_L' < 1$$



Először párhuzamos szuszceptanciával, majd soros reaktanciával illesztjük az impedanciát a tápvonalhoz

Először soros reaktanciával, majd párhuzamos szuszceptanciával illesztjük az impedanciát a tápvonalhoz

Bemeneti impedancia számítása:

**a) eset**

$$Z_0 = Z_{be} = jX + \frac{1}{jB + \frac{1}{R_L + jX_L}}$$

**b) eset**

$$\frac{1}{Z_0} = jB + \frac{1}{R_L + jX + jX_L}$$

A reaktanciára (X) és szuszceptanciára (B) 2-2 egyenletet tudunk felírni:

**a) eset**

$$B(X_L R - X_L Z_0) = R_L - Z_0$$

**b) eset**

$$BZ_0(X + X_L) = Z_0 - R_L$$

$$X(1 - BX_L) = BZ_0 R_L - X_L$$

$$X + X_L = BZ_0 R_L$$

ezekből B és X meghatározása:

**a) eset**

$$B = \frac{X_L \pm \sqrt{\frac{R_L}{Z_0} \sqrt{R_L^2 + X_L^2 - Z_0 R_L}}}{R_L^2 + X_L^2}$$

**b) eset**

$$B = \frac{\pm \sqrt{\frac{Z_0 - R_L}{R_L}}}{Z_0}$$

$$X = \frac{1}{B} + \frac{X_L Z_0}{R_L} - \frac{Z_0}{B R_L}$$

$$X = \pm \sqrt{R_L(Z_0 - R_L)} - X_L$$



A képletekből látszik, hogy 2 megoldást fogunk kapni mind  $B$ -re (egyik pozitív, másik negatív), mind  $X$ -re. Soros pozitív reaktancia ( $X$ ) induktivitást jelent, míg párhuzamos pozitív szuszceptancia ( $B$ ) kapacitást jelent.

Példa illesztőhálózat tervezésére:

$Z_0 = 100\Omega$  hullámimpedanciájú tápvonal végén  $Z_L = (200 - j100)\Omega$  -os lezárás.  
Tervezzünk illesztő hálózatot, ha a frekvencia  $f = 500\text{MHz}$

Először vegyük a numerikus megoldást:

$$R_L' = \frac{R_L}{Z_0} > 1 \quad Z_L' = 2 - j$$

$$B = \frac{-100 \pm \sqrt{2} \sqrt{200^2 + 100^2} - 100 \cdot 200}{200^2 + 100^2} = \frac{-10^2 \pm \sqrt{2} \sqrt{3 \cdot 10^4}}{5 \cdot 10^4} = \frac{-1 \pm \sqrt{6}}{5 \cdot 10^2}$$

amelyből a 2 megoldás:

$$B_1 = 0,29 \cdot 10^{-2}$$

és

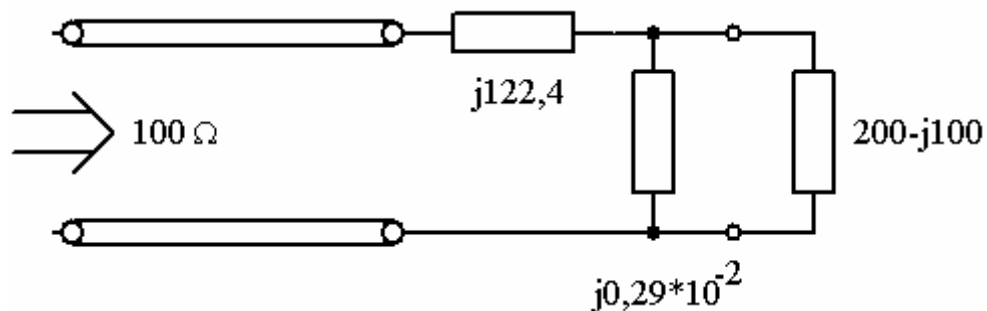
$$B_2 = -0,69 \cdot 10^{-2}$$

$$X = \frac{1}{B} + \frac{-100 \cdot 100}{200} - \frac{100}{200B} = \frac{1}{2B} - \frac{100}{2}$$

amelyből a 2 megoldás:

$$X_1 = 122,4 \text{ és } X_2 = -122,4$$

Az első megoldás megvalósítása:



A második megoldás ugyanígy néz ki, csak más impedancia értékekkel:

( $-j122,4$  soros impedancia;  $-0,69 \cdot 10^{-2}$  párhuzamos impedancia;  $200 - j100$  lezárás).

Kapacitás- és induktivitásértékek kiszámítása:

1) esetben:

$$j\omega L = j122,4$$

⇓

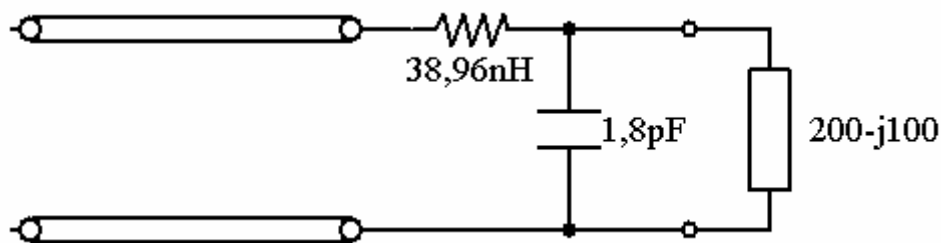
$$L = \frac{122,4}{\omega} = \frac{122,4}{2\pi \cdot 5 \cdot 10^8} = 38,96 [nH]$$

$$j\omega C = j0,29 \cdot 10^{-2}$$

⇓

$$C = \frac{0,29 \cdot 10^{-2}}{\omega} = 1,8 \cdot 10^{-12} = 1,8 [pF]$$

Így a kapcsolás:



2) esetben

$$-j \frac{1}{\omega L} = -j0,69 \cdot 10^{-2}$$

⇓

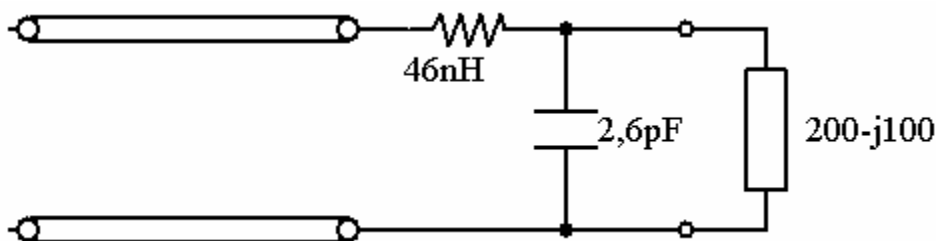
$$L = \frac{1}{\omega \cdot 0,69 \cdot 10^{-2}} = 4,6 \cdot 10^{-8} = 46 [nH]$$

$$-j \frac{1}{\omega C} = -j122,4$$

⇓

$$C = \frac{1}{\omega \cdot 122,4} = \frac{1}{2\pi \cdot 5 \cdot 10^8 \cdot 122,4} = 12,6 \cdot 10^{-12} = 1,8 [pF]$$

Így az ehhez tartozó kapcsolás:



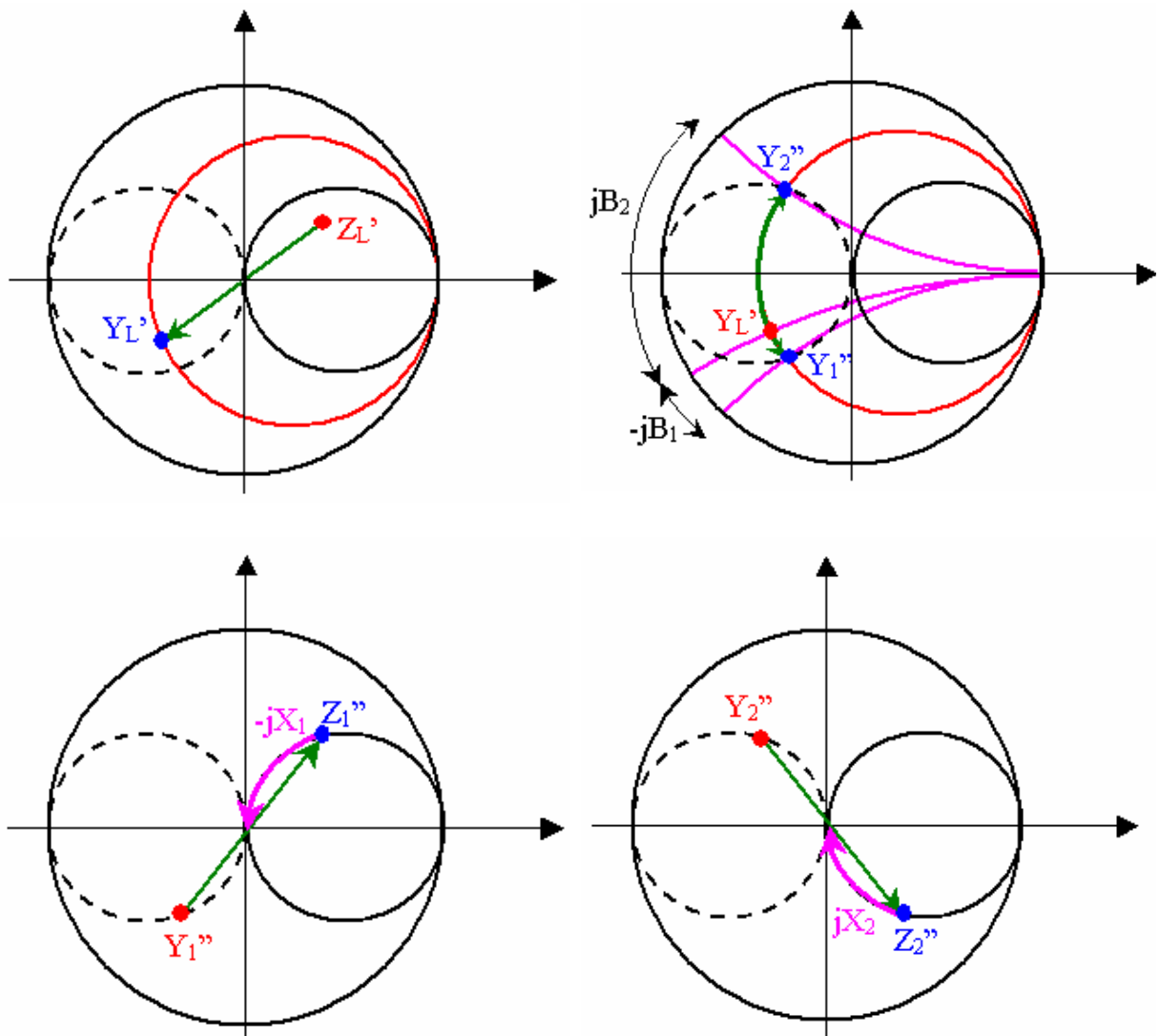
Megoldás Smith-diagrammal:

Smith-diagrammal is megoldhatjuk ezt a példát, amivel elkerülhetjük a felesleges számításokat. Itt is megkülönböztetünk 2 esetet:

a)  $R_L' > 1$

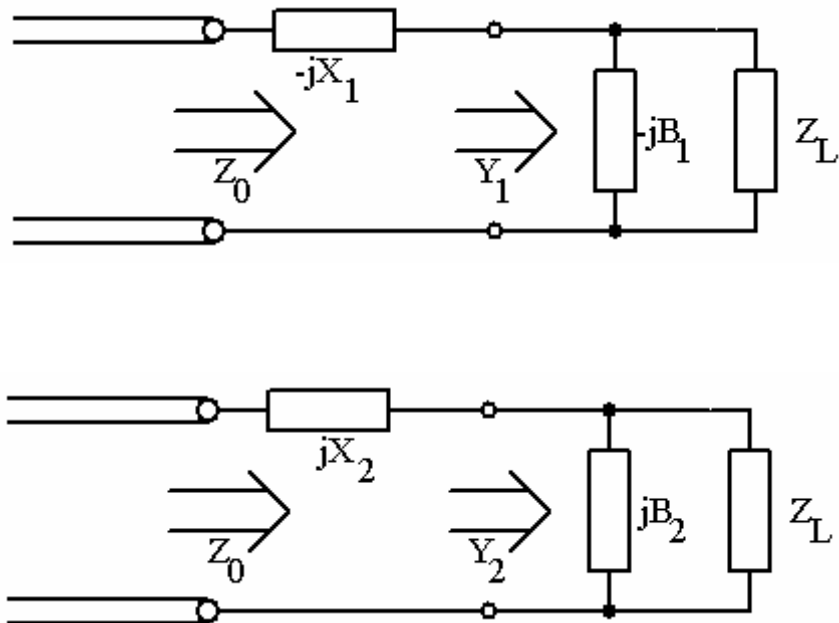
A  $Z_L$  Impedanciát az illesztő hálózat segítségével a 0 képzetes és 1 valósrésű pontba, az origóba kell transzformálnunk. Az illesztő hálózatban csak reaktanciákat használhatunk, mert a valós impedancia csillapítást is okozna.

Ha  $R_L' > 1$ , akkor sorosan kapcsolt reaktanciával nem lehet közvetlenül az 1 valósrésű körre transzformálni a terhelő impedanciát. Ezért először egy párhuzamosan kapcsolt szuszceptanciával az admittancia diagram 1 valósrésű körére (amely az impedancia diagram 1 valósrésű körének a tükörképe) transzformálhatjuk a terhelő konduktanciát. Ezt kétféleképpen is megtehetjük, a megfelelő  $B_1$ , vagy  $B_2$  párhuzamos szuszceptancia segítségével.



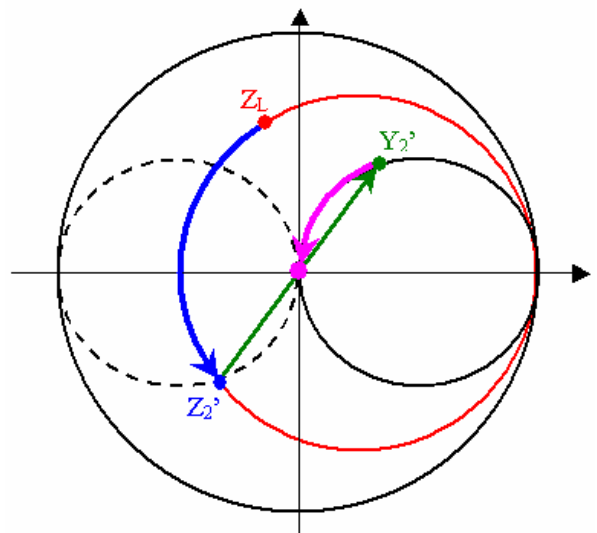
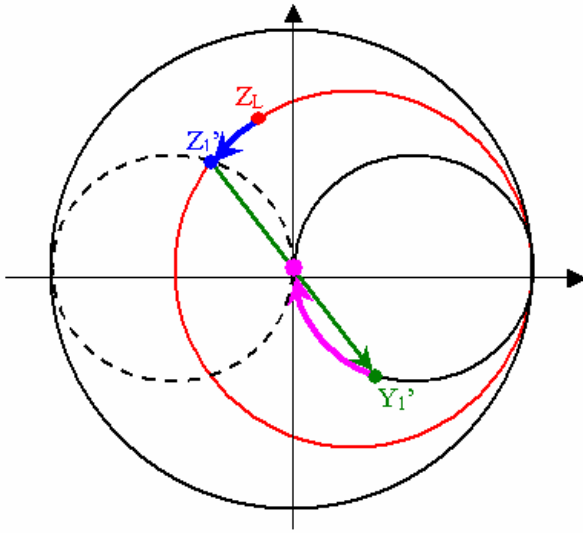
Ekkor a terhelő impedancia  $Z_L$  és a szuszceptancia  $B_1$  ( $B_2$ ) eredő impedanciája már az egység sugarú körön lesz, amit egy soros reaktanciával  $X_1$  ( $X_2$ ) már betranszformálhatunk az origóba.

A kapcsolások ekkor:

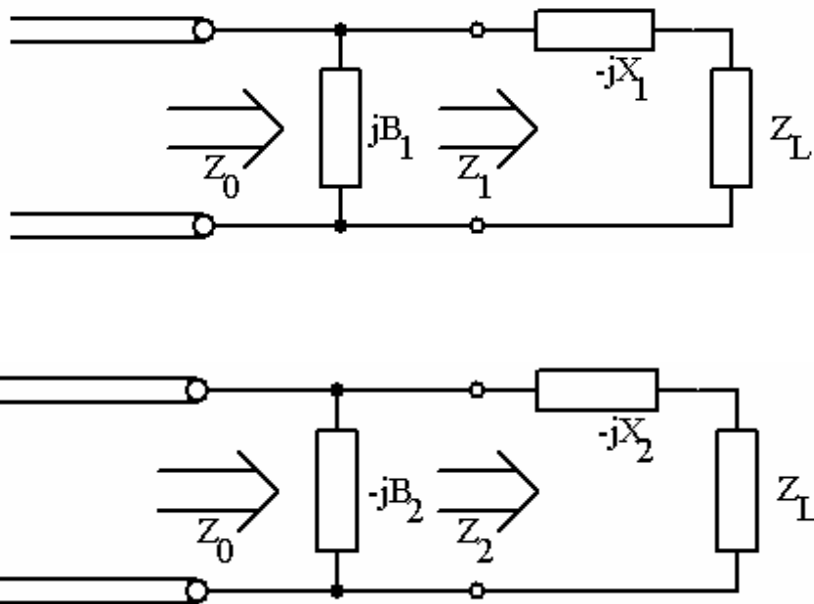


b)  $R_L' < 1$

A  $Z_L$  Impedanciát itt is az origóba kell transzformálnunk, és persze reaktanciákkal. Ha  $R_L' < 1$ , akkor sorosan kapcsolt reaktanciával az 1 valósrésztű körre transzformáljuk a terhelő impedanciát (itt is két lehetőségünk van). Ekkor az eredő admittancia már az egység sugarú körön van, amit ezután párhuzamosan kapcsolt szuszceptanciával az origóba viszünk.



