Xarxes de fibra òptica

Salvatore Spadaro

PID_00238490

Temps de lectura i comprensió: **12 hores**

UOC
Universitat Oberta de Catalunya

Índex

Introducció 5

Objectius 7

1. Fibra òptica 9
1.1. Principis de transmissió en fibra òptica 10
1.1.1. Nombre de modes de propagació 15
1.1.2. Atenuació 18
1.1.3. Dispersió intermodal 19
1.1.4. Dispersió intramodal 23
1.1.5. Dispersió de mode de polarització 24
1.1.6. Amplada de banda de les fibres 24
1.1.7. Tipus de fibra òptica i disseny de sistemes de transmissió en fibra 25
1.1.8. Fenòmens no lineals en la fibra òptica 27
1.2. Resum 31

2. Transmissors òptics 33
2.1. Els semiconductors 33
2.1.1. Semiconductor intrínsec 34
2.1.2. Semiconductor extrínsec 37
2.2. Mecanismes d'interacció radiació-matèria 38
2.2.1. Emissió espontània 38
2.2.2. Emissió estimulada 39
2.2.3. Absorció 40
2.2.4. Relacions d'Einstein 41
2.2.5. Amplificador làser 42
2.2.6. Oscil·lador làser 44
2.3. Emissió i absorció en materials semiconductors 45
2.3.1. Concentració dels portadors 45
2.3.2. Generació i recombinació 49
2.4. Díodes LED 51
2.4.1. Eficiència 54
2.4.2. Modulació de la potència òptica emesa 56
2.4.3. Estructura dels díodes LED 58
2.5. Làser de semiconductor 59
2.5.1. Guany òptic 60
2.5.2. Equacions de ritme 62
2.5.3. Estructura d'un díode làser 64
2.5.4. Làser DFB 65
2.6. Resum 68

3. Receptors òptics 69
3.1. Fotodíodes PIN 77
3.2. Fotodíodes d'allau 80
3.3. Soroll 81
3.3.1. Relació senyal-soroll per als fotodíodes PIN 84
3.3.2. Relació senyal-soroll per als fotodíodes d'allau 87
3.4. Taxa d'error de bit 89
3.5. Sensibilitat 93
3.5.1. Límit quàntic de fotodetecció 95
3.6. Resum 96

4. Amplificadors òptics 98
4.1. Guany òptic 100
4.2. Figura de soroll 107
4.3. Amplificadors òptics de semiconductor 109
4.3.1. Convertidors de longitud d'ona 115
4.4. Amplificadors de fibra dopada amb erbi 117
4.5. Resum 123

5. Introducció a les xarxes òptiques 124
5.1. Xarxes SONET/SDH 125
5.1.1. Tècniques de concatenació 130
5.1.2. Ajust de la capacitat d'enllaç 131
5.2. Xarxes de transport òptiques 131
5.2.1. Tecnologies WDM 132
5.2.2. Xarxes òptiques transparents 133
5.2.3. Xarxes òptiques ASON 135

Preguntes teòriques 139

Exercicis 140

Solucions 143

Glossari 151

Bibliografia 154

Introducció

En qualsevol sistema de telecomunicacions hi ha sempre tres elements necessaris per a portar a terme una transmissió: l'emissor, el receptor i el canal. Les primeres comunicacions es basaven en la transmissió/recepció de senyals de naturalesa elèctrica, com el telègraf, el telèfon o la ràdio. En aquests sistemes el canal de comunicacions era el canal de ràdio (per a les comunicacions sense fil), cables fabricats amb materials conductors (com per exemple el parell trenat de coure o el cable coaxial) o guies d'ona (utilitzades per a transportar senyals amb més amplada de banda).

Entre els tres elements involucrats en la comunicació, el canal és un factor clau que determina les possibles aplicacions. El canal de comunicacions presenta diferents problemes, però bàsicament en podríem esmentar cinc:

- **Soroll**. En recepció, el receptor detecta tant el senyal transmès com el soroll introduït pels elements de la transmissió (el canal, el receptor, etc.). Per tant, el senyal rebut mai no és igual que el senyal transmès. Les diferències entre el senyal transmès i el senyal rebut produeixen errors, que degraden la qualitat de la comunicació.

- **Atenuació**. Pel que fa a l'atenuació, qualsevol senyal electromagnètic que viatja a través d'un medi físic (fins i tot el buit) sofreix una disminució de potència en funció de la distància. Per als senyals elèctrics la disminució de la potència és inversament proporcional* a la distància elevada a un factor α.

  *** $P \propto d^{-\alpha}$, en què α depèn del medi de transmissió –per exemple, $\alpha = 2$ quan el medi de transmissió és el buit.**

- **Interferències**. El problema de les interferències és comú tant en les comunicacions a través del canal de ràdio com, encara que sovint, en les transmissions a través de conductors. El canal de ràdio és un medi susceptible de ser utilitzat per múltiples usuaris, i la col·lisió dels senyals transmesos per més d'una font degrada la qualitat de la comunicació o la impossibilita. En els senyals transmesos a través d'un conductor, les interferències elèctriques externes al conductor generen camps elèctrics no volguts en el conductor.

- **Distorsió**. La distorsió és el fenomen pel qual, per a un senyal –especialment si té una amplada de banda gran–, el guany del canal és significativament diferent per als seus diferents components freqüencials.

- **Amplada de banda**. L'amplada de banda del canal determina la velocitat de transmissió de la comunicació. Les amplades de banda petites ofereixen avantatges en termes de distorsió i potència de soroll, però permeten taxes de bit molt més petites.

Les comunicacions òptiques es caracteritzen principalment per dos factors: la naturalesa dels senyals transmesos (llum) i el canal de transmissió (fibra òptica). Tots dos factors fan front als problemes associats a les transmissions elèctriques i plantegen reptes nous. Els avantatges de les comunicacions òptiques són clars: menys soroll, transmissions no susceptibles a les interferències electromagnètiques, grans amplades de banda, baixa atenuació, etc. Òbviament també presenten inconvenients: cost d'instal·lació de la fibra òptica elevat, preu de transmissors i receptors, dificultats tecnològiques, fenòmens associats a la transmissió de la llum (com per exemple la dispersió), etc.

Sens dubte, les xarxes de fibra òptica han representat un punt d'inflexió en el desenvolupament i la implantació de les telecomunicacions. Les altes taxes de transmissió (de l'ordre dels Gbit/s o fins i tot Tbit/s) han permès augmentar la capacitat de les xarxes troncals, que tenen l'objectiu de transportar el trànsit agregat de múltiples xarxes, i, entre altres aplicacions, han fet possibles la creació de xarxes de dades d'alta velocitat a grans distàncies (xarxes transcontinentals i transoceàniques).

En aquesta assignatura es presenten els principis bàsics que regeixen les transmissions òptiques. Per a això, el curs estructura el temari en apartats dedicats a les fibres òptiques (el canal de transmissió), els transmissors òptics, els receptors òptics i els amplificadors òptics (necessaris per a comunicacions a grans distàncies). Finalment, es presenta una breu introducció a les xarxes òptiques basades en els conceptes desenvolupats al llarg dels apartats precedents.

Objectius

Els objectius que ha d'assolir l'estudiant un cop estudiats els materials didàctics d'aquest mòdul són:

1. Conèixer els principis físics que regeixen la transmissió a través d'una fibra òptica.
2. Entendre les limitacions pròpies del canal de transmissió òptic.
3. Identificar els diferents tipus de fibra òptica.
4. Comprendre els mecanismes d'interacció radiació-matèria, base de les comunicacions òptiques.
5. Entendre el funcionament dels transmissors òptics.
6. Comprendre els tipus de receptors òptics, el seu funcionament, les seves limitacions i les seves característiques.
7. Estudiar els principis físics que regeixen l'amplificació òptica.
8. Aprendre els conceptes bàsics de les xarxes òptiques més importants.

1. Fibra òptica

Els sistemes de comunicació en fibra òptica han millorat les prestacions de les xarxes de telecomunicacions gràcies a un medi físic capaç de transmetre dades a alta velocitat i a llargues distàncies. Els avantatges que han fet de la fibra òptica el medi de transmissió que permet velocitats de transmissió més grans són, d'una banda, l'àmplia amplada de banda que té i, de l'altra, que les transmissions guiades a través de fibra òptica no es veuen afectades per interferències electromagnètiques, com sí que succeeix en transmissions a través d'un cable coaxial.

El canal d'un sistema de transmissió en fibra òptica pot ser vist com una cascada de diversos dispositius, i la fibra òptica és el component clau. La complexitat del canal depèn, en gran mesura, de la distància entre emissor i receptor. En el cas de sistemes molt simples, el canal coincideix amb un segment de fibra òptica que pot variar des de centenars de metres (com en el cas dels sistemes d'accés) fins a un o dos centenars de quilòmetres. Per a distàncies més llargues, l'amplificació òptica és necessària per a compensar les pèrdues introduïdes per la fibra i, d'acord amb els requisits de la xarxa, es poden incloure altres dispositius en el canal, com ara equalitzadors òptics, fibres compensadores de la dispersió*, filtres òptics, multiplexadors òptics per a agregar i extreure dades**, i *optical cross connects* per a commutar longituds d'ona.

*** En anglès, *dispersion compensating fibers* (DCF).**
**** En anglès, *optical add-drop multiplexers,* (OADM).**

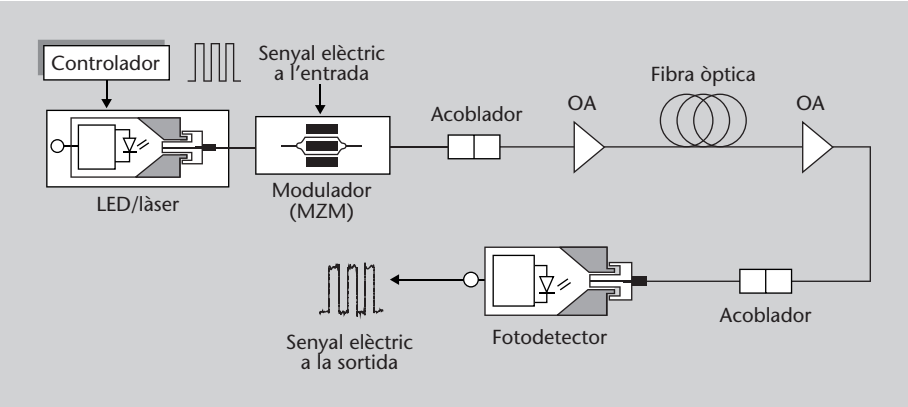
De la mateixa manera que en els sistemes de radiocomunicacions, en comunicacions òptiques l'accés al medi pot ser múltiple i, per tant, el medi pot ser compartit. Així, mentre que en radiocomunicacions es parla de freqüències, en comunicacions òptiques s'utilitza el terme *longitud d'ona*. La raó es troba en la naturalesa dels senyals que es manipulen, que en aquest cas són ones de llum.

Longitud d'ona λ

La relació entre freqüència (f) i longitud d'ona (λ) és $\lambda = \frac{v}{f}$, en què v és la velocitat de la llum en el medi de transmissió.

En la figura 1 hi ha un exemple de sistema de transmissió en fibra òptica que inclou el transmissor, el receptor, el canal de fibra òptica i els amplificadors òptics (OA). També s'hi indiquen els acobladors. Al llarg d'aquest apartat es descriurà detalladament el canal de fibra òptica.

Figura 1. Sistema de transmissió òptic



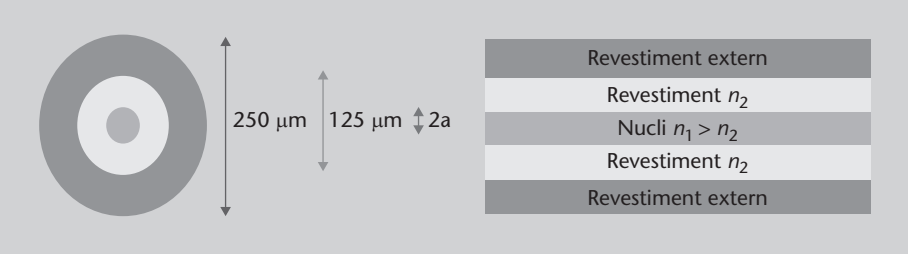
1.1. Principis de transmissió en fibra òptica

Una fibra òptica és un cable de vidre compost per un nucli (*core*) i un revestiment (*cladding*) que tenen un índex de refracció diferent. L'índex de refracció del nucli n_1 és més alt que l'índex n_2 del revestiment, perquè la radiació pugui ser guiada per reflexió total en la interfície entre el nucli i el revestiment. D'aquesta manera, la radiació és guiada a través del nucli de la fibra òptica gràcies a les propietats físiques que regeixen la refracció i la reflexió d'una ona quan hi ha un canvi de medi (el nucli i el revestiment). En la figura 2 es mostra l'estructura d'una fibra òptica.

Índex de refracció

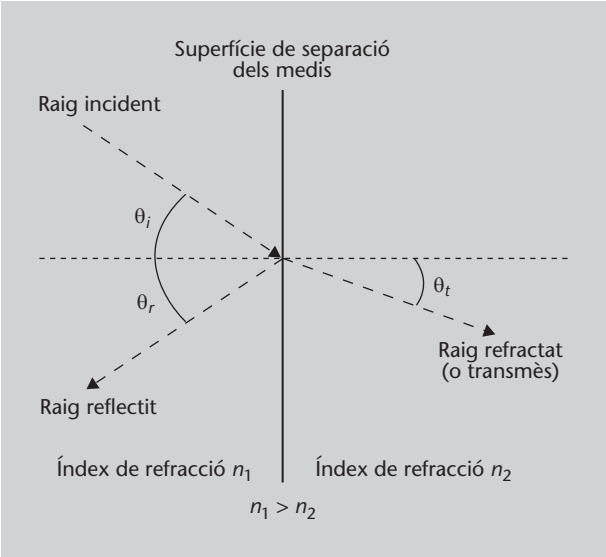
L'índex de refracció (n) es defineix com la relació entre la velocitat a la qual viatja la llum a través d'un medi (v) i la velocitat de la llum (c): $n = \frac{c}{v}$.

Figura 2. Estructura d'una fibra òptica



La propagació de la llum en fibres òptiques es basa en el principi de la reflexió interna total, com es mostra en la figura 3. Així, en general, quan un raig de llum incideix sobre la superfície entre dos medis isòtrops amb índexs de refracció diferents, el raig incident es divideix en dos components: el raig reflectit i el raig refractat (o transmès). Tenint en compte que el raig incident forma un angle determinat amb la perpendicular de la superfície de separació entre els medis, el raig reflectit i el raig refractat seran reflectits i transmesos, respectivament, amb un angle determinat cadascun. Atesa l'estructura d'una fibra òptica, és important entendre aquest fenomen perquè gràcies a això un raig de llum pot ser guiat a través d'un cable de vidre al llarg de grans distàncies sense que això provoqui grans pèrdues de potència òptica.

Figura 3. Les lleis de la propagació de Snell



Centrant l'estudi en el cas de la transmissió a través d'una fibra òptica, l'objectiu és que, si tenim un raig a l'interior del nucli de la fibra òptica, aquest quedi confinat dins del nucli per a aconseguir la pèrdua mínima d'energia deguda a la refracció (energia que es transmet des del nucli cap al revestiment).

La figura 3 esquematitza les lleis de la reflexió i de la refracció. Un raig de llum que viatja a través d'un medi isòtrop amb índex de refracció n_1, quan arriba a la superfície de separació amb un altre medi isòtrop amb índex de refracció n_2, es divideix en dos rajos: el raig reflectit i el raig refractat (o transmès). Com el seu nom indica, el raig reflectit és aquell que roman en el medi amb índex de refracció n_1. El raig refractat és aquell que és transmès des del medi amb índex n_1 cap al medi amb índex n_2. Les lleis de la reflexió i la refracció relacionen els índexs de refracció de tots dos medis (n_1 i n_2) i els angles que formen els tres rajos amb la perpendicular de la superfície de separació (θ_i, θ_r i θ_t).

Les lleis de la reflexió i de la refracció relacionen els paràmetres bàsics del problema: l'angle incident (θ_i), l'angle reflectit (θ_r), l'angle transmès (θ_t) i els índexs de refracció dels dos medis (n_1 i n_2). Així,

- L'angle incident és igual a l'angle reflectit:

$$\theta_i = \theta_r$$

- El sinus de l'angle incident i de l'angle transmès estan relacionats pels índexs de refracció dels dos medis en què es propaguen (llei de Snell):

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t$$

Willebrord Snellius

La llei de Snell deu el seu nom a l'astrònom holandès Willebrord Snellius, que la va enunciar al segle XVII.

Tal com ja s'ha anunciat anteriorment, l'objectiu és que l'energia perduda a causa de la refracció (transmissió del nucli cap al revestiment) sigui mínima o nul·la. Arreglant l'expressió de la llei de Snell, s'obté que:

$$\sin\theta_t = \frac{n_1}{n_2}\sin\theta_i. \tag{1}$$

Es pot assegurar, per definició, que $-1 \leq \sin\theta_t \leq 1$. Si es considera un angle incident i uns índexs de refracció tals que $\frac{n_1}{n_2}\sin\theta_i > 1$, no hi ha cap angle θ_t que permeti que l'expressió (1) es compleixi, i per tant, es dedueix que no hi haurà raig refractat. En absència de raig transmès (o refractat), tot el raig roman al nucli i és guiat per la fibra òptica.

En conclusió, perquè el raig quedi confinat al nucli és necessari que es compleixi:

$$\sin\theta_i > \frac{n_2}{n_1}. \tag{2}$$

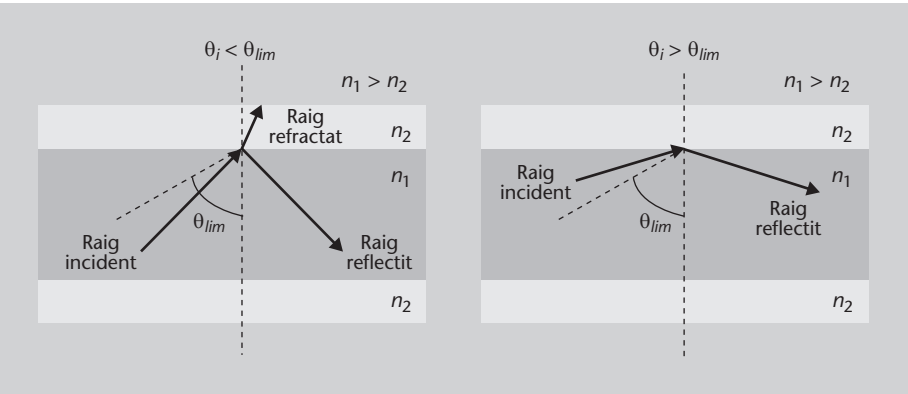
Si denominem θ_{lim} l'angle incident mínim que garanteix que el raig queda confinat al nucli, l'expressió és la següent:

$$\sin\theta_{lim} = \frac{n_2}{n_1}, \tag{3}$$

$$\theta_{lim} = \arcsin\frac{n_2}{n_1}. \tag{4}$$

La figura 4 mostra el que succeeix a l'interior d'una fibra òptica. Com es pot observar, quan el raig de llum que viatja a través del nucli de la fibra òptica incideix en la superfície de separació entre el nucli i el revestiment amb un angle inferior a l'angle límit (θ_{lim}), part de la potència es transmet cap al revestiment. Al contrari, si l'angle del raig incident és més gran que l'angle límit, llavors la llum queda confinada dins del nucli.

Figura 4. Reflexió interna total i angle límit

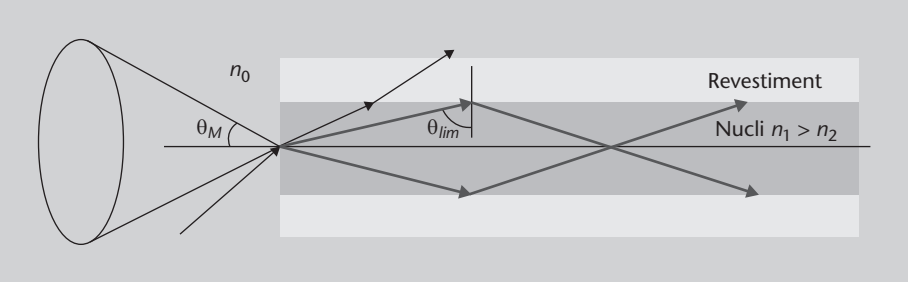


En conclusió, per a assegurar que un raig de llum és transmès a través del nucli d'una fibra òptica, és necessari garantir que es compleix

$$\theta_i > \theta_{lim}. \tag{5}$$

Fins ara les expressions derivades estan relacionades amb la superfície entre el nucli i el revestiment. Malgrat això, es tracta d'expressions generals aplicables a qualsevol superfície entre dos medis amb índex de refracció diferent. És per aquest motiu que la mateixa anàlisi es pot dur a terme per a determinar, al principi de la fibra òptica, l'angle amb el qual ha d'incidir el raig de llum sobre el nucli per aconseguir que el raig reflectit sigui mínim i el raig transmès sigui màxim (figura 5). És a dir, quan un transmissor òptic genera un raig que incideix sobre el nucli de la fibra òptica (el principi del tram de fibra) per ser transmès, es vol que es perdi la mínima potència a causa del desacoblament entre el nucli de la fibra i l'exterior. Noteu que en aquest cas l'objectiu és oposat a l'anterior. Així, l'objectiu per a confinar el raig dins del nucli és que el raig refractat sigui nul, mentre que l'objectiu a l'inici de la fibra és que el raig reflectit sigui nul.

Figura 5. Determinació de l'obertura numèrica (*NA*)



En aquest context, un paràmetre molt important és l'obertura numèrica (*NA*), que es defineix com a

$$NA = n_0 \sin \theta_M, \tag{6}$$

en què θ_M és l'angle màxim que pot tenir un raig lluminós que arriba a l'entrada de la fibra des d'un medi amb índex de refracció n_0 (com per exemple l'aire). Com es pot observar en la figura 5, perquè el raig sigui guiat és necessari que l'angle θ_M sigui més gran o igual que l'angle límit θ_{lim}. D'acord amb la llei de Snell

$$n_0 \sin \theta_M = n_1 \sin \theta'_M \tag{7}$$

en què θ'_M és l'angle que el raig refractat per la interfície entre el nucli i el medi d'índex n_0 forma amb l'eix de la fibra. Per trigonometria, i a partir de l'expressió de l'angle límit obtinguda en l'expressió (3), es pot assegurar

$$\cos \theta'_M = \sin \theta_{lim} = \frac{n_2}{n_1}. \tag{8}$$

Tenint en compte la relació trigonomètrica que relaciona el quadrat del sinus i el cosinus d'un angle α qualsevol,

$$\cos^2\alpha + \sin^2\alpha = 1 \tag{9}$$

i per tant,

$$\sin\alpha = \sqrt{1-\cos^2\alpha} \tag{10}$$

és possible desenvolupar l'expressió de l'obertura numèrica (*NA*)

$$\begin{aligned} NA &= n_0 \sin\theta_M \\ &= n_0\left(\frac{n_1}{n_0}\sin\theta'_M\right) \\ &= n_1\sqrt{1-\cos^2\theta'_M} \\ &= n_1\sqrt{1-\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} \\ &= \sqrt{n_1^2-n_2^2} \end{aligned} \tag{11}$$

Generalment la diferència entre tots dos índexs de refracció és molt petita i es pot assumir que $n_1 = n_2 + \delta n$ i l'obertura númerica es pot aproximar a

$$NA \cong \sqrt{2n_1\delta n}. \tag{12}$$

Una forma alternativa per al càlcul de l'obertura numérica és

$$NA \cong n_1\sqrt{2\Delta}, \text{ on } \Delta = \frac{n_1-n_2}{n_1},$$

paràmetre que es defineix com a *índex de refracció eficaç* o com a *variació relativa dels índexs de refracció*.

La *NA* és adimensional i més petita que 1, i els valors típics que pren es troben entre poques centèsimes i unes dècimes, mentre que els valors de θ_M típics se situen entre uns graus i 10-20 graus.

L'obertura numèrica és un paràmetre molt important perquè en depèn la fracció de potència lluminosa que una font òptica pot transmetre en fibra perquè sigui guiada i es pugui propagar, és a dir, la potència que es pot acoblar en fibra.

Suposem una font òptica que emet, cap al nucli d'una fibra òptica, una potència P_t. La potència que finalment és injectada al nucli, i per tant viatja a través de la fibra, és P_i. La relació entre totes dues potències és

$$\frac{P_i}{P_t} = (NA)^2. \tag{13}$$

Exemple 1

Suposem una fibra òptica de silici (Si) amb índex de refracció del nucli (*core*) $n_1 = 1{,}47$ i índex de refracció del revestiment (*cladding*) $n_2 = 1{,}45$. L'obertura numèrica de la fibra (NA) està determinada per la fórmula (11), és a dir, $NA = 0{,}241$; per tant, l'angle màxim d'acceptació d'un raig lluminós que arribi a l'entrada de la fibra ($\theta_M = \sin^{-1}(NA)$) és igual a 13,94°.

Exemple 2

Considereu una fibra òptica amb índex de refracció del revestiment $n_2 = 1{,}46$ i en la qual la diferència entre els índexs de refracció del nucli i del revestiment és $\delta n = 1\%$. En aquest cas, l'obertura numèrica de la fibra està determinada per la fórmula 12, i per tant $NA = 0{,}17$; l'angle màxim d'acceptació d'un raig lluminós que arribi a l'entrada de la fibra ($\theta_M = \sin^{-1}(NA)$) és igual a 9,78°.

Exemple 3

S'assumeix una potència òptica incident en el nucli de la fibra $P_t = 0$ dBm. Si l'angle d'acceptació màxim és 20°, l'obertura numèrica de la fibra és $NA = 0{,}342$ i, per tant, l'eficiència d'acoblament entre font òptica i fibra és $\eta = (NA)^2 = 0{,}11$, i la potència òptica que és acoblada a la fibra és $P_i = 170\ \mu$W.

1.1.1. Nombre de modes de propagació

La llum ha estat estudiada històricament des de dos enfocaments diferents en funció del fenomen que es pretenia explicar. D'una banda, s'ha considerat com una partícula (o un raig), i d'una altra com una ona electromagnètica. Les dues perspectives no són contradictòries, sinó que es complementen. Les lleis de la reflexió i de la refracció són fruit de l'estudi de la llum des de la perspectiva de les partícules. El fenomen que s'explicarà ara es basa en l'anàlisi de la llum com un camp electromagnètic.

La llum és, generalment, un camp electromagnètic amb una freqüència (o longitud d'ona). Com a camp electromagnètic, la llum que viatja a través del nucli d'una fibra òptica ha de complir les lleis que regeixen l'electromagnetisme (equacions de Maxwell) particularitzades per a les freqüències i la geometria de la transmissió en la fibra. Les lleis de l'electromagnetisme presenten una complexitat elevada i no són l'objectiu d'aquest curs; per tant, a continuació se'n fa una descripció qualitativa.

James Maxwell

James Maxwell (1831-1879) va ser el físic escocès que va descriure les equacions que constitueixen el fonament teòric de l'electromagnetisme, conegudes en honor seu com les equacions de Maxwell.

El camp magnètic pot ser descompost en un conjunt de components anomenats *modes*. Cada mode, a més, pot ser entès com una distribució espacial del camp elèctric dins de la fibra òptica.

Quan un pols de llum polaritzada s'injecta al nucli d'una fibra, s'exciten múltiples modes. Malgrat això, només alguns d'aquests modes poden ser transmesos a través de la fibra òptica. Cada mode viatja a través de la fibra a una velocitat de grup diferent, i aquest fenomen, com es descriurà més endavant,

degradarà la forma del pols de llum rebut. Tornant al model de la llum com un raig utilitzat per a calcular l'angle crític, és possible associar cada mode a un angle incident (θ_i) diferent.

Les fibres òptiques es poden distingir entre fibres monomode (SMF) i fibres multimode (MMF), en funció del nombre de modes que s'hi propaguen. En el cas que sigui transmès un sol mode, es tractarà d'una fibra monomode. En el cas que sigui transmès més d'un mode, llavors es denominarà *fibra multimode*.

Per a poder determinar el nombre de modes i, per tant, poder discriminar entre fibres òptiques SMF i fibres MMF, el nombre de modes de propagació depèn d'un paràmetre que es denomina *freqüència normalitzada* (V), i que es defineix de la manera següent:

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} NA. \tag{14}$$

La freqüència normalitzada depèn de les característiques físiques de la fibra, ja que depèn de l'obertura numèrica i del diàmetre del nucli.

Ara, si $0 \leq V \leq 2{,}405$ llavors la fibra és SMF, mentre que si $V > 2{,}405$ llavors la fibra és MMF. La condició d'una fibra en termes de nombre de modes de propagació s'expressa també amb el concepte de *longitud d'ona de tall* (*cut-off wavelength*, λ_c), definida com la longitud d'ona per a la qual el valor de la freqüència normalitzada (V) és 2,405, és a dir:

$$\lambda_c = \frac{2\pi a NA}{2{,}405} \tag{15}$$

en què a és el radi de la fibra. Si la longitud d'ona que es propaga (λ) és tal que:

$$\lambda \geq \lambda_c \tag{16}$$

llavors la fibra té un comportament monomode (SMF). En les fibres òptiques MMF de tipus salt d'índex (SI), el nombre de modes de propagació (N_m) es pot estimar aproximadament com a:

$$N_m \simeq \frac{V^2}{2}. \tag{17}$$

Exemple 4

Considereu una fibra òptica amb $NA = 0{,}2$ i diàmetre del nucli $2a = 5$ μm. Si la portadora òptica emesa per una font i que s'ha de propagar en fibra es caracteritza per $\lambda = 1.550$ nm, la freqüència normalitzada resulta $V \simeq 2$, i per tant, la fibra és SMF. Si ara la portadora que es vol propagar a través de la mateixa fibra es caracteritza per $\lambda = 0{,}9$ μm, la freqüència normalitzada resulta $V \simeq 3{,}5$ i, per tant, la fibra és MMF. És a dir, si tenim una fibra amb unes característiques determinades, aquesta tindrà un comportament SMF o MMF depenent de la longitud d'ona de la portadora que s'ha de propagar.

Per a aplicacions de curt abast, com per exemple les xarxes a l'interior dels edificis, s'utilitzen preferiblement les fibres multimode pel cost baix i la instal·lació fàcil. D'altra banda, per a distàncies superiors a uns quilòmetres, s'empren les fibres SMF.

En general, el diàmetre del nucli d'una fibra SMF mesura entre 3 i 10 μm, i en el cas d'MMF, entre 50 i 400 μm. El valor màxim per al revestiment d'una fibra SMF és de 125 μm; per a fibres MMF els valors típics es troben entre 50 i 125 μm (però pot arribar a mesurar fins a 500 μm). La taula 1 resumeix aquests valors.

Taula 1. Dimensions del nucli i del revestiment

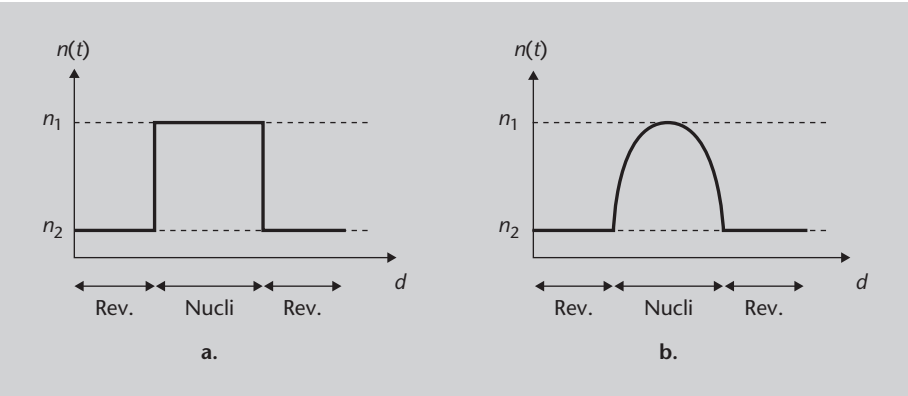
Tipus de fibra	Nucli	Revestiment
SMF	3-10 μm	$<$ 125 μm
MMF	50-400 μm	50-125 μm

Hi ha també fibres multimode amb índex de refracció variable entre el nucli i el revestiment denominades *fibres de gradient d'índex* (GI, *graded index*) i es caracteritzen per tenir valors dels paràmetres intermedis entre fibres SMF i MMF de salt d'índex (SI, *step index*). La figura 6 mostra el perfil d'índex de refracció de dues fibres, una SI i l'altra GI.

Fibres SI i GI

Les fibres SI (*step index*) són aquelles amb un índex de refracció al nucli (n_1) i un índex de refracció diferent al revestiment (n_2), amb $n_1 > n_2$. Al contrari, les fibres GI (*graded index*) presenten índexs de refracció que van variant entre el nucli i el revestiment.

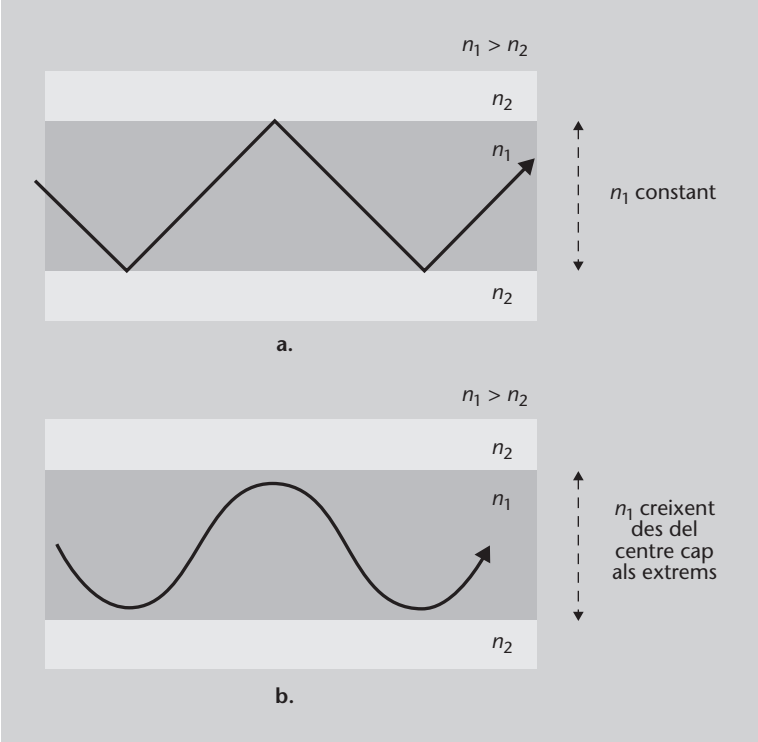
Figura 6. Perfil de l'índex de refracció dins de la fibra òptica: **a.** per a SI; **b.** per a GI



El diàmetre del nucli en aquest cas té un valor aproximadament de 50 μm i el diàmetre del revestiment típicament és de 125 μm. Externament al revestiment hi ha un revestiment protector ulterior que no té cap més funció que la de protegir el nucli i el revestiment, i per tant, el diàmetre total de la fibra arriba a uns 0,25 mm.

La figura 7 mostra la diferència entre la transmissió d'un raig a través d'una fibra SI i d'una fibra GI. Com es pot observar, en el cas de la fibra SI el raig canvia de direcció cada vegada que és reflectit en la superfície de separació entre el nucli i el revestiment. En canvi, en la fibra GI, el raig va canviant la direcció progressivament dins del nucli a mesura que augmenta l'índex de refracció.

Figura 7. Propagació de la llum en una fibra: **a.** SI; **b.** GI



Les fibres multimode es caracteritzen per tenir més obertura numèrica o més diàmetre del nucli respecte a les fibres monomode. Això permet que sigui més fàcil l'acoblament entre font òptica i fibra, però implica també que es produeixi un fenomen que no es dóna en les fibres SMF: la dispersió intermodal que perjudica la transmissió.

Vegeu també

La dispersió intermodal s'estudia en el subapartat 1.1.3. d'aquest mòdul.

1.1.2. Atenuació

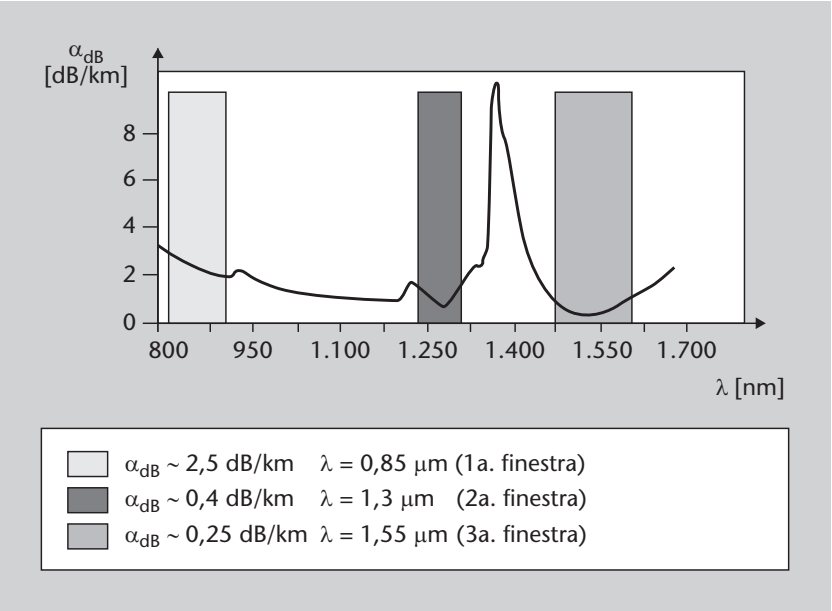
L'atenuació de la fibra és molt baixa comparada amb altres medis de transmissió. Des dels anys seixanta es va començar a estudiar la propagació en fibra òptica. Les primeres fibres tenien una atenuació molt alta de l'ordre de milers de dB/km. Tenint en compte que l'atenuació màxima acceptable en un enllaç seria de 30-40 dB, aquestes fibres haurien necessitat repetidors (amb conversió optoelectroòptica) cada 30-40 m. Per tant, des d'un punt de vista pràctic, aquests sistemes no resultaven una solució interessant. Als anys setanta, la tecnologia de producció de les fibres va començar a millorar fins a arribar a atenuacions de 20 dB/km. Des de llavors fins avui les millores han estat contínues. La figura 8 mostra una corba típica d'absorció en funció de la longitud d'ona.

Hi ha tres finestres on l'atenuació presenta valors mínims:

- En la primera finestra, entre 800 i 900 nm l'atenuació és d'uns dB/km. Aquesta finestra va ser la primera que es va utilitzar en les comunicacions

òptiques, en la dècada dels setanta i vuitanta, a causa del baix cost dels transmissors i receptors per a aquesta finestra.

Figura 8. Corba de l'atenuació en la fibra òptica



- En la segona finestra, entorn dels 1.310 nm, els valors d'atenuació baixen a menys d'1 dB/km fins a arribar a 0,2-0,3 dB/km. Aquesta finestra es va començar a utilitzar a mitjan dècada dels vuitanta.

- La tercera finestra, entre 1.510 nm i 1.600 nm, es caracteritza pel valor d'atenuació mínima. A partir de finals de la dècada dels noranta es va començar a utilitzar aquesta finestra, a causa de l'elevat cost dels transmissors i els receptors.

Els sistemes de transmissió òptics actuals treballen en segona i tercera finestra, a les longituds d'ona centrals de 1.300 nm i 1.550 nm, respectivament.

A més de l'atenuació pròpia de la fibra òptica, i directament relacionada amb el tipus de fibra i la longitud d'ona del senyal, hi ha més motius que poden fer incrementar l'atenuació. El factor més important, i controlable durant la instal·lació de la fibra, és l'existència d'angles pronunciats o curvatures*. Quan en el moment de la instal·lació la fibra òptica ha d'evitar cantonades, etc., es produeix un increment de l'atenuació. Aquesta atenuació és més gran com més petit és el radi de curvatura.

*** En anglès, *bend*.**

1.1.3. Dispersió intermodal

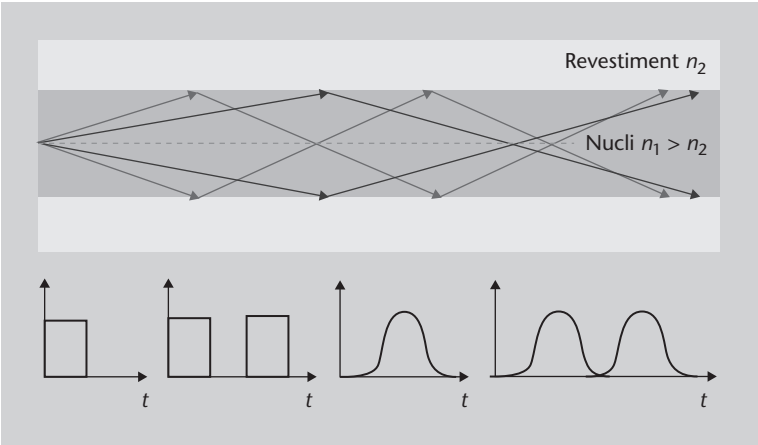
Tal com s'ha explicat en el subapartat 1.1. (figura 5), l'angle θ_M defineix un con d'acceptació de la fibra òptica. Així, un raig que incideixi en el nucli de la fibra òptica amb un angle inferior o igual a θ_M podrà ser transmès. En funció

de l'angle d'entrada a la fibra, la distribució espacial del raig serà una o una altra.