A kcsolások ezekután:



Tápvonalas illesztések:

Illesztés  $\lambda/4$ -es transzformátorral:

Az előzőekben megismert  $\lambda/4$ -es transzformátorral megvalósított illesztést mutatunk be Smith-diagram segítségével.

$$\frac{1}{2} \text{ kör} = \lambda/4$$

A  $Z_0$  hullámimpedanciájú tápvonalból felépített  $\lambda/4$ -es transzformátor a diagramon  $\frac{1}{2}$  kört forgat, azaz olyan mint az impedancia-admittancia konverzió.

Legyen  $Z_L$  a  $\lambda/4$ -es transzformátort lezáró impedancia,  $Z_0$  az alkalmazott tápvonal hullámimpedanciája. Ekkor a bemeneti impedancia egyszerűen kifejezhető:

$$Z_{be} = \frac{Z_0^2}{Z_L}$$

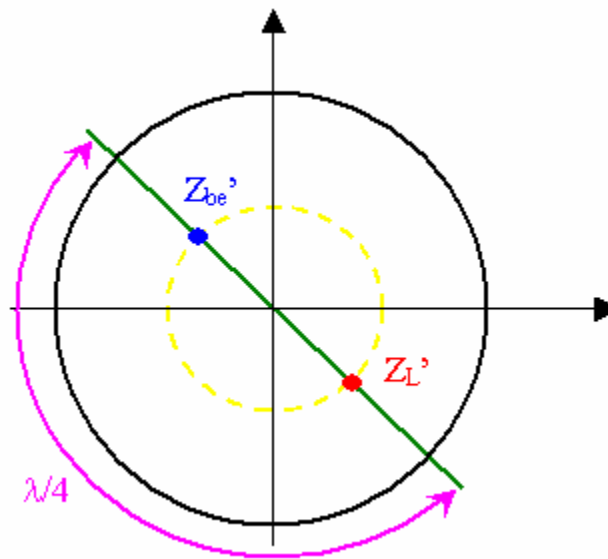
Normalizált impedanciákkal:

$$Z_{be}' = \frac{1}{Z_L'}$$

azaz:

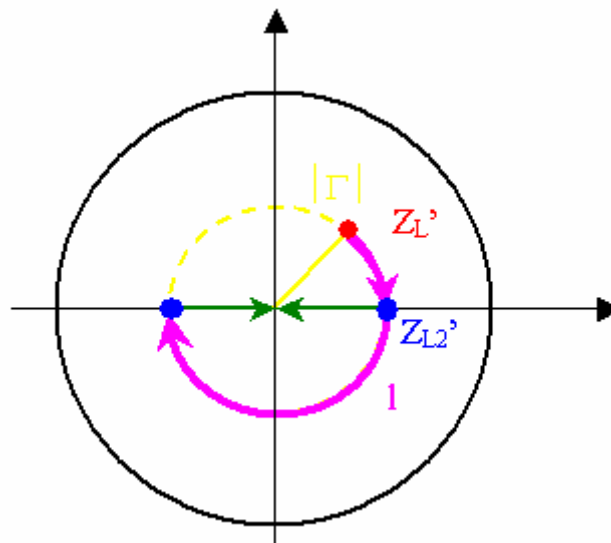
$$Z_{be}' = Y_L'$$

ábrázolva:



Ezek után a kérdés az, hogy miképpen tudjuk illeszteni a  $Z_L$  impedanciát a  $Z_0$  impedanciához.

Az eljárás a következő smith diagramon látható. A  $Z_L'$  normalizált impedanciából először egy  $l$  hosszúságú,  $Z_0$  hullámimpedanciájú tápvonal segítségével a valós  $\Gamma$  tengelyre kell eljutni. Az ábrán ezt a forgatást a lila körív jelöli. Amint látható két megoldás lehetséges.



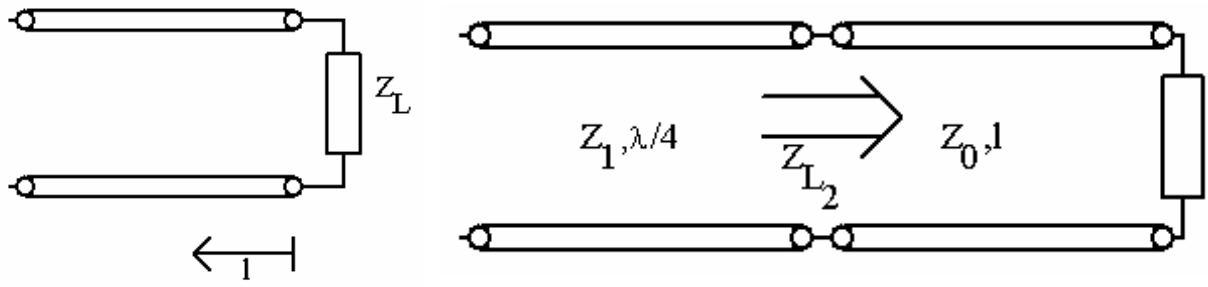
A második lépésben a kiadódó  $Z_{L2}'$  impedancia és a  $Z_0$  hullámimpedancia között illesztünk egy  $\lambda/4$ -es transzformátor segítségével.