Si considerem un nombre de rajos finit que incideix sobre el nucli a l'entrada de la fibra òptica amb un angle més petit o igual que θ_M, cadascun d'aquests rajos és denominat *mode*. Així, la diferència entre les fibres monomode i multimode es troba en el nombre de modes que viatgen a través d'aquesta (un per a fibres monomode i més d'un per a fibres multimode).

Atès que les pèrdues en fibra són molt baixes i poden ser compensades mitjançant l'amplificació òptica, la causa principal de degradació del senyal deguda a la transmissió és la dispersió. La dispersió intermodal es deu a les diferents velocitats amb què es propaga cada mode. De fet, quan es llança un pols de llum a l'entrada d'una fibra multimode, s'exciten diferents modes de propagació. Els polsos, associats a cada mode excitat, viatgen a través de la fibra amb velocitats diferents perquè tenen diferent velocitat de grup. Els temps de propagació en l'enllaç de fibra resulten diferents i a la sortida de la fibra hi ha un nombre de còpies del pols d'entrada igual al nombre de modes. Cada còpia té un retard diferent i, per tant, a la sortida de l'enllaç de fibra es genera un sol pols amb durada temporal més gran que la del pols a l'entrada. Quan es transmet un tren de polsos (en l'exemple de la figura 9 es mostren dos polsos) l'eixamplament pot produir que l'energia de dos polsos consecutius se superposi i ocorri l'anomenada *interferència entre símbols* (ISI), que depèn de la velocitat de transmissió (*bit rate*) i de la dispersió intermodal. Així, la dispersió és un fenomen clau que determina la velocitat de transmissió màxima a la qual es pot transmetre a través d'una fibra òptica.

Figura 9. Fenomen de la dispersió multimode



Per a fibres multimode SI, l'eixamplament temporal del pols es pot calcular mitjançant la fórmula

$$\Delta t = L\frac{n_1^2}{n_2 c}\Delta \tag{18}$$

en què L indica la longitud de l'enllaç de fibra, c és la velocitat de la llum i Δ representa un índex de refracció eficaç definit com a

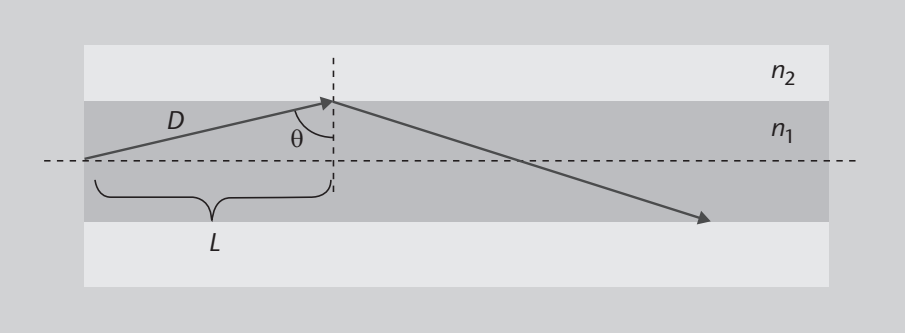
$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}. \tag{19}$$

Com ja s'ha dit, la dispersió (o eixamplament temporal) es deu a les diferents velocitats dels modes. Per a un cas senzill com les fibres multimode SI, és fàcil demostrar l'expressió (18). Suposem una fibra com la de la figura 10. Qualsevol mode que s'hi transmeti al llarg d'un tram de longitud L recorrerà una distància efectiva D, que es relaciona amb la longitud de la fibra segons

$$\sin\theta_i = \frac{L}{D}. \tag{20}$$

Per tant, la distància efectiva que recorre un mode dins d'un tram de fibra de longitud L és $D = L/\sin\theta_i$.

Figura 10. El mode amb angle d'incidència θ recorre una distància efectiva D i el tram equivalent de fibra recorreguda és L

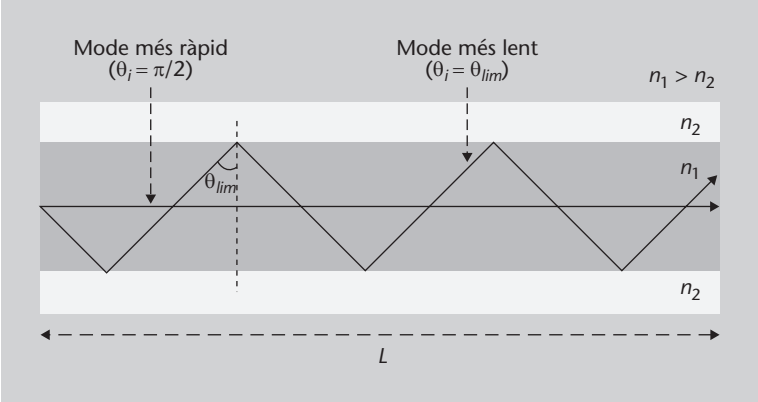


La velocitat per a recórrer la distància D en un medi amb índex de refracció n_1 (nucli de la fibra) és $v = c/n_1$, i indiquem amb c la velocitat de la llum. Per tant, el temps de propagació per a recórrer el tram L és

$$t = \frac{D}{v} = \frac{Dn_1}{c} = \frac{Ln_1}{c\sin\theta}. \tag{21}$$

La figura 11 mostra la diferència entre el raig més ràpid i el raig més lent en un tram de fibra òptica amb una longitud més gran, la qual per senzillesa també denominarem L. Cal recordar que, segons el principi de reflexió interna total, $\theta_{lim} \leq \theta_i \leq \frac{\pi}{2}$. Com mostra la figura, el raig més ràpid és aquell en què $\theta_i = \frac{\pi}{2}$ i el raig més lent és aquell en què $\theta_i = \theta_{lim}$.

Figura 11. Efecte de les velocitats diferents dels rajos



Mitjançant trigonometria és possible assegurar que l'equació (21) també és vàlida en aquest escenari.

Substituint els valors per a trobar el temps del raig més ràpid ($\theta_i = \pi/2$) i del raig més lent ($\theta_i = \theta_{lim}$), s'obté

$$\tau_{mín} = \tau_{|\theta_i=\frac{\pi}{2}} = L\frac{n_1}{c}, \tag{22}$$

$$\tau_{màx} = \tau_{|\theta_i=\theta_{lim}} = L\frac{n_1^2}{cn_2}. \tag{23}$$

Per tant, la diferència entre el temps que triga el mode més ràpid a propagar-se fins a l'extrem de la fibra i el temps que triga el mode més lent es pot escriure com

$$\Delta\tau = \tau_{màx} - \tau_{mín} = L\frac{n_1}{c}\left(\frac{n_1 - n_2}{n_2}\right). \tag{24}$$

Tenint en compte que en les fibres multimode SI $n_2 \simeq n_1$, $\Delta\tau$ es pot aproximar per

$$\Delta\tau \simeq L\frac{n_1}{c}\left(\frac{n_1 - n_2}{n_1}\right). \tag{25}$$

Per a fibres multimode GI, l'expressió de l'eixamplament del pols òptic és més difícil de demostrar i no ho farem. De totes maneres, es pot calcular segons la fórmula

$$\Delta\tau = L\frac{n_1}{8c}\Delta^2. \tag{26}$$

Exemple 5

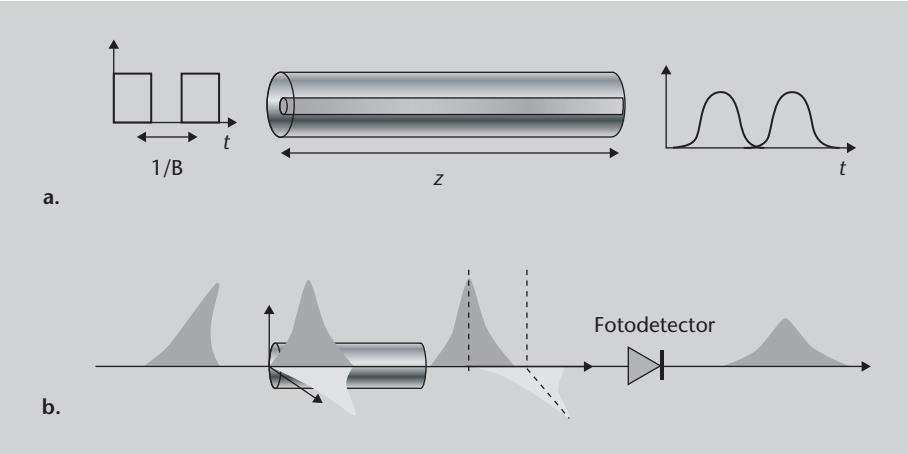
Considereu un tram de fibra òptica de salt d'índex (SI) de longitud L = 1 km i amb índexs de refracció del nucli i del revestiment n_1 = 1,5 i n_2 = 1,47, respectivament. La dispersió intermodal és $\Delta\tau$ = 100 ns.

1.1.4. Dispersió intramodal

En els sistemes que utilitzen fibra SMF, la dispersió multimode no està present, ja que només es transmet un mode a través de la fibra; no obstant això, la transmissió es degrada per la dispersió intramodal o cromàtica. Aquesta dispersió es deu al fet que la font òptica no és monocromàtica, és a dir, emet més d'una longitud d'ona. La constant de propagació β és una funció de la freqüència òptica ω i els components espectrals del senyal es propaguen, per tant, amb diferents velocitats, i causen l'eixamplament temporal del pols, com es pot veure en la figura 12*a*. La dispersió cromàtica es mesura per mitjà del paràmetre

$$\beta_2 = \frac{d^2\beta}{d\omega^2}. \tag{27}$$

Figura 12. **a.** Eixamplament del pols òptic degut a la dispersió cromàtica, que pot causar ISI. **b.** Efecte de la PMD (*polarization mode dispersion*)



La dispersió cromàtica se sol mesurar amb el paràmetre D en [ps/nm/km], que està relacionat amb el factor β_2 per mitjà de l'expressió

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2. \tag{28}$$

El paràmetre D permet simplement l'estimació de la degradació del senyal deguda a la dispersió cromàtica en termes d'amplada de banda del senyal. Per a una fibra de longitud L, la dispersió cromàtica és:

$$\Delta\tau = D \cdot L \tag{29}$$

i s'expressa en ps/nm, és a dir, depèn de l'amplada espectral de la font. Tenint en compte l'amplada espectral d'emissió de la font òptica ($\Delta\lambda$), la dispersió intramodal es pot expressar:

$$\Delta\tau = D \cdot L \cdot \Delta\lambda. \tag{30}$$

1.1.5. Dispersió de mode de polarització

El terme *single mode* de la fibra monomode no és estrictament correcte perquè una fibra SMF sempre suporta dos modes de polarització, que en condicions ideals (simetria circular perfecta, cap fibra torçada o estressada) són modes degenerats, cosa que significa que tenen la mateixa constant de propagació β. No obstant això, en la pràctica, a causa de les imperfeccions de la fibra, els dos modes tenen constants de propagació diferents. Aquest efecte és la dispersió del mode de polarització* (PMD), que indueix a l'eixamplament del pols òptic, com es mostra en la figura 12*b*. Els dos components de polarització del senyal travessen la fibra amb velocitats de grup diferents. Òbviament, en el cas en què els efectes de la PMD es puguin rebutjar, la fibra es pot considerar purament de mode únic (*single mode*). La PMD pot ser un efecte perjudicial per als sistemes òptics que transmeten amb velocitat superior a 10 Gb/s en enllaços molt llargs (per sobre dels 500 km).

*** En anglès, *polarization mode dispersion* (PMD).**

Si considerem els temps de la dispersió intermodal (t_m), de la dispersió cromàtica (t_c) i de la dispersió de mode de polarització (t_p), la dispersió total (t_D) es pot calcular com a:

$$t_D = \sqrt{t_m^2 + t_c^2 + t_p^2}. \tag{31}$$

1.1.6. Amplada de banda de les fibres

Per evitar la superposició de polsos de llum en la propagació en la fibra, la taxa de bit del senyal màxima (B) ha de ser inferior a la durada del pols eixamplat per la dispersió, és a dir:

$$B \leq \frac{1}{\tau} \tag{32}$$

en què τ representa la durada inicial del bit i l'eixamplament del pols degut a la dispersió. En aquesta formulació s'assumeix que la durada del pols inicial

és igual a l'eixamplament produït per la dispersió ($\Delta\tau$); és a dir, $\tau = 2 \cdot \Delta\tau$. Per tant, la taxa de bit màxima es pot expressar també com a:

$$B \leq \frac{1}{2 \cdot \Delta\tau}. \tag{33}$$

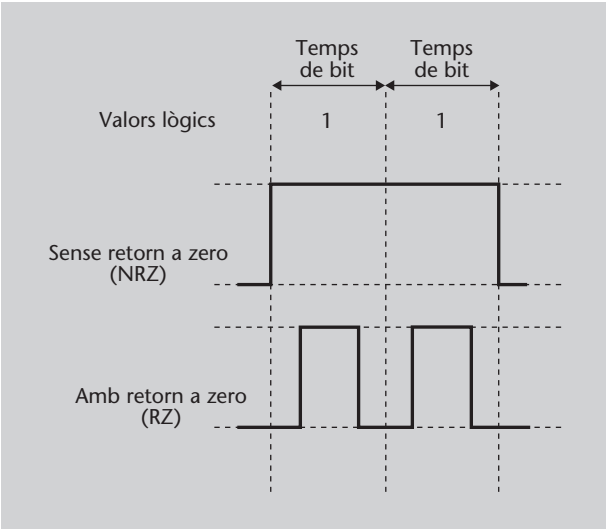
La conversió de la taxa de bits en amplada de banda (B_w, expressat en Hz) depèn del format de codificació digital. En cas d'utilitzar codificació sense retorn a zero (*Non-Return-to-Zero*, NRZ), o sigui, la durada del pols de potència òptica es manté durant tota la durada del bit, l'amplada de banda de la fibra es pot expressar de la manera següent:

$$B_w = \frac{B}{2}. \tag{34}$$

En el cas d'utilitzar codificació retorn a zero (*Return-to-Zero*, RZ), és a dir, la durada del pols de potència òptica es manté durant la meitat de la durada del bit, l'amplada de banda es pot expressar de la manera següent:

$$B_w = B. \tag{35}$$

Figura 13. Pols *Non-Return-to-Zero* (NRZ) i Return-to-Zero (RZ)



1.1.7. Tipus de fibra òptica i disseny de sistemes de transmissió en fibra

Es poden distingir diferents estàndards que caracteritzen la fibra SMF, principalment en termes de dispersió cromàtica. Aquí mostrem els principals estàndards G.65 x, segons les recomanacions del Sector d'Estandardització de les Telecomunicacions de la Unió Internacional de Telecomunicacions*:

*** International Telecommunication Union - Telecommunication Standardization Sector (UIT-T)**

- **G.652**: fibra de salt d'índex (SI) amb zero de dispersió a 1.300 nm i paràmetre *D* a 1.500 nm d'aproximadament 17 ps/nm/km;

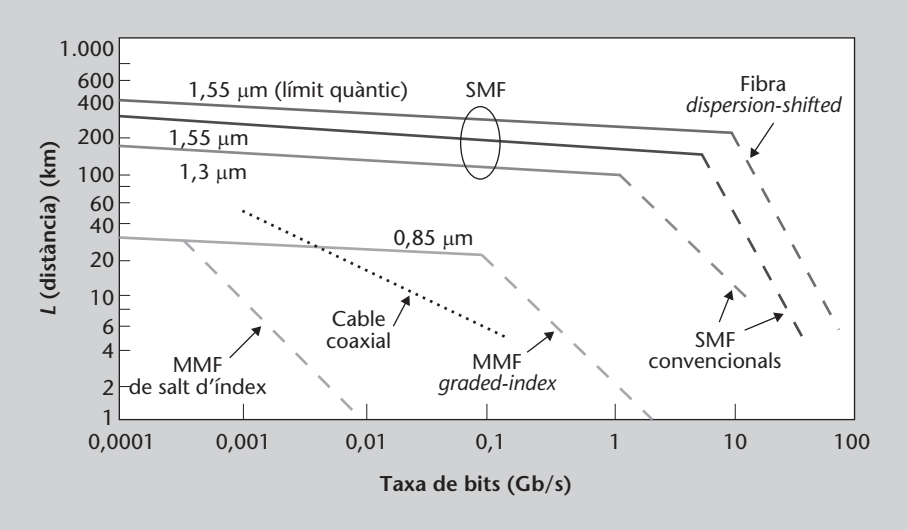
- **G.653**: fibra amb dispersió desplaçada (*dispersion shifted*); la dispersió és zero a 1.550 nm. El fet que la dispersió cromàtica sigui propera a zero en tota la tercera finestra (amb freqüència central 1.550 nm) afavoreix els efectes no lineals;

- **G.655**: fibra *non-zero dispersion-shifted* creada per a reduir els efectes no lineals en les fibres G.652. Per a les fibres G.655, la dispersió cromàtica a 1.550 nm és generalment inferior a 5 ps/nm/km;

- **G.657**: fibres per a aplicacions d'enllaços curts.

El disseny dels sistemes de comunicació en fibra òptica requereix una comprensió clara de les limitacions imposades per les pèrdues (l'atenuació), les dispersions, i les no-linealitats de la fibra. Atès que les propietats de la fibra són dependents de la longitud d'ona, l'elecció de la longitud d'ona a la qual transmet el sistema òptic és un problema de disseny molt important. En la figura 14 es mostra com la taxa de bit i la distància de transmissió d'un sistema d'un únic canal estan limitats per l'atenuació i la dispersió.

Figura 14. Distància de transmissió *L* en funció de la velocitat de bit per a les tres finestres de longitud d'ona



Les línies contínues i discontínues indiquen respectivament els sistemes limitats per l'atenuació i per la dispersió [agrawal].

La figura mostra el compromís entre la longitud de la fibra òptica i la taxa de bit per a alguns dels tipus de fibra comentats anteriorment. Així, és possible observar que, per a una longitud d'ona λ = 0,85 μm i una longitud de fibra òptica determinada, les fibres multimode de gradient d'índex permeten transmetre a més taxa de bit. O dit d'una altra manera, per a una taxa de bit determinada, les MMF de GI permeten transmetre a distàncies més grans.

També en la figura 14 es compara el comportament de la fibra monomode de SI amb la fibra monomode G.653. És possible observar que les SMF convencionals permeten taxes de bit o distàncies més grans quan la longitud d'ona és $\lambda = 1{,}55\ \mu m$ que quan és $\lambda = 1{,}3\ \mu m$. A més, quan es fa servir la fibra G.653 a $\lambda = 1{,}55\ \mu m$, el comportament millora novament a causa del zero de dispersió que presenta a aquesta longitud d'ona.

1.1.8. Fenòmens no lineals en la fibra òptica

A pesar que la fibra òptica es podria considerar un exemple de medi lineal, ja que el senyal es pot propagar a llargues distàncies, alguns efectes no lineals poden degradar la transmissió. Les alteracions no lineals són molt més evidents quan el canal de fibra suporta la transmissió de diversos canals amb portadores diferents. Per tant, podem dir que l'índex de degradació no lineal està determinat pel producte $L \times N \times P$, en què L és la longitud de l'enllaç de fibra, N el nombre de canals transmesos i P la potència del canal.

Les degradacions del senyal induïdes per les no-linealitats creixen en augmentar la velocitat de transmissió i la potència, i també depenen del tipus de senyal transmès. Per als sistemes de transmissió convencionals, la denominada *no-linealitat Kerr* és l'efecte no lineal principal, i pot afectar la transmissió de tres maneres diferents, depenent de l'escenari: *self-phase modulation*, *four-wave mixing* i *cross-phase modulation*.

John Kerr

John Kerr (1824-1907) va ser el físic escocès que va descobrir l'efecte electroòptic (QEO, *quadratic electro-optic effect*), també anomenat *efecte Kerr* en honor al seu descobridor.

L'efecte Kerr es defineix com la dependència de l'índex de refracció d'un material amb el camp elèctric aplicat sobre aquest al quadrat.

En particular, l'índex de refracció varia en funció del camp elèctric com a

$$n = n_0 + n_0'|E_0(z,t)|^2 \tag{36}$$

en què n_0 és l'índex de refracció del material en absència de camp elèctric, n_0' és una constant que depèn del material i $E_0(z,t)$ és el camp elèctric. Per exemple, per al sílice $n_0' = 6{,}1 \cdot 10^{-23} m^2/V^2$, si escrivim l'índex de refracció en funció de la intensitat, s'obté

$$n(I) = n_0 + n_0''I(z,t) \tag{37}$$

en què $I(z,t)$ és la intensitat de corrent òptic i, per al sílice, $n_0'' = 3{,}2 \cdot 10^{-20}$ m^2/W.

A continuació s'expliquen els tres fenòmens possibles derivats de l'efecte Kerr.

***Self-phase modulation* (SPM)**

L'SPM és un fenomen que ocorre sempre que es propaga una intensitat òptica a través d'un material no lineal, com és el cas de la fibra òptica. La causa de l'SPM és la variació de l'índex de refracció del material amb la variació de la intensitat (o, anàlogament, l'amplitud del camp). En el cas de sistemes que suporten un únic canal, la intensitat del senyal $I(t)$ indueix una variació de fase $\Delta\phi$ en el mateix senyal, que es pot calcular com a

$$\Delta\phi = \frac{2\pi n_2 I(t) z}{\lambda_0}, \tag{38}$$

en què n_2 representa l'índex no lineal de Kerr, λ_0 és la portadora i z és la coordenada espacial o longitudinal. Per tant, en aquest cas, l'efecte Kerr provoca una variació de fase en funció de la variació de la potència en el temps. Òbviament, com més gran sigui el tram de fibra òptica, més gran serà la variació de fase. Aquest fenomen s'anomena *self-phase modulation* (SPM).

La degradació principal induïda per l'SPM, en el cas de tenir dispersió cromàtica nul·la, determina un eixamplament de l'espectre del senyal. La combinació de l'efecte Kerr amb la dispersió cromàtica pot afectar el senyal de manera diferent:

- En el cas d'un pols en el règim normal de la dispersió cromàtica ($\beta_2 > 0$), l'eixamplament del pols es fa més gran en augmentar l'efecte Kerr, que creix amb l'augment de la potència del senyal.

- En règim anòmal (és a dir, $\beta_2 < 0$), el comportament és més complex i el pols també pot experimentar un estrenyiment espectral. Cal assenyalar que quan es compleixen unes condicions determinades en termes de potència inicial, durada temporal del pols, forma de pols i dispersió cromàtica, el pols pot mantenir la seva forma inicial i la seva durada. Quan es compleixen aquestes condicions el pols s'anomena *solitó*.

El solitó fonamental és el fenomen pel qual els efectes no lineals de la fibra òptica i la dispersió es cancel·len, amb la qual cosa el pols òptic no sofreix cap eixamplament. La teoria diu que l'existència d'un solitó únicament és possible en absència de pèrdues. Encara que les fibres reals presenten una atenuació baixa, no són ideals i, per tant, el solitó no existeix.

A pesar que el solitó no existeix en les fibres òptiques reals, sí que hi ha la tendència a la cancel·lació de tots dos efectes, fenomen denominat *efecte solitó*.

***Four-wave mixing* (FWM)**

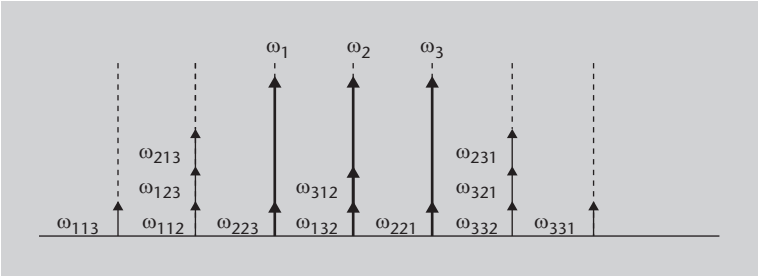
Quan tres (o més) canals amb portadores diferents es propaguen amb potència elevada a través d'una fibra òptica, es generen noves freqüències, d'acord amb la relació

$$\omega_{FWM} = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3, \tag{39}$$

com es pot observar en la figura 15. En aquest cas, la no-linealitat s'indica com una barreja de quatre ones*. L'FWM és màxim quan la dispersió cromàtica és mínima ($D = 0$). En les xarxes amb divisió per longitud d'ona**, aquest efecte es pot reduir utilitzant fibra sense zero de dispersió (*non-zero dispersion*).

*** En anglès, *four-wave mixing* (FWM).**
**** En anglès, *dense wavelength division multiplexing* (DWDM).**

Figura 15. Freqüències espúries generades pel fenomen de l'FWM. Els components que cauen fora de la banda del senyal es poden filtrar



La DWDM és l'equivalent, per a medis de transmissió de fibra òptica, a la multiplexació en freqüència*** utilitzada en els medis de transmissió d'ones electromagnètiques. En el DWDM, diferents senyals són transmesos per la mateixa fibra òptica mitjançant diferents longituds d'ona portadores.

***** En anglès, *frequency division multiplexing* (FDM).**

És important tenir en compte que l'efecte d'FWM és perjudicial quan les freqüències del canal són equidistants, ja que en aquest cas les freqüències noves generades coincideixen amb les freqüències portadores. En la figura 15 es mostra un exemple amb freqüències ω_1, ω_2 i ω_3 equidistants. En la figura, les freqüències ω_{FWM} generades es denominen $\omega_{ijk} = \omega_i + \omega_j - \omega_k$. És possi-

ble observar que les tres freqüències portadores ω_1, ω_2 i ω_3 són interferides per freqüències espúries generades pel fenomen no lineal FWM. Per tant, en triar adequadament les separacions entre canals es pot trobar una assignació òptima per a obtenir el mínim d'FWM.

L'exemple de la figura és per a 3 freqüències portadores. En general, per a un nombre de portadores N, el nombre de productes obtinguts és $\frac{N^2}{2}(N-1)$.

Cross-phase modulation (XPM)

L'últim efecte de la no-linealitat de Kerr és la modulació de fase creuada*, que ocorre quan dos o més polsos es propaguen amb freqüències portadores diferents. En aquest cas, quan els polsos se superposen, la fase d'un pols es modifica per la variació de potència d'altres polsos.

*** En anglès, *cross-phase modulation* (XPM).**

Amb la finalitat d'avaluar amb exactitud l'evolució del senyal en la fibra òptica, incloent-hi l'efecte Kerr, és necessari resoldre numèricament l'equació de Schrödinger no lineal.

L'equació Schrödinger no lineal s'obté a partir de les equacions fonamentals de l'electromagnetisme, les equacions de Maxwell, particularitzades per a un medi de transmissió com la fibra òptica. L'estudi d'aquesta equació, que explica els efectes no lineals i la dispersió, no és objecte d'aquest curs. Malgrat això, aquesta equació es mostra a continuació perquè sigueu conscients de l'abast de la dificultat d'estudiar-la:

Erwin Schrödinger

Erwin Schrödinger (1887-1961), físic austríac que va ser un dels pares de la mecànica quàntica, va formular l'equació que descriu com canvia al llarg del temps l'estat quàntic d'un sistema físic. L'equació que descriu els efectes no lineals de la fibra òptica és una particularització no lineal de l'equació de Schrödinger.

$$i\frac{\partial A}{\partial z} = \left(\frac{\beta_2}{2}\right)\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \gamma|A|^2 A, \qquad (40)$$

en què A és una funció relacionada amb el camp elèctric d'un pols òptic dins de la fibra, z és una coordenada longitudinal, t és el temps, i β_2 i γ són dues constants.

Finalment, entre les no-linealitats de la fibra òptica cal esmentar dos efectes més: la dispersió (*scattering*) de Raman i l'efecte de Brillouin. Tots dos fenòmens són una conseqüència de la transferència d'energia d'un senyal a altres senyals. Vegem-los:

- **Dispersió de Brillouin**. En la dispersió de Brillouin, una part de la potència del senyal es converteix en un senyal que es propaga contra direcció amb freqüència desplaçada d'11 GHz respecte al senyal transmès. La dispersió de Brillouin es presenta quan la potència del senyal transmès a una freqüència determinada és superior a molts mil·liwatts. L'efecte de Brillouin es pot menysprear en la majoria dels sistemes operatius.

Léon Brillouin

La dispersió de Brillouin pren el nom del físic francès que la va descobrir, Léon Brillouin (1889-1969).

- **Efecte Raman**. Al contrari de l'esmentat sobre la importància de la dispersió de Brillouin, l'efecte Raman és considerable, en presència de molts canals d'alta potència en una amplada de banda àmplia (WDM molt dens). Per tant, el total d'energia en l'enllaç de fibra considerat ha de ser avaluat curosament en el disseny d'un sistema òptic a fi d'evitar la degradació deguda a l'efecte de Raman. Cal assenyalar que l'efecte Raman també es pot utilitzar per a l'amplificació, ja que la potència dels senyals de bombeig pot ser transferida per a amplificar senyals febles. Per tant, en alguns enllaços de fibra, senyals d'alta potència (de bombeig o *pump*) poden ser injectats en el final del tram de fibra per a aconseguir una amplificació dels senyals de baixa potència.

Chandrasekhara Raman

El nom de l'efecte Raman fa honor al físic indi Chandrasekhara Raman (1888-1970), un dels descobridors d'aquest efecte.

1.2. Resum

En l'apartat 1 s'ha explicat l'estructura de la fibra òptica, el canal de transmissió de les comunicacions òptiques. Es tracta d'un cable de vidre compost de dues parts: el nucli (amb un índex de refracció més gran) i el revestiment (amb un índex de refracció més petit). Gràcies a la diferència entre els índexs de refracció del nucli i del revestiment, la llum es pot propagar a través de la fibra al llarg de grans distàncies. Malgrat que l'estructura bàsica d'una fibra òptica respon al que hem explicat, també hi ha fibres que tenen índexs de refracció no constants en el nucli, anomenades *fibres de gradació d'índex* (GI), enfront de les fibres de salt d'índex (SI), amb índex constant.

Es poden distingir dos tipus de fibra en funció del nombre de modes que s'hi poden propagar: les fibres monomode (SMF) i les fibres multimode (MMF).

$$\text{Fibra òptica}\begin{cases}\text{Monomode (SMF)} \rightarrow \textit{Step index}\ \text{(SI)}\\ \text{Multimode (MMF)}\begin{cases}\textit{Step index}\ \text{(SI)}\\ \textit{Graded index}\ \text{(GI)}\end{cases}\end{cases}$$

Els problemes principals que afecten les transmissions en fibra òptica són l'atenuació i la dispersió, fruit de la diferència entre els modes (anomenada *dispersió intermodal* i només existent en fibres multimode) o dels diferents components espectrals del senyal òptic (anomenada *dispersió cromàtica)*.

La fibra òptica té un comportament molt lineal (i gràcies a això és possible transmetre a grans distàncies), però presenta alguns fenòmens no lineals: els fenòmens derivats de l'efecte Kerr (*self-phase modulation*, SPM, *cross-phase modulation*, XPM, i *four-wave mixing*, FWM), la dispersió de Brillouin i l'efecte Raman.

- Fenòmens que afecten a la transmissió
  - Atenuació
  - Dispersió
    - Intermodal
    - Cromàtica
  - Fenòmens no lineals
    - Efecte Kerr
      - *Self-phase modulation* (SPM)
      - *Cross-phase modulation* (XPM)
      - *Four-wave mixing* (FWM)
    - Dispersió de Brillouin
    - Efecte Raman

2. Transmissors òptics

En general, els transmissors òptics (fonts òptiques) són transductors que converteixen un senyal elèctric (corrent) en un senyal lluminós (llum). Entre les característiques que es requereixen perquè les fonts òptiques es puguin usar en sistemes de transmissió de llarg abast i elevades taxes de bit, cal destacar una eficiència de conversió elevada, l'emissió de llum/potència òptica en les longituds d'ona corresponents a les tres finestres de transmissió en fibra (comentades en l'apartat anterior), estabilitat amb la temperatura, compatibilitat amb les fibres òptiques per a un acoblament eficient i cost reduït. Per a satisfer aquests requisits, en els sistemes de comunicacions òptiques s'utilitzen essencialment fonts òptiques fetes amb semiconductors. De fet, les fonts òptiques fetes amb semiconductors ofereixen molts avantatges, entre els quals cal destacar la mida compacta, l'àrea d'emissió adequada per a l'acoblament del senyal de sortida a una fibra, l'alta eficiència i fiabilitat, una gamma de freqüències adequades per als sistemes de transmissió òptica, i possibilitat de modulació directa del senyal. Concretament, s'utilitzen els làsers de semiconductors i els LED, construïts mitjançant unions $p-n$ en polarització directa. Aquests últims s'utilitzen principalment en petites xarxes locals que no requereixen altes velocitats de transmissió, mentre que els primers s'utilitzen en les connexions a grans distàncies i a altes taxes de bits.

Làser i LED

LASER són les sigles de *light amplification by stimulated emission of radiation* i *LED* són les sigles de *light emitting diode*.

Els semiconductors més utilitzats són l'arsenur de gal·li dopat amb alumini ($Al_xGa_{1-x}As$) i l'arsenur de gal·li dopat amb indi i fòsfor ($In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$). La concentració x del Al, posat en el reticle de $GaAs$, permet variar la longitud d'ona de la radiació en el rang 0,85 i 0,78 μm (primera finestra), mentre que amb la inserció de In i P s'obtenen les longituds d'ona entre 0,9 i 1,67 μm (segona i tercera finestra).

Al llarg d'aquest apartat s'analitzen els principis en els quals es basa el funcionament dels transmissors òptics, part fonamental de qualsevol sistema de comunicacions òptiques.

2.1. Els semiconductors

Els semiconductors són materials que, en termes de conductivitat, es troben entre els conductors i els aïllants. La conductivitat està relacionada amb els enllaços existents entre els nuclis dels àtoms i els seus electrons. Com més

fort és aquest enllaç, més dificultat implica que es trenqui i que els electrons es moguin lliurement (corrent elèctric). En altres paraules, malgrat que els enllaços entre els electrons i el nucli són forts, en els materials semiconductors són susceptibles de trencar-se.

Els semiconductors són els materials que han fet possible les comunicacions òptiques, i en aquest apartat entendrem com, a partir de les seves propietats, permeten la generació de llum a partir de corrent elèctric. El semiconductor més utilitzat en els transmissors òptics és el silici (Si), que, a més, és un dels elements de la taula periòdica més abundants al planeta (la sorra és, en gran part, diòxid de silici, SiO_2).

L'estructura d'un àtom, sigui quin sigui el material, consta d'un nucli i uns electrons. El nucli està format per protons i neutrons i té una càrrega positiva. Pel que fa als electrons, que tenen càrrega negativa, es troben orbitant al voltant del nucli. No totes les òrbites són ni vàlides ni equiprobables. En el cas dels àtoms de semiconductors, hi ha electrons amb òrbites molt properes al nucli i electrons amb òrbites més llunyanes.

En els semiconductors, els electrons amb òrbites més properes tenen enllaços molt forts amb el nucli i no acostumen a canviar d'estat. Al contrari, els electrons amb òrbites més llunyanes poden crear enllaços amb altres àtoms i són denominats *electrons de València*.

Per exemple, l'àtom de silici té 14 electrons, 10 dels quals es troben en òrbites properes al nucli i 4 són electrons de València.

2.1.1. Semiconductor intrínsec

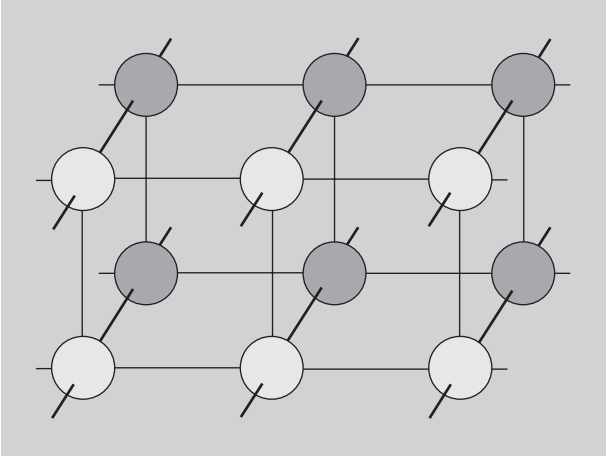
Els àtoms de materials semiconductors poden formar estructures diferents, com per exemple estructures completament aleatòries o estructures cristal·lines. De totes maneres, en la majoria dels semiconductors els àtoms es disposen en estructures regulars (cristal·lines). Per formar estructures cristal·lines, els àtoms creen enllaços covalents, és a dir, comparteixen electrons de València. Els electrons de València tenen, en aquesta situació, un enllaç amb tots dos nuclis. Es tracta d'enllaços forts.

Enllaç covalent

Un enllaç covalent és aquell que es forma quan dos àtoms comparteixen electrons de València.

Tornant a l'exemple del silici, els àtoms creen estructures (tridimensionals) en les quals cada àtom de silici té 4 enllaços covalents (un enllaç per a cada electró de València) amb 4 àtoms diferents. La figura 16 mostra un exemple d'estructura cristal·lina. En aquesta, els àtoms (cercles) estan units entre si mitjançant enllaços covalents (ratlles).

Figura 16. Estructura cristal·lina típica d'un semiconductor



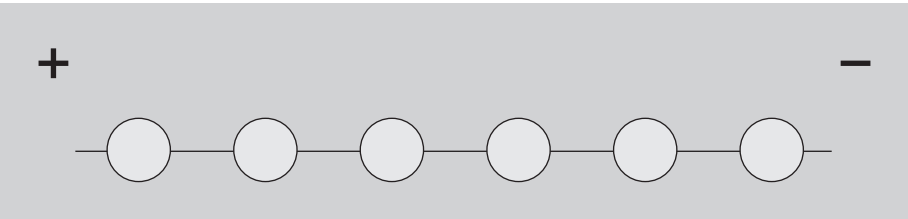
Tal com ja s'ha esmentat, els enllaços covalents són forts però es poden trencar. Suposem que un electró de València, que està formant un enllaç covalent, absorbeix un quàntum (o quant) d'energia. Si l'energia absorbida és suficientment gran, l'electró de València pot trencar l'enllaç i convertir-se en un electró lliure que es desplaça lliurement pel semiconductor (l'electró es denomina *electró de conducció*). L'enllaç trencat presenta un desequilibri i, per tant, és susceptible de captar un electró per a retornar l'equilibri a l'enllaç covalent.

Quàntum (o quant) d'energia

Terme que designa la quantitat elemental amb la qual varia una magnitud física quantificada, com per exemple l'energia.

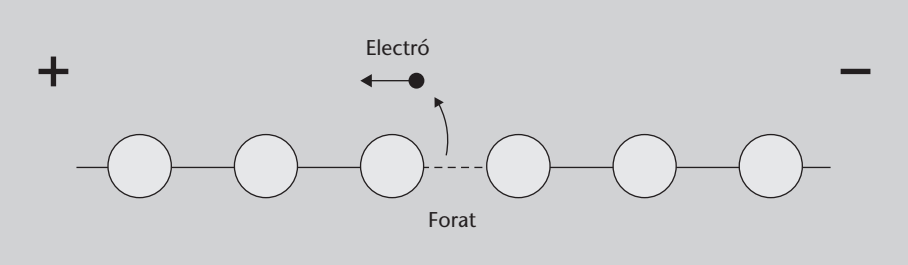
Suposem, per simplificar l'explicació, una estructura unidimensional com la mostrada en la figura 17. Cada enllaç covalent està format per dos electrons, cadascun aportat per un àtom. Els àtoms es representen mitjançant circumferències i els enllaços covalents mitjançant línies sòlides. A més, s'aplica un camp elèctric sobre el semiconductor. Com podem observar en la figura 17, el camp elèctric va del signe + al signe –.

Figura 17. Simplificació de l'estructura d'un semiconductor



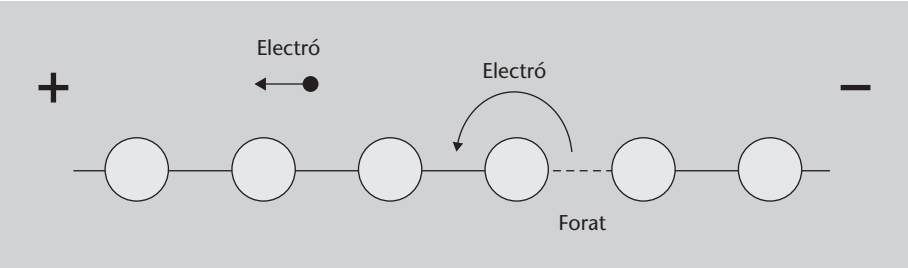
En un moment determinat un electró de València absorbeix un quàntum d'energia i trenca l'enllaç. L'electró queda lliure. L'enllaç trencat es representa com una línia discontínua. A causa del camp elèctric aplicat, l'electró de conducció es desplaça en direcció contrària al camp elèctric. Així, tenim un enllaç trencat en el qual, per a recuperar l'equilibri, és necessària una càrrega positiva (forat) i una càrrega negativa (electró). L'enllaç trencat es pot veure com una càrrega positiva. A partir d'ara denominem *forat* l'enllaç trencat amb càrrega positiva (figura 18).

Figura 18. L'enllaç covalent es trenca i l'electró es desplaça lliurement en la direcció contrària a la del camp elèctric



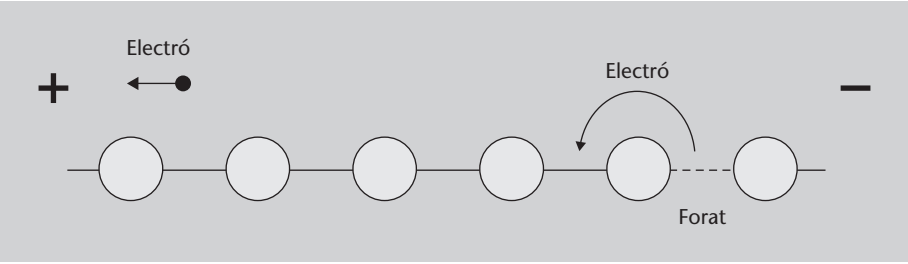
El camp elèctric i el forat existent propicien que un enllaç proper es trenqui i l'electró alliberat se situï en el forat existent per a recuperar l'equilibri (figura 19).