A szükséges hullámimpedancia kiszámítható:

$$Z_1^2 = Z_{L2} Z_0.$$

A fent leírt módszert szemlélteti a következő ábra is.

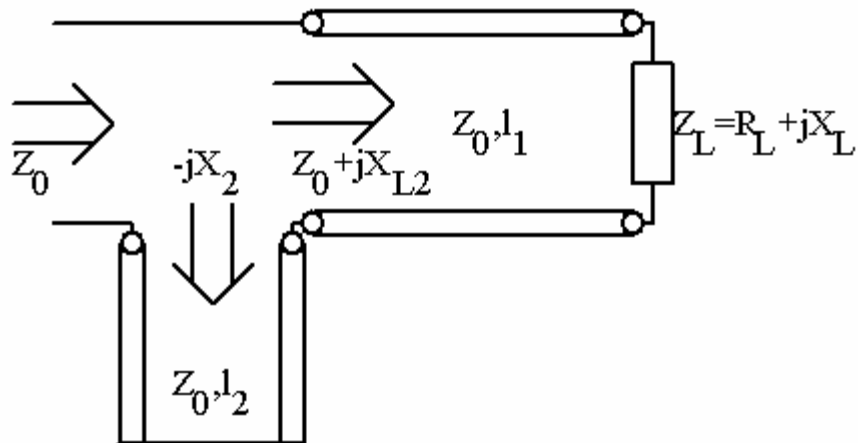




### Soros csontos illesztés:

A soros csontos illesztés során a lezáró impedanciából egy  $Z_0$  hullámimpedanciájú,  $l_1$  hosszúságú tápvonal segítségével olyan impedanciát állítunk elő, amelynek a valós része éppen  $Z_0$ .

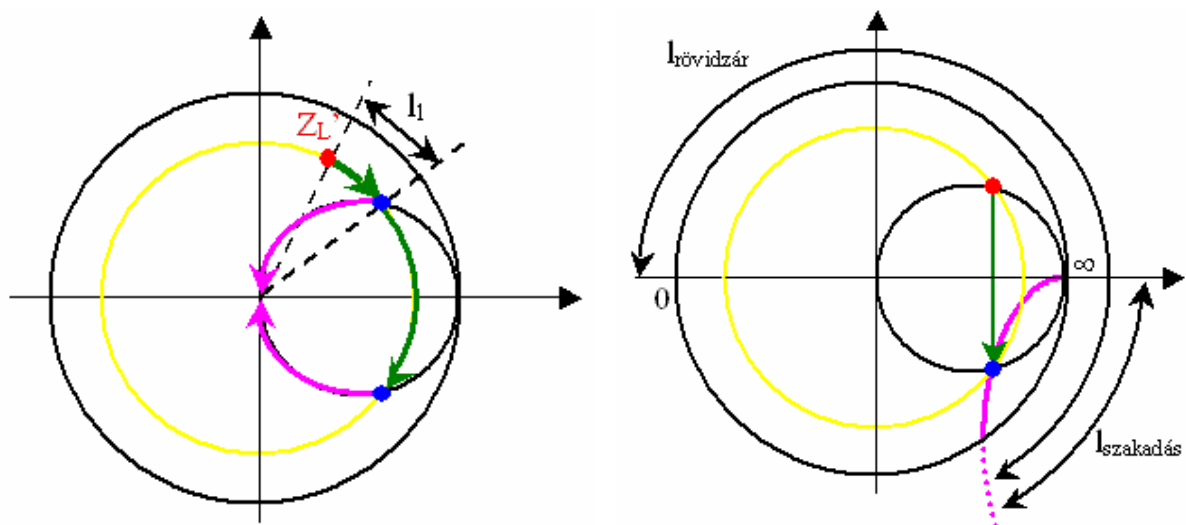
A következő lépésben ennek az impedanciának a képzetes részét illesztjük ki egy reaktív (a végén szakadással vagy rövidzárral lezárt és veszteségmentes) tápvonalcsont segítségével.



Az eljárás tehát a megfelelő tápvonal hosszak ( $l_1$ ,  $l_2$ ) meghatározásából áll. Ez jól megfigyelhető a következő ábrákon.

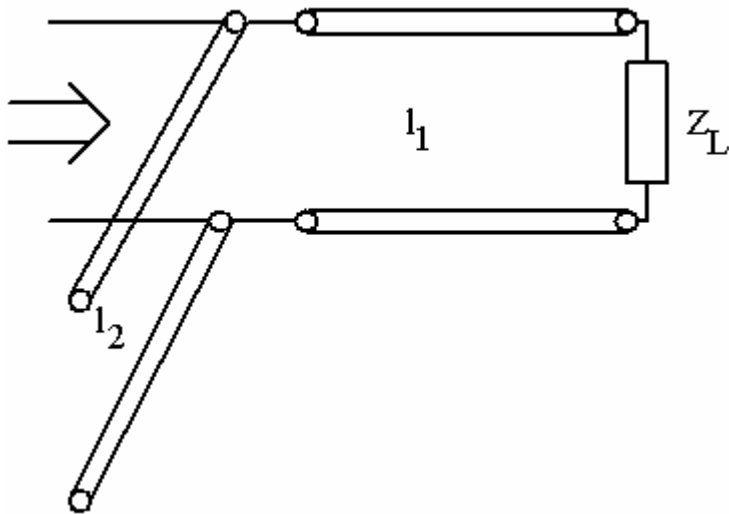
A jobb oldali ábrán a  $Z_L$  normalizált impedanciából először egy  $l_1$  hosszúságú,  $Z_0$  hullámimpedanciájú tápvonal segítségével az egységnyi valós részű normalizált impedanciák körére kell eljutni. Az ábrán ezt a zöld nyilak jelölik. Amint látható két megoldás lehetséges.