Figura 19. Un enllaç covalent es trenca i l'electró ocupa l'espai en el forat proper



El procés es repeteix (figura 20). Noteu que el procés produeix dos efectes: d'una banda els electrons es desplacen en el sentit contrari al camp elèctric i, de l'altra, els forats es desplacen en el sentit del camp elèctric. Entenem, doncs, que els electrons de conducció són portadors de càrrega negativa i que els forats són portadors de càrrega positiva.

Figura 20. El procés es repeteix



Els semiconductors intrínsecs són els semiconductors que no contenen impureses. És a dir, són aquells semiconductors en els quals no hi ha àtoms diferents dels del semiconductor mateix.

En la realitat els semiconductors intrínsecs perfectes no existeixen, ja que sempre hi ha una certa densitat d'impureses, encara que és possible trobar semiconductors amb densitats d'impureses molt baixes.

2.1.2. Semiconductor extrínsec

El procés mitjançant el qual s'afegeixen impureses a l'estructura d'un semiconductor es denomina *dopatge*.

Un semiconductor extrínsec és aquell semiconductor que, mitjançant un procés de dopatge, té impureses en la seva estructura.

El tipus d'impureses que s'afegeix al semiconductor determina si té excés de portadors negatius (electrons) o de portadors positius (forats). Quan les impureses fan que hi hagi més concentració d'electrons de conducció, el semiconductor es denomina *semiconductor de tipus n*. Al contrari, si hi ha més densitat de forats, el semiconductor és del tipus *p*. La clau per a obtenir un tipus o un altre de semiconductor extrínsec depèn de les impureses.

Tornant a centrar-nos en el semiconductor de silici, les impureses per a aconseguir un dopatge *n* són aquelles que tenen 5 electrons de València. Com que el silici té 4 electrons de València, en afegir àtoms amb 5 electrons de València fem que les impureses entrin en l'estructura i tinguin 4 enllaços covalents. El cinquè electró queda lliure. El fòsfor o l'arsènic són exemples d'impureses per a obtenir un semiconductor del tipus *n* a partir del silici.

En canvi, si les impureses tenen 3 electrons de València, llavors succeeix el contrari. Les impureses entren en l'estructura creant 4 enllaços covalents, un dels quals té un dèficit d'un electró (la impuresa només té 3 electrons de València). En altres paraules, l'estructura té més densitat de forats que d'electrons de conducció. Aquest semiconductor és del tipus *p*. Les impureses més habituals per al semiconductor del tipus *p* de silici són el bari o el bor.

Dins d'un semiconductor, hi ha dos tipus de corrent: el corrent de difusió i el corrent d'arrossegament.

Quan entre dos punts d'un semiconductor hi ha una diferència de concentració de portadors (ja siguin electrons o forats), es crea un corrent que intenta igualar les concentracions dins del semiconductor. Aquest fenomen es denomina **corrent de difusió**.

La presència d'un camp elèctric en un semiconductor és responsable del moviment dels portadors (tant electrons com forats). A aquest fenomen se'l denomina **corrent d'arrossegament**.

2.2. Mecanismes d'interacció radiació-matèria

El principi de funcionament dels transmissors òptics de semiconductors és la recombinació electró-forat, responsable de la generació de la radiació de llum (potència òptica). Aquest fenomen ha de ser estudiat en el marc més general dels mecanismes d'interacció d'una radiació amb la matèria.

Els mecanismes d'interacció radiació-matèria són els següents:

- Emissió espontània.
- Emissió estimulada.
- Absorció.

Aquests fenòmens es descriuen en el marc de la mecànica quàntica; no obstant això, aquí ens referirem només a principis bàsics de la teoria clàssica de la interacció radiació-matèria.

2.2.1. Emissió espontània

En absència d'influències externes, un àtom (una molècula o un electró) fa una transició des del nivell d'energia E_2 al nivell d'energia E_1, amb $E_2 > E_1$, i emet un fotó l'energia del qual és la diferència entre E_1 i E_2

$$h\nu = E_2 - E_1, \tag{41}$$

en què $h = 6{,}63 \cdot 10^{-34}$ [J · s] és la constant de Planck i ν és la freqüència del fotó generat (per aquest motiu en la bibliografia és possible trobar tant f com ν). En general, l'àtom amb energia E_2 es diu que es troba en la banda de conducció, mentre que l'àtom amb energia E_1 es diu que es troba en la banda de València. Com es pot observar en la figura 21, quan un electró passa des de la banda de conducció a la banda de València (sense influències externes) es genera un fotó amb una energia igual a la diferència entre les energies de les dues bandes.

Llei de Planck

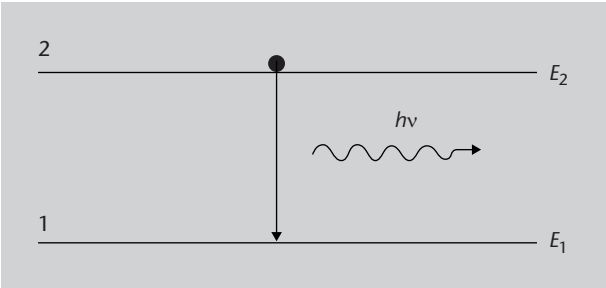
La llei de Planck relaciona l'energia d'un fotó amb la seva freqüència ν mitjançant la constant de Planck (h):

$$h\nu = E$$

Max Planck

Max Planck (1958-1947) va ser un físic alemany pare de la teoria quàntica i guanyador del premi Nobel de física el 1918.

Figura 21. Esquema del fenomen de l'emissió espontània



Per a quantificar l'efecte de l'emissió espontània és necessari calcular quants fotons són generats per aquest fenomen. Observant una mica més detalladament el fenomen, podem assegurar que la quantitat de fotons generats estarà estretament relacionada amb el nombre de portadors que passen del nivell d'energia E_2 al nivell d'energia E_1. En altres paraules, és possible trobar el nombre de fotons que es generen per emissió espontània a partir de la variació del nombre de portadors del nivell d'energia E_2 (o, alternativament, la variació de la densitat de portadors en E_2). Per quantificar-lo, farem els càlculs.

Indiquem amb $N_2(t)$ la densitat de portadors del nivell 2, és a dir, el nombre d'àtoms (o electrons) per unitat de volum que en l'instant t tenen energia E_2. Tenint en compte que la derivada d'una funció indica la variació d'aquesta funció respecte a la variable per la qual s'ha derivat, $dN_2(t)/dt$ correspon a la variació de $N_2(t)$ al llarg del temps. Així, el ritme de transició per emissió espontània és

$$R_{esp}(\nu) = \left(\frac{dN_2(t)}{dt}\right)_{esp} = -AN_2(t), \tag{42}$$

en què A és una constant, anomenada *coeficient d'Einstein*, que és inversament proporcional al temps τ de vida mitjana de l'àtom (o electró) en el nivell 2. Substituint $A = 1/\tau$ en l'equació (42) i integrant respecte al temps s'obté

$$N_2(t) = N_2(0)e^{-\frac{t}{\tau}}. \tag{43}$$

Coeficients d'Einstein

Els coeficients d'Einstein van ser definits per Albert Einstein el 1916, en la seva anàlisi de la radiació de la teoria quàntica. Els tres coeficients són A, B_{12} i B_{21}, la utilitat i relació dels quals es veuran al llarg d'aquest apartat.

A partir de l'expressió (43), és possible assegurar que la densitat de portadors del nivell 2 disminueix exponencialment a causa de l'emissió espontània. Noteu que els portadors del nivell 2 que descendeixen a nivells d'energia inferiors generen un fotó amb l'energia diferencial de tots dos nivells.

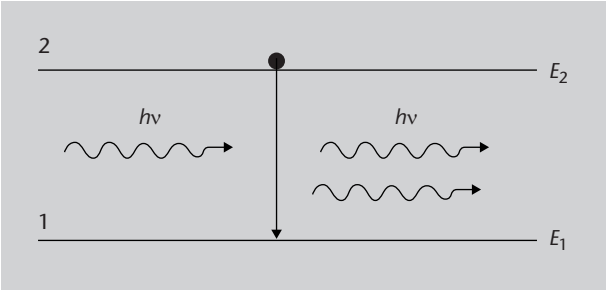
2.2.2. Emissió estimulada

Un fotó amb freqüència tal que satisfaci l'equació (41) pot estimular la transició de l'àtom des del nivell 2 cap al nivell 1 amb l'emissió d'un fotó que és una rèplica exacta del fotó incident. En la figura 22 es pot observar un esquema del fenomen descrit, en què un fotó amb freqüència ν estimula que un portador passi del nivell 2 al nivell 1 i s'emeti un altre fotó amb freqüència ν.

De la mateixa manera que succeïa en el cas de l'emissió espontània, la variació de $N_2(t)$ és la seva derivada. Òbviament, la funció $N_2(t)$ no és en aquest cas igual que en el cas de l'emissió espontània. Més endavant s'estudiarà com és $N_2(t)$ en el cas de l'emissió estimulada. La taxa de transició per emissió estimulada és

$$R_{est}(\nu) = \left(\frac{dN_2(t)}{dt}\right)_{est}. \tag{44}$$

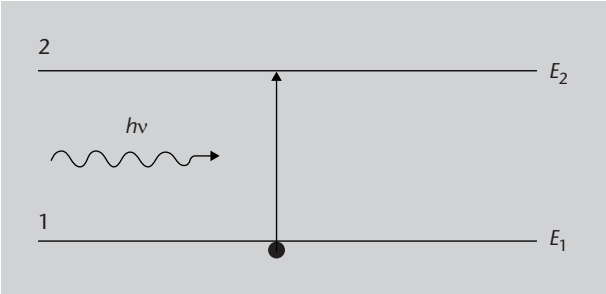
Figura 22. Esquema del fenomen de l'emissió estimulada



2.2.3. Absorció

L'absorció és el fenomen pel qual un àtom es mou des del nivell d'energia E_1 al nivell d'energia E_2 després d'absorbir un fotó que, al seu torn, compleix la llei de Planck (equació (41)). La figura 23 mostra, esquemàticament, el fenomen de l'absorció. En aquesta figura, un fotó amb freqüència ν és absorbit i un portador del nivell 1 d'energia es desplaça al nivell d'energia 2.

Figura 23. Esquema del fenomen de l'absorció



Indicant amb $N_1(t)$ la densitat de portadors del nivell 1 en l'instant t, la taxa d'absorció és

$$R_{abs}(\nu) = \left(\frac{dN_1(t)}{dt}\right)_{abs}. \tag{45}$$

La taxes d'emissió estimulada i absorció també es poden expressar com una funció de la densitat espectral d'energia dels fotons incidents:

$$R_{est}(\nu) = -B_{21}\rho_E(\nu)N_2(t), \tag{46}$$

$$R_{abs}(\nu) = B_{12}\rho_E(\nu)N_1(t), \tag{47}$$

en què B_{12} i B_{21} són els coeficients d'Einstein i $\rho_E(\nu)$ és la densitat d'energia de la radiació a la freqüència ν. Noteu que la freqüència ν no és qualsevol, sinó que és la freqüència que compleix la llei de Planck, i que permet que es doni emissió estimulada o absorció, respectivament, entre les bandes E_1 i E_2.

2.2.4. Relacions d'Einstein

Calculem ara la relació entre els tres coeficients d'Einstein A, B_{12} i B_{21}, introduïts en els subapartats anteriors. A partir d'ara, els àtoms (o electrons) que es mouen entre les bandes de conducció i València a causa de l'absorció o de l'emissió estimulada els denominarem *portadors*. En condicions d'equilibri termodinàmic, la densitat dels portadors dels nivells 1 i 2, és a dir, $N_1(t)$ i $N_2(t)$, es manté constants. És important notar que $N_1(t)$ i $N_2(t)$ poden ser constants per dos motius: la solució trivial ($R_{esp} = R_{est} = R_{abs} = 0$, en la qual no hi ha ni absorció ni emissió estimulada o espontània) o la compensació de les taxes d'emissió, espontània i estimulada, i la taxa d'absorció ($R_{esp} + R_{est} = R_{abs}$). La solució trivial no és vàlida per a l'estudi de transmissors òptics, ja que significaria que no es generen fotons. Per tant, hem de trobar la solució no trivial, que significa que les taxes d'absorció i d'emissió han de coincidir. És a dir, s'ha de complir

$$AN_2(t) + B_{21}\rho_E(\nu)N_2(t) = B_{12}\rho_E(\nu)N_1(t). \tag{48}$$

Segons les lleis de la termodinàmica, la densitat de portadors $N_1(t)$ i $N_2(t)$ dels dos nivells en condicions d'equilibri termodinàmic es pot expressar mitjançant la distribució de Boltzmann, i llavors la seva relació és

$$\frac{N_2(t)}{N_1(t)} = \frac{e^{-E_2/K_BT}}{e^{-E_1/K_BT}} = e^{-(E_2-E_1)/K_BT}, \tag{49}$$

en què T és la temperatura (en kelvins) i $K_B = 1{,}3 \cdot 10^{-23}$ J/K és la constant de Boltzmann. Manipulant l'equació (48) és possible expressar la densitat de la radiació en funció de la resta de variables:

$$\frac{N_1(t)}{N_2(t)}B_{12}\rho_E(\nu) = A + B_{21}\rho_E(\nu), \tag{50}$$

$$\rho_E(\nu)\left(\frac{N_1(t)}{N_2(t)}B_{12} - B_{21}\right) = A, \tag{51}$$

$$\rho_E(\nu) = \frac{A}{\frac{N_1(t)}{N_2(t)}B_{12} - B_{21}}. \tag{52}$$

Ludwig Boltzmann

Ludwig Boltzmann (1844-1906) va ser un físic austríac que va centrar les seves investigacions en les lleis de la termodinàmica a partir de la mecànica de les molècules i amb mètodes estadístics.

Substituint en aquesta última expressió la relació obtinguda a partir de la distribució de Boltzmann (equació (49)), i recordant que $E_2 - E_1 = h\nu$, s'obté

$$\rho_E(\nu) = \frac{A}{B_{12}e^{h\nu/K_BT} - B_{21}}. \tag{53}$$

Finalment, podem obtenir la relació entre els coeficients d'Einstein mitjançant la comparació de l'equació anterior amb la llei de Planck del cos negre, que expressa l'espectre de densitat d'energia de la radiació en funció de la temperatura T. Aquesta s'expressa de la manera següent:

$$\rho_E(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{v_g^3}\frac{1}{e^{h\nu/K_BT} - 1}, \tag{54}$$

en què v_g és la velocitat de propagació de la radiació. Comparant totes dues equacions, es dedueix:

$$B_{12} = B_{21} = B = \frac{v_g^3 A}{8\pi h\nu^3}. \tag{55}$$

Exemple 6

S'assumeix que l'índex de refracció del material semiconductor és $n_{sc} = 3{,}5$ i que la longitud d'ona operativa és $\lambda = 0{,}8$ μm. Llavors, la freqüència operativa és $\nu = (c/\lambda) = 3{,}75 \cdot 10^{14}$ m/s. Per tant, la relació entre les constants d'Einstein B i A serà $B/A = 7{,}17 \cdot 10^{-12}$ $m^3/(J \cdot s)$.

2.2.5. Amplificador làser

Un amplificador làser, com indica el seu nom, es caracteritza per la capacitat d'amplificar i, per tant, és important que siguem capaços d'analitzar-ne el guany. L'amplificador làser està creat a partir d'un tram de semiconductor (com veurem més endavant). El guany que s'obtingui serà el resultat del guany del senyal òptic a mesura que es propaga al llarg del semiconductor. Com que la naturalesa del senyal que es propaga a través del semiconductor és òptica, és possible estudiar el guany de l'amplificador a partir de l'estudi del flux de fotons que travessa la secció de l'amplificador (denominat $F(z)$).

Per a fer l'anàlisi d'un amplificador làser, menyspreem per un moment l'emissió espontània, i calculem la variació neta $dF(z)$ del flux de fotons d'una ona que, propagant-se en la direcció dz, travessa una capa de material amb espessor z. Considerem només els fenòmens de l'emissió estimulada i d'absorció i, per simplificar, no tenim en compte la dependència de la variable temps de la densitat de portadors de tots dos nivells; l'evolució del flux de fotons es pot expressar de la manera següent:

$$\frac{dF}{dz} = \sigma(\nu)N_2F(z) - \sigma(\nu)N_1F(z), \tag{56}$$

en què $\sigma(\nu)$ és la secció transversal de transició, amb unitat [m^2]; es pot relacionar amb els coeficients d'Einstein, i llavors es pot expressar de la manera següent:

$$\sigma(\nu) = \frac{\lambda^2}{8\pi\nu\tau}. \tag{57}$$

La secció transversal de transició és la probabilitat que un portador faci una transició entre els dos estats, és a dir, la probabilitat que hi hagi absorció o emissió. L'equació (56) té dos termes, el corresponent a l'emissió estimulada i el corresponent a l'absorció. Suposem que tenim un flux de fotons determinat. Com més gran sigui el flux de fotons, més gran serà la quantitat d'electrons que, a causa de l'emissió estimulada, seran estimulats i passaran de la banda E_2 a la banda E_1, i emetran un fotó (la variació del flux de fotons creix). A més, la quantitat de fotons generats també dependrà de la concentració de portadors en la banda 2. Així, com més gran sigui la concentració de portadors en E_2, més gran serà el nombre de fotons generats. L'efecte de l'emissió estimulada queda reflectit en el primer terme de l'equació (56). Pel que fa a l'absorció, l'efecte és contrari al de l'emissió estimulada. Si augmenta el flux d'electrons, també augmenta l'absorció. Un augment de l'absorció implica que hi ha més quantitat de fotons absorbits pels electrons de la banda de València i, en conseqüència, el flux de fotons descendeix. De la mateixa manera que succeïa amb l'emissió estimulada, com més gran sigui la densitat de portadors en la banda E_1, més gran serà l'absorció i més gran serà el descens del flux de fotons. L'absorció queda caracteritzada pel segon terme de l'equació.

Si s'integra l'equació (56) respecte a z obtenim

$$F(z) = F(0)e^{\sigma(\nu)(N_2-N_1)z} = F(0)e^{g(\nu)z} \tag{58}$$

i

$$g(\nu) = \sigma(\nu)(N_2 - N_1) = \frac{\lambda^2}{8\pi\nu\tau}(N_2 - N_1) \tag{59}$$

és el guany òptic, la dimensió del qual és [m^{-1}]. L'objectiu de l'amplificador làser és que el flux de fotons creixi. Per a aconseguir-ho és necessari que l'emissió estimulada sigui més gran que l'absorció. Per tant, observant l'expressió del guany $g(\nu)$, perquè la radiació que es propaga en el medi físic sigui amplificada és necessari fer la condició d'inversió de població, és a dir,

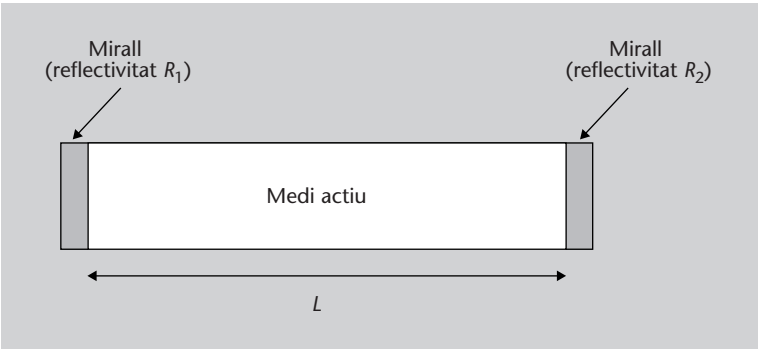
$$N_2 > N_1 \tag{60}$$

La densitat de portadors en la banda de conducció (E_2) ha de ser més gran que la densitat de portadors en la banda de València (E_1).

2.2.6. Oscil·lador làser

Un oscil·lador làser consisteix en una cavitat ressonant formada per dos miralls amb reflectivitat R_1 i R_2, situats a una distància L. Tal com ja s'ha estudiat, com més gran és la reflectivitat, més petita és la potència òptica transmesa a través del mirall, i més gran és la potència òptica reflectida. A l'interior del ressonador hi ha un medi actiu amb guany òptic igual que l'expressat en la fórmula (59). Indiquem amb α el coeficient d'atenuació, que té en compte les pèrdues per unitat de longitud a la cavitat.

Figura 24. Esquema d'un oscil·lador



El funcionament d'un oscil·lador làser consisteix en la reflexió del senyal òptic dins de la cavitat (medi actiu) per a aconseguir que s'amplifiqui. Tal com hem vist en el subapartat anterior, el guany creix en funció de la longitud que el senyal recorre a l'interior del medi actiu. Per tant, convé que la longitud de la cavitat sigui gran. Malgrat això, les dimensions de l'oscil·lador han de ser reduïdes i és possible aconseguir el mateix efecte confinant el senyal òptic dins de la cavitat i fent que la recorri repetidament. Així, el senyal òptic injectat dins de la cavitat de l'oscil·lador es propaga entre els dos miralls de manera repetida. Cada vegada que el senyal arriba a un dels miralls, una part del senyal és transmesa a través del mirall i la resta és reflectida, i fa un camí d'anada i tornada dins de la cavitat. Cada vegada que el senyal travessa la cavitat té un guany ($g(\nu)$), però també sofreix una atenuació (α).

Si en la cavitat s'estableix una condició estacionària d'oscil·lació (ni guany ni pèrdua), és necessari que després d'un trajecte d'anada i tornada ($2L$, ja que la llum travessa tota la cavitat, és reflectida i es propaga un altre cop cap a l'inici), el guany compensi exactament les pèrdues, és a dir,

$$e^{2\sigma(\nu)(N_2-N_1)L} e^{-2\alpha L} \sqrt{R_1 R_2} = 1. \tag{61}$$

En l'equació (61) podem identificar cadascun dels termes. En primer lloc l'amplitud del senyal òptic tindrà un guany que serà el resultat de recórrer una distància $2L$ dins de l'oscil·lador ($e^{g(\nu)2L}$). A més, també sofrirà una atenuació en funció de la distància i del coeficient d'atenuació ($e^{-\alpha 2L}$). Finalment, el senyal serà reflectit en les dues cares reflectants, i només es reflectirà la potència incident multiplicada per $\sqrt{R_1}$ en una capa i per $\sqrt{R_2}$ en l'altra. Noteu que, si com succeeix en l'equació (61), totes les contribucions es compensen i el resultat és 1, no hi haurà l'efecte làser. Per tant, és necessari que el guany òptic $g(\nu)$ sigui més gran que el valor que compleix la condició (61).

Si apliquem el logaritme neperià a tots dos costats de l'equació, a partir d'aquesta condició s'obté la inversió de població crítica, és a dir, el valor mínim d'inversió de població perquè hi hagi efecte làser:

$$N_t = N_2 - N_1 = \frac{\alpha}{\sigma(\nu)} - \frac{\ln R_1 R_2}{4L\sigma(\nu)} = \frac{\alpha_{tot}}{\sigma(\nu)}, \qquad (62)$$

Propietats del logaritme neperià

Les propietats del logaritme neperià utilitzades en la resolució de l'expressió (62) són les següents:
$\ln(A \cdot B) = \ln(A) + \ln(B)$
$\ln\left(\frac{A}{B}\right) = \ln(A) - \ln(B)$
$\ln\left(A^B\right) = B\ln(A)$
$\ln(e) = 1$

en què $\alpha_{tot} = \alpha - ln(R_1R_2)/(4L)$ té en compte totes les pèrdues en la cavitat: aquelles degudes a la transmissió parcial a través dels miralls i les pèrdues per altres mecanismes, com per exemple l'efecte de dispersió, etc.

Per a fer un sistema capaç d'amplificar la radiació de la llum, és necessari determinar la condició d'inversió de la població; no obstant això, si volem una font òptica làser, es requereix que la inversió de la població sigui més gran que el valor crític. En el subapartat següent analitzarem els mecanismes d'emissió i absorció en un semiconductor, per determinar quines són les condicions perquè la radiació pugui ser generada o absorbida per aquests.

2.3. Emissió i absorció en materials semiconductors

En aquest subapartat es presenten els mecanismes d'interacció radiació-matèria en un semiconductor. Un fotó de llum es genera quan un electró en la banda de conducció es recombina amb un forat en la banda de València. De la mateixa manera, l'absorció d'un fotó permet la transició d'un electró des de la banda de València fins a la banda de conducció, i genera un parell electró-forat.

2.3.1. Concentració dels portadors

En els materials semiconductors els nivells d'energia permesos formen unes bandes d'energia. Cada banda conté nivells d'energia que estan molt a prop. Per exemple, si ens centrem en la banda de conducció, els electrons no so-

lament tenen energia E_2, sinó que també poden tenir energies molt properes a E_2. La banda de València i la banda de conducció estan separades per un interval d'energia prohibida, entre 0,1 i 3 eV, definit com a *bandgap*.

Electró-volt (eV)

Unitat d'energia que adquireix una càrrega elemental (electró) en traslladar-se entre dos punts amb diferència de potencial d'un volt. La seva equivalència en el sistema internacional és 1 eV = $1{,}60219 \cdot 10^{-19}$ J.

Per calcular la concentració dels electrons $n(E_2)dE_2$ per unitat de volum que tenen energia entre E_2 i E_2+dE_2, cal conèixer la densitat d'estats $\rho_c(E_2)$, definida com el nombre d'estats d'energia que hi ha entre E_2 i $E_2 + dE_2$, i la probabilitat que l'electró ($f_c(E_2)$) ocupi el nivell d'energia E_2,

$$n(E_2) = \rho_c(E_2) f_c(E_2). \tag{63}$$

La densitat dels estats d'energia permesos en la banda de conducció, és a dir, el nombre d'estats d'energia per unitat de volum, té l'expressió

$$\rho_c(E_2) = \frac{(2m_c)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3}(E_2 - E_C)^{1/2} \quad E_2 \geq E_C, \tag{64}$$

en què m_c és la massa efectiva de densitat d'estats d'electrons (constant pròpia de cada material amb dimensions de massa), E_C és l'energia de la banda de conducció i $\hbar = h/2\pi$. La densitat d'estats d'energia té una interpretació física. Segons la teoria clàssica, els electrons d'un àtom només poden tenir alguns nivells d'energia determinats. Així, fins i tot en la banda E_2, només és possible trobar electrons en algunes bandes properes determinades. Aquest paràmetre indica la densitat d'electrons en una banda d'energia.

En condició d'equilibri, la probabilitat que un electró ocupi un estat d'energia permès en la banda de conducció es pot expressar per mitjà de la distribució de Fermi-Dirac:

Distribució de Fermi-Dirac

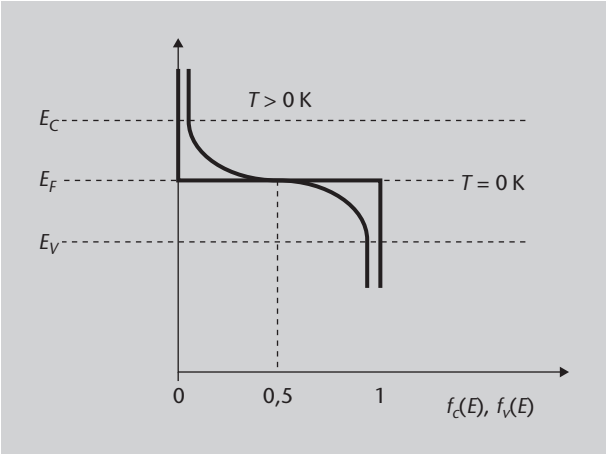
La distribució de Fermi-Dirac representa la probabilitat que un nivell d'energia determinat del sistema estigui ocupat pels fermions, partícules elementals que segueixen aquesta distribució.
La distribució va ser descrita de manera independent pel físic i matemàtic italià Enrico Fermi (1901-1954) i el físic britànic Paul Dirac (1902-1984).

$$f_c(E_2) = \frac{1}{1 + e^{(E_2 - E_{Fc})/K_B T}}, \tag{65}$$

en què E_{Fc} és el nivell de Fermi en la banda de conducció, que indica el valor d'energia pel qual la probabilitat que un electró tingui aquesta energia és 0,5. La figura 25 mostra un exemple d'aquesta distribució, tant per a la funció de densitat d'estats de la banda de conducció com per a la de València (equivalent a la de conducció però per a la banda de València).

En un semiconductor no dopat o intrínsec, en condicions de zero absolut de temperatura (T = 0 K), la banda de conducció està completament buida i la banda de València està completament ocupada. Com s'ha explicat en el subapartat 2.1.1., quan no hi ha impureses (semiconductors intrínsecs) els àtoms formen una estructura cristal·lina i els electrons de València creen enllaços co-

Figura 25. Distribució de Fermi-Dirac



valents. En aquest cas no hi ha electrons lliures (a una temperatura igual al zero absolut), amb una energia igual a la de la banda de conducció. A més, $E_{Fc} = (E_C + E_V)/2$, és a dir, el nivell de Fermi cau exactament en el centre de la banda d'energia prohibida. Si el semiconductor dopat és del tipus *n*, el nivell de Fermi es mou cap a la banda de conducció, o dit en altres paraules, creix la probabilitat que els electrons tinguin l'energia de la banda de conducció. Recordem que els semiconductors dopats (o extrínsecs) del tipus *n* es caracteritzen per tenir més densitat d'electrons en la banda de conducció. En qualsevol cas, el nombre total d'electrons per unitat de volum que hi ha en la banda de conducció, denominat *n*, és la suma de tots els electrons que es troben en nivells d'energia superiors o iguals a E_C, per tant

$$n = \int_{E_C}^{\infty} n(E_2)dE_2. \tag{66}$$

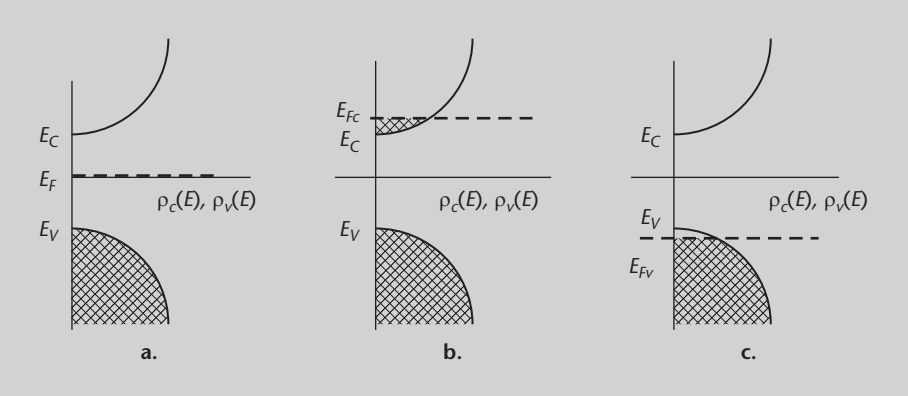
De la mateixa manera, la concentració de forats $p(E_1)dE_1$ que per unitat de volum tenen energia entre E_1 i $E_1 + dE_1$ es pot calcular com el producte de la densitat d'estats $\rho_v(E_1)$ per la probabilitat $1 - f_v(E_1)$ que l'electró no ocupi el nivell d'energia E_1 (és a dir, que hi hagi un forat amb energia E_1).

$$p(E_1) = \rho_v(E_1)(1 - f_v(E_1)). \tag{67}$$

en què $\rho_v(E_1)$ és la densitat d'estats d'energia permesos en la banda de València, que es mostra en la figura 26 i respon a l'expressió següent:

$$\rho_v(E_1) = \frac{(2m_v)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3}(E_V - E_1)^{1/2} \quad E_1 \leq E_V \tag{68}$$

Figura 26. Densitat d'estats en les bandes de conducció i de València: **a.** semiconductor intrínsec; **b.** semiconductor dopat de tipus *n*; **c.** semiconductor dopat de tipus *p*



Les expressions de $\rho_v(E_1)$ i $\rho_c(E_2)$ són anàlogues, i per tant, podem deduir que m_v és la massa efectiva de densitat d'estats de forats i E_V és l'energia de la banda de València.

La probabilitat que un electró ocupi el nivell d'energia E_1 en la banda de València també es pot expressar mitjançant la distribució de Fermi-Dirac:

$$f_v(E_1) = \frac{1}{1 + e^{(E_1 - E_{Fv})/K_B T}}, \tag{69}$$

en què E_{Fv} és el nivell de Fermi en la banda de València. El nombre total de forats en la banda de València per unitat de volum és

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} p(E_1) dE_1. \tag{70}$$

Si el semiconductor es troba en un estat d'equilibri termodinàmic, el nivell de Fermi en la banda de conducció i en la banda de València coincideixen $E_{Fv} = E_{Fc} = E_F$. Al contrari del que succeïa amb els semiconductors dopats del tipus *n*, quan el semiconductor és del tipus *p*, el nivell de Fermi en equilibri tèrmic es desplaça cap a la banda de València. És a dir, la probabilitat que els electrons es trobin en la banda de València creix. Això està relacionat amb el fet que en els semiconductors del tipus *p* la densitat de forats és més gran.

En un semiconductor intrínsec en condicions d'equilibri tèrmic, el nombre total d'electrons *n* és igual al nombre de forats *p*, i és igual a la concentració intrínseca n_i:

$$n_i = 2\frac{(2\pi K_B T)^{3/2}}{h^3}(m_c m_v)^{3/4} e^{-E_G/2K_B T}, \tag{71}$$

en què E_G és la diferència entre l'energia de la banda de conducció i l'energia de la banda de València. És a dir, és l'amplada de la banda prohibida i l'e-

nergia d'un fotó que s'hagi generat per emissió en aquest semiconductor. La figura 26 mostra la densitat d'estats (de la banda de conducció i de la banda de València) per a tres semiconductors diferents. En l'eix vertical es representa l'energia, mentre que en l'eix horitzontal es representa la densitat d'estats de València i de conducció, respectivament. En la figura se suposa equilibri tèrmic, i per tant, el nivell de Fermi de la banda de València i de la banda de conducció coincideixen. Tal com s'ha explicat, és possible observar com el nivell de Fermi roman en el punt mitjà de la banda prohibida quan el semiconductor és intrínsec, i com es desplaça cap a les bandes de València o de conducció en funció de si el semiconductor dopat és del tipus *p* o *n*.

2.3.2. Generació i recombinació

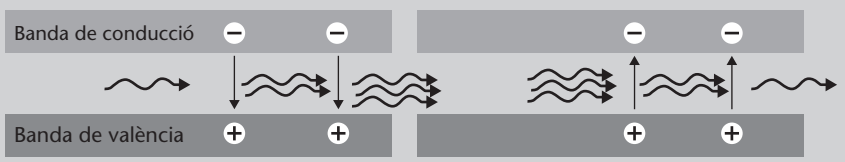
Tal com s'ha descrit en subapartats anteriors, en un semiconductor, un electró pot passar del nivell d'energia E_1 en la banda de València al nivell d'energia E_2 en la banda de conducció en el cas que s'absorbeixi un fotó d'energia $h\nu = E_2 - E_1$. L'absorció d'un fotó genera, per tant, un parell electró-forat. De manera dual, un electró pot passar del nivell E_2 en la banda de conducció al nivell E_1 en la banda de València, i emet un fotó de la mateixa energia. El mecanisme de recombinació d'un parell $p-n$ pot ser també espontani o estimulat per la presència d'un altre fotó amb la mateixa energia.

D'ara endavant, s'utilitzaran els termes *parell* $p-n$ i *parell electró-forat* indistintament. Generar un parell $p-n$ significa que un electró de la banda de València absorbeix un fotó i passa a la banda de conducció. D'aquesta manera es genera un electró lliure (portador negatiu) i un enllaç covalent trencat o forat (portador positiu).

Al contrari, la recombinació del parell $p-n$ implica que un electró lliure en la banda de conducció crea un enllaç covalent (es combina amb un forat) i en desprendre energia es genera un fotó.

La figura 27 esquematitza tots dos fenòmens.

Figura 27. Absorció i emissió en un semiconductor



En condicions d'equilibri termodinàmic, la generació de parells $p-n$ sempre s'acompanya del procés invers de recombinació, és a dir, la taxa de generació G i de recombinació R coincideixen i són proporcionals al producte del nombre de forats pel nombre d'electrons:

$$G = R = rnp, \tag{72}$$

en què r [m^3/s] és un paràmetre que depèn de les característiques del material, de la temperatura i també del nivell de dopatge. Per a obtenir una generació neta de fotons és necessari construir una estructura amb un gran nombre de portadors tant de tipus p (forats) com de tipus n (electrons), i això es pot obtenir per mitjà d'una unió entre un semiconductor dopat de tipus n i un de dopat de tipus p. Unint tots dos semiconductors s'aconsegueix que d'una banda hi hagi una gran densitat de forats, i de l'altra, una gran quantitat d'electrons. Aquest fet comporta més recombinació de parells $p-n$ i, en conseqüència, més emissió de fotons.

Si els semiconductors són idèntics (per exemple, silici del tipus p i del tipus n), es parla d'homounió. En cas contrari es parla d'heterounió.

Un cop descrit el comportament dels electrons i els forats d'un semiconductor, és interessant trobar la probabilitat que es produeixi l'absorció o l'emissió d'un fotó. Tenint en compte que per als transmissors òptics volem que predomini l'emissió de fotons, podrem obtenir la condició necessària perquè la probabilitat d'absorció sigui més petita que la probabilitat d'emissió.

La probabilitat d'emissió $P_e(\nu)$ és el producte de la probabilitat que un electró es trobi en el nivell d'energia E_2 i la probabilitat que un forat es trobi en el nivell E_1. Així, d'acord amb la nomenclatura emprada fins ara,

$$P_e(\nu) = f_c(E_2)[1 - f_v(E_1)]. \tag{73}$$

En condicions d'equilibri tèrmic els 2 nivells de Fermi E_{Fc} i E_{Fv} coincideixen i el nivell de Fermi cau en la banda d'energia prohibida. Tenint en compte que en aquest cas podem assegurar que $E_2 - E_F \gg K_B T$ i $E_F - E_1 \gg K_B T$, es poden usar les aproximacions següents:

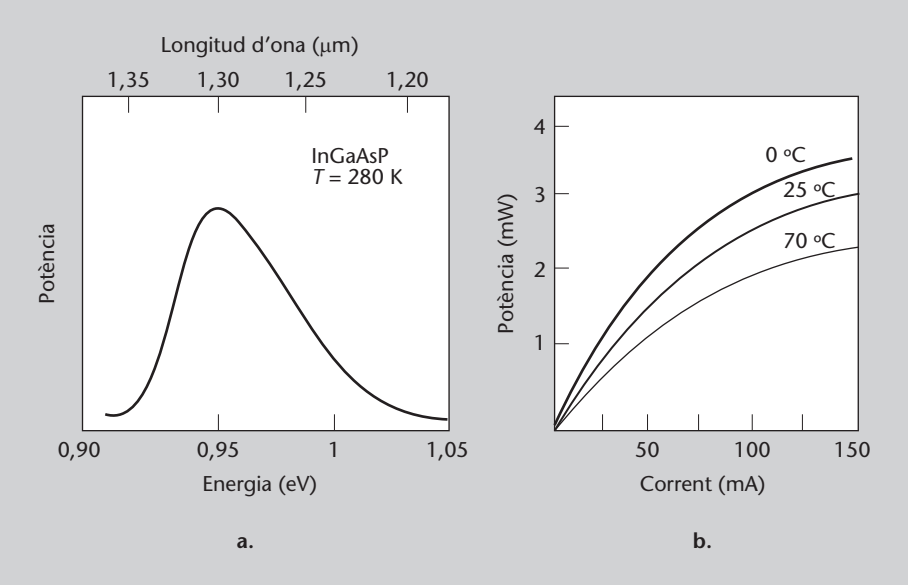
$$\begin{aligned} f_c(E_2) &\simeq e^{-(E_2-E_F)/K_B T}, \\ 1 - f_v(E_1) &= \frac{e^{(E_1-E_F)/K_B T}}{1 + e^{(E_1-E_F)/K_B T}} \simeq e^{(E_1-E_F)/K_B T}, \end{aligned} \tag{74}$$

i per tant, s'obté

$$P_e(\nu) \simeq e^{-(E_2-E_1)/K_BT} = e^{-h\nu/K_BT}. \quad (75)$$

La figura 28*a* il·lustra un exemple de la forma de la potència emesa deguda a l'emissió espontània en un semiconductor d'InGaAsP. És possible observar que l'emissió espontània, tal com s'ha vist anteriorment, és funció de la longitud d'ona, que presenta un pic a una freqüència determinada. En la figura 28*b* es mostra la tendència del pic de potència òptica emesa en funció del corrent de polarització i de la temperatura. Com es pot observar a partir de la figura, com més gran és la temperatura, més gran ha de ser el corrent de polarització (corrent aplicat al semiconductor) per a aconseguir una potència òptica determinada. D'altra banda, per a una temperatura concreta, la potència emesa creix amb el corrent de polarització.