Ezek után egy sorosan kapcsolt reaktív csont segítségével ki kell hangolni a reaktanciákat. Ezt a bal oldali ábra szemlélteti. Amint látható ehhez a jobb oldalon kapott első megoldás komplex konjugáltját állítjuk elő rövidrezárt ill. szakadással végű csontok segítségével. A szükséges csont hosszakat (persze a hullámhosszra normalizálva a fekete nyilak mentén leolvashatjuk).

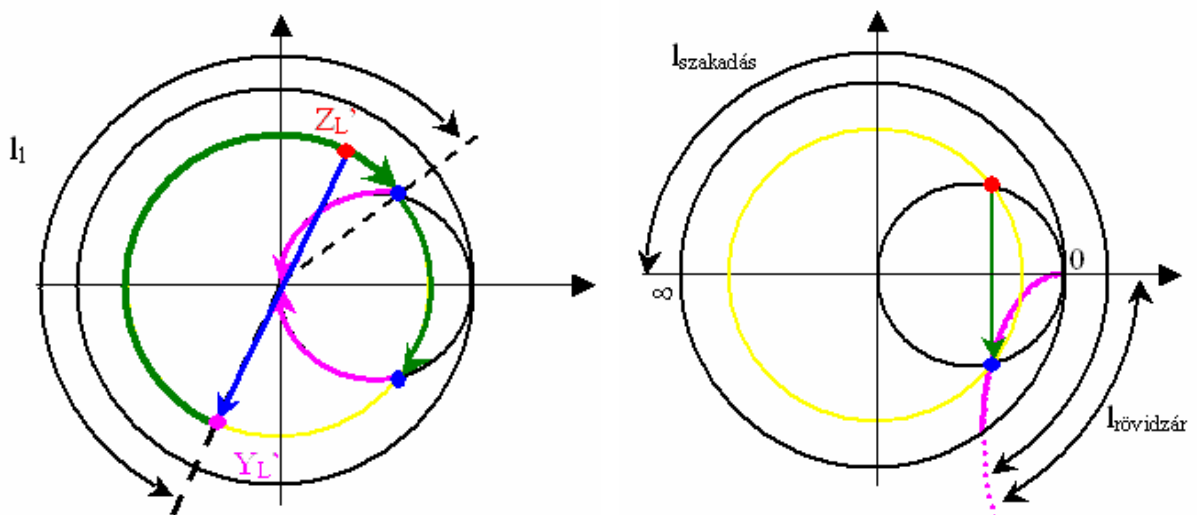


Párhuzamos csonkos illesztés:

A párhuzamos csonkos illesztés alapelve igen hasonló a soros csonkos illesztéséhez. A különbség annyi, hogy itt admittanciákkal kell dolgozni, ezért a normalizált lezáró impedanciát először tükrözni kell. Ez megfigyelhető az alsó, jobb oldali smith diagramon. Második lépésben egy megfelelő hosszúságú,  $Z_0$  hullámimpedanciájú tápvonal segítségével az egységnyi valós részű normalizált admittanciák körére kell eljutni (a tükrözés miatt most az impedancia diagrammról leolvasott értékek normalizált admittancia értékeket jelentenek). Az ábrán ezt a zöld nyilak jelölik. Amint látható két megoldás lehetséges.



A harmadik lépésben a  $z$  így kapott admittancia képzetes részét elimináljuk egy párhuzamos reaktív csonk segítségével. Ez a folyamat a bal oldali ábrán van bemutatva.



### Nagyfeladat:

Tervezzünk koncentrált elemű illesztő hálózatot Smith diagram segítségével  $Z_0 = 50\Omega$  hullámimpedanciájú tápvonalhoz, ha a lezárás

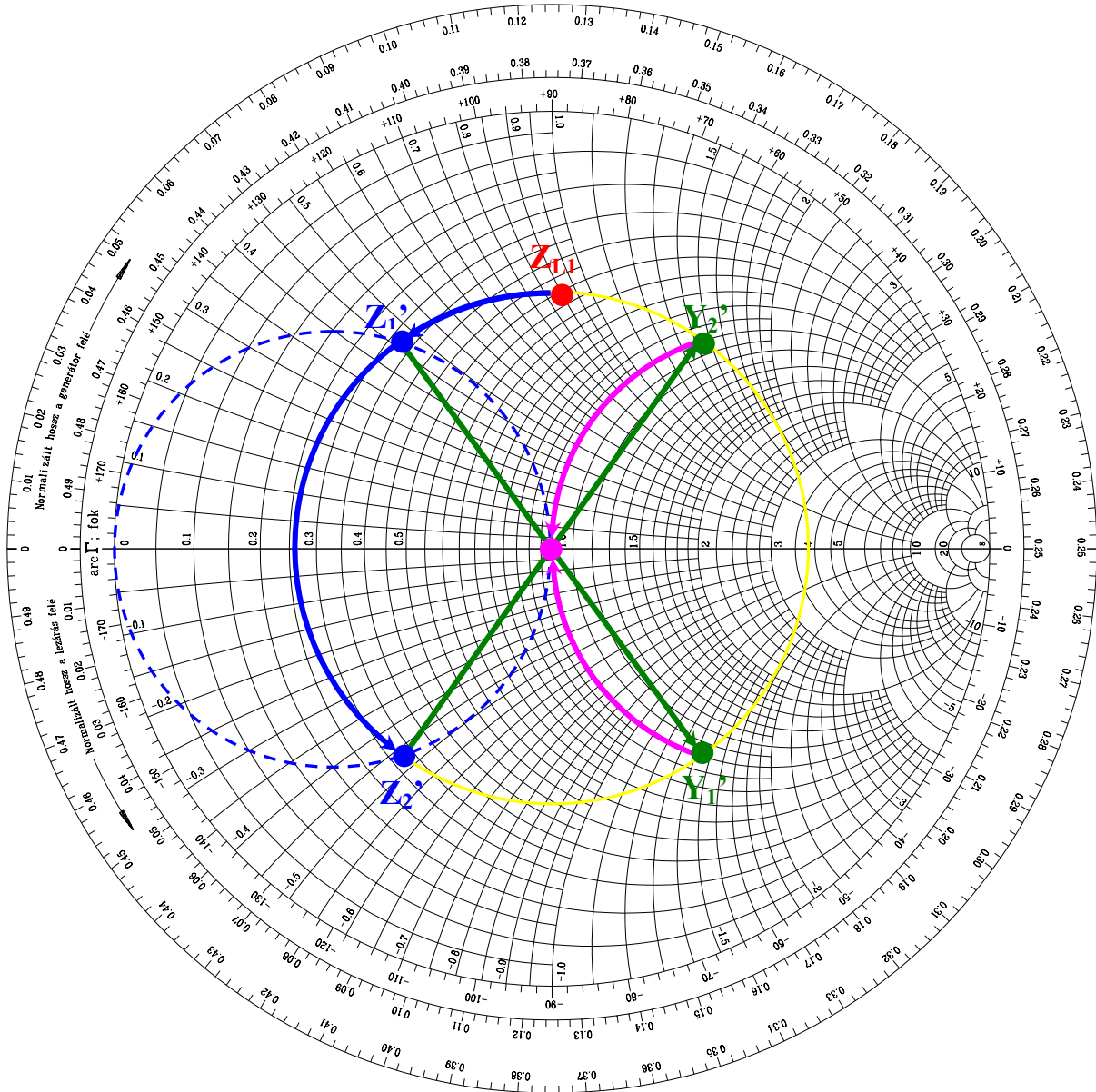
- a)  $Z_{L1} = (25 + j45)\Omega$  ( $r_L < 0$ )  
b)  $Z_{L2} = (80 - j15)\Omega$  ! ( $r_L > 0$ )