Figura 28. **a.** Espectre de la radiació emesa per emissió espontània. **b.** Potència de pic en funció del corrent de polarització i de la temperatura



Com ja s'ha descrit, els fenòmens d'absorció i emissió es donen simultàniament. Si representem la probabilitat d'absorció amb $P_a(\nu)$, perquè s'obtingui amplificació neta de la radiació, la probabilitat d'emissió estimulada ha de ser més gran que la probabilitat d'absorció, és a dir, $P_e(\nu) > P_a(\nu)$, i per tant $f_c(E_2) > f_v(E_1)$. A partir de les distribucions de Fermi-Dirac de les equacions (65) i (69), es pot deduir que aquesta condició només es compleix si $E_{Fc} - E_{Fv} > E_G$, és a dir, si totes dues regions, *n* i *p*, són fortament dopades.

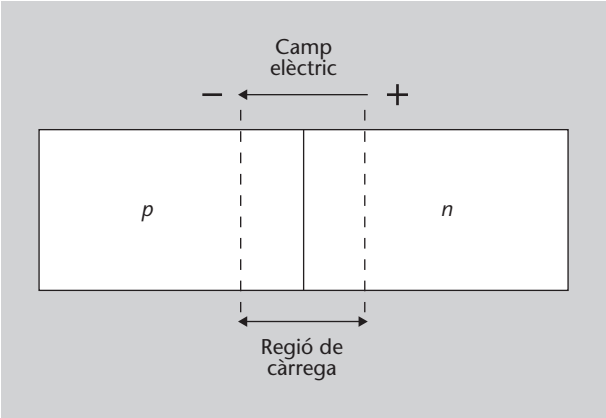
2.4. Díodes LED

Els díodes LED s'utilitzen principalment com a transductors electrofotònics, ja que per mitjà de la modulació del corrent de polarització es pot variar la

intensitat de la radiació òptica emesa. Es caracteritzen per tenir un cost baix i una mida compacta; en particular, els díodes LED s'utilitzen principalment en pantalles i en indicadors, encara que també en sistemes de transmissió òptics a distàncies curtes i taxes de bit baixes. Els LED es poden modular amb senyals fins a uns 100 MHz, mentre que els làsers basats en semiconductors es poden modular amb senyals per sobre de 10 GHz.

Un LED és la unió (homounió o heterounió en funció de si es tracta del mateix semiconductor o de diferents semiconductors) d'un semiconductor *p* i un semiconductor *n*. A la regió *p* els portadors majoritaris són els forats (càrregues positives) i a la regió *n* els portadors majoritaris són els electrons (càrregues negatives). En unir totes dues regions, la *p* i la *n*, es genera una diferència de potencial en la unió que impedeix que els forats es desplacin cap a la regió *n* i els electrons cap a la regió *p* (vegeu la figura 29).

Figura 29. Homounió *p-n*



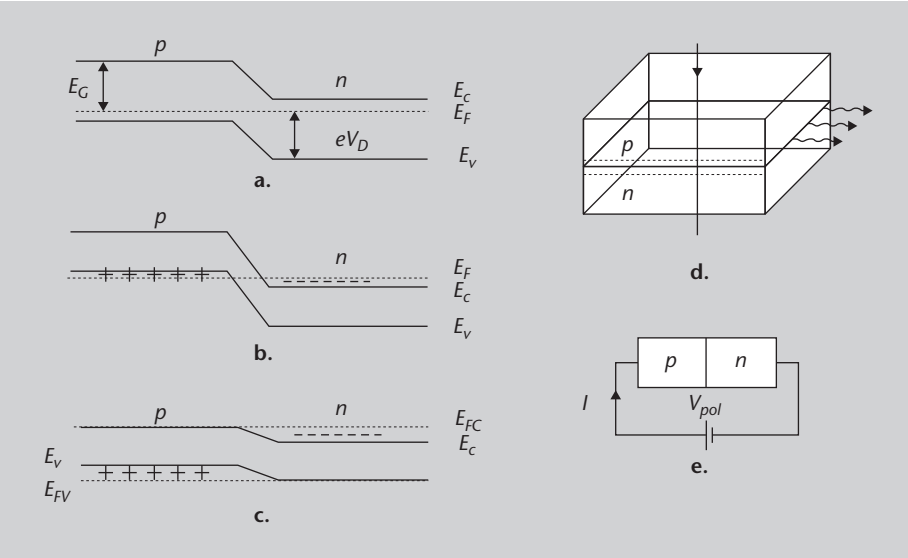
La regió de càrrega espacial d'una homounió (dos semiconductors iguals, dopats de tipus *p* i *n*) és bastant ampla (1-10 μm). Per a augmentar la concentració de portadors a l'interior s'utilitzen les heterounions, és a dir, s'insereix entre la regió *p* i la regió *n* un altre semiconductor amb banda d'energia prohibida inferior. En aquest cas la regió de càrrega espacial és més estreta (entorn de 0,1 μm), i llavors la recombinació entre electrons i forats es fa en una regió més limitada, i d'aquesta manera augmenta l'eficiència del dispositiu.

Es diu que una unió *p – n* té **polarització directa** quan s'aplica un camp elèctric en la direcció de la regió *p* cap a la regió *n*. En altres paraules, quan s'aplica una diferència de potencial als extrems de la unió amb un potencial més gran a la regió *p* que a la regió *n*.

Es diu que una unió *p – n* té **polarització inversa** quan el camp elèctric va de la regió *n* a la regió *p*.

La figura 30 mostra l'estructura d'una unió $p-n$ i què succeeix quan s'aplica polarització directa. Fixem-nos en l'estructura del díode LED (figura 30*d*). És possible distingir la regió *p*, la regió *n* i la regió de càrrega espacial, que és la regió més propera a la superfície d'unió. S'observa que en ser polaritzada directament (la figura 30*e* mostra l'esquema de la polarització directa), flueix un corrent a través de la unió (corrent de polarització). Gràcies al camp elèctric generat, s'estimula l'emissió en la regió de càrrega i s'emeten fotons. Això seria, a grans trets, el comportament del LED.

Figura 30. **a.** Unió $p-n$ en condicions d'equilibri; **b.** unió $p-n$ fortament dopada; **c.** unió $p-n$ polaritzada directament; **d.** estructura d'un LED; **e.** polarització directa



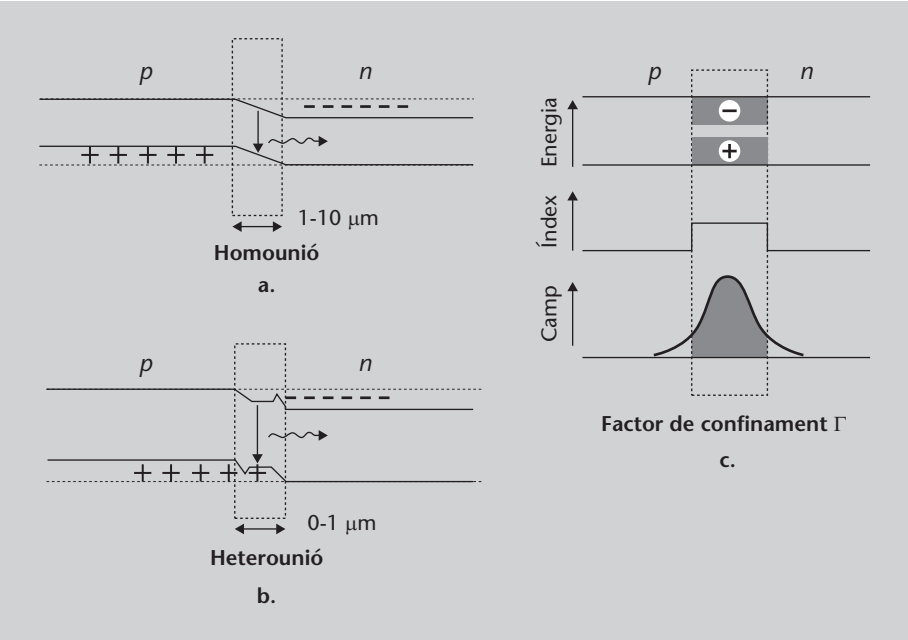
Les figures 30*a*, 30*b* i 30*c* presenten els diagrames de bandes d'energia per a tres casos diferents. En primer lloc, la figura 30*a* esquematitza la situació en la unió $p-n$ en condicions d'equilibri tèrmic. Com ja sabem, en equilibri tèrmic el nivell de Fermi (E_F) és igual per a la banda de València i per a la banda de conducció. Sabem també que la banda prohibida depèn del semiconductor; per tant, si es tracta d'una homounió, l'amplada de la banda prohibida (E_G) ha de ser igual tant a la regió *p* com a la regió *n*. S'ha explicat anteriorment que en un semiconductor del tipus *p* el nivell de Fermi es desplaça cap a la banda de València, mentre que en un semiconductor del tipus *n* ho fa cap a la banda de conducció. Observant la figura 30*a*, en què l'eix horitzontal es refereix a l'espai (la regió *p* està situada a l'esquerra i la regió *n* a la dreta) i l'eix vertical a l'energia, es constata que l'energia necessària perquè un electró de conducció de la regió *n* es desplaci cap a la regió *p* i es recombini amb un forat és molt elevada (més gran que E_G). Aquest fenomen és conseqüència del camp elèctric que es genera a la zona de càrrega espacial. Aquest camp incrementa l'energia necessària i evita que els portadors de càrrega passin d'una regió a una altra.

Quan els semiconductors estan fortament dopats (figura 30*b*), hi ha una alta densitat d'impureses i la banda prohibida es redueix. Quan el LED té polarització directa, es contraresta el camp elèctric generat en la regió de càrrega i, amb això, es redueix l'energia necessària perquè els portadors de càrrega transitin entre les regions *p* i *n*. Com més gran és el potencial del camp elèctric de polarització, més petita és l'energia necessària i més gran és el trànsit de portadors entre regions (figura 30*c*).

La regió activa (o de càrrega) presenta un índex de refracció més gran que l'índex de refracció del semiconductor de tipus *p* i *n*, i això permet confinar la radiació emesa. La figura 31*c* mostra, d'una banda, l'índex de refracció al llarg de la unió (com s'ha esmentat, l'índex és més gran en la zona activa). La característica de l'índex de refracció fa que el camp radiat quedi confinat dins de la zona activa i, gràcies a això, l'emissió de llum també ho està.

En el cas de les heterounions, es polaritzen directament a través de dos contactes de metall (figura 30*c*).

Figura 31. **a.** Homounió; **b.** heterounió; **c.** confinament de la radiació



2.4.1. Eficiència

D'acord amb tot el que hem explicat fins al moment, el LED és un transductor electroòptic que, mitjançant la injecció de corrent elèctric, genera llum. Com en qualsevol dispositiu transductor, l'eficiència del LED és el paràmetre que determina quina proporció de l'energia elèctrica es transforma en energia òptica (la resta es perd, per exemple, en forma de calor).

En una unió $p-n$ polaritzada directament, la recombinació dels portadors injectats en la regió de càrrega espacial genera l'emissió de fotons. La potència òptica generada per la recombinació dels electrons amb els forats es pot descriure com a

$$P_{int} = \eta_{int} h\nu \frac{I}{e} \tag{76}$$

en què I és el corrent de polarització, e és la càrrega d'un portador (i per tant, I/e representa el nombre de portadors injectats en la unió) i η_{int} és l'eficiència quàntica interna, que té en compte el fet que solament una fracció de les recombinacions són radiants, és a dir, impliquen l'emissió d'un fotó. Aquest paràmetre té un paper fonamental en la determinació de les característiques d'un LED; depèn de la temperatura i de la concentració del nivell de dopatge. En particular, augmentant la temperatura, l'eficiència quàntica interna disminueix, ja que disminueix el nombre de recombinacions $p-n$ que generen un fotó (vegeu la figura 28*b*).

Només una part de la radiació de la llum generada en el semiconductor es transmet a l'exterior del dispositiu, ja que una part de la radiació és reflectida a causa del salt d'índex de refracció entre el semiconductor i l'aire. A més, si el raig de llum incideix en la superfície de discontinuïtat amb un angle més gran que l'angle límit, aquest és reflectit totalment cap a l'interior. Aquestes pèrdues es tenen en compte mitjançant l'eficiència quàntica externa η_{est}, i en conseqüència, la potència òptica emesa es pot escriure com a

$$P_{est} = \eta_{est} P_{int}. \tag{77}$$

Un factor addicional de pèrdues és l'acoblament de la font òptica amb la fibra òptica. En particular, l'eficiència d'acoblament per a aquest tipus de fonts és $\eta_c = NA^2$ i l'obertura numèrica (NA) d'una fibra òptica és normalment entorn de 0,1-0,3. La potència òptica emesa pels LED és de l'ordre de 100 μW = –10 dBm o fins i tot més petita, encara que la potència interna pot arribar a ser fins de 10 mW.

La responsivitat, definida com la relació entre el corrent injectat i la potència transmesa pel díode LED, s'escriu com a

$$R = \frac{P_{est}}{I} = \eta_{est}\eta_{int}\frac{h\nu}{e}. \tag{78}$$

Es tracta d'un paràmetre utilitzat per a caracteritzar les prestacions del dispositiu i els seus valors són entorn de 0,01 W/A. Per a valors baixos de corrent, la responsivitat és constant i la relació entre la potència òptica i el corrent es manté lineal. Per a valors de corrent superiors a 80 mA, la responsivitat disminueix (vegeu la figura 28*b*).

Exemple 7

Considereu un díode LED que emet potència òptica en primera finestra (λ = 0,85 μm), amb eficiència quàntica interna η_{int} = 0,7, i eficiència quàntica externa η_{est} = 0,1. Si s'obté una potència òptica externa (que s'acobla amb una fibra òptica) P_{est} = 10 μW, llavors la responsivitat R = 0,1 W/A.

2.4.2. Modulació de la potència òptica emesa

La resposta a la modulació dels díodes LED depèn de la dinàmica dels portadors i està limitada pel temps de vida dels electrons en la banda de conducció i dels forats en la banda de València. Es pot calcular a partir de la densitat dels portadors $N(t)$ en la regió activa de volum V. Atès que els electrons i els forats es recombinen en parells, n'hi ha prou a considerar la variació d'un sol tipus de portadors de càrrega i, per tant, es pot escriure:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I(t)}{eV} - \frac{N(t)}{\tau}. \tag{79}$$

Modulació

La modulació és el procés mitjançant el qual es modifica alguna de les característiques d'una ona, anomenada *portadora*, amb la finalitat de transmetre, des d'un emissor a un receptor, la informació continguda en una altra ona anomenada *moduladora*.
Per al cas particular d'un LED, la potència emesa es modula mitjançant el corrent injectat, o el que és el mateix, la potència emesa varia en funció de la I.

És a dir, la variació en el nombre de portadors en la unió és igual al nombre de portadors injectats pel corrent ($I(t)/eV$) menys els portadors que es recombinen per emissió espontània (és a dir, la densitat de portadors $N(t)$ dividida pel temps de vida mitjà d'un portador τ en el nivell 2). Com es veurà al llarg del curs, aquesta equació és fonamental per a explicar el funcionament tant dels transmissors òptics com dels receptors.

Per resoldre l'equació i poder trobar l'expressió que descriu la densitat de portadors de càrrega $N(t)$, apliquem la transformada de Fourier. La utilització de la transformada de Fourier no té, en aquest cas, la intenció d'analitzar el comportament espectral de $N(t)$. Simplement s'utilitza com a mètode per a resoldre l'equació diferencial plantejada en l'expressió (79). Fent ús de les propietats de la transformada de Fourier s'obté:

$$2\pi j\nu\tilde{N}(\nu) = \frac{\tilde{I}(\nu)}{eV} - \frac{\tilde{N}(\nu)}{\tau}, \tag{80}$$

Propietats de la transformada de Fourier

Les propietats utilitzades per a obtenir l'equació (80) són les següents:
$\mathscr{F}\{x(t)\} = X(\nu)$
$\mathscr{F}\{Ax(t)\} = AX(\nu)$, en què A = ct
$\mathscr{F}\{\frac{dx(t)}{dt}\} = 2\pi j\nu X(\nu)$
$\mathscr{F}\{A\} = A\delta(\nu)$
$\mathscr{F}\{x(t)e^{j2\pi\nu_0 t}\} = X(\nu - \nu_0)$

en què $\tilde{N}(\nu)$ i $\tilde{I}(\nu)$ són les transformades de Fourier de $N(t)$ i de $I(t)$, respectivament. Aïllant la transformada de Fourier de la densitat de portadors,

$$\tilde{N}(\nu) = \frac{\tau}{eV}\frac{\tilde{I}(\nu)}{1 + j2\pi\nu\tau}. \tag{81}$$

Suposem que el corrent injectat $I(t)$ té un comportament sinusoïdal que oscil·la amb freqüència ν_0; el podem expressar com un factor:

$$I(t) = I_b + \bar{I}e^{j2\pi\nu_0 t}, \tag{82}$$

en què I_b és l'offset del corrent i $\bar{I}$ és l'amplitud. La transformada de Fourier és

$$\tilde{I}(\nu) = I_b\delta(\nu) + \bar{I}\delta(\nu - \nu_0). \tag{83}$$

Substituint en l'equació (81), s'obté

$$\tilde{N}(\nu) = \frac{\tau I_b}{eV}\delta(\nu) + \frac{\tau}{eV}\frac{\bar{I}\delta(\nu - \nu_0)}{1 + j2\pi\nu_0\tau} \tag{84}$$

i aplicant llavors la transformada inversa s'aconsegueix

$$N(t) = \frac{\tau I_b}{eV} + \frac{\tau}{eV}\frac{\bar{I}e^{j2\pi\nu_0 t}}{1 + j2\pi\nu_0\tau}. \tag{85}$$

Es pot observar que la concentració de portadors $N(t)$ té dos components: un component constant que depèn del corrent de polarització I_b i un component oscil·lant. No obstant això, aquesta no segueix de manera instantània les variacions del corrent a causa del factor $1/(1 + j2\pi\nu\tau)$. Atès que la potència òptica és proporcional a $N(t)$, la funció de conversió corrent - potència òptica té un comportament en freqüència de tipus passabaix, és a dir, la funció de transferència és

$$\frac{\tilde{P}(\nu)}{\tilde{I}(\nu)} \propto \frac{1}{1 + j2\pi\nu\tau}. \tag{86}$$

Funció de transferència passabaix

Una funció de transferència passabaix es caracteritza per tenir un mòdul elevat per a freqüències baixes i un mòdul reduït per a freqüències altes. Per exemple, el mòdul de l'equació (86), quan $\nu \to 0$, tendeix a 1. En canvi, quan $\nu \to \infty$, el mòdul tendeix a 0.

A causa del temps de vida mitjà dels portadors injectats a l'interior de la unió τ, l'amplada de banda de modulació, és a dir, la freqüència per la qual el mòdul de la funció de transferència es redueix d'un factor 2, és

$$\nu_B = \frac{\sqrt{3}}{2\pi\tau}. \tag{87}$$

El resultat s'ha obtingut tenint en compte que quan $\nu = 0$ en l'equació (86), la funció de transferència és màxima i igual a 1. L'amplada de banda de la modulació ν_B s'obté, llavors, quan el mòdul és igual a 0,5:

$$\left|\frac{1}{1 + j2\pi\nu\tau}\right| = \sqrt{\frac{1}{1 + 4\pi^2\nu_B^2\tau^2}} = \frac{1}{2}. \tag{88}$$

Habitualment, en un semiconductor el temps de vida mitjà d'un portador en el nivell 2 d'energia oscil·la en el rang 2-5 ns. D'acord amb això, la freqüència de modulació màxima se situa entorn de 50-140 MHz.

Exemple 8

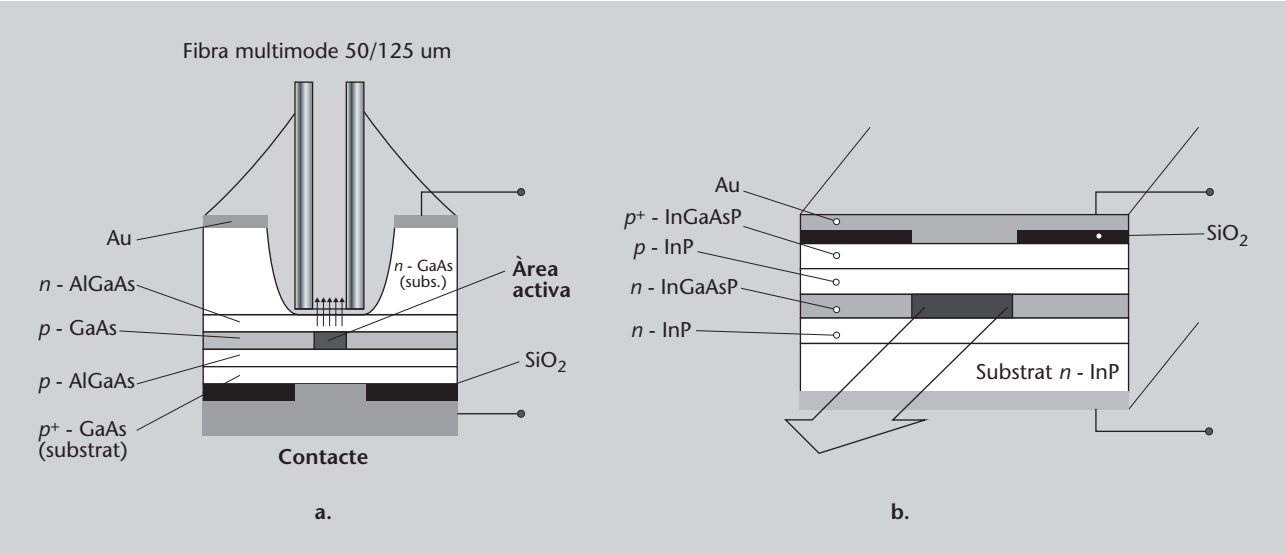
Si es considera un material semiconductor per al qual el temps de vida mitjana dels portadors és $\tau = 4$ ns, la freqüència màxima de modulació és 69 MHz. D'altra banda, per a tenir una freqüència màxima de modulació de 140 MHz, el temps de vida mitjà dels portadors haurà de ser 1,97 ns.

2.4.3. Estructura dels díodes LED

Les dues configuracions principals dels LED es mostren en la figura 32 i es denominen:

- Díode d'emissió superficial o de Burrus.
- Díode d'emissió lateral.

Figura 32. Configuracions d'un LED: **a.** díode d'emissió superficial; **b.** díode d'emissió lateral



En el díode de Burrus, la llum és emesa ortogonalment al pla de la unió, i l'àrea d'emissió coincideix amb la secció transversal del nucli de la fibra. L'eficiència d'acoblament millora si augmenta l'obertura numèrica de la fibra i si disminueix la distància entre la fibra i el LED. Els LED d'emissió superficial poden acoblar en la fibra fins a l'1% de la potència interna generada.

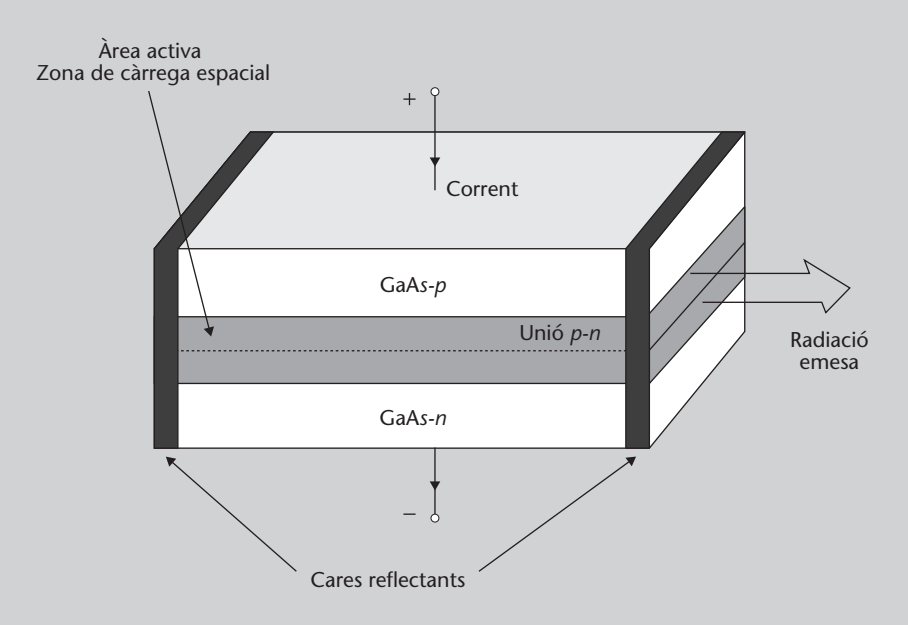
En els díodes d'emissió lateral, la radiació es propaga de manera paral·lela al pla de la unió i es recull en un pla ortogonal. En la configuració d'emissió

lateral, la regió activa té una extensió més gran respecte a les configuracions d'emissió superficial i la radiació està confinada en l'heterounió a causa del salt d'índex de refracció. La banda de modulació dels LED d'emissió lateral és d'uns 200 MHz, més gran que l'amplada de banda de modulació dels LED d'emissió superficial. Això és perquè, en les mateixes condicions de corrent de polarització, el temps de vida mitjà dels portadors és més petit. L'elecció entre totes dues estructures és un compromís entre cost i prestacions.

2.5. Làser de semiconductor

Els làsers de semiconductor, com els díodes LED, es fan servir com a transductors per a convertir un senyal elèctric en un senyal de llum. La principal diferència entre un díode làser de semiconductor i un LED és que el primer s'insereix en una cavitat ressonant, de manera que la llum emesa es propaga a través de l'estructura diverses vegades abans de sortir de l'estructura. D'aquesta manera, en els làsers de semiconductor, l'emissió estimulada és el fenomen dominant de generació de llum: els fotons emesos es propaguen en l'interior de la cavitat i en el medi actiu generen nous fotons (figura 33).

Figura 33. Estructura d'un làser de semiconductor



A diferència d'un dispositiu LED, la radiació emesa per un làser de semiconductor és coherent, i per tant, el feix de llum és més direccional i l'acoblament amb la fibra és més fàcil. Els díodes làser de semiconductors tenen característiques similars a les dels làsers de gas (He-Ne, argó, CO_2) o altres làsers, ja que consisteixen d'un medi actiu (una unió $p - n$ polaritzada directament) i un ressonador.

Radiació coherent

La llum emesa per un làser manté coherència temporal, és a dir, té la mateixa fase.

Les principals diferències entre un díode làser i un làser de gas són:

- En els làsers de gas, les transicions es produeixen entre nivells discrets d'energia, mentre que en un làser de semiconductor les transicions estan associades a les bandes d'energia, la qual cosa implica que l'amplada espectral d'emissió d'un làser és significativament més gran.

- Un làser de semiconductor té una mida més petita i es pot, per tant, integrar amb altres dispositius electrònics. No obstant això, com que la regió activa és molt estreta, la divergència del feix de llum és més gran.

- Les característiques espectrals d'un làser de semiconductor depenen fortament del material (la banda d'energia prohibida i l'índex de refracció). Mitjançant la variació d'aquests paràmetres, és possible fabricar dispositius que operen en un rang ampli de freqüències.

- L'efecte làser es produeix amb el pas del corrent a través del díode mateix, i el sistema de bombeig és molt eficient. Es pot ajustar fàcilment mitjançant la modulació del corrent de polarització.

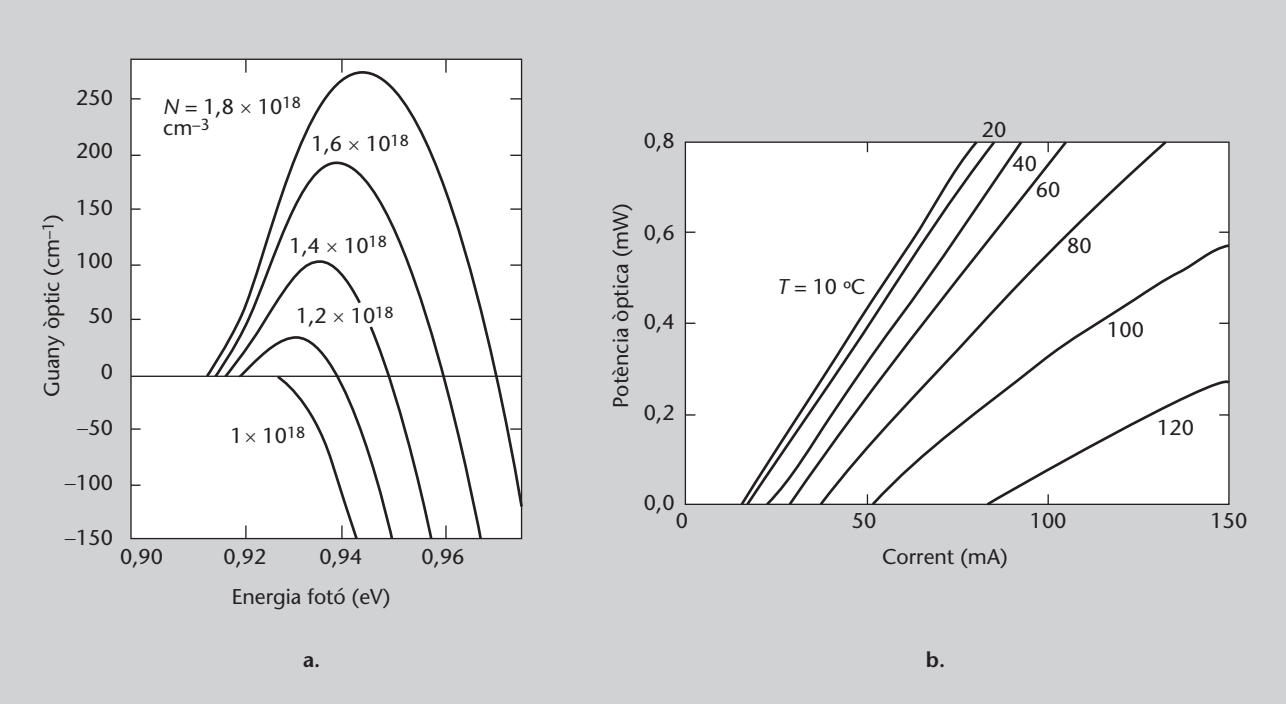
2.5.1. Guany òptic

Tal com s'ha descrit en els subapartats 2.2.5. i 2.2.6., en què s'explica l'amplificador i l'oscil·lador làser, el guany del transmissor làser és un paràmetre clau, que finalment caracteritza el transmissor i la llum que emet. Com cal esperar, l'objectiu és que el guany sigui el més alt possible.

El guany d'un díode làser té una tendència en forma de campana en funció de la freqüència. La figura 34*a* representa l'evolució del guany en funció de la longitud d'ona i de la inversió de població $N = N_2 - N_1$. És important recordar quin és el funcionament del làser. El làser, com ja s'ha descrit, basa el seu funcionament en el fenomen de l'emissió estimulada. Per a aconseguir que es produeixi, és necessari que un fotó exciti un electró de la banda de conducció i el faci descendir a la banda de València (i es genera un altre fotó coherent). Sabem que l'emissió estimulada és possible si i només si l'energia del fotó és igual o superior a l'energia de la banda prohibida (la diferència entre l'energia de les bandes de conducció i de València). Com mostra la figura 34*a*, quan l'energia del fotó està per sota del *bandgap*, l'emissió estimulada no és possible i el guany del làser és 0. A partir d'aquest valor mínim, el guany augmenta a mesura que creix l'energia del fotó. Quanta més energia té el fotó, més probable és que aconsegueixi estimular l'emissió d'un nou fotó. L'increment del guany, no obstant això, té un valor màxim. A partir d'aquest valor, com més gran

és l'energia del fotó, més petit és el guany del làser. La figura 34*a* representa, per a una longitud d'ona determinada, el guany per a diferents inversions de població (des de 10^{18} cm^{-3} fins a $1{,}8 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}). Com que l'energia del fotó està estretament relacionada amb la seva energia, és lògic pensar que el guany és una funció que depèn de la longitud d'ona.

Figura 34. **a.** Guany òptic en funció de la longitud d'ona i de la concentració dels portadors. **b.** Corba L-I: potència òptica emesa en funció del corrent de polarització, per a diferents valors de temperatura



La figura 34*b* mostra les corbes L-I, és a dir, la potència òptica en funció del corrent de polarització. És possible observar que la potència òptica augmenta linealment amb el corrent, i disminueix en augmentar la temperatura.

Corba L-I

Les corbes L-I relacionen, per a un transductor electroòptic, la potència òptica emesa en funció del corrent injectat. Deu el nom a la denominació anglesa *output light vs. input current*.

Per a calcular el valor màxim del guany (guany de pic), cal tenir en compte que per a generar la radiació làser és necessari que l'emissió estimulada sigui superior a l'absorció, és a dir, que la inversió de la població excedeixi un llindar, la denominada *inversió de població crítica*. Tenint en compte les equacions (61) i (62) descrites anteriorment per a explicar el funcionament de l'oscil·lador làser, la inversió de població crítica, denominada N_t, es pot obtenir a partir de

$$e^{2\sigma(\nu)(N_2-N_1)L} e^{-2\alpha L} \sqrt{R_1 R_2} = 1, \qquad (89)$$

$$N_t = N_2 - N_1 = \frac{\alpha}{\sigma(\nu)} - \frac{\ln R_1 R_2}{4L\sigma(\nu)}. \qquad (90)$$

Recordem que la inversió de població crítica N_t és el valor particular de $N = N_2 - N_1$ que fa que, després d'un trajecte d'anada i tornada en la cavitat, l'ona no resulti ni amplificada ni atenuada (és a dir, que el medi és transparent per a la radiació que el travessa). Si es manipula l'equació (90) per a expressar $\sqrt{R_1R_2}e^{-2\alpha L}$ en funció de N_t,

$$\sqrt{R_1R_2}e^{-2\alpha L} = e^{-2\sigma(\nu)N_tL}. \tag{91}$$

I si la reemplacem en l'equació (89), obtenim

$$e^{2\sigma(\nu)(N_2-N_1)L}e^{-2\alpha L}\sqrt{R_1R_2} = e^{2\sigma(\nu)(N_2-N_1)L}e^{-2\sigma(\nu)N_tL} = 1, \tag{92}$$

$$e^{2\sigma(\nu)(N_2-N_1-N_t)L} = 1. \tag{93}$$

Quan es compleix aquesta expressió, el guany i l'atenuació es cancel·len. No hi ha guany net en el làser.

Per tant, es defineix el guany net del làser com a

$$g'(\nu) = \sigma(\nu)(N_2 - N_1 - N_t) \tag{94}$$

i augmenta linealment segons $N = N_2 - N_1$.

2.5.2. Equacions de ritme

Els principals paràmetres d'un làser de semiconductor, com el corrent llindar i la freqüència màxima de modulació, es poden obtenir a partir de les dues equacions de ritme, les dues equacions fonamentals que descriuen el comportament del làser. Totes dues equacions s'escriuen en funció del guany net òptic $g(\nu)'$.

La primera equació de ritme és aquella que descriu la variació dels portadors de càrrega:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I(t)}{eV} - \frac{N(t)}{\tau} - \frac{\Gamma v_g}{V}g'(\nu)q(t). \tag{95}$$

La primera equació de ritme posa en relleu quins són els fenòmens que causen una variació de la densitat dels portadors. El primer terme descriu el nombre de portadors injectats en la regió activa pel corrent durant el procés de bombeig ($I(t)/eV$); el segon terme descriu la disminució dels portadors a causa de l'emissió espontània; pel que fa al darrer terme, posa en relleu la disminució (o augment) dels portadors a causa dels mecanismes d'absorció i emissió estimulada, i també de les pèrdues en la cavitat (vegeu el guany net de l'equació (94)).

En aquesta equació apareix $q(t)$, que representa el nombre total de fotons en la cavitat òptica de volum infinitesimal $V = dAdz$, i dA és l'àrea transversal infinitesimal i dz la longitud infinitesimal de la cavitat òptica. També apareix v_g, que és la velocitat de propagació de la radiació en la cavitat. Així mateix, en l'equació també apareix el factor de confinament Γ, que té en compte que no tot el volum del medi actiu participa en els processos d'interacció amb la radiació. En particular, el factor de confinament Γ mesura la fracció del camp elèctric del mode fonamental que està confinada en la regió activa. Com més gran sigui el factor, més gran serà el comportament del làser, ja que només el camp dins de la regió activa experimenta el guany del làser.

La segona equació de ritme descriu la variació del nombre de fotons en la cavitat:

$$\frac{dq(t)}{dt} = \frac{N(t)}{\tau} + \frac{\Gamma v_g}{V} g'(\nu) q(t) - \frac{q(t)}{\tau_q}, \tag{96}$$

en què $\tau_q = 1/(v_g \alpha_{tot})$ és el temps de vida mitjà dels fotons en la cavitat, que té en compte la pèrdua de fotons que no es deu al procés d'absorció, com per exemple el fenomen de la dispersió, etc.

Si en l'equació (96) menyspreem l'emissió espontània, es dedueix que la variació dels fotons és negativa (és a dir, que el seu nombre disminueix) si es compleix que

$$\frac{\Gamma v_g}{V} g'(\nu) < \frac{1}{\tau_q}. \tag{97}$$

Substituint en aquesta expressió l'equació (94) s'obté la inversió de població crítica, és a dir, el valor particular de $N = N_2 - N_1$ que produeix una variació de fotons en la cavitat igual a 0:

$$N_{th} = N_t + \frac{V}{\tau_q \Gamma v_g \sigma(\nu)}. \tag{98}$$

De manera anàloga, és possible obtenir l'expressió del corrent llindar, definit com aquell corrent mínim que permet que el guany total del làser sigui més gran que 1. Per calcular el corrent llindar, considerarem un procés estacionari segons el qual les variacions en la concentració dels portadors i del nombre de fotons són nul·les. Així, si $N = N_{th}$, el nombre de fotons en la cavitat és menyspreable ($q = 0$) i a partir de l'equació (95) s'obté el corrent llindar:

$$I_{th} = \frac{N_{th}eV}{\tau} = \frac{eV}{\tau}\left(N_t + \frac{V}{\tau_q \Gamma v_g \sigma(\nu)}\right). \tag{99}$$

Quan la inversió de població és igual a la inversió de població crítica (N_t), el corrent de bombeig és igual al corrent llindar (I_t).

L'amplada espectral d'emissió d'un díode làser és molt inferior a la d'un LED. Un valor típic és 2,5 μm, encara que es fabriquen dispositius amb amplades espectrals molt inferiors. El corrent de polarització pot ser modulat fins a 10 GHz.

2.5.3. Estructura d'un díode làser

Recordem que l'efecte làser (i per tant, el guany) s'aconsegueix gràcies a la reflexió parcial de la llum dins de la cavitat. Mitjançant aquestes reflexions, la llum es propaga a través del medi actiu (la cavitat) i experimenta un guany. En el ressonador s'utilitzen miralls amb índex de refracció R_1 i R_2, però en el làser de semiconductor estàndard no s'utilitzen miralls exteriors, ja que la cavitat ressonant es crea utilitzant el salt d'índex de refracció entre el semiconductor i l'aire. Els dos miralls del ressonador se substitueixen per la reflexió parcial en la interfície entre els dos medis. Per exemple, en la interfície entre el silici ($n_e = 3{,}5$) i l'aire ($n = 1$), la reflectivitat és

$$R_1 = R_2 = \left(\frac{n_e - 1}{n_e + 1}\right)^2 \simeq 30\%. \tag{100}$$

Per tant, quan la llum incideix sobre la superfície de separació entre la cavitat i l'aire, el 30% de la potència és reflectida.

L'estructura més simple d'un làser semiconductor està constituïda per una capa activa prima ($\sim$ 0,1 μm d'espessor), tancada entre dues capes dopades de tipus p i tipus n d'un altre semiconductor amb més banda d'energia prohibida; l'heterounió resultant $p - n$ es polaritza directament mitjançant dos contactes de metall. Aquest tipus de làser de semiconductor es denomina *làser*

de superfície ampla (*broad-area*), ja que el corrent flueix en una àrea relativament àmplia que engloba tota l'amplada del xip làser ($\sim$ 100 μm).

La capa activa actua com una guia d'ona planar, ja que el seu índex de refracció és més gran que el del dielèctric que la tanca amb un salt d'índex $\Delta n \sim 0{,}3$.

2.5.4. Làser DFB

En un ressonador de longitud L, no tots els modes longitudinals són admesos. En particular, només s'admeten les freqüències que compleixen la condició

$$\nu_m = m\frac{v_g}{2n_eL} \quad m = 1,2,... \tag{101}$$

en què n_e és l'índex de refracció eficaç. La separació entre dos modes consecutius s'obté com a:

$$\delta\nu = \frac{v_g}{2n_eL} \tag{102}$$

El motiu pel qual només s'admeten aquestes freqüències s'estudia amb una mica més de detall en l'apartat 4, dedicat als amplificadors òptics. De moment, n'hi ha prou de saber que hi ha aquesta condició. Tenint en compte l'equació (101), dos modes consecutius (ν_m per a dos valors consecutius de m) estan separats entre 100 i 200 GHz. En el làser DFB* l'amplada de l'espectre de guany és molt àmplia, entorn de 10 THz, però només el mode més proper al valor màxim de guany (mode fonamental) entra en ressonància, i només per a aquest mode el guany és superior a les pèrdues. Si es defineix $\Delta\lambda$ el rang de longituds d'ona per a les quals el guany és més gran que les pèrdues en la cavitat, el nombre de modes d'oscil·lació (N) emesos per un làser és:

*** *DFB* són les sigles en anglès de *distributed feedback laser*.**

$$N = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda}, \tag{103}$$

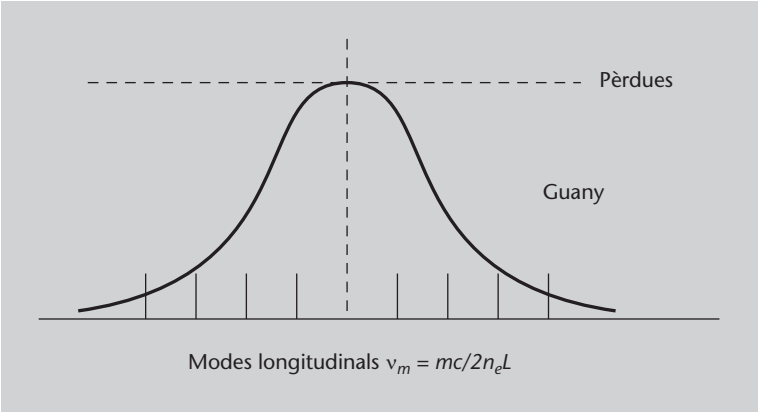
en què $\delta\lambda$ és la separació entre modes consecutius. La separació entre modes s'obté de la manera següent:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_p^2}{2n_eL}. \tag{104}$$

La figura 35 mostra el guany de la cavitat del làser DFB. Com es pot observar, el guany té una amplada de banda enorme, ja que amplifica molts modes (diferents valors de ν_m, dibuixats en la figura com a deltes). A més del guany, també hi ha pèrdues (molt elevades). Com que només el mode fonamental ressona en la cavitat (és reflectit i propagat a través de la cavitat), només el mode fo-

namental aconsegueix ser amplificat prou perquè el guany superi les pèrdues. Per aquest motiu l'únic mode que es transmet és el fonamental. Aquest fet és molt positiu, ja que permet que la llum emesa per un làser DFB sigui monocromàtica.

Figura 35. Modes longitudinals i corba de guany



En realitat, els modes propers al fonamental també oscil·len i aquest fenomen altera les característiques espectrals d'un díode làser, ja que deixa d'emetre llum monocromàtica. Per a resoldre aquest problema s'usen els làsers DFB i els DBR*, que es van desenvolupar en els anys vuitanta, i que s'usen extensivament en els sistemes òptics WDM. En un làser DBR, la cavitat ressonant no es troba en les superfícies laterals del semiconductor, però es "distribueix" en tot el medi actiu mitjançant la inserció d'un reticle de Bragg. La variació periòdica de l'índex de refracció selecciona les freqüències que es reflecteixen totalment i només entren en ressonància les longituds d'ona que satisfan la condició de Bragg:

* *DBR* **són les sigles en anglès de** ***distributed bragg reflector laser.***

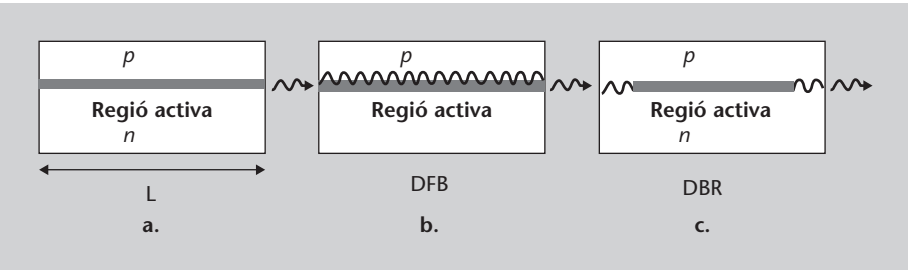
Reticle de Bragg

El reticle de Bragg és una zona del semiconductor que, mitjançant un procés de dopatge, assoleix una reflectivitat molt elevada.

$$\lambda = 2mn_eP \quad m = 0,1,2,\ldots, \tag{105}$$

en què P és el període de l'estructura. La figura 36 mostra, esquemàticament, les diferències entre un díode làser (figura 36*a*), un díode làser DFB (figura 36*b*) i un díode làser DBR (figura 36*c*). En un làser DBR, el reticle es fa només fora de la regió activa, com es mostra en la figura 36*c*.

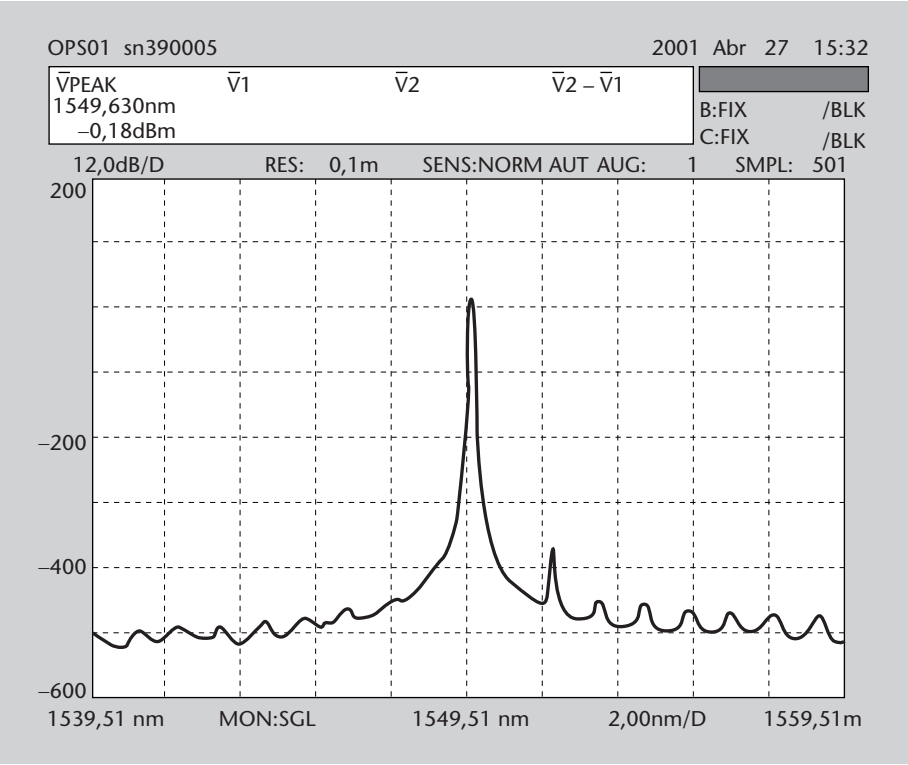
Figura 36. **a.** Díode làser Fabry-Perot; **b.** làser DFB; **c.** làser DBR



El paràmetre que descriu les característiques d'un làser monomode és la relació de supressió de modes*, que es defineix com la relació entre la potència òptica del mode fonamental i la potència del primer mode lateral. Aquest és més gran que 35 per als làsers DFB o DFR, com mostra l'exemple de la figura 37.

* En anglès, *mode-suppression ratio* (MSR).

Figura 37. Espectre de la radiació emesa per un làser DFB



Per a variar la longitud d'ona d'emissió de manera contínua, es pot variar la temperatura del reticle de Bragg, o modificar l'índex de refracció eficaç. En el primer cas, el pic d'emissió pot variar en un rang de 10 nm, mentre que en el segon cas s'obtenen variacions de 200 nm.

Exemple 9

Considereu un díode LED amb amplada espectral d'emissió ($\Delta\lambda$) de 100 nm i un díode làser amb amplada espectral d'emissió d'1 nm. Així mateix, considereu una fibra òptica amb coeficient de dispersió cromàtica D = 17 ps/(km · nm). Si es calcula la distància per a la qual s'obté la màxima dispersió que es pot suportar (per exemple, 1.600 ps):

1) Per al LED, s'obté una $L_{màx}$ = 941 m.

2) Per al làser, s'obté una $L_{màx}$ = 94 km.

Es pot comprovar com la $L_{màx}$ que permet el làser és molt més gran que la permesa en cas de fer servir el LED; per tant, en un sistema de llarga distància, el transmissor que cal usar és el làser.

2.6. Resum

Els transmissors òptics de semiconductors són dispositius transductors electroòptics importantíssims en les comunicacions òptiques. En l'apartat 2 s'ha analitzat l'estructura i les propietats dels semiconductors, i també la generació i recombinació de parells $n-p$ (o electró-forat). Aquest fenomen és la base de la transmissió òptica.

Hi ha dos tipus de semiconductor: els semiconductors intrínsecs (sense impureses) i els semiconductors extrínsecs (dopats amb impureses). Els semiconductors extrínsecs, en funció dels àtoms utilitzats en el procés de dopatge, tenen més densitat d'electrons (tipus n) o de forats (tipus p). Gràcies als semiconductors extrínsecs és possible tenir una inversió de portadors tal que permeti que es doni l'efecte làser.

$$\text{Semiconductor}\begin{cases}\text{Intrínsec} \rightarrow \text{Igual densitat de forats i electrons}\\ \text{Extrínsec}\begin{cases}\text{Tipus } p \rightarrow \text{Més densitat de forats}\\ \text{Tipus } n \rightarrow \text{Més densitat d'electrons}\end{cases}\end{cases}$$

En un semiconductor es poden donar tres tipus de mecanismes d'interacció radiació-matèria: absorció, emissió espontània i emissió estimulada. L'absorció consisteix en la generació d'un parell electró-forat a partir d'un fotó. Pel que fa a l'emissió espontània, es tracta d'un fenomen pel qual un electró de la banda de conducció es desplaça cap a la banda de València i genera un fotó. L'emissió estimulada és igual que l'espontània però el canvi succeeix a causa de l'excitació d'un electró.

$$\text{Mecanismes d'interacció radiació-matèria}\begin{cases}\text{Absorció}\\ \text{Emissió}\begin{cases}\text{Espontània}\\ \text{Estimulada}\end{cases}\end{cases}$$

El làser es basa en la utilització d'una cavitat ressonant per a aconseguir que el guany de la llum dins de la cavitat sigui superior a les pèrdues que sofreix també dins de la cavitat. Aquest és el denominat *efecte làser*.

3. Receptors òptics

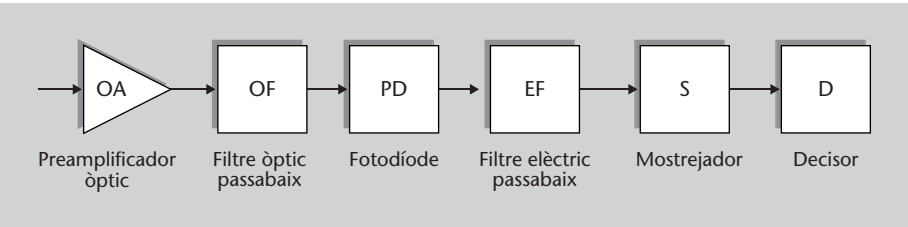
En els apartats precedents s'ha analitzat com, a partir d'un senyal elèctric, és possible generar un senyal òptic modulat. A més, quan ja ha estat generat, s'ha estudiat com es propaga al llarg de grans distàncies a través del nucli d'una fibra òptica. La xarxa òptica consisteix en un transmissor (LED o làser), un canal (fibra òptica) i un receptor, que ha de convertir el senyal òptic en un senyal elèctric.

Els detectors òptics són dispositius que converteixen un senyal lluminós en un senyal elèctric. En les comunicacions òptiques, el senyal a la sortida d'una fibra òptica s'acobla a l'entrada del receptor òptic, que ha de tenir unes dimensions comparables amb les de la fibra. Per aquest motiu s'utilitzen dispositius basats en semiconductors, però, al contrari del que ocorre amb els transmissors òptics, s'aprofita el fenomen de l'absorció en comptes del fenomen de l'emissió. Per a això, la unió $p-n$ es polaritza al revés.

Un receptor òptic (figura 38) es compon d'un fotodíode, un amplificador de guany elevat i un filtre passabaix. El guany de l'amplificador s'estabilitza per a evitar les fluctuacions de la tensió de sortida, mentre que el filtre passabaix serveix per a limitar el soroll del receptor, que és proporcional a l'amplada de banda. La secció de recuperació de dades* consisteix en un decisor i en un recuperador de rellotge**, que determina el període de mostreig, i aïlla els components espectrals del senyal. El senyal de sortida del fotodíode es mostreja i les mostres es comparen amb un valor llindar per a decidir si el senyal rebut correspon a un bit lògic 1 o a un bit 0.

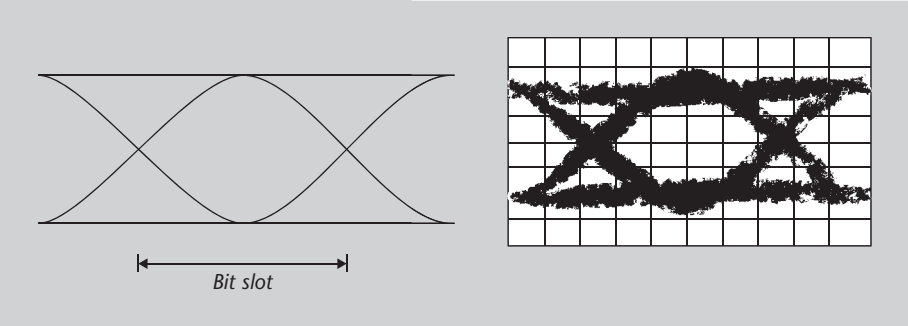
*** En anglès, *data recovery*.**
**** En anglès, *clock recovery*.**

Figura 38. Sistema de recepció d'un senyal òptic



Per a una anàlisi de les característiques del senyal rebut s'usa el diagrama d'ull, format per la seqüència de la superposició d'una sèrie de bits detectats. La figura 39 mostra un diagrama d'ull ideal i un de degradat.

Figura 39. Diagrama d'ull. A l'esquerra un diagrama d'ull ideal i a la dreta un diagrama d'ull real

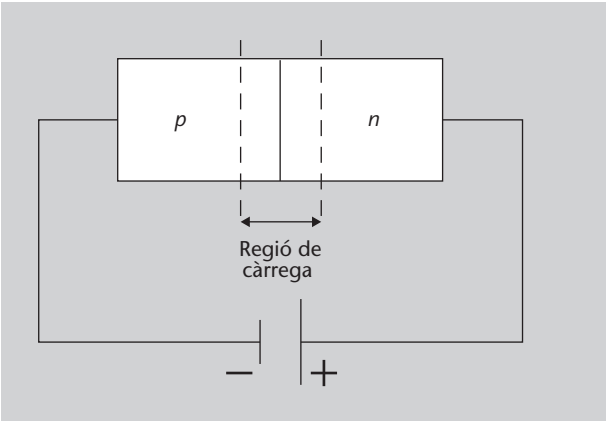


Tots els components utilitzats en un receptor òptic, a excepció del fotodíode, són components electrònics estàndard i es poden integrar fàcilment en un mateix xip; la integració és particularment important per als receptors, que han de funcionar en sistemes de taxes de bit elevades. No obstant això, en el mercat hi ha receptors òptics monolítics que integren tots els components, incloent-hi el fotodíode, en el mateix xip, utilitzant la tecnologia *optoelectronic integrated circuit technology* (OEIC). Estudiem ara les característiques d'un fotodíode.

Considerem una unió $p-n$ polaritzada al revés a la qual arriba una radiació de freqüència ν. Si l'energia del fotó $h\nu$ és més gran que la banda d'energia prohibida (*bandgap*) E_G, el fotó pot ser absorbit i llavors un electró pot passar des de la banda de València cap a la banda de conducció. És a dir, es genera un parell electró-forat. Aquests portadors generats són accelerats per la diferència de potencial aplicada a la regió de càrrega espacial i contribueixen d'aquesta manera al corrent fotodetectat.

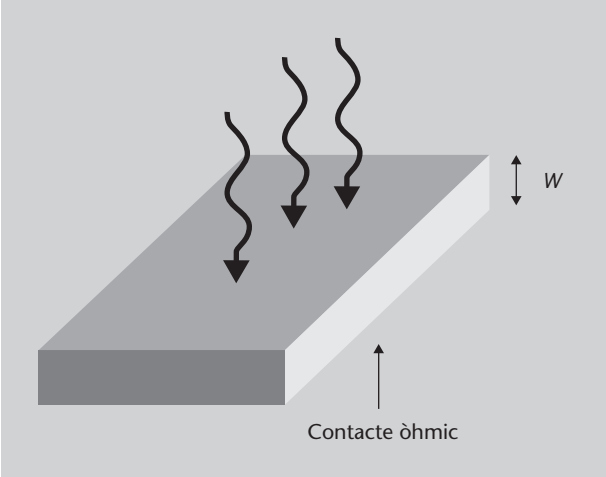
La figura 40 mostra l'esquema d'un fotodetector. Quan la potència òptica arriba a la unió $p-n$, es generen parells electró-forat a causa del fenomen de l'absorció. Aquests portadors, en estar sotmesos a un camp elèctric com el de la figura, s'acceleren i es desplacen: els forats es desplacen cap a la regió p i els electrons cap a la regió n.

Figura 40. Fotodetector polaritzat al revés



Com mostra la figura 41, la radiació incideix sobre una zona activa d'espessor W i genera un corrent elèctric.

Figura 41. Radiació incident



El paràmetre que relaciona la potència òptica incident P_i i el corrent elèctric fotogenerat I_p es denomina *responsivitat**,

* En anglès, *responsivity*.

$$R = \frac{I_p}{P_i} \tag{106}$$

i es mesura en amperes dividit per watts [A/W].

L'eficiència quàntica és el quocient entre el nombre de portadors generats i el nombre de fotons incidents.

Com cal esperar, en el cas dels receptors òptics volem valors d'eficiència quàntica alts, ja que els valors alts indiquen que són necessaris menys fotons per a generar una càrrega elèctrica. L'eficiència quàntica també està relacionada amb la responsivitat, ja que la potència òptica es pot escriure en funció del nombre de fotons incidents $P_i = h\nu q$, en què q és el nombre de fotons, mentre que el nombre de càrregues fotogenerades és I_p/e, en què e és la càrrega d'un portador. Així, l'eficiència es pot expressar com a

$$\eta = \frac{\frac{I_p}{e}}{\frac{P_i}{h\nu}} = R\frac{h\nu}{e}. \tag{107}$$

Tenint en compte la relació entre la freqüència i la longitud d'ona ($\nu = c/\lambda$) i la relació $h/e = 1{,}24$, la responsivitat és

$$R = \eta \frac{e\lambda}{hc} = \eta \frac{\lambda(\mu\text{m})}{1{,}24}. \tag{108}$$

Per definició, si $\eta = 1$ significa que cada fotó que incideix en la unió genera un parell electró-forat; no obstant això, pot ser que alguns fotons no siguin absorbits, o que el procés d'absorció no generi parells p–n. Per tant, $0 \leq \eta \leq 1$.

Observem també que la responsivitat augmenta amb λ ja que, per a un valor de P_i determinat, el nombre de fotons en la llum incident és més gran. És a dir, el nombre de fotons per a una potència incident P_i és $q = P_i/h\nu$. D'acord amb això, com més gran és λ (i per tant, més petita és ν), més gran és q.

A més, perquè es produeixi l'absorció, els fotons han de tenir una energia mínima igual a E_G. Per tant, segons la llei de Planck,

$$E = h\frac{c}{\lambda} \geq E_G \tag{109}$$

o alternativament,

$$\lambda \leq \frac{hc}{E_G}. \tag{110}$$

En conseqüència, la responsivitat és nul·la si la longitud d'ona és superior al valor crític $\lambda_C = hc/E_G$.

Suposem un semiconductor d'espessor W. En aquest semiconductor, incideix una llum amb potència P_i. Els fotons del senyal òptic incident són els responsables de l'absorció en el semiconductor. D'aquesta manera, la potència incident és absorbida al llarg de tot l'espessor del semiconductor. Com més ample és el semiconductor, més gran és la proporció de potència òptica incident que és absorbida pel semiconductor (i que genera parells electró-forat). La potència que no és absorbida en el semiconductor surt (es transmet) del semiconductor per l'extrem oposat.

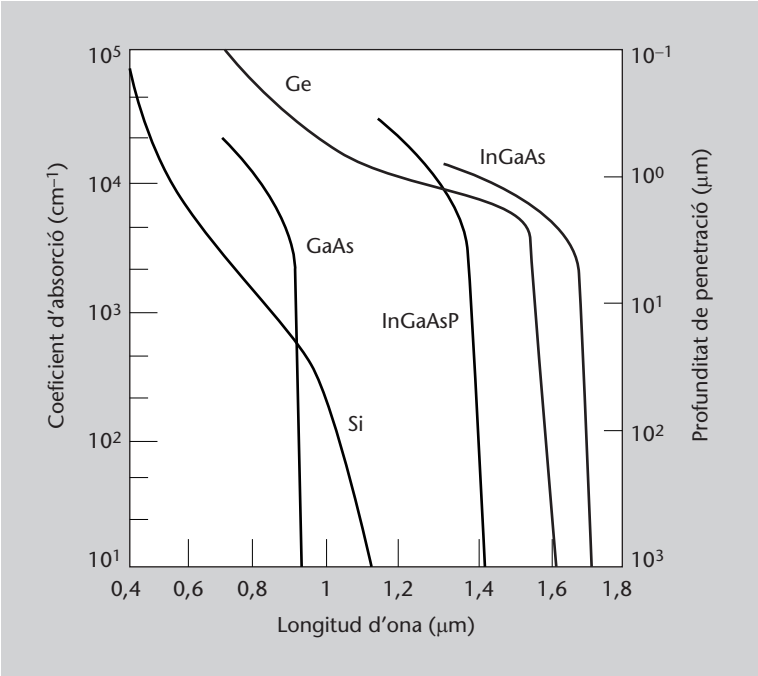
La potència òptica absorbida pel semiconductor es pot expressar com la diferència entre la potència incident i la potència transmesa, i respon a l'expressió següent:

$$P_a = P_i - P_t = P_i \left(1 - e^{-\alpha W}\right), \tag{111}$$

en què W és l'espessor del semiconductor i α és el coeficient d'absorció, que varia en funció de λ, tal com es mostra en la figura 42. Com es pot observar, el

coeficient d'absorció depèn també del material semiconductor (Si, Ge, GaAs, etc.).

Figura 42. Coeficient d'absorció per a diferents semiconductors



Com que cada fotó absorbit crea un parell $p-n$, l'eficiència quàntica η també es pot escriure com la relació entre la potència absorbida pel semiconductor i la potència incident. Per tant,

$$\eta = \frac{P_a}{P_i} = 1 - e^{-\alpha W}. \qquad (112)$$

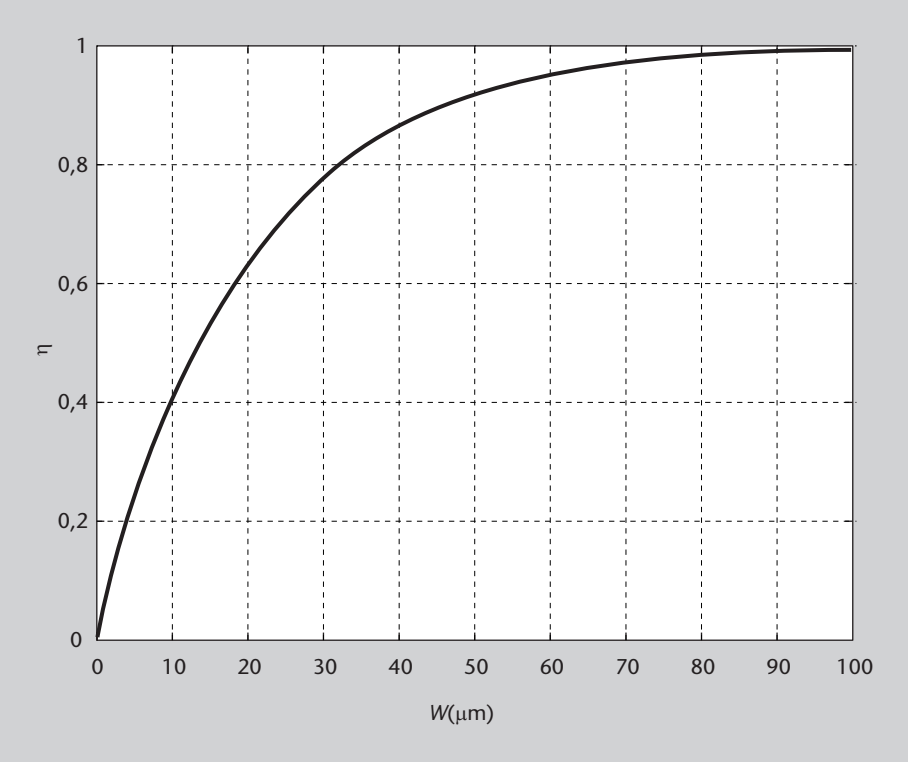
Per exemple, el coeficient d'absorció del silici per a una longitud d'ona de λ = 850 nm és de α = 500 cm^{-1}. La figura 43 mostra l'eficiència en funció de l'espessor del semiconductor. Com es pot observar, l'espessor W té un paper fonamental en l'eficiència quàntica del semiconductor i s'ha de triar de manera adequada.

Un valor elevat de W té conseqüències positives i negatives:

- Positiva: l'augment de la potència absorbida, i per tant, de l'eficiència.

- Negativa: l'augment del temps de resposta del dispositiu, és a dir, el temps necessari perquè les càrregues elèctriques arribin als contactes òhmics.

Figura 43. Eficiència d'un detector de silici per a una λ = 850 nm i un coeficient d'absorció α = 500 cm^{-1}



És possible obtenir eficiències gairebé del 100% (és a dir, η propera a 1) per a $W \sim 10$ μm. Observem, a més, que també es poden utilitzar els semiconductors de *bandgap* indirecte per a fer un receptor òptic: els receptors de silici s'utilitzen per a les longituds d'ona en primera finestra, mentre que per a la segona i la tercera finestra s'utilitzen receptors de germani i indi, gal·li, arsènic. Els dispositius de *bandgap* indirecte, com el Si i Ge, tenen un espessor W més gran (fins a 50 μm) i una amplada de banda de modulació reduïda (0,3-3 GHz), mentre que els dispositius de *bandgap* directe tenen un espessor comprès entre 3-5 μm i una amplada de banda fins a 10 GHz.

L'amplada de banda del fotodetector està determinada per la velocitat amb la qual el dispositiu respon als canvis de la potència òptica incident.

Definim el temps de resposta com el temps que un canvi en la potència òptica incident triga a traduir-se en un canvi en el corrent generat.

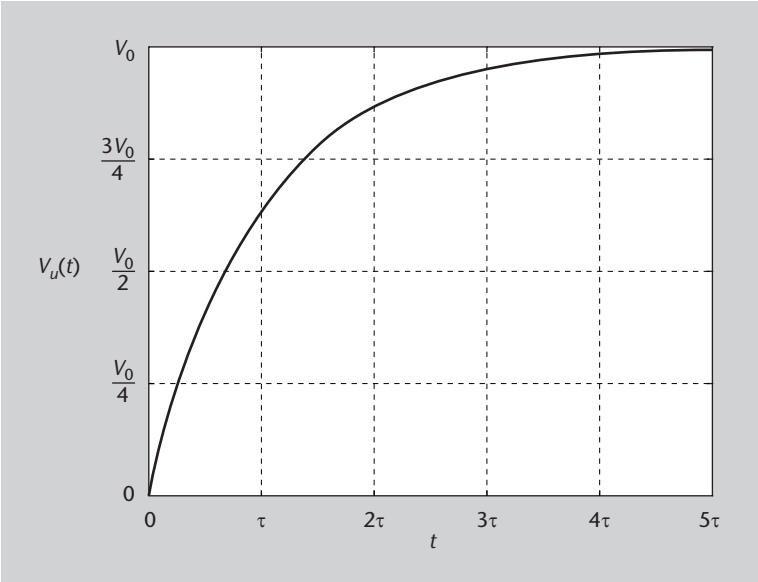
Com més curt sigui el temps de resposta del semiconductor, més gran serà la capacitat de detectar canvis ràpids en la potència òptica incident i, per tant, més gran serà l'amplada de banda. Per calcular el temps de resposta del semiconductor, considerem una llum incident segons una funció graó; el corrent fotogenerat no reprodueix exactament el senyal lluminós en entrada i el dis-

positiu es pot esquematitzar com un circuit *RC* en què la tensió de sortida té una evolució segons

$$V_u(t) = V_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right), \tag{113}$$

en què V_0 és la tensió que hi hauria d'haver a la sortida si el temps de resposta fos 0. La figura 44 mostra l'evolució de $V_u(t)$.

Figura 44. Evolució de $V_u(t)$ en funció del temps



En l'equació (113) és possible aïllar el temps, de manera que s'obté

$$t = -\tau \ln\left(1 - \frac{V_u(t)}{V_0}\right). \tag{114}$$

La constant de temps es compon de dos factors $\tau = \tau_d + \tau_{RC}$, en què $\tau_{RC} = 1/RC$ és la constant de temps del circuit *RC*, mentre que τ_d és el temps que necessiten les càrregues per a arribar als contactes òhmics, i que augmenta amb l'espessor *W*. El temps de resposta T_r és el temps que triga el corrent a passar des del 10% fins al 90% del valor final quan la potència òptica a l'entrada té una evolució de graó i és, d'acord amb l'expressió (114),

$$\begin{aligned} T_r &= \left(-\tau \ln\left(1 - \frac{0{,}9V_0}{V_0}\right)\right) - \left(-\tau \ln\left(1 - \frac{0{,}1V_0}{V_0}\right)\right) \\ &= \tau \ln(0{,}9) - \tau \ln(0{,}1) \\ &= \tau \ln\left(\frac{0{,}9}{0{,}1}\right) \\ &= \tau \ln(9) = 2{,}2\tau. \end{aligned} \tag{115}$$

D'acord amb el que hem descrit fins al moment, la resposta impulsional d'un receptor òptic com el descrit fins al moment és exponencial (vegeu l'equació (114)). Per determinar l'amplada de banda, recordem que la transformada de Fourier de la funció exponencial és

Transformada de Fourier de l'exponencial

Si tenim una funció $x(t) = e^{-At}u(t)$, la seva transformada de Fourier, denominada $X(\nu)$, és $X(\nu) = \frac{1}{A+i2\pi\nu}$.

$$H(\nu) = \frac{\tau}{1 + i2\pi\nu\tau}. \tag{116}$$

És important recordar que, per a un sistema qualsevol, la potència d'entrada i de sortida estan relacionades mitjançant el mòdul al quadrat de la funció de transferència:

$$|H(\nu)|^2 = \frac{\tau^2}{1 + 4\pi^2\nu^2\tau^2}. \tag{117}$$

Definim l'amplada de banda a mitja altura (FWHM) com la freqüència en la qual la potència de sortida és la meitat de la potència de sortida màxima (és a dir, 3 dB més petita). A partir de l'expressió (117) és possible observar que el valor màxim de $|H(\nu)|^2$ s'obté per a $\nu = 0$:

$$|H|^2_{màx} = |H(0)|^2 = \tau^2. \tag{118}$$

Imposant que el mòdul al quadrat de la funció de transferència sigui igual a la meitat del valor màxim, calculem l'amplada a mitja altura (FWHM) de la corba:

$$\frac{\tau^2}{1 + 4\pi^2\nu^2\tau^2} = \frac{|H|^2_{màx}}{2} = \frac{\tau^2}{2}. \tag{119}$$

Aïllant la freqüència s'obté que l'FWHM es troba a la freqüència

$$\nu = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{0{,}35}{T_r}. \tag{120}$$

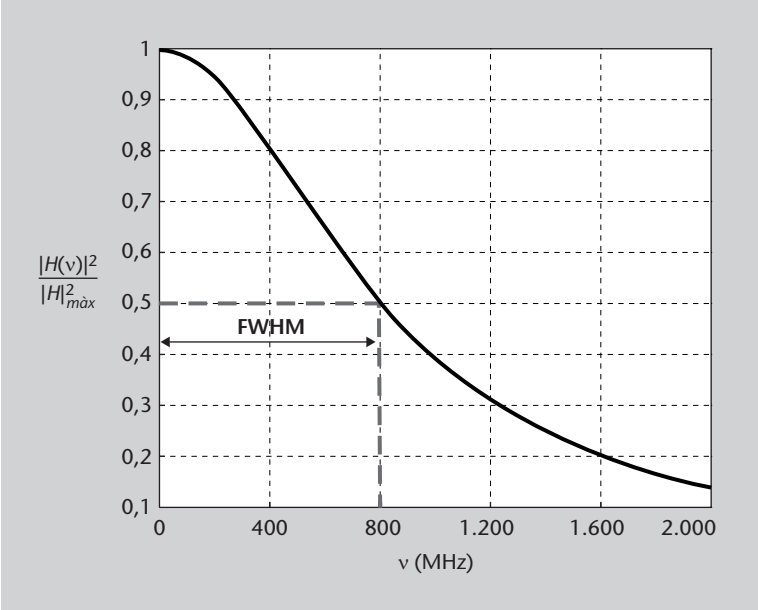
El paràmetre ν representa l'ample de banda de modulació del receptor òptic i també es fa servir el símbol $\Delta\nu$ per indicar-ho.

Per exemple, si $\tau_d = \tau_{RC} = 100$ ps, l'amplada de banda és 800 MHz (la figura 45 mostra gràficament l'exemple); caldrà reduir el temps de resposta fins a 10 ps per a obtenir una amplada de banda compatible amb la dels sistemes òptics de 10 Gb/s.

Un altre paràmetre molt important per als fotodetectors és el corrent de foscor* I_d, és a dir, el corrent que flueix a través del dispositiu en absència d'un senyal òptic. Aquest corrent es deu als parells electró-forat generats per efecte tèrmic i en general és inferior a 10 nA.

*** En anglès, *dark current*.**

Figura 45. Exemple del càlcul de l'FWHM per a $\tau_d = \tau_{RC} = 100$ ps



Pel que fa a la tensió de polarització inversa, és molt elevada en els fotodíodes fets amb Si (silici) i pot superar els 100 V, mentre que en els altres dispositius es troba entorn de 10 V.

Exemple 10

Considereu que per a un receptor òptic es requereix una amplada de banda de modulació de 10 GHz. Per al receptor s'utilitza un material semiconductor amb índex de refracció de $n_{sc} = 3$. Es considera que el temps de propagació de les càrregues elèctriques generades és de 10 ps. El valor del producte de la resistència de càrrega per la capacitat, és a dir, RC, per a complir el requisit d'amplada de banda ha de ser: $RC = 1{,}69 \cdot 10^{11}$ Hz.

3.1. Fotodíodes PIN

Si una unió $p-n$ és polaritzada al revés, la regió de càrrega espacial s'eixampla (denominada *zona i* en la figura 46*b*). La diferència de potencial aplicada als seus extrems impedeix el pas d'electrons des de la zona n a la zona p, i dels forats des de la zona p a la zona n. El pas d'electrons cap a la zona p i de forats cap a la zona n és el fenomen denominat *difusió*, i el corrent que genera és el corrent de difusió. Si il·luminem la unió pel costat p, els parells electró-forat generats pel fenomen d'absorció a la regió de càrrega espacial poden ser accelerats pel camp elèctric i arriben als contactes òhmics: a la sortida del dispositiu es mesura un corrent invers (definit com a corrent d'arrossegament) que és proporcional a la potència òptica incident. La figura 47 mostra en quin sentit tenen lloc la difusió i l'arrossegament de forats i portadors (en aquest cas electrons) quan es polaritza inversament una unió $p-n$.

Terminologia

El fotodíode PIN rep aquest nom perquè es tracta d'una unió PN, també anomenada *estructura P-I-N*.
Un semiconductor del tipus P és un semiconductor que, després d'un procés de dopatge, té un dèficit de portadors (electrons) en la banda de València.
Un semiconductor del tipus N és un semiconductor que, després d'un procés de dopatge, té un excés de portadors (electrons) en la banda de conducció.

Figura 46. **a.** Fotodíode PIN i potència òptica transmesa; **b.** bandes d'energia i estructura del fotodíode

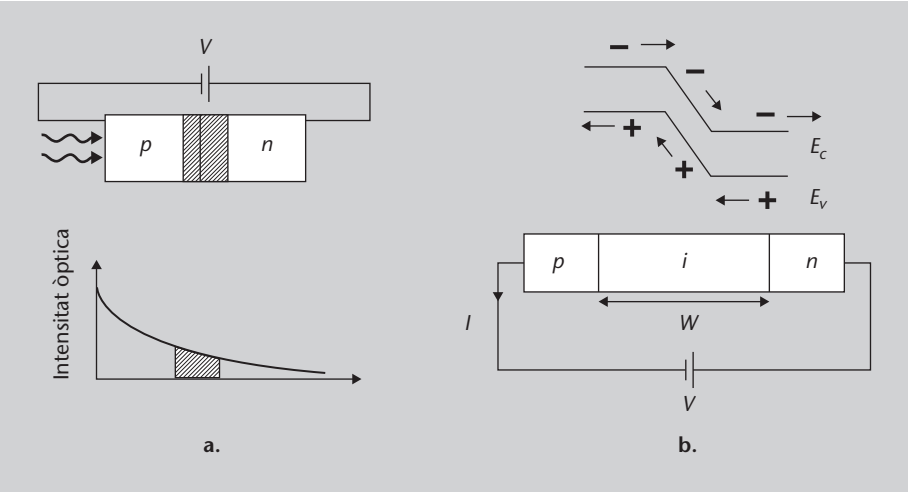
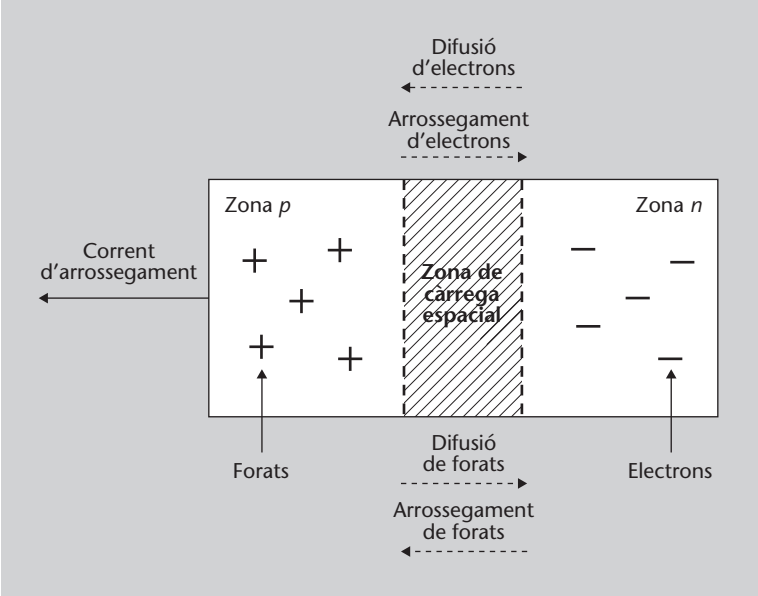


Figura 47. Difusió i arrossegament d'electrons i forats en un fotodíode



Com s'ha explicat en el subapartat anterior, l'amplada de banda del fotodíode està limitada pel temps de trànsit $\tau_d = W/v_d$, en què v_d és la velocitat d'arrossegament, que depèn de la tensió aplicada. Com més gran és el camp elèctric aplicat als extrems del díode, més gran és l'acceleració (i per tant, la velocitat d'arrossegament) que adquireixen els portadors generats. Així, els forats generats s'acceleren cap a la zona *p* i els electrons cap a la zona *n*. No obstant això, el temps de resposta del dispositiu està limitat també per la presència del corrent de difusió degut a la potència òptica absorbida en la regió *p*: els electrons generats en aquesta regió en un primer moment difonen cap a la regió de càrrega espacial i a continuació són accelerats pel camp elèctric. La figura 46 mostra un fotodíode PIN, l'evolució de la potència òptica transmesa, les bandes d'energia i la seva estructura.

Com es pot observar, la part superior de la figura 46*a* mostra un fotodíode PIN sobre el qual, en la zona *p*, incideix un senyal òptic. Aquest fet produeix l'aparició d'un corrent al llarg del fotodíode (part inferior de la figura). Aquesta intensitat descendeix a mesura que ens allunyem del punt en què incideix el senyal òptic.

Els parells electró-forat es generen al llarg de l'amplada del díode. La figura 46*b* mostra com els electrons (negatius) generats en la zona *i* es desplacen cap a la zona *n*, mentre que els forats (positius) transiten des de la zona *i* fins a la zona *p*. Aquest fenomen crea una intensitat en el sentit de les càrregues positives (corrent d'arrossegament). El model de bandes de la figura 46*b* ens mostra l'efecte de polaritzar el díode al revés. Per descomptat, el *bandgap* es manté malgrat el camp elèctric aplicat, però la diferència entre les bandes de conducció i València de la zona *p* i la zona *n* creix.

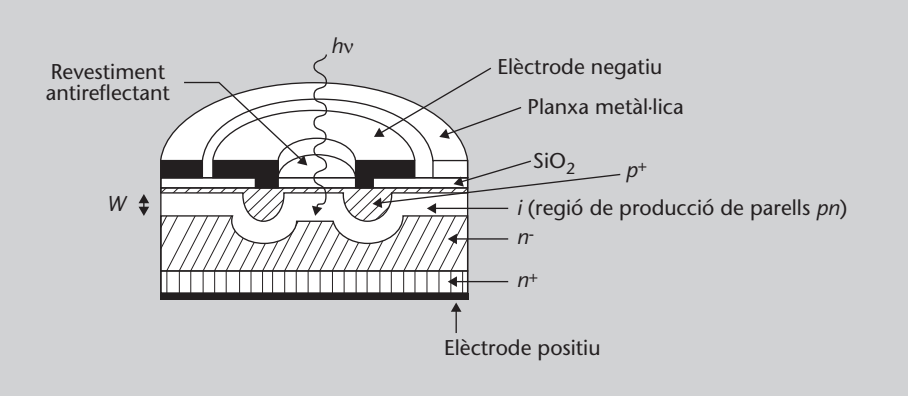
Per a disminuir el corrent de difusió, i augmentar el d'arrossegament, es disminueix l'amplada de la zona *p* i s'augmenta l'amplada de la regió de càrrega espacial (*W*). Una manera de fer-ho és inserir una capa de semiconductor sense dopar, o lleugerament dopat, entre les regions *p* i *n**; el material intrínsec és una zona *n* lleugerament dopada, ofereix una resistència notable al pas del corrent i en els seus extrems es mesura una diferència elevada de potencial que accelera posteriorment els portadors. La regió de càrrega espacial s'estén al llarg de tota la capa intrínseca, que té un espessor de fins a 50 μm, i és més gran que l'espessor de les capes *p* i *n*. Mitjançant la utilització d'una capa intrínseca de grans dimensions, en comparació de les zones *p* i *n*, s'aconsegueix que el corrent d'arrossegament sigui molt més gran que el corrent de difusió.

*** En la figura 46*b* denominada amb la lletra *i* perquè, en estar molt lleugerament dopat, és gairebé un semiconductor intrínsec.**

L'amplada *W* de la regió de càrrega espacial ha de ser triada de la manera correcta per a garantir el compromís adequat entre velocitat i sensibilitat. L'amplada de banda del díode PIN està entorn dels 100 MHz. La regió intrínseca es fa amb un material diferent de l'utilitzat per a les regions *p* i *n* (heterounió), de manera que el senyal òptic s'absorbeix només en la regió intrínseca. Per a les longituds d'ona de les comunicacions òptiques s'utilitza InGaAs per a la capa intrínseca, mentre que s'usa InP per a les zones *p* i *n*. El *bandgap* de l'InGaAs provoca una forta absorció per a la radiació en el rang de 1,3-1,6 μm, mentre que la capa InP té un *bandgap* gairebé el doble i pràcticament és transparent a la radiació. La regió de càrrega espacial és reduïda, per sota de 10 μm, i l'amplada de banda de modulació és de fins a 10 GHz.

La figura 48 mostra l'estructura real d'un fotodíode PIN. És possible observar les diferents parts descrites en l'explicació anterior: els contactes òhmics (elèctrodes positius i negatius), el semiconductor *p* (amb un espessor molt més petit que el semiconductor *n* per a reduir el corrent de difusió), la regió de càrrega espacial amb espessor *W* i la capa de semiconductor *n* (de fet, hi ha dues capes, n^- i n^+, dopades amb diferents impureses).

Figura 48. Estructura d'un fotodíode PIN



Tal com s'ha comentat, els fotodíodes poden ser fabricats amb semiconductors diferents, en funció de la longitud d'ona per a la qual es dissenyin. La taula 2 en mostra alguns exemples.

Taula 2. Característiques dels fotodetectors en funció del material semiconductor utilitzat

Material	E_G (eV)	λ_C (nm)	Rang de λ (nm)
Silici	1,17	1.060	400-1.060
Germani	0,775	1.600	600-1.600
GaAs	1,424	870	650-870
InGaAs	0,73	1.700	900-1.700
InGaAsP	0,75-1,35	1.650-920	800-1.650

3.2. Fotodíodes d'allau

La sensibilitat d'un fotodíode depèn de la responsivitat, i un valor elevat de R permet fotodetectar potències òptiques baixes. Els fotodíodes basats en l'efecte allau tenen elevada sensibilitat, ja que han estat dissenyats per a tenir un guany intern de corrent elevat.

El funcionament dels fotodíodes d'allau* es basa en el fenomen anomenat *ionització per impacte*: un electró, o un forat, generat per l'absorció d'un fotó, pot tenir energia suficient per a xocar amb un electró de la banda de València i donar-li part de la seva energia cinètica. D'aquesta manera, es crea un nou parell electró-forat que contribueix al corrent fotodetectat. La taxa de generació de nous parells $p-n$ està lligada als coeficients d'ionització per impacte dels electrons α_c i dels forats α_v, que depenen del tipus de semiconductor i del camp elèctric aplicat que accelera els portadors de càrrega. Cal destacar que tots dos coeficients d'ionització per impacte creixen ràpidament en augmentar el camp elèctric. Si tots dos tipus de portadors estan involucrats en el procés de generació en allau, el dispositiu es caracteritza per un nivell de soroll elevat; per tant, es busca maximitzar només un dels coeficients d'ionització, o bé el dels electrons o bé el dels forats. Es defineix el paràmetre κ com a

*** En anglès, *avalanche photodiodes* (APD).**

Coeficient d'ionització per impacte

El coeficient d'ionització per impacte es defineix com el nombre de col·lisions ionitzants per unitat de longitud.

$$\kappa = \begin{cases} \frac{\alpha_v}{\alpha_c} & \text{si } \alpha_v \leq \alpha_c \\ \frac{\alpha_c}{\alpha_v} & \text{si } \alpha_v > \alpha_c \end{cases} \tag{121}$$

Per tant, $0 \leq \kappa \leq 1$. Veurem en el paràgraf següent que el soroll en els fotodíodes d'allau augmenta si $\kappa \sim 1$.

Els fotodíodes d'allau tenen tensions de polarització inverses molt elevades: quan un fotó és absorbit en la regió de càrrega espacial, el parell electró-forat que es genera (parell primari) és accelerat pel fort camp elèctric i, xocant, genera altres parells *p–n* (parells secundaris). Això dóna lloc a un efecte d'allau. El corrent és multiplicat per un factor M i, en conseqüència, la sensibilitat del dispositiu augmenta proporcionalment.

En un díode d'allau:

- La responsivitat és $R = \eta eM/h\nu$.
- El corrent de foscor i la tensió de polarització inversa són més altes que en el cas dels díodes PIN.
- L'amplada de banda de modulació és més petita perquè el procés de generació és més lent (això és perquè tots els parells generats han d'arribar als contactes òhmics).

Aquests dispositius es fan servir bàsicament per a detectar senyals febles (de baixa potència) a baixa freqüència.

Estructuralment hi ha poques diferències entre el fotodíode PIN i el fotodíode APD. La diferència bàsica es troba en la zona *i*, que en el fotodíode PIN està **lleugerament** dopada amb *n* i en l'APD ho està amb *p*.

Exemple 11

Considereu un fotodíode ideal (eficiència de conversió unitària) de tipus PIN; la potència òptica incident és $P_i = -30$ dBm i la longitud d'ona de la portadora òptica és $\lambda = 1{,}3$ μm. El corrent generat pel fotodíode PIN és: $I_p \simeq 1$ μA. Si se substitueix el fotodíode PIN amb un fotodíode APD ideal amb coeficient de multiplicació $M = 15$, el corrent generat és: $I_{APD} \simeq 15$ μA.

3.3. Soroll

Com succeeix en tots els sistemes de comunicació, el senyal detectat mai no és igual que el senyal transmès. D'una banda, hi ha diferències degudes a la

transmissió per la fibra òptica (dispersió, atenuació, etc.), però a més la detecció incorpora soroll. El soroll és inherent a qualsevol procés de transmissió/recepció. En aquest subapartat analitzem el soroll detectat en un díode i les seves característiques.

L'equació (106), que relaciona la potència òptica incident amb el corrent de sortida, no té en compte el soroll, que pot ser causat pel corrent del dispositiu, o per les fluctuacions de la potència òptica incident al fotodíode.

Tenint en compte el soroll, el corrent de sortida es pot expressar com la suma del corrent generat per la potència òptica i per cadascuna de les fonts de soroll:

$$I(t) = I_P + i_s(t) + i_T(t), \tag{122}$$

en què $i_s(t)$ és el soroll *shot* a causa de la naturalesa estadística del procés de generació d'electrons en el semiconductor, i $i_T(t)$ és el soroll tèrmic que s'origina en el moviment dels electrons, quan el semiconductor està a una temperatura més gran que el zero absolut.

El soroll *shot* és conseqüència de l'aleatorietat en el procés de generació dels electrons en el semiconductor. Es tracta d'un fenomen físic que, fins i tot en condicions òptimes, no es pot evitar. S'ha demostrat que l'estadística del procés de generació respon a un procés de Poisson. Així, la intensitat del soroll *shot* es pot expressar com a

$$i_s(t) = \sum_k h(t - t_k), \tag{123}$$

en què $h(t)$ és la resposta del canal i, per tant, el corrent de soroll és la suma dels polsos de corrent que es generen en moments aleatoris. La figura 49*a* exemplifica una situació amb un canal ideal en la qual $h(t) = \delta(t)$, mentre que la figura 49*b* mostra una situació amb un canal real. El soroll *shot* és, per tant, producte de l'aleatorietat en l'arribada dels electrons i es veu agreujat per la no-idealitat del canal.

Procés de Poisson

El procés de Poisson és un procés estocàstic en el qual els esdeveniments (normalment és un procés d'arribada i, per tant, els esdeveniments equivalen a arribades) se succeeixen de manera independent. Rep el seu nom en honor al matemàtic francès Siméon Poisson (1781-1840).

La caracterització del soroll, en general, es fa mitjançant la seva potència (que equival a la seva autocorrelació en l'origen). Dit d'una altra manera, a partir de la seva variància. Suposem, per simplificar, que el procés es pot aproximar per un procés gaussià blanc. Calculem la variància a partir de la funció d'autocorrelació. Segons el teorema de Wiener, la funció d'autocorrelació és la transformada inversa de l'espectre del senyal

Teorema de Wiener-Khinchin

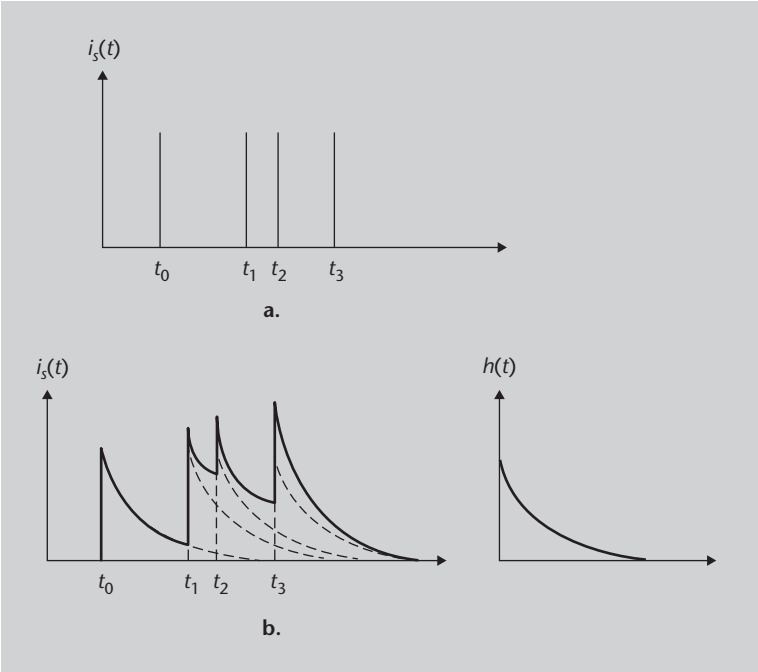
Per a un procés $x(t)$ amb autocorrelació de $R_x(\tau)$, la densitat espectral de $x(t)$ és igual a la transformada de Fourier de la seva autocorrelació:
$S_x(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_x(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau$
i anàlogament
$R_x(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S_x(f) e^{i2\pi f\tau} df.$

$$< i_s(t)i_s(t+\tau) >= \int_{-\infty}^{\infty} S_s(\nu)e^{i2\pi\nu\tau}d\nu, \tag{124}$$

en què $< \cdot >$ és l'operador esperança i $S_s(\nu)$ és la densitat espectral del senyal $i_s(t)$. Per definició, la potència del senyal $i_s(t)$ és igual que el valor de l'autocorrelació en l'origen ($\tau = 0$), és a dir, la variància del senyal. En aquest cas, la variància de $i_s(t)$ es calcula segons l'expressió

$$\sigma_s^2 =< i_s(t)i_s(t) >= \int_{-\infty}^{\infty} S_s(\nu)d\nu. \tag{125}$$

Figura 49. Soroll *shot*: **a.** en un canal ideal; **b.** en un canal no ideal $h(t)$



S'ha descrit en la bibliografia que l'espectre del soroll és constant en tota la banda de freqüències (soroll blanc) i es pot expressar en funció del corrent generat per la potència òptica (I_P) i de la càrrega de l'electró (e) segons

$$S_s(\nu) = 2eI_P. \tag{126}$$

Noteu que el soroll és constant en tota la banda de freqüències, però la detecció es fa només en una. D'aquesta manera, es pot considerar $S_s(\nu) = 0$ fora de la banda de detecció. La variància que s'obté llavors és

$$\sigma_s^2 = 2eI_P\Delta\nu, \tag{127}$$

en què $\Delta\nu$ és l'interval de freqüències en el qual es fa la fotodetecció, és a dir, l'ample de banda de modulació. S'observa que la variància del soroll augmen-

ta proporcionalment amb l'amplada de banda de modulació ($\Delta\nu$); per tant, abans de la detecció, cal afegir els filtres que aïllen només la banda d'interès, tal com s'ha assenyalat al principi de l'apartat 3, en la figura 38.

El soroll tèrmic es deu a l'agitació tèrmica dels portadors de càrrega que produeixen fluctuacions en el corrent: la unió polaritzada inversament es modelitza com una resistència de valor R_L. Segons estudis teòrics, és possible assumir també en aquest cas que el procés estocàstic és blanc gaussià amb una densitat espectral

$$S_T(\nu) = \frac{4K_BT}{R_L}, \tag{128}$$

en què K_B és la constant de Boltzmann i T és la temperatura de soroll. De la mateixa manera que abans, es pot obtenir la potència del soroll tèrmic integrant $S_T(\nu)$ dins de la banda de detecció ($\Delta\nu$):

$$\sigma_T^2 = \frac{4K_BTF_n\Delta\nu}{R_L}, \tag{129}$$

en què F_n és la figura de soroll de l'amplificador de *front-end*. Qualsevol dispositiu introdueix un cert nivell de soroll tèrmic. A l'entrada del receptor òptic, abans del detector, un amplificador òptic amplifica el senyal i, al seu torn, afegeix soroll. La figura de soroll F_n és un paràmetre que caracteritza completament el soroll tèrmic introduït.

Procés estocàstic blanc gaussià

Un procés estocàstic $x(t)$ és gaussià si la seva funció de densitat de probabilitat $f_X(x)$ és normal

$$f_X(x) = \frac{1}{\sigma_X\sqrt{2\pi}}e^{-\frac{(x-m_X)^2}{2\sigma_X^2}}$$

en què m_X i σ_X^2 són la mitjana i la variància de $x(t)$. Un procés, a més, és blanc si la seva autocorrelació $R_X(\tau) = 0$ per a $\forall t \neq 0$. I en conseqüència, $S_X(\nu)$ = constant.

El soroll tèrmic sempre és present, fins i tot en absència de corrent fotodetectat, i disminueix en augmentar la resistència R_L.

Exemple 12

Considereu que la figura de soroll de l'amplificador és F_n = 3 dB, que la resistència de càrrega és $R_L = 4\ K\Omega$, la temperatura $T = 25\ ^\circ$C, i que $\Delta\nu$ = 1,25 GHz. Llavors, la variància del soroll tèrmic és: $\sigma_T^2 = 1 \cdot 10^{-14}A^2$.

3.3.1. Relació senyal-soroll per als fotodíodes PIN

Un dels paràmetres més importants en qualsevol comunicació és la relació senyal-soroll*. Com el seu nom indica, aquesta relació posa en relleu la diferència entre la potència de senyal útil i la potència del soroll. Els valors d'SNR estan relacionats estretament amb la probabilitat d'error de la transmissió. Així, com més gran sigui el valor d'SNR, més petita serà la probabilitat d'error en la transmissió. En particular, la relació senyal-soroll es defineix com la potència mitjana del senyal fotogenerat dividida entre la variància del soroll, o

* En anglès, *signal-to-noise ratio* (SNR).

el que és el mateix, la potència de soroll. D'acord amb les equacions (127) i (129), l'expressió de l'SNR per a un fotodíode PIN resulta:

$$SNR = \frac{I_P^2}{\sigma_T^2 + \sigma_s^2} = \frac{R^2 P_i^2}{\frac{4K_B T F_n \Delta\nu}{R_L} + 2eRP_i\Delta\nu}. \tag{130}$$

A continuació s'analitzen dos casos particulars: quan el soroll tèrmic és menyspreable enfront del soroll *shot* i, al contrari, quan el soroll *shot* és menyspreable enfront del soroll tèrmic.

Límit del soroll tèrmic

Si el soroll *shot* és menyspreable respecte al soroll tèrmic ($\sigma_s \ll \sigma_T$), llavors s'obté:

$$SNR = \frac{R_L R^2 P_i^2}{4K_B T F_n \Delta\nu} \tag{131}$$

i la relació senyal-soroll augmenta amb el P_i^2 i amb R_L, i és inversament proporcional a l'amplada de banda. Per aquesta raó normalment el fotodetector es tanca amb una resistència R_L de valor elevat. Amb això s'aconsegueix augmentar l'SNR.

No obstant això, la necessitat de minimitzar el soroll en el receptor està en conflicte amb la necessitat de mantenir una amplada de banda elevada, inversament proporcional al paràmetre τ_{RC}. És a dir, com més gran és R_L, més petita és l'amplada de banda.

Hi ha un compromís entre amplada de banda i SNR per a un fotodíode PIN:

- R_L gran $\Rightarrow$ SNR gran i amplada de banda petita.
- R_L petit $\Rightarrow$ SNR petit i amplada de banda gran.

Un paràmetre que s'utilitza per a caracteritzar el soroll del fotodetector és la potència equivalent del soroll*, que és el valor de la potència incident per unitat d'amplada de banda perquè la relació senyal-soroll sigui 1. Alternativament, la NEP es pot definir com la quantitat de potència òptica requerida per a generar un fotocorrent igual que el corrent de soroll.

* En anglès, *noise equivalent power* (NEP).

Arreglant l'equació (131) tenim:

$$\frac{P_i}{\sqrt{\Delta\nu}} = \sqrt{\frac{4K_B T F_n SNR}{R^2 R_L}}. \tag{132}$$

D'acord amb la seva definició, la NEP serà igual a $\frac{P_i}{\sqrt{\Delta\nu}}$ tal que SNR = 1. Per tant,

$$NEP \doteq \frac{P_i}{\sqrt{\Delta\nu}} = \sqrt{\frac{4K_B T F_n}{R^2 R_L}}. \tag{133}$$

Límit del soroll *shot*

En el cas oposat, en què $\sigma_s \gg \sigma_T$, l'SNR és

$$SNR = \frac{RP_i}{2e\Delta\nu} = \frac{\eta P_i}{2h\nu\Delta\nu} \tag{134}$$

i observem que la relació senyal-soroll depèn de P_i i no de P_i^2. En aquest cas, l'SNR es pot expressar de manera simplificada en funció del nombre de fotons m_a continguts en un bit. De fet, la potència mitjana rebuda és $P_i = h\nu m_a B$, assumint que la durada del bit sigui igual a $1/B$. Com que l'amplada de banda de modulació es pot considerar igual a $\Delta\nu = B/2$, l'equació anterior es pot expressar com a

$$SNR = \eta m_a. \tag{135}$$

Noteu que l'equació (135) relaciona directament l'SNR i el nombre mitjà de fotons en cada bit. Així, per exemple, perquè la relació senyal-soroll sigui 20 dB (SNR = 100), és necessari que en cada bit 1 hi hagi almenys (considerant el millor cas, és a dir, eficiència quàntica màxima, $\eta = 1$):

$$m_a = \frac{SNR}{\eta} = \frac{100}{1} = 100 \tag{136}$$

Com que η en general serà més petita que 1, el nombre de fotons per bit haurà de ser més gran que 100 per a una SNR de 20 dB.

Nombre mig de fotons rebuts per bit

A partir del nombre mig de fotons que es reben per bit, es defineix també el nombre de fotons rebuts en el bit 0 i en el bit 1; concretament, es defineix:
m_0 = nombre de fotons rebuts en el bit 0.
m_1 = nombre de fotons rebuts en el bit 1.
Es defineix per tant, el nombre mig de fotons rebuts per bit (m_a) com:
$m_a = (m_0 + m_1)/2$.
La relació entre els fotons rebuts en un bit i la potència òptica mitja rebuda és $P_{\text{mitja}} = m_a B h f$, on B és la taxa de transmissió del sistema.

A partir del nombre mig de fotons que es reben per bit, es defineix també el nombre de fotoportadors (parells electró-forat) generats a partir dels fotons rebuts; concretament, es defineix:

n_0 = nombre de fotoportadors generats en el bit 0.

n_1 = nombre de fotoportadors generats en el bit 1.

Es pot definir, per tant, el nombre mig de fotoportadors generador per bit (n_a) com:

$$n_a = \frac{n_0 + n_1}{2}.$$

A partir dels fotoportadors generats en un bit, es pot calcular el corrent fotodetectat en un bit 0 i en un bit 1 respectivament. Concretament:

$$I_0 = \frac{n_0 \cdot e}{B}$$

$$I_1 = \frac{n_1 \cdot e}{B},$$

on B és la taxa de transmissió del sistema.

3.3.2. Relació senyal-soroll per als fotodíodes d'allau

Si utilitzem un fotodíode APD, el corrent detectat és

$$I(t) = RMP_i + i_s(t) + i_T(t), \tag{137}$$

en què el terme degut al soroll tèrmic és el mateix que per al cas anterior del fotodíode PIN, R és la responsivitat del fotodíode APD i M és el paràmetre que, per als APD, multiplica el corrent (vegeu el subapartat 3.2.). Quant al soroll *shot*, per als fotodíodes APD, la seva variància es pot expressar com a

$$\sigma_s^2 = 2eMF(M)I_P\Delta\nu, \tag{138}$$

en què $F(M)$ és denominat *factor de soroll en excés* i té la forma

$$F(M) = \kappa M + (1-\kappa)\left(2 - \frac{1}{M}\right). \tag{139}$$

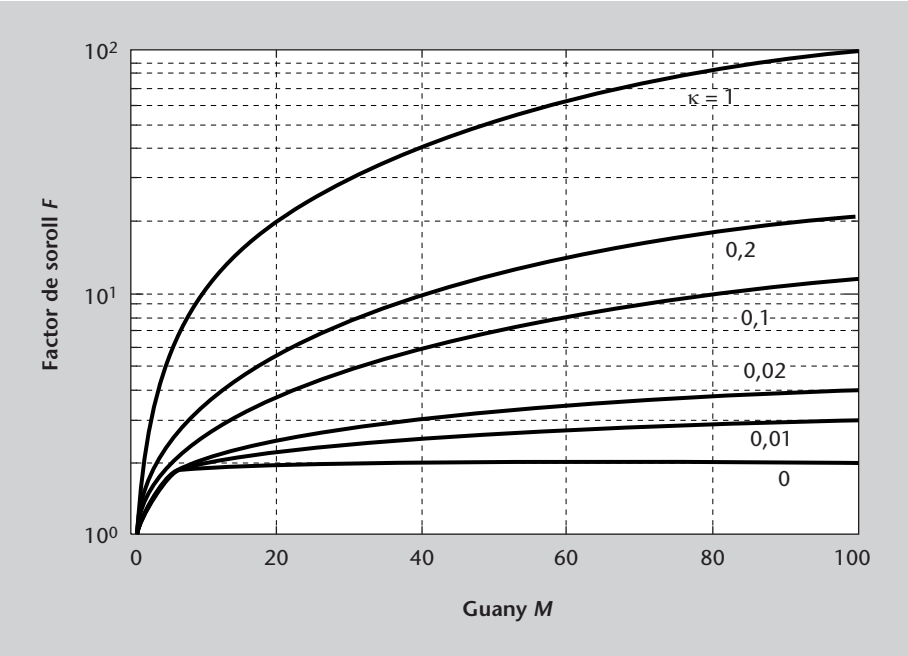
Recordem que κ és un paràmetre definit com la relació entre els coeficients d'ionització per impacte dels electrons i dels forats (definit en l'equació (121)). La figura 50 mostra el factor de soroll en excés d'un fotodíode APD en funció de M. En la figura cada corba correspon a un valor diferent de κ.

El factor de soroll en excés augmenta quan el mecanisme de la generació d'allau és produït per tots dos tipus de portadors ($\kappa \sim 1$), és a dir, quan els coeficients d'ionització per impacte d'electrons i forats (α_v i α_c) són molt similars. De la mateixa manera, per a un valor de κ, el factor de soroll en excés $F(M)$ creix a mesura que augmenta M. Tenint en compte les expressions mostrades fins al moment, la relació senyal-soroll en els fotodíodes d'allau és

$$SNR = \frac{R^2P_i^2M^2}{\frac{4K_BTF_n\Delta\nu}{R_L} + 2eM^2F(M)RP_i\Delta\nu} \tag{140}$$

i és possible triar un valor òptim de M que maximitza l'SNR.

Figura 50. Factor de soroll en excés en un fotodíode d'allau



De la mateixa manera que s'ha fet per als fotodíodes PIN, també per als fotodíodes APD analitzarem per separat els dos casos particulars en els quals o bé el soroll tèrmic o bé el soroll *shot* són menyspreables.

Límit del soroll *shot*

Considerant que $\sigma_s \gg \sigma_T$, i que per tant, el soroll tèrmic és menyspreable, l'equació (140) serà

$$SNR = \frac{RP_i}{2eF(M)\Delta\nu}. \qquad (141)$$

A causa del factor de soroll en excés $F(M)$, la relació senyal-soroll en un fotodíode APD (SNR_{APD}) és més petita que en un fotodíode PIN (SNR_{PIN}):

$$SNR_{APD} < SNR_{PIN}.$$

Límit del soroll tèrmic

En el cas oposat, si $\sigma_s \ll \sigma_T$ (el soroll *shot* és menyspreable enfront del soroll tèrmic), la relació serà

$$SNR = \frac{R_L R^2 P_i^2 M^2}{4K_B T F_n \Delta\nu}. \qquad (142)$$

Per tant, la relació senyal-soroll és M^2 vegades més gran en el fotodíode APD que en el fotodíode PIN:

$$SNR_{APD} = M^2 SNR_{PIN}$$

3.4. Taxa d'error de bit

Tal com s'ha introduït en l'inici d'aquest apartat dedicat als receptors òptics, un receptor òptic està compost (obviant els filtres que limiten la potència de soroll) per un fotodíode, un mostrejador que mostreja el senyal rebut de manera periòdica, i per un element decisor que compara el senyal rebut mostrejat amb un llindar. Així, si el senyal rebut és més gran que un llindar determinat (I_D), llavors el decisor detecta un bit lògic 1; en cas contrari el decisor detecta un bit lògic 0.

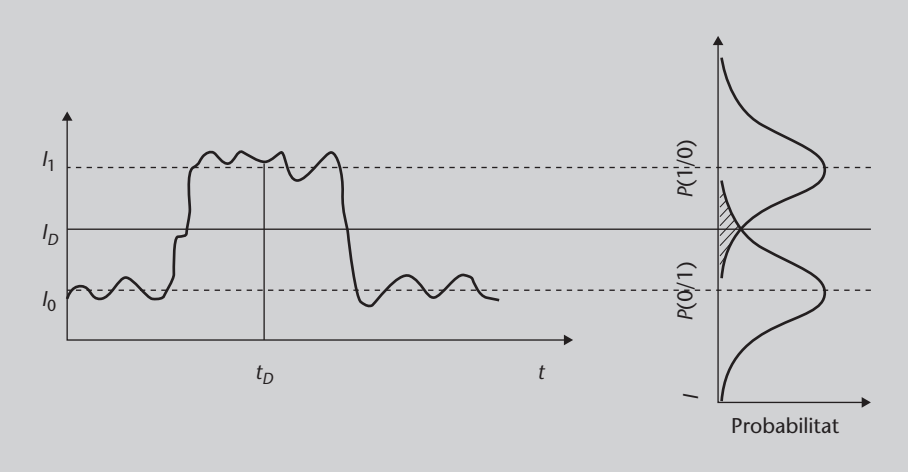
La taxa d'error de bit* és un paràmetre fonamental per a tots els sistemes de transmissió numèrics i indica la relació entre el nombre d'errors de recepció i el nombre total de bits transmesos. La BER i la relació senyal-soroll estan estretament lligades perquè, en definitiva, totes dues són mesures de la qualitat de la transmissió. De manera intuïtiva és possible deduir que com més petita és la relació entre el senyal útil i el soroll (SNR baixes), més gran és la probabilitat que el decisor cometi un error (més BER).

*** En anglès, *bit error rate* (BER).**

En aquest sentit, un dispositiu receptor pot ser caracteritzat per la seva sensibilitat, definida com la potència òptica mínima per a la qual BER $< 10^{-9}$. És important adonar-se dels ordres de magnitud en els quals es mouen els receptors òptics, ja que una BER $< 10^{-9}$ significa que de cada 1.000 milions de bits com a màxim 1 bit pot ser erroni. Com és notori, l'ordre de magnitud en les comunicacions òptiques és completament diferent del de les radiocomunicacions (aquest últim pot estar entorn de 10^{-2} i 10^{-3}), i per aquest motiu, juntament amb la gran amplada de banda de les fibres òptiques, s'utilitzen comunicacions òptiques per a aplicacions que requereixen altes velocitats de transmissió, com per exemple les xarxes troncals.

Definim I_0 com el nivell mitjà de corrent fotodetectat quan el receptor òptic rep un 0 lògic. De la mateixa manera, definim I_1 com el nivell mitjà de corrent fotodetectat quan es rep un 1 lògic. A causa del soroll, el corrent fotodetectat no és constant i igual a I_0 o I_1, sinó que presenta fluctuacions entorn d'aquests valors (figura 51). Així, tal com mostra la figura 51, per a un bit lògic 0 o 1, el corrent fotodetectat és una variable aleatòria amb mitjana I_0 o I_1.

Figura 51. Fotocorrent i densitat de probabilitat per als bits 0 i 1



Assumim que el soroll *shot* i el soroll tèrmic són estadísticament independents, tots dos amb estadístiques gaussianes. Les teories diuen que, per a dos processos gaussians independents, el procés resultant de la suma dels processos també és gaussià. A més, el procés gaussià resultant té una variància igual a la suma de les variàncies. D'acord amb les propietats dels processos gaussians, en el cas que es transmeti un bit 1, la variància total del soroll és

$$\sigma_1^2 = \sigma_T^2 + \sigma_s^2. \tag{143}$$

En el cas que es transmeti un bit 0, la variància total del soroll es deu solament al soroll tèrmic, ja que el soroll *shot* és nul si el corrent I_p és nul. Per tant, la variància és

$$\sigma_0^2 = \sigma_T^2. \tag{144}$$

El procediment per a calcular la BER és molt simple. Es comet un error quan es transmet un 1 lògic però el decisor considera que s'ha rebut un 0 lògic. De la mateixa manera, si es transmet un 0 lògic i es detecta un 1 també es comet un error. Per tant, la BER es compon de dues parts:

$$BER = p(1)P(0/1) + p(0)P(1/0), \tag{145}$$

en què $p(1)$ i $p(0)$ representen les probabilitats d'haver transmès un 1 o un 0, mentre que $P(0/1)$ és la probabilitat de detectar un zero lògic condicionada al fet de transmetre un 1, i $P(1/0)$ és la probabilitat de l'esdeveniment oposat. En general es pot assumir que la transmissió d'un 1 o un 0 són equiprobables, i llavors $p(0) = p(1) = 1/2$. Tant $P(0/1)$ com $P(1/0)$ es poden calcular mitjançant la integració de les seves funcions de probabilitat gaussianes.

Comencem pel càlcul de $P(0/1)$. Tal com es pot observar en la figura 52, la probabilitat de detectar un 0 condicionat al fet que s'ha transmès un 1 és la integral entre $-\infty$ i el llindar I_D de la funció de densitat de probabilitat d'una variable gaussiana amb mitjana I_1 i variància σ_1^2:

Variable aleatòria gaussiana

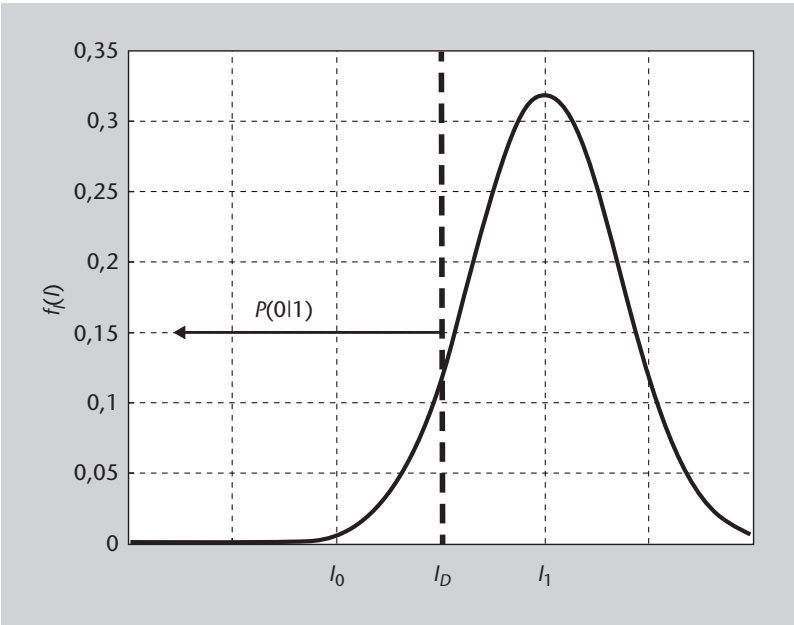
Per a una variable aleatòria gaussiana Z, la seva funció de densitat de probabilitat és $f_Z(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_Z} e^{-\frac{z-\mu_Z}{2\sigma_Z^2}}$, en què μ_Z i σ_Z^2 són la mitjana i la variància de Z respectivament.

$$\begin{aligned} P(0/1) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \int_{-\infty}^{I_D} e^{-\frac{(I-I_1)^2}{2\sigma_1^2}} dI \\ &= \frac{1}{2} erfc\left(\frac{I_1 - I_D}{\sqrt{2}\sigma_1}\right), \end{aligned} \tag{146}$$

en què $erfc(\cdot)$ és la funció d'error complementària definida com a

$$erfc(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^{\infty} e^{-x^2} dx. \tag{147}$$

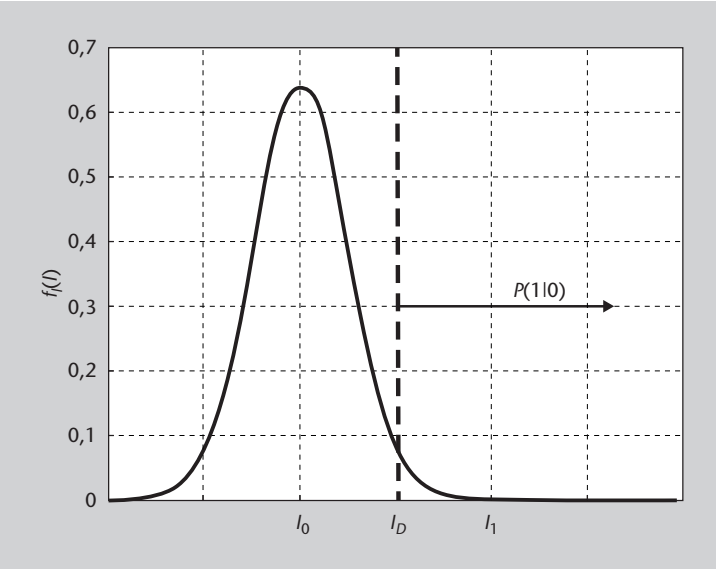
Figura 52. Funció de densitat de probabilitat del fotocorrent quan es transmet un 1



De la mateixa manera, tal com mostra la figura 53, la probabilitat de detectar un 1 condicionada al fet que s'ha transmès un 0 és igual a la integral entre el corrent llindar I_D i ∞ de la funció de distribució de probabilitat d'una variable aleatòria gaussiana amb mitjana I_0 i variància σ_0^2. Ja s'ha explicat que $\sigma_1^2 > \sigma_0^2$, i per això l'amplada de la funció de densitat de probabilitat de la figura 52 és més gran que l'amplada de la figura 53:

$$\begin{aligned} P(1/0) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \int_{I_D}^{\infty} e^{-\frac{(I-I_0)^2}{2\sigma_0^2}} dI \\ &= \frac{1}{2} erfc\left(\frac{I_D - I_0}{\sqrt{2}\sigma_0}\right). \end{aligned} \tag{148}$$

Figura 53. Funció de densitat de probabilitat del fotocorrent quan es transmet un 0



Substituint aquestes expressions en l'equació (145), l'expressió de la BER resultant és

$$BER = \frac{1}{4} erfc\left(\frac{I_1 - I_D}{\sqrt{2}\sigma_1}\right) + \frac{1}{4} erfc\left(\frac{I_D - I_0}{\sqrt{2}\sigma_0}\right), \qquad (149)$$

i observem que la BER depèn del corrent llindar I_D. La BER és mínima quan la condició següent es compleix:

$$\frac{I_1 - I_D}{\sigma_1} = \frac{I_D - I_0}{\sigma_0} = Q. \qquad (150)$$

Aïllant I_D podem obtenir el valor del corrent llindar que permet tenir una BER mínima:

$$I_D = \frac{\sigma_0 I_1 + \sigma_1 I_0}{\sigma_0 + \sigma_1}. \qquad (151)$$

Si s'escull un corrent llindar tal que $I_D = (I_1 + I_0)/2$ (i per tant $\sigma_0 = \sigma_1$), la BER es pot escriure com a:

$$BER = \frac{1}{2} erfc(\frac{Q}{\sqrt{2}}) \cong \frac{e^{-\frac{Q}{2}}}{\sqrt{2\pi}Q}. \qquad (152)$$

A partir de l'equació (152), per a aconseguir que una BER = 10^{-9} (sensibilitat) serà necessari que $Q = 6$. A més, a partir de les equacions (150) i (151), el paràmetre Q es pot escriure també com a

$$Q = \frac{I_1 - I_0}{\sigma_0 + \sigma_1}. \tag{153}$$

3.5. Sensibilitat

La sensibilitat del detector òptic està vinculada a la potència mínima rebuda, és a dir, la potència òptica mínima que permet detectar els bits transmesos correctament. Si es transmet un zero lògic, el corrent mitjà rebut és nul, i llavors és possible deduir que, per a un fotodíode, els valors de I_0 i I_1 són

$$I_0 = 0, \qquad I_1 = MRP_i. \tag{154}$$

Si el fotodíode és APD, M pren valors superiors a 1, i si, en canvi, és un fotodíode PIN, llavors $M = 1$. Continuem considerant que es transmeten els bits 0 i 1 amb probabilitat 0,5. En tal cas, la potència mitjana rebuda pel fotodíode, considerant la transmissió de tots dos bits, és

$$\overline{P}_r = \frac{P_1 + P_0}{2} = \frac{P_i}{2}, \tag{155}$$

en què P_0 i P_1 són les potències rebudes quan es transmeten els bits 0 i 1, respectivament. Llavors, a partir de les equacions (154) i (155), els corrents són

$$I_0 = 0, \qquad I_1 = 2MR\overline{P}_r. \tag{156}$$

Substituint les expressions (143), (144) i (156) en l'equació (153), Q es pot reescriure com a

$$Q = \frac{2MR\overline{P}_r}{\sigma_T + \sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_T^2}}. \tag{157}$$

Tornem a analitzar els dos casos:

- **Límit del soroll *shot***. En el cas d'un fotodíode ideal en què $\sigma_s \gg \sigma_T$, el paràmetre Q es pot escriure, fent ús de l'equació (138), com a

$$Q \simeq \frac{2MR\overline{P}_r}{\sigma_s} = \frac{2MR\overline{P}_r}{\sqrt{2eMF(M)2MR\overline{P}_r\Delta\nu}}. \tag{158}$$

Llavors la potència mínima rebuda és

$$\overline{P}_r = \frac{eQ^2F(M)\Delta\nu}{R}. \tag{159}$$

Observem que $\overline{P}_r$ augmenta amb l'amplada de banda $\Delta\nu$. El motiu perquè la potència mínima mitjana rebuda hagi de ser més gran quan creix $\Delta\nu$, es troba en el fet que com més gran és l'amplada de banda, més gran és el soroll detectat, i que en aquest cas, la sensibilitat dels fotodíodes d'allau és més petita que la dels fotodíodes PIN. És a dir, es requereix una potència mitjana rebuda més gran en els fotodíodes APD que en els fotodíodes PIN.

- **Límit del soroll tèrmic**. Quan $\sigma_T \gg \sigma_s$, l'equació (153) se simplifica com a

$$Q \simeq \frac{MR\overline{P}_r}{\sigma_T} = \frac{\sqrt{R_L}MR\overline{P}_r}{\sqrt{4K_BTF_n\Delta\nu}}, \tag{160}$$

en què s'ha substituït la variància del soroll tèrmic de l'equació (129).

Per tant, la potència mínima rebuda és

$$\overline{P}_r = \frac{\sqrt{4K_BTF_n\Delta\nu}Q}{\sqrt{R_L}MR}. \tag{161}$$

En aquest cas, els fotodíodes d'allau tenen més sensibilitat que els fotodíodes PIN (la potència mínima mitjana rebuda necessària és més gran per als fotodíodes PIN que per als fotodíodes APD).

En general, la relació senyal-soroll (SNR) és igual a la potència del senyal quan es transmet un 1 dividit entre la potència de soroll en la mateixa situació:

$$SNR = \frac{I_1^2}{\sigma_1^2} \tag{162}$$

Tenint en compte les expressions derivades al llarg d'aquest apartat, es poden relacionar fàcilment la BER i l'SNR per mitjà del paràmetre Q.

En el límit del soroll tèrmic ($\sigma_T \gg \sigma_s$), $\sigma_0 = \sigma_1 = \sigma_T$ i tenim

$$Q = \frac{I_1}{2\sigma_1} = \frac{\sqrt{SNR}}{2}. \tag{163}$$

Per a una BER = 10^{-9} (és a dir, $Q = 6$) és necessari que SNR = 21,6 dB.

En canvi, en el límit del soroll *shot* ($\sigma_s \gg \sigma_T$), $\sigma_0 = 0$ i

$$Q = \frac{I_1}{\sigma_1} = \sqrt{2 \cdot SNR}. \tag{164}$$

Per tant, per a obtenir una BER $< 10^{-9}$ és necessari que SNR $>$ 15,6 dB. En aquest cas, ja que la relació senyal-soroll s'obté segons l'equació (135):

$$BER = \frac{1}{2} erfc\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right) = \frac{1}{2} erfc\left(\sqrt{\frac{\eta m_a}{2}}\right). \tag{165}$$

Per exemple, si $\eta = 1$, calen $m_a = 36$ fotons per a cada bit per a aconseguir que BER = 10^{-9}.

3.5.1. Límit quàntic de fotodetecció

Els resultats obtinguts en els subapartats anteriors es basen en el supòsit que tots dos tipus de soroll, tant el *shot* com el tèrmic, es poden descriure per mitjà d'una estadística de Gauss. No obstant això, en el cas del fotodíode ideal és necessari recórrer a una distribució de Poisson per a caracteritzar el soroll *shot*.

Les característiques del fotodíode ideal són les següents:

- L'eficiència quàntica és igual a 1 ($\eta = 1$).
- En absència de potència d'entrada, no genera cap parell electró-forat.

En aquestes condicions d'idealitat del fotodetector, quan es transmet un 0 no es produeix cap error de detecció (l'absència de potència d'entrada no genera cap parell electró-forat). En canvi, quan es transmet un 1, la probabilitat que m_1 fotons continguts en un bit 1 generin n_1 parells electró-forat es pot calcular mitjançant l'estadística de Poisson:

$$P_{n_1} = e^{-m_1} \frac{m_1^{n_1}}{n_1!}. \tag{166}$$

D'acord amb les característiques del fotodíode ideal, només es produeix un error quan s'ha transmès un 1 i, malgrat això, no es genera cap parell electró-forat. Per tant, la probabilitat $P(0/1)$ s'obté a partir de l'equació (166) amb $n_0 = 0$:

$$P(0/1) = e^{-m_1} \frac{m_1^0}{0!} = e^{-m_1}. \tag{167}$$

Llavors, la taxa d'error de bit és, assumint novament que $p(1) = p(0) = 0{,}5$:

$$BER = p(1)P(0/1) = \frac{e^{-m_a}}{2}. \tag{168}$$

Exemple 13

Perquè BER = 10^{-9} és necessari que el nombre de fotons per bit sigui $m_a = 20$ fotons.

3.6. Resum

En l'apartat 3 s'han estudiat els receptors òptics. Els receptors òptics són fotodíodes polaritzats en inversa, amb prestacions que es poden definir en termes d'eficiència (o, de manera equivalent, en termes de responsivitat).

Els fotodíodes han de ser capaços de traslladar un senyal del domini òptic al domini elèctric. Per a això, és necessari que el temps de resposta del díode enfront d'un canvi del senyal òptic sigui inferior a la velocitat de variació del senyal òptic. Aquesta limitació se sol expressar en termes d'amplada de banda màxima de modulació.

Les fonts de soroll a la recepció són: el soroll *shot*, el soroll del corrent de foscor (menyspreable en la majoria dels casos) i el soroll tèrmic. El soroll *shot* ocorre a causa de l'aleatorietat en l'arribada dels fotons, mentre que el soroll tèrmic ocorre a causa de l'agitació tèrmica dels portadors.

$$\text{Soroll} \begin{cases} \text{Soroll } \textit{shot} \\ \text{Soroll tèrmic} \\ \text{Soroll de corrent de foscor} \end{cases}$$

S'ha analitzat el comportament de dos fotodíodes en concret (els més usats): el díode PIN i el díode APD (d'allau). Les diferències en l'estructura de tots dos són molt petites, i es limiten a la regió activa. Mentre que els díodes PIN tenen una regió activa formada per un semiconductor lleument dopat del tipus *n*, els díodes APD estan construïts amb una regió activa lleument dopada del tipus *p*.

Aquestes lleus diferències d'estructura es tradueixen en prestacions diferents. Així, en igualtat de condicions, l'SNR (relació senyal a soroll) en un díode PIN és millor que la relació en un díode APD. En canvi, en termes de sensibilitat ocorre el contrari, i l'APD presenta més sensibilitat que el PIN.

4. Amplificadors òptics

Els amplificadors òptics són dispositius que amplifiquen un senyal lluminós directament en el domini òptic, és a dir, sense utilitzar una conversió opto-electroòptica (O-E-O). Aquests dispositius, juntament amb la introducció de sistemes de multiplexació de longituds d'ona*, han revolucionat les comunicacions òptiques en l'última dècada. En aquest apartat estudiarem els amplificadors òptics de semiconductor** i els amplificadors de fibra dopada amb erbi***. En els SOA la llum s'amplifica propagant-se en un medi semiconductor de longitud aproximadament 1 mm; en canvi, en els EDFA la llum s'amplifica propagant-se en una fibra de longitud entre 1 m i 100 m dopada amb ions de terres rares com l'erbi (Er^+), o el neodimi (Nd^+).

*** En anglès, *wavelength division multiplexing* (WDM).**

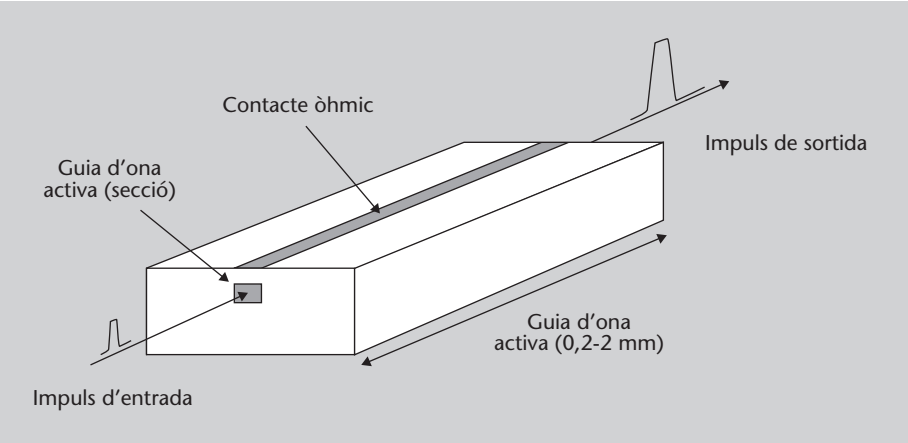
**** En anglès, *semiconductor optical amplifier* (SOA).**

***** En anglès, *erbium doped fiber amplifier* (EDFA).**

L'amplificació/regeneració del senyal es pot fer de tres maneres diferents:

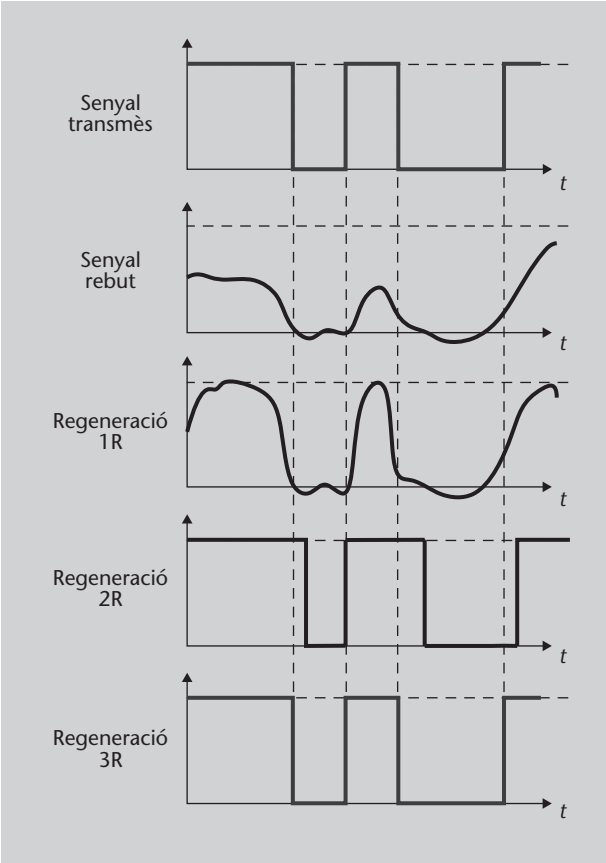
- Amplificació 1R (*re-amplifying*): amplifiquen només la potència del senyal, com en la figura 54.
- Regeneració 2R (*re-amplifying and re-shaping*): a més d'amplificar la potència, fan també el *re-shaping* del pols òptic, és a dir, actuen sobre la forma del pols.
- Regeneració 3R (*re-amplifying, re-shaping and re-timing*): també fan el *re-timing* de la seqüència de bits.

Figura 54. Amplificació òptica 1R d'un pols de llum a través d'un SOA



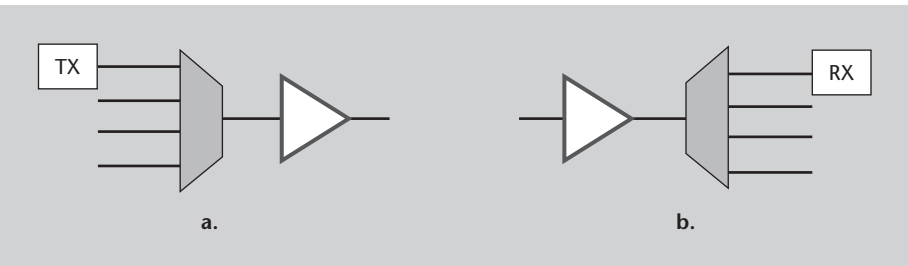
La figura 55 mostra un exemple de l'efecte de cadascun dels tipus d'amplificació/regeneració. Tal com s'ha explicat, amb la regeneració 1R el senyal obtingut és el resultat de l'amplificació del senyal rebut. En la regeneració 2R també es regenera la forma del pols. Finalment, en la regeneració 3R se solucionen problemes de rellotge.

Figura 55. Exemple dels tres possibles tipus de regeneració del senyal: 1R, 2R o 3R



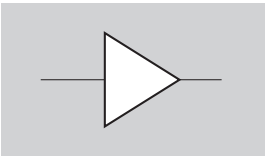
Els amplificadors òptics tenen una banda d'aplicació molt ampla: els amplificadors SOA poden amplificar simultàniament longituds d'ona en el rang de 80 nm, mentre que la banda d'un EDFA és generalment de 35 nm. Els amplificadors òptics es poden situar en diversos punts al llarg d'un enllaç òptic. Així, un amplificador òptic que s'insereix immediatament després del transmissor per a augmentar la intensitat del senyal transmès es denomina *booster* (vegeu la figura 56*a*). Un *booster* ha de proporcionar la màxima potència de sortida i evitar el fenomen de la saturació. Un amplificador que es col·loca abans del receptor per a augmentar-ne la sensibilitat es denomina *preamplificador* (vegeu la figura 56*b*). Un preamplificador ha de garantir un nivell de soroll baix en amplificar senyals petits (és a dir, de potència molt baixa).

Figura 56. **a.** Amplificador en transmissió o *booster*; **b.** amplificador en recepció o preamplificador



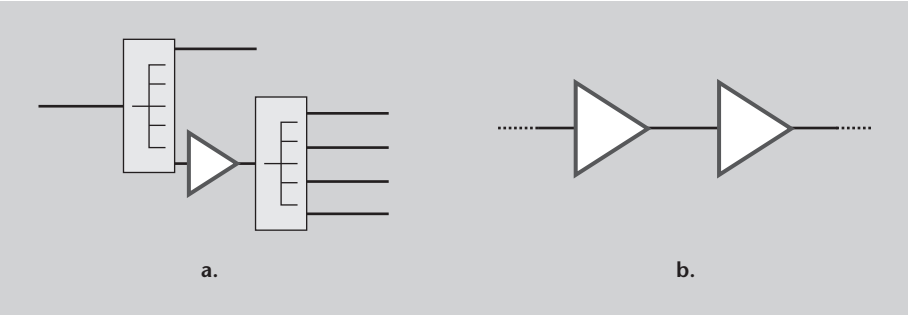
Amplificador

En general, en els esquemes els amplificadors es representen mitjançant la figura



També es poden inserir amplificadors per a compensar les pèrdues d'inserció en cas que hi hagi multiplexors (figura 57*a*) o en l'enllaç de fibra òptica per a augmentar el nivell del senyal (figura 57*b*).

Figura 57. **a.** Compensador; **b.** amplificador de línia

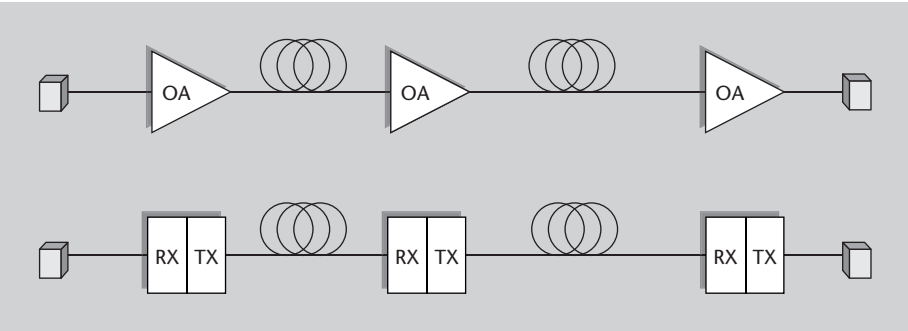


En els enllaços de fibra òptica cal compensar les pèrdues degudes a la propagació quan l'enllaç és més gran que 20-100 km. Utilitzant només amplificadors òptics, l'enllaç es manté transparent, és a dir, que es manté completament òptic. Si s'utilitzen regeneradors electroòptics, la regeneració del senyal es fa en el domini elèctric, i per tant, l'enllaç no és transparent i requereix conversió O-E-O, fet que limita la velocitat de transmissió. En la figura 58 hi ha representats dos enllaços de fibra: un de transparent amb amplificadors òptics i un que utilitza regeneradors electroòptics.

Enllaç òptic transparent i opac

Es denomina *enllaç transparent* aquell enllaç en el qual el senyal no experimenta cap conversió optoelèctrica ni electroòptica més enllà de la transmissió i la recepció.
Es diu que l'enllaç és opac quan en algun punt (amplificador, multiplexador, etc.) es fa una conversió O-E-O (optoelectroòptica).

Figura 58. Enllaç transparent (a dalt) i enllaç amb regeneradors (a baix)



Els amplificadors òptics garanteixen només una amplificació 1R (*re-amplifying*). En canvi, els regeneradors permeten regenerar el senyal completament 3R (*re-amplifying* + *re-shaping* + *re-timing*) però requereixen primer una conversió optoelèctrica i posteriorment una conversió electroòptica (O-E-O), ja que tant el *re-shaping* com el *re-timing* s'han de dur a terme en el domini elèctric.

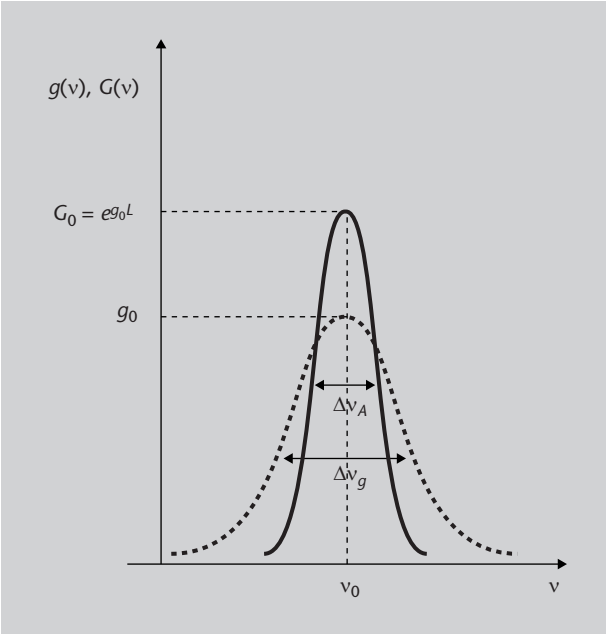
4.1. Guany òptic

L'amplificació òptica es basa en el fenomen de l'emissió estimulada, el mateix fenomen en el qual es basaven els transmissors làser. De fet, un amplificador

òptic és com un làser sense cavitat ressonant. El bombeig elèctric (en el SOA) o òptic (en l'EDFA) s'utilitza per a garantir la inversió de població $N_2 > N_1$ (vegeu el subapartat 2.2.5.), condició necessària per a aconseguir que hi hagi generació de fotons (emissió estimulada).

Un dels paràmetres que caracteritza els amplificadors òptics és el guany òptic $g(\nu)$, que relaciona la potència d'entrada a l'amplificador amb la de sortida de l'amplificador en funció de la longitud d'ona del senyal. La figura 59 mostra un exemple típic de guany òptic. Es pot observar que el guany és una funció que presenta un màxim a una freqüència ν_0.

Figura 59. Guany òptic d'un amplificador en funció de la freqüència



El guany òptic d'un amplificador és una funció lorentziana, com es mostra en la figura 59, i es pot escriure com a

$$g(\nu,P) = \frac{g_0}{1 + (\nu - \nu_0)^2 T_2^2 + \frac{P}{P_S}}, \qquad (169)$$

en què g_0 és el pic de guany, ν_0 és la freqüència a la qual es troba el màxim guany (g_0), P és la potència òptica incident, P_S és la potència de saturació i T_2 és el paràmetre que determina l'amplada de la corba, que està relacionat amb el temps mitjà de vida de l'àtom o de l'electró en el nivell 2 d'energia.

Hendrik Lorentz

Hendrik Lorentz (1853-1928), físic holandès guanyador del premi Nobel l'any 1902, va ser un dels primers a considerar la naturalesa elèctrica de la matèria.

En l'equació (169) s'observa que el guany no varia només amb la freqüència, sinó també amb la potència incident P. Per analitzar adequadament les dependències, comencem a estudiar el guany en funció de la freqüència suposant

que la potència incident és molt més petita que la potència de saturació P_S, amb la qual cosa es pot considerar que el terme $P/P_S \to 0$. En tal cas el guany no depèn de la potència i es pot reescriure com a

$$g(\nu) = \frac{g_0}{1 + (\nu - \nu_0)^2 T_2^2}. \tag{170}$$

L'amplada de banda a mitja altura de la corba del guany* es calcula simplement considerant $g(\nu) = g_0/2$ en l'equació (170), tal com s'ha fet en apartats anteriors. D'aquesta manera les freqüències en les quals el guany ha decaigut a la meitat del valor màxim s'obtenen a partir de l'expressió següent:

*** En anglès, *full width half maximum* (FWHM).**

$$\frac{g_0}{2} = \frac{g_0}{1 + (\nu - \nu_0)^2 T_2^2}. \tag{171}$$

En la figura 59 es pot observar que l'FWHM, també denominat $\Delta\nu_g$, estarà centrat en ν_0. A més, la funció $g(\nu)$ és simètrica, i per tant, només és necessari calcular una de les dues freqüències que compleixen $g(\nu)$=$g_0/2$ per a obtenir l'FWHM. Si aïllem la freqüència ν, més gran que ν_0, en l'equació (171), obtenim

$$\nu - \nu_0 = \frac{1}{T_2}. \tag{172}$$

Noteu que la diferència $\nu - \nu_0$ és només la meitat de l'FWHM. A causa de la simetria del guany, l'FWHM és $\Delta\nu_g = 2(\nu - \nu_0)$:

$$\Delta\nu_g = \frac{2}{T_2}. \tag{173}$$

Per tant, l'FWHM és inversament proporcional al paràmetre T_2. Com que T_2 acostuma a prendre valors molt petits, llavors els amplificadors òptics poden amplificar longituds d'ona en una amplada de banda molt gran, i garanteixen un guany gairebé constant.

Seguint el mateix raonament emprat per al transmissor làser, el guany es pot escriure a partir de la variació del flux de fotons. La variació del flux de fotons per unitat de longitud és

$$\frac{dF(z)}{dz} = \sigma F(z)\,(N_2 - N_1) = g(\nu)F(z), \tag{174}$$

en què N_1 i N_2 són les densitats de portadors en els nivells d'energia E_1 i E_2, respectivament, i σ és la secció transversal de transició. Com que la potència lluminosa és proporcional al flux de fotons, es pot escriure

Recordeu

La secció transversal de transició, denominada σ, és la probabilitat que un portador faci una transició entre els dos estats, és a dir, la probabilitat que hi hagi absorció o emissió (en funció de les condicions). Les unitats de σ són unitats d'àrea.

$$\frac{dP(z)}{dz} = g(\nu)P(z), \tag{175}$$

i solucionant l'equació diferencial de la mateixa manera que s'havia fet en apartats anteriors, s'obté

$$P(z) = e^{g(\nu)z}P(0). \tag{176}$$

Si considerem un medi actiu de longitud $z = L$, es pot definir el factor d'amplificació com la relació entre la potència de sortida $P(L)$ i la potència d'entrada $P(0)$:

$$G(\nu) = \frac{P(L)}{P(0)} = e^{g(\nu)L}. \tag{177}$$

La figura 59 mostra la forma de $G(\nu)$.

El factor d'amplificació és, per tant, un paràmetre clau en els amplificadors òptics. Tenint en compte la forma de $g(\nu)$, es pot observar, tal com calia esperar, que $G(\nu)$ varia amb la freqüència segons una corba amb forma de campana, centrada en ν_0, i amb un màxim en $G(\nu_0) = G_0 = e^{g_0 L}$ (vegeu la figura 59). Per a determinar l'amplada a mitja altura del factor d'amplificació, se segueix el mateix raonament i es calcula com la freqüència en la qual $G(\nu)$ té un valor igual a $G_0/2$:

$$G(\nu') = e^{\frac{g_0 L}{1+(\nu'-\nu_0)^2 T_2^2}} = \frac{e^{g_0 L}}{2}. \tag{178}$$

Per calcular el valor de ν', apliquem el logaritme neperià a tots dos costats de l'equació (178):

$$\ln\left(e^{\frac{g_0 L}{1+(\nu'-\nu_0)^2 T_2^2}}\right) = \ln\left(\frac{e^{g_0 L}}{2}\right) = \ln\left(e^{g_0 L}\right) - \ln 2, \tag{179}$$

Propietats del logaritme neperià

Les propietats del logaritme neperià utilitzades en la resolució de l'expressió (178) són les següents:
$\ln(A \cdot B) = \ln(A) + \ln(B)$,
$\ln\left(\frac{A}{B}\right) = \ln(A) - \ln(B)$,
$\ln\left(A^B\right) = B\ln(A)$,
$\ln(e) = 1$.

i finalment,

$$\frac{g_0 L}{1+(\nu'-\nu_0)^2 T_2^2} = g_0 L - \ln 2. \tag{180}$$

Aïllant $\nu' - \nu_0$ obtenim

$$\nu' - \nu_0 = \frac{1}{T_2}\sqrt{\frac{ln2}{g_0 L - ln2}}. \tag{181}$$

Per tant, l'amplada de banda d'amplificació es pot escriure com a

$$\Delta\nu_A = 2(\nu' - \nu_0) = \Delta\nu_g\sqrt{\frac{ln2}{ln(G_0/2)}}. \qquad (182)$$

Aquest paràmetre té un paper clau en les aplicacions de comunicacions òptiques, perquè permet calcular el nombre de canals WDM*, espaiats entre si 100 GHz, que poden ser amplificats pel dispositiu.

* *WDM* **són les sigles de** *wavelength division multiplex.*

Exemple 14

Suposem que la banda d'amplificació és $\Delta\nu_A = 1$ THz. Si es consideren canals DWDM espaiats entre si de 100 GHz, l'amplificador pot amplificar 10 canals.

L'anàlisi de l'amplada de banda d'amplificació s'ha fet sota la hipòtesi $P/P_S \to 0$. Per a estudiar el fenomen de la saturació del guany, no s'utilitza aquesta suposició i es considera de nou l'equació (169), que depèn tant de ν com de P. Suposem al seu torn que l'amplificador treballa a la freqüència de pic ν_0. En aquest cas, el guany es pot escriure com a

$$g(\nu_0,P) = \frac{g_0}{1 + \frac{P}{P_S}}. \qquad (183)$$

Partim de l'expressió (175). La variació de la potència lluminosa, sense assumir la suposició anterior, és

$$\frac{dP(z)}{dz} = g(\nu_0,P)P(z) = \frac{g_0P(z)}{1 + \frac{P(z)}{P_S}}. \qquad (184)$$

Arreglant l'expressió es pot escriure com a

$$\left(\frac{1}{P(z)} + \frac{1}{P_S}\right)\frac{dP(z)}{dz} = g_0. \qquad (185)$$

Si integrem tots dos termes respecte a la variable z, resulta:

$$P(z) = P(0)e^{g_0z}e^{-\frac{P(z)-P(0)}{P_S}}. \qquad (186)$$

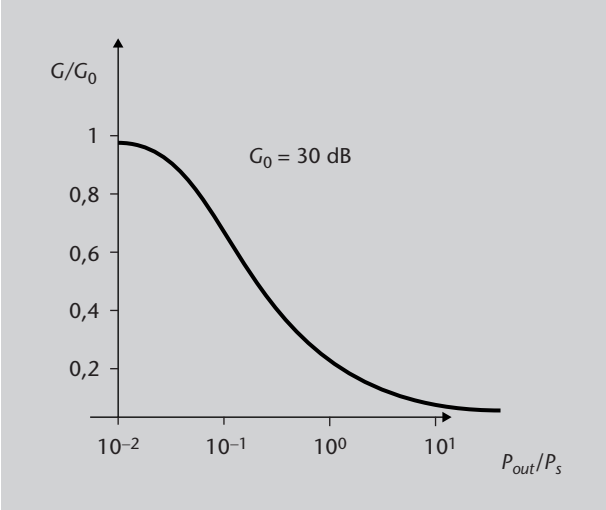
És interessant observar que el factor d'amplificació disminueix amb $P(z)$.

Segons la definició, i en un medi actiu de longitud L, el factor d'amplificació és

$$G(\nu_0,P) = \frac{P(L)}{P(0)} = G_0 e^{-\frac{P(L)-P(0)}{P_S}} = G_0 e^{-\frac{(G(\nu_0,P)-1)P(L)}{G(\nu_0,P)P_S}} \qquad (187)$$

Per tant, el factor d'amplificació disminueix amb la potència de la manera que es mostra en la figura 60. La figura mostra com, a mesura que augmenta la potència de sortida P_{out}, o el que és el mateix P_{out}/P_S, disminueix G, o alternativament G/G_0. En conclusió, com més gran és la potència d'entrada, més petit és el factor d'amplificació.

Figura 60. Guany òptic d'un amplificador en funció de la potència



El guany màxim d'un amplificador òptic és d'uns 30 dB, però es redueix significativament amb l'augment de la potència d'entrada a causa del fenomen de la saturació. Calculem la potència de saturació de sortida P^S_{out}, definida com el valor de potència de sortida per al qual el factor d'amplificació es redueix a la meitat. Si imposem que el factor d'amplificació és igual a la meitat del valor màxim, llavors:

$$G(\nu_0,P) = \frac{G_0}{2}. \qquad (188)$$

Reemplaçant aquest valor en l'equació (187):

$$\frac{G_0}{2} = G_0 e^{-\frac{\left(\frac{G_0}{2}-1\right)P(L)}{\frac{G_0}{2}.P_S}} \qquad (189)$$

Si tornem a aplicar el logaritme neperià en tots dos costats de l'expressió i aïllem la potència de sortida $P(L)$, obtenim:

$$P(L) = P_{out}^{S} = \frac{G_0}{G_0 - 2} ln2 \cdot P_S \simeq ln2 \cdot P_S = 0{,}69 P_S, \qquad (190)$$

en què l'última aproximació és vàlida si $G_0 \gg 2$.

Exemple 15

Si es considera $G_0 = 30$ dB i $P_S = 30$ mW:

$$P_{out}^{S} = \frac{G_0}{G_0 - 2} ln2 \cdot P_S = 0{,}69 \cdot 30 \text{ mW} = 20{,}7 \text{ mW}.$$

Ara calculem el valor en dBm de la potència de saturació a la sortida de l'amplificador: $P_{out}^{S} = 10 \log_{10} 20{,}7 = 13$ dBm.

En aquest apartat s'han vist alguns dels paràmetres que caracteritzen els amplificadors òptics en termes de guany òptic, com l'amplada de banda d'amplificació $\Delta\nu_A$ i la potència de saturació P_{out}^{S}. Tots dos paràmetres descriuen la dependència que té el factor d'amplificació respecte de la freqüència ν i de la potència d'entrada P.

Convé recordar, a manera de resum, què descriu cadascun d'aquests dos paràmetres. Així, l'amplada de banda d'amplificació posa en relleu la relació existent entre el factor d'amplificació i la freqüència. Suposant que no hi ha problemes de saturació de potència, $P/P_S \to 0$, l'amplada de banda d'amplificació mostra quina és l'amplada de banda màxima que pot tenir un senyal per a tenir un factor d'amplificació similar en tota la banda (una diferència màxima de 3 dB).

Pel que fa a la potència de saturació de sortida, mostra, per a la freqüència de guany màxim ν_0, la relació entre factor d'amplificació i potència. En particular, per a ν_0, mostra quina és la potència de sortida màxima que hem de tenir per a garantir que el factor d'amplificació a aquesta freqüència no disminueix per sota dels 3 dB respecte del màxim.

En una situació real, el senyal a la sortida de l'amplificador serà el resultat de tots dos fenòmens. És a dir, un senyal qualsevol no té la mateixa amplificació en funció de la freqüència i de la potència. Suposant que, per exemple, el senyal té una amplada de banda igual a $\Delta\nu_A$, el factor d'amplificació diferirà entre la freqüència central i la freqüència més baixa en uns 3 dB, però al seu torn, per a aquesta freqüència aquest factor també variarà en funció de la potència d'entrada.

4.2. Figura de soroll

La introducció d'un element en una transmissió, com és el cas d'un amplificador òptic, no solament afecta el senyal útil, sinó que a més introdueix soroll. En un amplificador òptic, la principal causa de soroll és l'amplificació de l'emissió espontània*, que és proporcional a la població N_2 del nivell 2. La radiació que s'injecta en un amplificador s'amplifica per mitjà de l'emissió estimulada, i la diferència entre la taxa d'emissió estimulada i l'absorció (taxa de generació neta) és proporcional a la inversió de població $N_2 - N_1$. Per tant, el paràmetre d'inversió es defineix com a

*En anglès, *amplified spontaneous emission* (ASE).

$$n_{sp} = \frac{N_2(t)}{N_2(t) - N_1(t)} \tag{191}$$

i mostra la relació entre el soroll i el senyal útil. Per definició, el seu valor mínim és 1. El soroll ASE té una densitat espectral de potència constant, que depèn tant de la freqüència com del guany G i del paràmetre d'inversió:

$$S_{ASE}(\nu) = (G-1)n_{sp}h\nu_0. \tag{192}$$

La seva existència produeix fluctuacions aleatòries del senyal amplificat, que al seu torn es converteixen en fluctuacions del corrent detectat pel fotodíode.

El soroll produït per un amplificador es mesura per mitjà del paràmetre denominat *figura de soroll*, que es defineix en termes de relació senyal-soroll (*signal-to-noise ratio*, SNR) d'entrada i de sortida de l'amplificador:

$$F_n = \frac{(SNR)_{in}}{(SNR)_{out}}. \tag{193}$$

Si el senyal a l'entrada de l'amplificador té potència P_i i R és la responsivitat del fotodíode, en el cas de tenir únicament soroll *shot* i una eficiència quàntica del fotodíode $\eta = 1$:

$$SNR_{in} = \frac{P_i}{2h\nu_0\Delta\nu}. \tag{194}$$

El senyal a la sortida de l'amplificador es combina en el fotodíode amb el soroll ASE i produeix un corrent fotodetectat:

$$I = R|\sqrt{GP_i} + \sqrt{P_{ASE}}|^2 = RGP_i + 2R\sqrt{GP_iP_{ASE}}\cos\theta + RP_{ASE}, \tag{195}$$

en què θ és la diferència de fase (aleatòria) entre els dos senyals, G és el factor d'amplificació, P_{ASE} és la potència del soroll ASE i P_i és la potència d'entrada a l'amplificador. El senyal d'entrada i el soroll ASE oscil·len a freqüències di-

ferents i el terme *beat* és la contribució del soroll en freqüència del senyal. El primer terme de l'equació RGP_i és el senyal útil, mentre que el segon i el tercer termes es produeixen a causa del soroll ASE. L'últim terme RP_{ASE} és molt petit en comparació de la resta de termes i, per tant, és menyspreable. Llavors, la variància del soroll a la sortida de l'amplificador és

$$\sigma_{ASE}^2 = 4R^2 GP_i P_{ASE}. \tag{196}$$

Tenint en compte que la potència del soroll ASE detectat pel fotodíode és la integral de densitat espectral de soroll,

$$P_{ASE} = \int_{\Delta\nu} S_{ASE}(\nu)d\nu = \int_{\Delta\nu} (G-1)n_{sp}h\nu_0 d\nu = (G-1)n_{sp}h\nu_0\Delta\nu. \tag{197}$$

Llavors l'SNR a la sortida de l'amplificador és

$$SNR_{out} = \frac{(RGP_i)^2}{\sigma_{ASE}^2} = \frac{GP_i}{4(G-1)n_{sp}h\nu_0\Delta\nu} \tag{198}$$

i la figura de soroll de l'equació (193) es pot escriure com a

$$F_n = 2\frac{n_{sp}(G-1)}{G} \cong 2n_{sp} \tag{199}$$

Observem que el valor mínim teòric de la figura de soroll és 2 (quan $n_{sp} = 1$), és a dir, 3 dB. En els dispositius comercials el paràmetre F_n no està mai per sota de 5 o 6 dB. Si tenim en compte també l'eficiència d'acoblament η_i a l'entrada de l'amplificador la figura de soroll és

$$F_n = 2\frac{n_{sp}}{\eta_i}. \tag{200}$$

D'aquesta manera es pot constatar que el factor de soroll F_n, i equivalentment la potència de soroll, creix a mesura que disminueix l'eficiència η_i.

Exemple 16

Suposem que n_{sp} és 1 i que l'eficiència d'acoblament a l'entrada de l'amplificador és del 50% ($\eta_i = 0{,}5$). La figura de soroll és

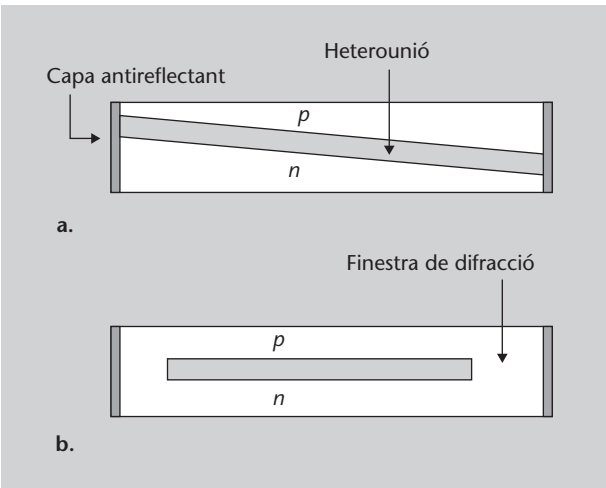
$$F_n = 2\frac{1}{0{,}5} = 4,$$

és a dir, $F_n = 6$ dB. Si l'eficiència d'acoblament disminueix un 20%, és a dir, $\eta_i = 0{,}4$, es pot observar que la figura de soroll creix 1 dB, i en aquest cas és $F_n = 7$ dB.

4.3. Amplificadors òptics de semiconductor

Els SOA són molt similars als díodes làser, ja que són unions $p-n$ amb polarització directa, fabricats utilitzant les mateixes heterounions i els mateixos semiconductors de l'apartat 2 (transmissors òptics). La diferència principal entre un SOA i un díode làser és que en l'amplificador s'elimina la cavitat ressonant, per mitjà de capes antireflexos en les interfícies per a aconseguir un ajust entre l'índex de refracció del semiconductor i de l'aire. Amb moltes capes antireflectants es pot aconseguir que la reflectivitat de la interfície es redueixi del 30% al 0,01%. D'aquesta manera s'aconsegueix que la llum pràcticament no entri en ressonància dins de la cavitat (reflexions a l'interior de la cavitat) i sigui emesa a la sortida de l'amplificador. Les capes antireflectants presenten un comportament molt dependent de la longitud d'ona, o dit d'una altra manera, són molt selectives respecte a la longitud d'ona. Així, per a aconseguir crear una adaptació del salt d'índex en tota l'amplada de banda d'amplificació, és necessari posar diverses capes antireflectants. Per a aconseguir reduir encara més la potència que es reflecteix en les superfícies de discontinuïtat i que torna de nou al medi actiu, s'inclina l'heterounió 30 graus (*tilted stripe*) respecte a les superfícies del semiconductor, com mostra la figura 61*a*. Una altra solució és introduir una finestra de difracció entre la regió activa i les extremitats del semiconductor, com es pot observar en la figura 61*b*. Totes dues solucions aconsegueixen reduir la reflectivitat.

Figura 61. Estructures d'un SOA: **a.** solució *tilted stripe*; **b.** solució amb finestra de difracció



Per calcular la variació del guany en funció de la potència, escrivim l'equació de ritme en el semiconductor (vegeu l'equació (95)):

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I(t)}{eV} - \frac{N(t)}{\tau} - \frac{\Gamma v_g}{V} g'(\nu) q, \qquad (201)$$

i suposem que en un estat d'equilibri no hi ha variacions dels portadors de càrrega. És a dir, suposem que el senyal d'entrada és continu o que, en el cas de ser un pols de llum, la durada és molt més gran que $\tau \sim 100\ \mu s$. Igualant l'expressió anterior a zero, i substituint l'expressió de guany net

$$g'(\nu) = \sigma(\nu)(N(t) - N_t) \tag{202}$$

s'obté

$$\frac{I(t)}{eV} = \frac{N(t)}{\tau} + \frac{\Gamma v_g}{V}\sigma(\nu)\,(N(t) - N_t)\,q. \tag{203}$$

Arreglem una mica l'expressió anterior i, per fer-ho, restem en tots dos costats de l'equació el terme N_t/τ:

$$\frac{N - N_t}{\tau}\left(1 + \frac{\Gamma v_g \sigma(\nu) q\tau}{V}\right) = \frac{I}{eV} - \frac{N_t}{\tau}. \tag{204}$$

Aïllem el terme $(N - N_t)$:

$$(N - N_t) = \tau\frac{\frac{I}{eV} - \frac{N_t}{\tau}}{1 + \frac{\Gamma v_g \sigma(\nu) q\tau}{V}}. \tag{205}$$

Substituint la igualtat obtinguda en l'expressió (202), s'obté el guany net en funció del corrent d'injecció:

$$g'(\nu) = \sigma(\nu)(N - N_t) = \sigma(\nu)\tau\frac{\dfrac{I}{eV} - \dfrac{N_t}{\tau}}{1 + \dfrac{\Gamma v_g \sigma(\nu) q\tau}{V}}. \tag{206}$$

Si escrivim la potència òptica del senyal en funció del nombre de fotons en la cavitat per unitat de temps, tenim $P = h\nu q/dt$, i observem que l'expressió anterior es pot reescriure com a

$$g'(\nu) = \sigma(\nu)\tau\frac{\dfrac{I}{eV} - \dfrac{N_t}{\tau}}{1 + \dfrac{\Gamma v_g \sigma(\nu) P\tau dt}{h\nu V}} = \frac{g_0}{1 + \dfrac{P}{P_s}}, \tag{207}$$

en què el guany de pic és

$$g_0 = \sigma(\nu)\tau\left(\frac{I}{eV} - \frac{N_t}{\tau}\right) \tag{208}$$

i la potència de saturació,

$$P_s = \frac{h\nu dV}{\Gamma v_g \sigma(\nu)\tau dt}. \tag{209}$$

La velocitat dels fotons a través del semiconductor és la variació de la posició dividida pel temps, o el que és el mateix, $v_g = dz/dt$. A més, podem assegurar que el diferencial de volum és igual al diferencial de longitud pel diferencial

d'àrea, $dV = dAdz$. Tenint en compte això, la potència de saturació es pot expressar com a

$$P_s = \frac{h\nu dAdz}{\Gamma \frac{dz}{dt} \sigma(\nu)\tau dt} = \frac{dAh\nu}{\Gamma\sigma(\nu)\tau}. \tag{210}$$

Observem l'expressió (207). Perquè hi hagi amplificació neta del senyal, s'ha de complir $g'(\nu) > 0$ i, per tant,

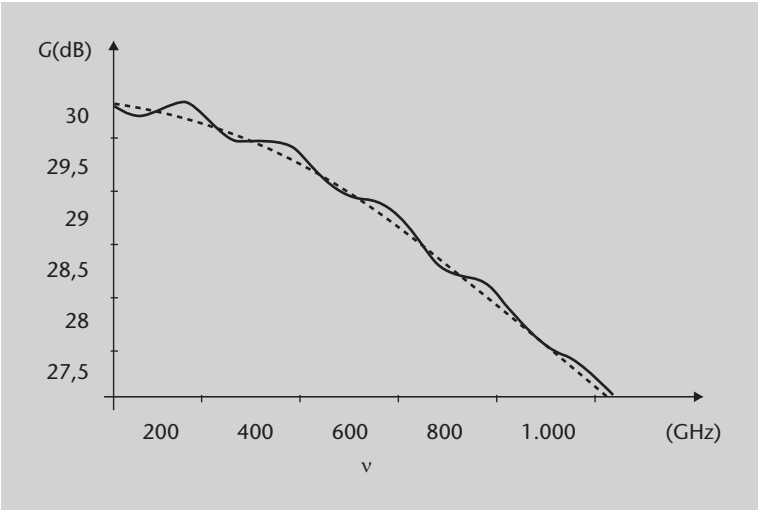
$$\frac{I}{eV} - \frac{N_t}{\tau} > 0. \tag{211}$$

En aquest cas, el corrent d'injecció ha de ser més gran que un llindar (I_{th}), tal com succeïa en els díodes làser:

$$I > I_{th} = \frac{N_t eV}{\tau}. \tag{212}$$

Com ja s'ha esmentat, en un amplificador SOA s'intenten reduir els reflexos no desitjats entre el semiconductor i l'aire, perquè produeixen una variació oscil·lant del guany, denominada *arrissament*. La figura 62 mostra gràficament l'efecte d'aquesta oscil·lació del guany. Com es pot observar, el guany real (línia contínua) oscil·la entorn del valor de guany esperat (línia discontínua).

Figura 62. Corba del guany d'un SOA



Per a estudiar aquest fenomen, es pot considerar un ressonador de Fabry-Pérot.

Charles Fabry i Alfred Pérot

Charles Fabry (1867-1945) i Alfred Pérot (1863-1925), físics francesos, van inventar un interferòmetre per a l'estudi dels espectres de ratlles.

Un ressonador de Fabry-Pérot és un ressonador òptic i de microones consistent en dos miralls dielèctrics o metàl·lics, encarats i situats a una certa distància l'un de l'altre. Actua a manera de circuit ressonant si la distància entre els miralls és un múltiple de la meitat de la longitud d'ona de la radiació. S'utilitza, principalment, com a ressonador en els làsers.

En el ressonador de Fabry-Pérot (figura 63), per a augmentar el guany, es busca augmentar el nombre de fotons en el medi actiu per a aconseguir que, al seu torn, creixi l'emissió estimulada i el guany consegüent. El funcionament és el següent:

1) Els fotons entren en el medi actiu.

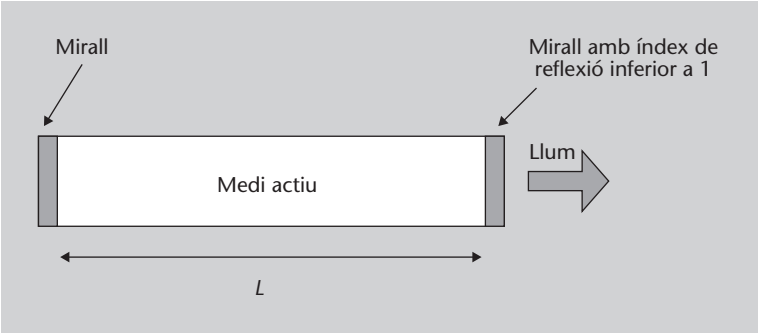
2) A causa de l'emissió estimulada, es generen fotons nous.

3) Els miralls a tots dos extrems de la cavitat contribueixen que els fotons siguin reflectits i tornin a transitar per la cavitat i generin fotons nous a causa de l'emissió estimulada (es produeix una realimentació).

4) Un dels extrems presenta un índex de reflexió més petit que la unitat perquè els fotons no quedin confinats indefinidament a la cavitat.

5) Cada vegada que els fotons són reflectits en un dels extrems, fan un recorregut d'anada i tornada per la cavitat del ressonador.

Figura 63. Esquema d'un ressonador de Fabry-Pérot



En aquest tipus de ressonadors, el guany obtingut per emissió estimulada ha de ser més gran que les pèrdues sofertes pel raig de llum en travessar el ressonador per a aconseguir un guany net. A més, la llum es desfasa cada vegada que fa una anada i tornada. Tenint en compte que la llum es desfasa 2π radiants cada λ metres, el desfasament que sofrirà el raig després de recórrer una distància d serà $d2\pi/\lambda$ radiants. En el cas concret d'un ressonador de longitud L, després de l'anada i tornada k-èsima la llum s'haurà desfasat

$$\frac{2\pi}{\lambda}2kL = \frac{4\pi kL}{\lambda} \text{ rad}, \tag{213}$$

amb $k = 1,2,3...$ Una altra de les característiques d'aquests ressonadors és que només admeten fotons que compleixen la condició

$$\frac{4\pi kL}{\lambda} = m2\pi, \tag{214}$$

en què $m = 0,1,2,3...$ Els amplificadors òptics de semiconductor es basen en l'efecte descrit. A continuació es descriuen els càlculs per a aquests amplifica-

dors. Suposem que en l'amplificador incideix una ona incident amb amplitud A_i. A la sortida de l'amplificador tenim una ona transmesa amb amplitud A_t. Les reflectivitats de les superfícies de discontinuïtat són R_1 i R_2, respectivament; el medi té una longitud L i cada vegada que l'ona el travessa s'amplifica amb un guany G. A partir d'aquestes dades, l'amplitud de l'ona transmesa A_t en funció de l'amplitud de l'ona incident A_i tenint en compte les reflexions múltiples en les superfícies de discontinuïtat amb reflectivitat R_1 i R_2 és

$$\begin{aligned}\frac{A_t}{A_i} &= \sqrt{1-R_1}\sqrt{G}e^{i\varphi}\sqrt{1-R_2}\left(1+\sqrt{R_1R_2}Ge^{i2\varphi}+\ldots\right)\\ &= \sqrt{(1-R_1)(1-R_2)G}\sum_{n=0}^{\infty}\left(\sqrt{R_1R_2}Ge^{i2\varphi}\right)^n,\end{aligned} \tag{215}$$

en què φ és el canvi de fase que es produeix en travessar la cavitat. Observant l'equació és possible entendre el significat de cadascun dels termes. Per a $n = 0$ l'equació descriu la llum que incideix en l'amplificador, és transmesa a través seu (terme $\sqrt{1-R_1}$), recorre la cavitat (guany en amplitud igual a $\sqrt{G}$), experimenta un canvi de fase ($e^{i\varphi}$), i és transmesa cap a l'exterior (terme $\sqrt{1-R_2}$). Quan la llum arriba a la superfície amb reflectivitat R_2, no tota la potència és transmesa, i una part és reflectida. Aquesta llum és descrita per $n = 1$. Així, és necessari multiplicar al terme anterior l'efecte de la reflexió en totes dues superfícies abans de ser transmesa (anada i tornada, $\sqrt{R_1R_2}$), el guany (terme $\sqrt{G}\sqrt{G} = G$) i el desfasament ($e^{i2\varphi}$). El mateix raonament és aplicable per a la resta de valors de n. El camí d'anada i tornada es denomina *round trip*. Si desenvolupem la sèrie, obtenim

$$\frac{A_t}{A_i} = e^{i\varphi}\frac{\sqrt{G(1-R_1)(1-R_2)}}{1-\sqrt{R_1R_2}Ge^{i2\varphi}} \tag{216}$$

en què el canvi de fase per a una secció de longitud L, quan l'ona es propaga en una direcció que forma un angle θ amb l'eix del ressonador, és

$$\varphi = \frac{2\pi\nu L\cos\theta}{v_g} = \frac{\pi\nu}{FSR}. \tag{217}$$

L'equació (216) és periòdica respecte a l'angle θ, i per tant, és periòdica també respecte a la freqüència, amb un període igual al *free spectral range* (FSR).

Calculem la transmissivitat del ressonador com a

$$\left|\frac{A_t}{A_i}\right|^2 = \frac{G(1-R_1)(1-R_2)}{1+R_1R_2G^2-2\sqrt{R_1R_2}G\cos 2\varphi}, \tag{218}$$

i coneixent l'equació trigonomètrica $\cos 2\varphi = 1-2\sin^2\varphi$, l'expressió anterior es pot reescriure com a

$$\left|\frac{A_t}{A_i}\right|^2 = \frac{G(1-R_1)(1-R_2)}{\left(1-G\sqrt{R_1R_2}\right)^2}\frac{1}{1+\frac{4G\sqrt{R_1R_2}}{\left(1-G\sqrt{R_1R_2}\right)^2}\sin^2\varphi}$$

$$= \frac{G(1-R_1)(1-R_2)}{(1-G\sqrt{R_1R_2})^2+4G\sqrt{R_1R_2}\sin^2\varphi}. \qquad (219)$$

La transmissivitat d'un ressonador de Fabry-Pérot es coneix com la funció d'Airy, i és periòdica amb la freqüència, amb un període igual al *free spectral range*. Com també el factor d'amplificació G varia amb la freqüència, la transmissivitat del dispositiu presenta una corba com la de la figura 62, calculada assumint que $R_1 = R_2 = 6 \cdot 10^{-6}$ i $FSR = 100$ GHz.

Sir George Airy

Sir George Airy (1801-1892), astrònom britànic, va particularitzar l'equació de Schrödinger per a una partícula en un camp elèctric constant i unidimensional.

Per calcular l'arrissament del guany, necessitem conèixer la transmissivitat màxima (i la mínima) derivada de les expressions obtingudes a partir del ressonador de Fabry-Pérot. Amb això és possible calcular la magnitud de la variació. La transmissivitat màxima i mínima, respectivament, es calculen per a $\varphi = 0$ i $\varphi = \pi/2$:

$$\left|\frac{A_t}{A_i}\right|^2_{màx} = \frac{G(1-R_1)(1-R_2)}{(1-G\sqrt{R_1R_2})^2}$$

$$\left|\frac{A_t}{A_i}\right|^2_{mín} = \frac{G(1-R_1)(1-R_2)}{(1+G\sqrt{R_1R_2})^2}. \qquad (220)$$

Per tant, l'arrissament es calcula com la relació entre la transmissivitat màxima i la mínima:

$$r_i = \frac{\left|\frac{A_t}{A_i}\right|^2_{màx}}{\left|\frac{A_t}{A_i}\right|^2_{mín}} = \left(\frac{1+G\sqrt{R_1R_2}}{1-G\sqrt{R_1R_2}}\right)^2, \qquad (221)$$

i augmenta en augmentar el guany G.

Per a la figura 62, l'arrissament és d'uns 0,05 dB.

Un dels principals desavantatges dels amplificadors SOA és la dependència del guany amb la polarització, a causa que l'heterounió es comporta com una guia plana que suporta dues configuracions diferents per als modes TE (transversal

elèctric) i TM (transversal magnètic). El guany de l'amplificador depèn del tipus de mode, del factor de confinament Γ i de la diferència de guany entre la polarització TE i TM, que es mesura mitjançant el paràmetre *polarization dependent gain* (PDG) i que pot arribar fins a 6 dB. Per a compensar aquest efecte, es pot crear una configuració amb dos SOA en sèrie, un de girat 90° respecte a l'altre, o dos SOA en paral·lel, utilitzant la denominada *polarization beam splitter* a l'entrada del dispositiu.

4.3.1. Convertidors de longitud d'ona

Un convertidor de longitud d'ona és un element òptic que, per a un senyal d'entrada amb una longitud d'ona λ_1, a la sortida s'obté el mateix senyal amb una longitud d'ona λ_2, amb $\lambda_1 \neq \lambda_2$.

Els SOA s'utilitzen com a convertidors de longitud d'ona* i com a regeneradors del senyal, mitjançant el mecanisme denominat *saturació del guany*. La configuració *cross gain modulation* (XGM) consisteix a acoblar, dins d'un amplificador SOA, dos senyals: un senyal polsat de bombeig** amb potència d'uns 0 dBm (recordem que 0 dBm són 1 mW), que és el senyal que es vol regenerar, i un senyal continu de *probe*. Cadascun dels senyals té una longitud d'ona diferent. Considerem que el senyal de bombeig té una longitud d'ona λ_1 i que el senyal de prova té una longitud d'ona λ_2.

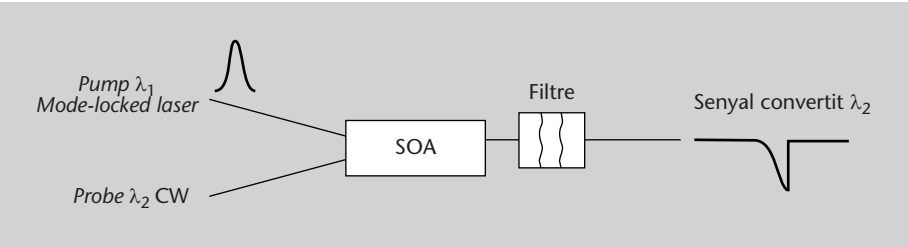
* En anglès, *wavelength converter*.

** En anglès, *pump*.

El senyal de bombeig es propaga en el dispositiu i és amplificat aproximadament per uns 20 dB, i satura l'amplificador. Pel que fa al senyal de *probe*, que té una potència menor, en propagar-se a través del dispositiu saturat és amplificat amb un factor d'amplificació molt baix, pràcticament zero. Si, al contrari, es treu el senyal de bombeig, el senyal de *probe* s'amplifica amb un factor d'amplificació de 20 dB. D'aquesta manera la presència d'un pols (és a dir, d'un bit 1) en el senyal de bombeig es tradueix en un senyal de *probe* de nivell molt baix a la sortida de l'amplificador (bit 0), mentre que un bit 0 del senyal de bombeig correspon a un bit 1 del senyal de *probe*. Aquest efecte pot regenerar de manera completament òptica un senyal. A més, la informació continguda en el senyal de bombeig amb longitud d'ona λ_1 es transfereix al senyal prova de longitud d'ona λ_2 (invertit) i, per tant, aquest dispositiu és també un convertidor de longitud d'ona. Per a separar tots dos senyals a la sortida del SOA, un a una longitud λ_1 i l'altre a λ_2, n'hi ha prou d'utilitzar un filtre òptic, tal com es mostra en la figura 64.

L'amplificador està saturat perquè el senyal de bombeig fa que es recombinin per emissió estimulada els parells electró-forat, i quan el senyal de bombeig es retira, cal esperar un temps perquè el corrent d'injecció reconstitueixi els parells *p–n*. Per tant, el pols a la sortida de l'amplificador no és perfecte i té una

Figura 64. Convertidor de longitud d'ona *cross gain modulation*



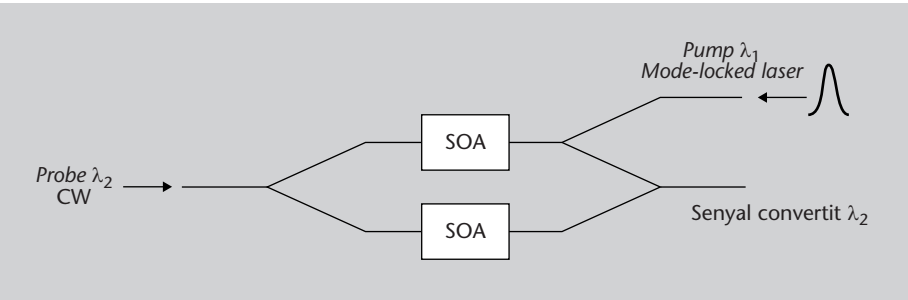
cua, com es mostra en la figura 64. El temps de resposta d'aquests dispositius és entorn dels 100 ps, que correspon al temps de vida mitjà de l'electró en la banda de conducció, representat per τ. Per tant, la taxa de bits màxima del senyal d'entrada està limitada a 10 Gb/s. No obstant això, utilitzant un senyal de bombeig de potència molt alta, es poden obtenir convertidors de longitud d'ona de fins a 40 Gb/s.

El fenomen de la saturació del guany en el qual es basa el convertidor d'ona produeix alguns efectes que cal tenir en compte. En concret, la saturació de guany produeix una variació de l'índex de refracció i, com a conseqüència, el senyal de prova no solament és modulat en amplitud, sinó que també resulta modulat en fase. Per tant, a la sortida del convertidor tenim el senyal amb una longitud d'ona λ_2 modulat en amplitud i en fase. Aquest fenomen eixampla l'espectre del senyal transmès, i llavors empitjora el rendiment del sistema a causa de la dispersió cromàtica en la fibra òptica. Per aquesta raó, els convertidors de longitud d'ona comercials utilitzen la configuració *cross phase modulation* (figura 65). Per a aprofitar el canvi de fase induït pel senyal de bombeig, s'utilitza un interferòmetre de Mach-Zehnder en què s'insereix un SOA en cada braç. Si no hi ha senyal de bombeig, el senyal d'entrada es divideix en els dos braços de l'interferòmetre i es recombina a la sortida i, per tant, la sortida de l'interferòmetre és idèntica al senyal d'entrada. No obstant això, si s'aplica el senyal de bombeig, el senyal de *probe* té un desfasament de π en un sol braç i per tant, interferirà destructivament a la sortida. Igual que en el cas XGM, una seqüència de bits del senyal de bombeig es reescriu en el senyal de *probe* a l'inrevés, és a dir, un bit 1 d'entrada és un 0 a la sortida i al revés.

Ludwig Zehnder i Ludwig Mach

Ludwig Zehnder (1854-1949), físic suís, i Ludwig Mach, físic fill del també físic famós Ernst Mach (1838-1926), van idear l'interferòmetre Zehnder-Mach, un instrument que permet obtenir la diferència de fase entre dos senyals òptics coherents.

Figura 65. Convertidor de longitud d'ona *cross phase modulation*



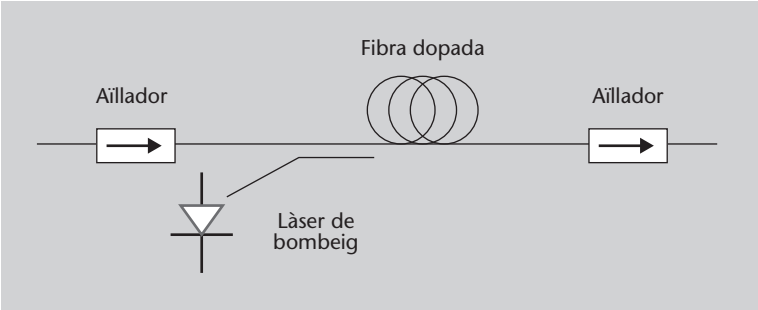
4.4. Amplificadors de fibra dopada amb erbi

En els amplificadors òptics de fibra s'insereixen els ions de terres poc habituals per a dopar el nucli de la fibra durant el procés de fabricació. Malgrat que es van començar a estudiar els amplificadors de fibra dopada el 1964, no es van utilitzar en sistemes comercials fins vint-i-cinc anys més tard, després de millorar i perfeccionar-ne els mètodes de processament i les especificacions tècniques. Els paràmetres fonamentals d'aquests amplificadors, com ara la longitud d'ona d'amplificació, el guany i l'amplada de banda, estan determinats essencialment per la concentració i el tipus de dopants, més encara que pel tipus de fibra. Molts elements de terres rares, com erbi, holmi, neodimi, samari, tuli i iterbi, es poden utilitzar per a fer amplificadors de fibra que operen en longituds d'ona diferents en un rang de 0,5 a 3,5 μm. En les comunicacions òptiques en particular, s'utilitza l'erbi per a dopar la fibra dels amplificadors*, ja que la longitud d'ona de funcionament es troba a la regió entorn d'1,55 μm.

*** En anglès, *erbium doped fiber amplifier* (EDFA).**

El seu desenvolupament en els sistemes WDM des de 1995 va revolucionar el camp dels sistemes de comunicacions basats en fibra òptica i va portar a construir sistemes òptics amb una capacitat total de fins a 3 Tb/s. L'EDFA està fabricat amb fibra de silici, amb el nucli dopat amb ions d'erbi (Er^{3+}), i s'hi aplica un senyal òptic de bombeig. El bombeig crea una inversió de població que pot amplificar un altre senyal d'entrada, com es mostra en la figura 66.

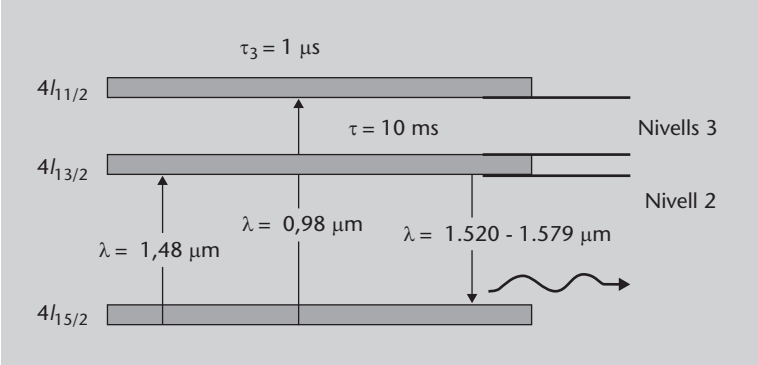
Figura 66. Esquema d'un amplificador de fibra dopada amb erbi (EDFA) en configuració copropagant



En els primers experiments, es va utilitzar la radiació visible emesa pel làser de Nd:YAG*, però els esquemes de bombeig eren relativament ineficaços. Avui dia, utilitzant làser de bombeig de semiconductor, es pot triar entre dues longituds d'ona de treball: λ = 1.480 nm i λ = 980. La primera s'utilitza per a obtenir un guany alt, mentre que la segona longitud d'ona permet obtenir un amplificador de soroll baix. En el primer cas, és possible obtenir un guany d'amplificació de 30 dB amb tan sols 10-15 mW de potència del senyal de bombeig. La figura 67 mostra els nivells d'energia dels ions d'erbi en una fibra com la descrita. Noteu que són aquests nivells d'energia els que determinen les longituds d'ona esmentades, és a dir, λ = 1.480 nm i λ = 980.

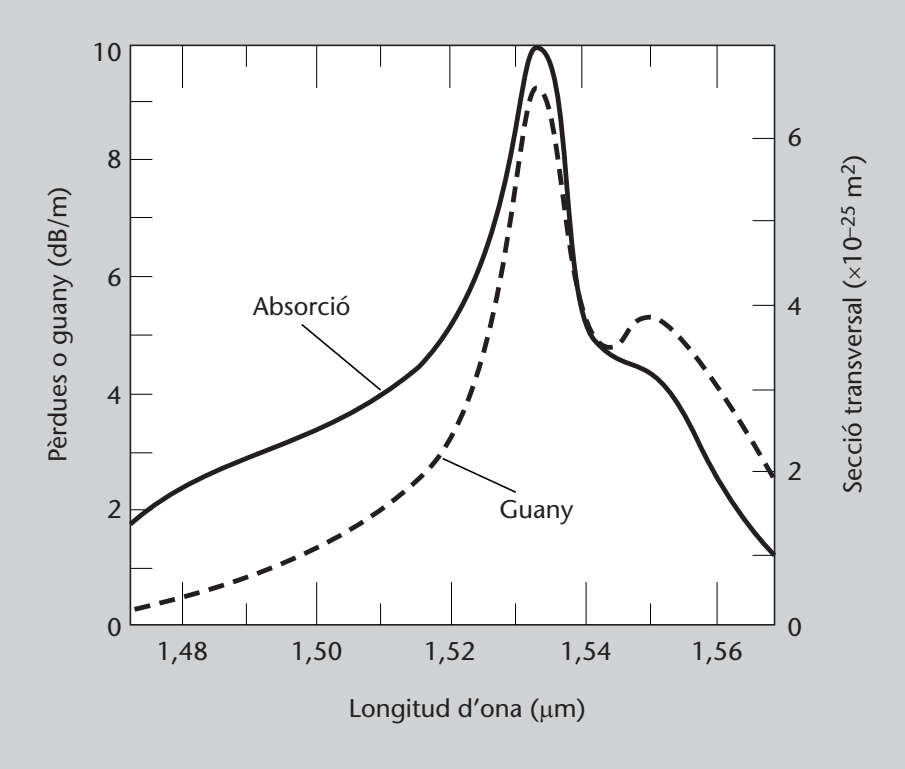
*** De l'anglès *neodymium-doped yttrium aluminium garnet*.**

Figura 67. Diagrama de nivells d'energia dels ions d'erbi en una fibra de silici



El bombeig de 980 nm, no obstant això, requereix fibres més llargues i valors de potència més grans, ja que utilitza la cua de la corba d'absorció, com es mostra en la gràfica de l'absorció i el guany per a aquest tipus de fibres (figura 68). Com més petita és l'absorció, més petit és el guany i, per tant, és necessari que la longitud de la fibra sigui més gran per a aconseguir el guany que volem. Els làsers de bombeig de 980 nm disponibles en el mercat poden proporcionar senyals de més de 100 mW. Pel que fa a la potència requerida, es pot reduir mitjançant l'ús de fibres de silici dopat amb alumini i fòsfor, o mitjançant l'ús de fibres fluorofosfatades.

Figura 68. Espectre d'absorció i de guany d'un EDFA amb nucli dopat amb germani



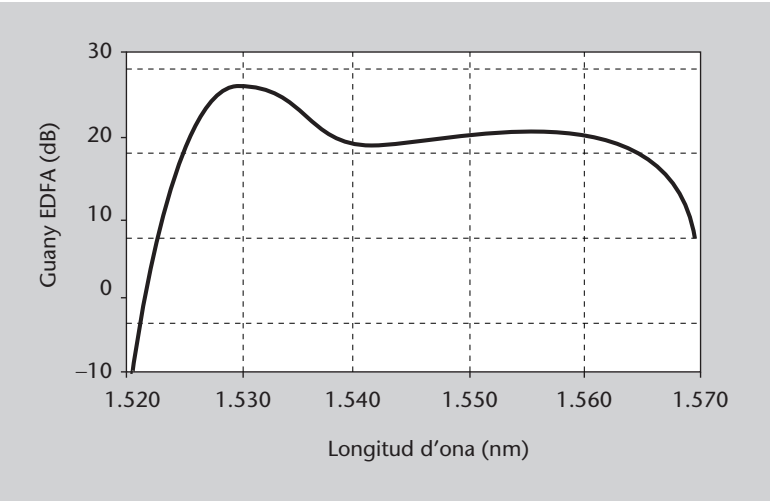
L'EDFA pot funcionar amb diferents configuracions:

- Contrapropagant: el làser de bombeig i els senyals es propaguen en direccions oposades.
- Copropagant: el làser de bombeig i els senyals es propaguen en la mateixa direcció (figura 66).

El rendiment en totes dues configuracions és gairebé el mateix quan la intensitat del senyal és prou petita per a no saturar l'amplificador. En el règim de saturació, en canvi, la conversió de la potència és en general millor en la configuració contrapropagant. En la configuració bidireccional de bombeig, l'amplificador es bomba de manera simultània en totes dues direccions utilitzant dos díodes làser situats en els extrems de la fibra. Aquesta configuració requereix dos làsers de bombeig, però té l'avantatge que la inversió de la població, i per tant, el guany, és relativament uniforme al llarg de tota la longitud de l'amplificador.

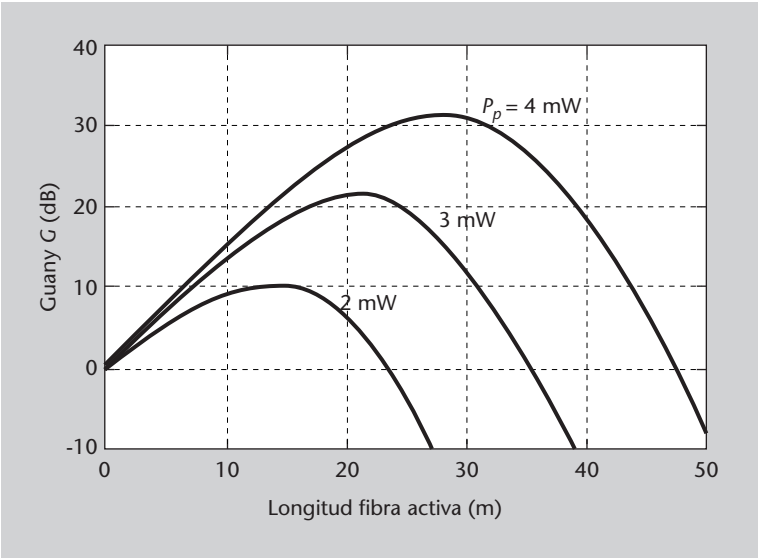
L'espectre del guany depèn del sistema de bombeig, però també de la presència en el nucli de la fibra d'altres dopants, com ara germani i alumini. L'amplada de banda de l'amplificació d'un EDFA es dóna generalment en la banda *C*, en el rang entre 1.530 i 1.565 nm, amb una amplada de banda de més de 35 nm. Aquest paràmetre és un dels més importants per a un amplificador, ja que determina el nombre de canals d'un senyal WDM que es poden amplificar de manera simultània. La forma de l'espectre del guany depèn substancialment de la naturalesa amorfa del silici i de la presència d'altres dopants en el nucli de la fibra, com ara el germani i l'alumini. De fet, si en el nucli només hi ha ions d'erbi, l'espectre s'eixampla de manera homogènia. La figura 68 mostra l'espectre de guany i l'absorció d'un EDFA amb el nucli dopat també amb germani: observem que l'espectre de guany és més ampli i té una estructura amb dos pics. Afegint alumini al nucli de la fibra, l'espectre s'eixampla més de manera uniforme, com es mostra en la figura 69.

Figura 69. Espectre de guany d'un EDFA amb nucli dopat amb germani i alumini



El guany d'un EDFA pot variar també en funció de la longitud de la fibra. En general creix exponencialment amb la longitud L, com es mostra en l'equació (177), que descriu el factor de guany. No obstant això, el paràmetre d'inversió de la població disminueix amb la longitud de la fibra, a causa de la disminució gradual de la potència de bombeig. Com que el senyal de bombeig es propaga al llarg de la fibra, s'atenua i la seva potència disminueix i el guany total de l'amplificador té el comportament que es mostra en la figura 70.

Figura 70. Guany d'un EDFA en funció de la longitud de la fibra dopada



En la configuració copropagant, la longitud de la fibra és aproximadament de 3 m, ja que no és apropiat utilitzar fibres massa llargues perquè al final de la fibra el senyal de bombeig és massa atenuat. Malgrat això, si s'augmenta la potència de bombeig i s'usen fibres de longitud més gran que 100 m, s'aconsegueixen amplificar senyals en la banda L, que inclou la regió espectral entre 1.570 i 1.610 nm.

Per als EDFA, com en els SOA, la figura de soroll és la mateixa que la de l'equació (200). No obstant això, els EDFA tenen un esquema de bombeig amb tres nivells, i la conseqüència d'això és que sempre $N_1 > 0$ i $n_{sp} > 1$. Per tant, el valor mínim de F_n és més gran que 3 dB. La figura de soroll, com el guany, depèn de la longitud de l'amplificador i també de la potència de bombeig. Els valors de F_n són generalment més grans per als EDFA amb bombeig a 1.480 nm, ja que en aquest cas el nivell 3 i el nivell 2 estan molt a prop i és difícil obtenir inversió total de la població i $N_1 = 0$. No obstant això, és possible obtenir una $F_n < 3{,}5$ dB per a longituds d'ona entorn de 1.460 nm. En general, és difícil al mateix temps aconseguir un guany alt, soroll baix i eficiència de bombeig alta. El guany d'un EDFA és gairebé insensible a la polarització.

A continuació es mostren, a manera d'exemple, les especificacions d'un amplificador EDFA comercial.

Hacemos posible la
Sociedad de la Información

Amplificador Óptico EDFA

Características

Extensor de alcance
Se intercala en un vano óptico y permite prolongar una señal óptica de 1550nm una distancia máxima de 40Km utilizando regeneración 2R.

Amplificador óptico
Esta tarjeta integra un amplificador óptico de fibra de Erbio dopada (EDFA) de alta eficiencia y bajo consumo. Dos versiones disponibles de hasta 20dB de ganancia.

Diagnóstico digital
El equipo integra un monitor de potencia óptica que permite la detección de fallos en la cadena de amplificación.

Configuraciones Pre y Booster
Dos configuraciones ópticas disponibles: Booster, para ser ubicado en cabecera de la red, junto a los transponders ópticos o Preamplificador, configuración óptima para ser integrada en el punto medio de un vano óptico.

Alternativa a amplificadores SOA
La alta ganancia y el bajo factor de ruido (NF: 5dB) y su coste reducido supone una alternativa real y competitiva a los amplificadores de semiconductor (SOA).

Conectorización seleccionable
La conectorización del módulo de amplificación óptica puede seleccionarse entre SC/APC (recomendado) y SC/PC.

Descripción

El **Amplificador Óptico EDFA** de Telnet Redes Inteligentes es un interesante módulo de amplificación óptica unidireccional basado en tecnología óptica de fibra dopada de Erbio (EDFA). Permite prolongar un vano óptico. Utilizado junto a bobinas de compensación de dispersión cromática, el Amplificador Óptico EDFA puede trabajar con tasas de transmisión de hasta módulo 40 Gbps para prolongar los transponders 1550nm de corto alcance de los equipos de transmisión. Utilizado junto a la tarjeta de conmutación óptica 1+1 permite redundar rutas críticas de transporte de larga distancia.

Diagnóstico digital
El Amplificador Óptico EDFA dispone de un medidor de potencia óptica integrado a la salida del amplificador óptico que permite detectar fallos en el amplificador óptico, reportando una alarma a la controladora SNMP del chasis que a su vez encaminará a la consola de gestión de la red óptica. También reporta la potencia óptica disponible a la entrada del amplificador.

Bajo factor de ruido
Con un factor de ruido de 5dB y un factor de amplificación fijo de 20dB de ganancia, la tecnología EDFA es una alternativa más eficiente a los amplificadores SOA y es la única permite el encadenamiento de dispositivos en cascasa. La tarjeta puede ser configurada en fábrica para trabajar en modo Booster o en modo preamplificador óptico, permitiendo una máxima flexibilidad en el caso de que el equipo no pueda ubicarse en el punto medio de una ruta de fibra óptica.

© TELNET Redes Inteligentes S.A
www.telnet-ri.es

Amplificador Óptico EDFA

Especificaciones técnicas

Características Generales
Permite prolongar una señal óptica de 40Gbps@1550nm una distancia máxima de 40Km utilizando regeneración 2R.
Integra un amplificador óptico de fibra de Erbio dopada (EDFA) de alta eficiencia y bajo consumo.
Ganancia configurable (hasta 20dB).
Dos configuraciones ópticas disponibles: Booster y Preamplificador.
Bajo factor de ruido (NF: 5dB).
Medidor de potencia óptica integrado a la salida del amplificador óptico.
Gestión remota SNMP.
Permite el encadenamiento de dispositivos en cascada.
Chasis soportados: Tri-SAE, Metro-SAE.

Especificaciones técnicas configuración Pre-Amplificador			
Parámetro	**Min.**	**Tip.**	**Max.**
Rango de ancho de banda	1530nm		1562nm
Potencia de entrada	-30dBm	-18dBm	-15dBm
Potencia de salida	4dBm		
Ganancia		20dB	
Figura de Ruido @Pin=-18dBm		4.8dB	5.5dB
PDL			0.5dB
PMD			0.5ps
Rango de temperaturas de operación	0°		65°

Especificaciones técnicas configuración Booster			
Parámetro	**Min.**	**Tip.**	**Max.**
Rango de ancho de banda	1530nm		1562nm
Potencia de entrada	-6dBm	-2dBm	+2dBm
Potencia de salida	+18dBm		
Ganancia		20dB	
Figura de Ruido @Pin=-2dBm		5.0dB	6.0dB
PDL			0.5dB
PMD			0.5ps
Rango de temperaturas de operación	0°		65°

Información de Contacto

Oficinas Centrales
Polígono Industrial Centrovía
c/ Buenos Aires, 18
50196 La Muela, Zaragoza
España

Teléfono: (+34) 976 14 18 00
Fax: (+34) 976 14 18 10
comercial@telnet-ri.es

Oficina Comercial en Madrid
Avda. Menéndez Pelayo, 85 - 1° A
28007 Madrid
España

Teléfono: (+34) 91 434 39 92
Fax: (+34) 91 434 40 84

Oficina Comercial en Lisboa
Avenida da Liberdade, 110
1269- 046 Lisboa
Portugal

© TELNET Redes Inteligentes S.A
www.telnet-ri.es V2R1

4.5. Resum

Per a aconseguir enllaços de fibra òptica de gran longitud, és necessari amplificar els senyals al llarg de l'enllaç. Per a això són indispensables els amplificadors òptics, estudiats en l'apartat 4. Es tracta de dispositius que, a partir d'un senyal òptic d'entrada, l'amplifiquen d'una manera totalment òptica, sense haver de passar el domini elèctric.

Els amplificadors òptics només permeten fer una amplificació 1R, és a dir, una regeneració de la potència del senyal. Per a aconseguir regeneracions 2R o 3R és necessari fer la conversió O-E-O. Els amplificadors, a més d'amplificar el senyal, introdueixen soroll. Així, els paràmetres que caracteritzen un amplificador són el guany i el factor de soroll.

Hi ha dos tipus d'amplificadors òptics: els amplificadors de semiconductors i els amplificadors de fibra dopada.

$$\text{Amplificador} \begin{cases} \text{Amplificador de semiconductor} \\ \text{Amplificador de fibra dopada} \end{cases}$$

Els amplificadors de semiconductor presenten alguns problemes, per exemple l'arrissament del guany (*ripple*). Al contrari, els amplificadors de fibra dopada no presenten aquest problema. Aquests darrers han permès que les comunicacions òptiques assoleixin grans capacitats, especialment en el sistema WDM, però no va ser fins a la dècada dels noranta quan es van poder emprar en enllaços òptics per motius tecnològics.

5. Introducció a les xarxes òptiques

En els apartats anteriors hem descrit i analitzat els elements bàsics que fan possible les comunicacions òptiques. Per a això, hem estudiat tant els fenòmens que permeten la transmissió i el guiatge de la potència òptica a través del medi (la fibra òptica), com els principis que regeixen la conversió de senyals elèctrics a senyals òptics, i viceversa. En aquest apartat s'introdueixen les xarxes que es fonamenten en els principis de les comunicacions òptiques. Malgrat que l'objectiu de l'assignatura no és l'estudi detallat de les xarxes que es presenten a continuació, és important tenir una visió general de la importància que tenen en els sistemes de telecomunicacions actuals. En assignatures posteriors s'aprofundirà en cadascuna de les xarxes descrites al llarg d'aquest apartat.

L'arquitectura de xarxa tradicional es basa en una capa de xarxa client, com per exemple la xarxa de nivell 3 de la pila de protocols OSI per sobre de la xarxa de transport. De fet, mentre que la infraestructura actual de telecomunicació es basa en una arquitectura multicapa composta pel protocol d'Internet (IP), que ha resultat el clar guanyador entre els protocols de la capa 3, la xarxa de transport es compon del següent:

OSI* és la sigla d'*open system interconnection.

- Una capa basada en la tecnologia de mode de transferència asíncron (ATM), malgrat que la capa ATM va desapareixent.
- Una capa basada en la tecnologia de la jerarquia digital síncrona (SDH).
- Una capa que utilitza la tecnologia de multiplexació de longituds d'ona (*wavelength division multiplexing*, WDM).

Vegeu també

Les tecnologies WDM s'estudien en el subapartat 5.2.1.

D'altra banda, un criteri de classificació de les xarxes de comunicació es basa en la seva escala, és a dir, es basa en l'extensió geogràfica de l'àrea que cobreix aproximadament la xarxa. La xarxa de telecomunicacions cobreix íntegrament una zona àmplia, potencialment tot el món, i per tant, per a assegurar la comunicació entre usuaris, la xarxa s'organitza en subxarxes de mides diferents i amb funcionalitats diferents. En aquest sentit, es poden identificar tres tipus de xarxes:

1) Les xarxes d'accés*, que inclouen xarxes d'àrea local**, que connecten, per exemple, usuaris dins d'una empresa o d'una universitat.

2) Les xarxes d'àrea metropolitana***.

3) Les xarxes d'àrea estesa**** o xarxes de transport troncals.

*** En anglès, *access area network*.**
**** En anglès, *local area network* (LAN).**

***** En anglès, *metropolitan area network* (MAN).**

****** En anglès, *wide area network* (WAN).**

En general, una xarxa d'àrea metropolitana cobreix una ciutat sencera, mentre que les xarxes d'accés multiplexen diferents senyals dels usuaris finals en senyals de velocitats més altes. Les xarxes de transport tenen la tasca de transmetre dades a taxes de bit elevades, que són producte de l'agregació de diversos fluxos de dades de velocitat inferior. De fet, les xarxes de transport reben senyals de múltiples xarxes subjacents i les transporten fins als nodes de destinació.

Avui dia, s'utilitza la tecnologia denominada *jerarquia digital síncrona** per a dur a terme les funcions de transport, commutació, monitoratge i protecció (entre d'altres) en xarxes de transport basades en fibres òptiques configurades en topologies en anell. En aquest context de xarxa, els enllaços de transmissió entre els nodes es basen en tecnologies òptiques.

*** En anglès, *synchronous digital hierarchy* (SDH).**

Per exemple, per a augmentar la capacitat de les fibres òptiques, s'utilitza la tecnologia de multiplexació de longituds d'ona WDM, descrita en un subapartat posterior.

D'altra banda, l'evolució de la taxa de bits dins de les xarxes troncals inclou la migració des de 10 Gb/s fins a taxes superiors de fins a 40 Gb/s (