### Megoldás:

a) A normalizált impedancia:

$$Z_{L1}' = (0,5 + j0,9)\Omega$$

Ezt már ábrázolhatjuk a Smith-diagramon:



Leolvasva a kék nyílak mentén a reaktancia különbségeket, a szükséges soros reaktanciák értékeit kapjuk:

$$X_1' = -0,45 \quad (\text{a } Z_1' \text{ és } Z_{L1}' \text{ impedanciák képzetes részének különbségéből})$$

$$X_2' = -1,35 \quad (\text{a } Z_2' \text{ és } Z_{L1}' \text{ impedanciák képzetes részének különbségéből})$$

Tükrözések után az egységnyi valós részű admittanciák körére kerülünk. Innen a rózsaszín nyílakon juthatunk be az origóba. Leolvasva a rózsaszín nyílak mentén a szuszceptancia különbségeket, a szükséges párhuzamos szuszceptanciák értékeit kapjuk:

$$B_1' = 1,6 \quad (\text{az } Y_1' \text{ admittancia képzetes részének } -1\text{-szerese})$$

$$B_2' = -1,6 \quad (\text{az } Y_2' \text{ admittancia képzetes részének } -1\text{-szerese})$$

Az előjelek alapján:

$$X_1 = -0,45 \cdot Z_0 = -22,5\Omega \quad \text{soros kapacitás szükséges,}$$

$$X_2 = -1,35 \cdot Z_0 = -67,5\Omega \quad \text{soros kapacitás szükséges.}$$

$$B_1 = 1,6 \cdot Z_0 = 80\Omega \quad \text{párhuzamos kapacitás szükséges,}$$

$$B_2 = -1,6 \cdot Z_0 = -80\Omega \quad \text{párhuzamos induktivitás szükséges.}$$

Az elemértékek számítása a frekvencia ismeretében történhet meg.

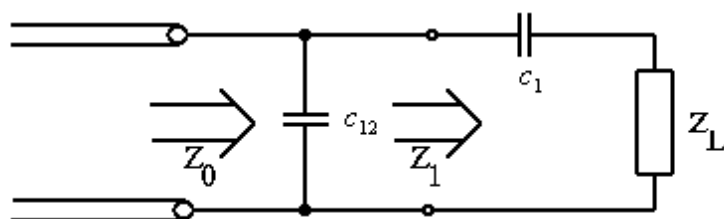
$$C_1 = \frac{1}{2\pi \cdot f X_1} = \frac{1}{2\pi \cdot 6 \cdot 10^9 \cdot 22,5} = 1,1 pF$$

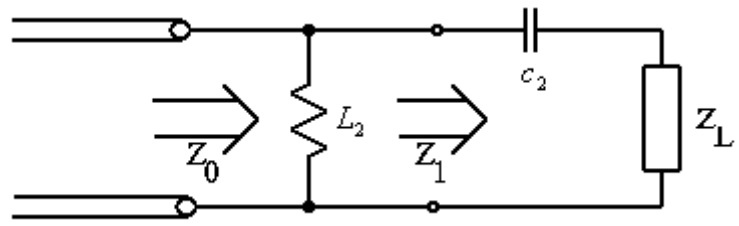
$$C_2 = \frac{1}{2\pi \cdot f X_2} = \frac{1}{2\pi \cdot 6 \cdot 10^9 \cdot 67,5} = 0,39 pF$$

$$C_{21} = \frac{B_2}{2\pi \cdot f} = \frac{80}{2\pi \cdot 6 \cdot 10^9} = 2,1 nF$$

$$L_2 = \frac{1}{2\pi \cdot f B_2} = \frac{1}{2\pi \cdot 6 \cdot 10^9 \cdot 80} = 0,33 pH$$

A kapcsolások tehát:



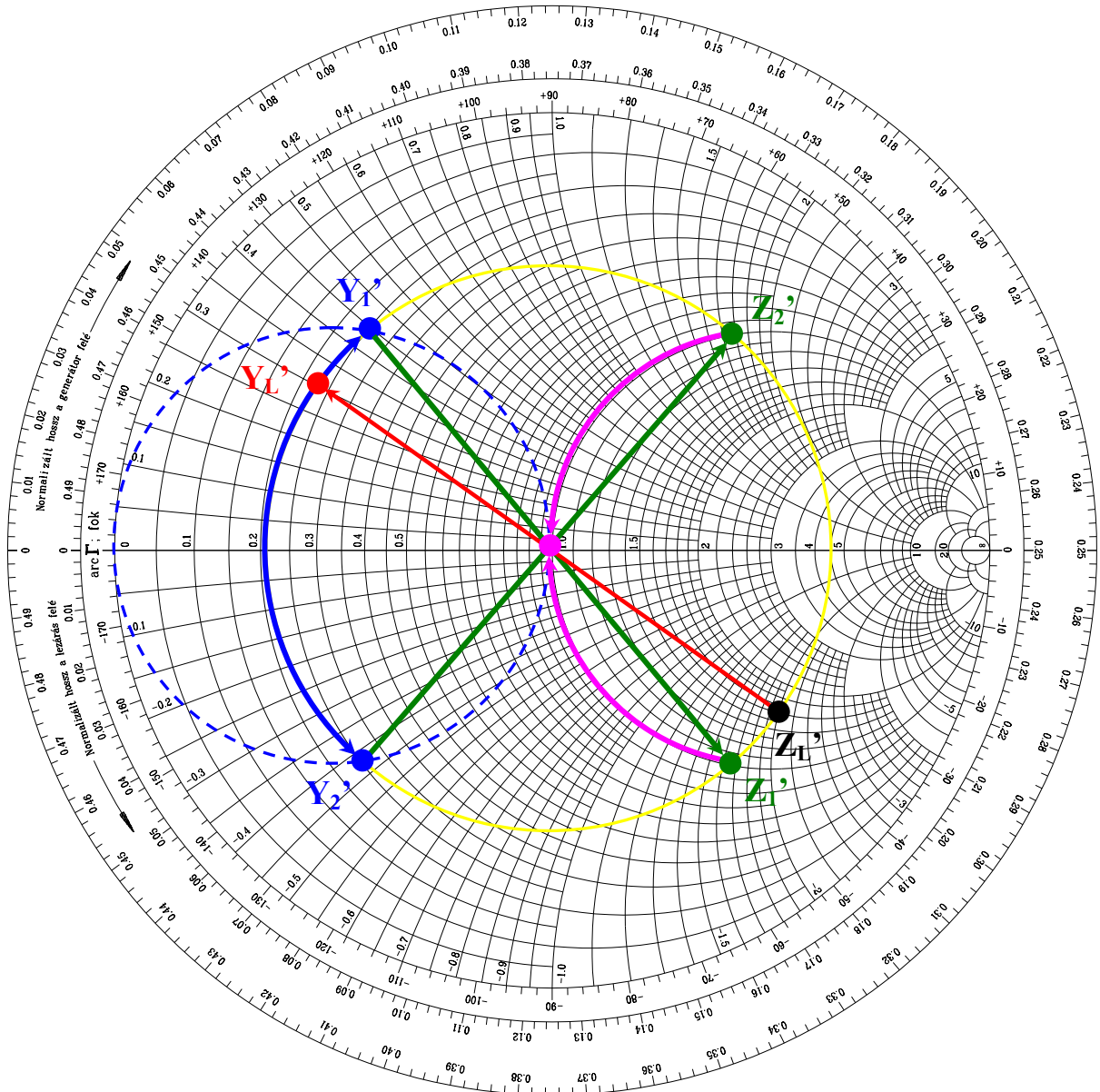


b) A normalizált impedancia:

$$Z_{L1}' = (1,6j - 0,3)\Omega$$

Ebben az esetben a normalizált impedancia valós része egynél nagyobb, tehát az első lépés hogy a normalizált impedanciát tükrözzük.

Ábrázoljuk ezt is Smith-diagramon:



A következő lépésben a kék nyilak mentén eljutunk az egységnyi valósrésztű admittanciakör (amely tulajdonképpen megint az  $R'=1$  impedanciakör, csak az impedancia tükrözés miatt a leolvasott értékek admittanciát jelentenek) tükörkép körére.

$$B_1' = -0,3 \quad (\text{a } Y_1' \text{ és } Y_{L1}' \text{ impedanciák képzetes részének különbségéből})$$

$$B_2' = 0,6 \quad (\text{a } Y_2' \text{ és } Y_{L1}' \text{ impedanciák képzetes részének különbségéből})$$

$$X_1' = -0,65 \quad (\text{az } Z_1' \text{ admittancia képzetes részének } -1\text{-szerese})$$

$$X_2' = 0,65 \quad (\text{az } Z_2' \text{ admittancia képzetes részének } -1\text{-szerese})$$

$$B_1 = -0,3 \cdot Z_0 = -15\Omega \quad \text{párhuzamos induktívás}$$

$$B_2 = 0,6 \cdot Z_0 = 60\Omega \quad \text{párhuzamos kapacitás}$$

$$X_1 = -0,65 \cdot Z_0 = -32,5\Omega \quad \text{soros kapacitás}$$

$$X_2 = 0,65 \cdot Z_0 = 32,5\Omega \quad \text{soros induktívás}$$

Elemértékek számítása:

$$L_1 = \frac{1}{2\pi \cdot f B_1} = \frac{1}{2\pi \cdot 6 \cdot 10^9 \cdot 15} = 1,76 \text{ pH}$$

$$C_1 = \frac{B_2}{2\pi \cdot f} = \frac{60}{2\pi \cdot 6 \cdot 10^9} = 1,59 \text{ nF}$$

$$C_2 = \frac{1}{2\pi \cdot f X_1} = \frac{1}{2\pi \cdot 6 \cdot 10^9 \cdot 32,5} = 0,81 \text{ pF}$$

$$L_2 = \frac{B_2}{2\pi \cdot f} = \frac{32,5}{2\pi \cdot 6 \cdot 10^9} = 0,86 \text{ nH}$$

A kapcsolások tehát:

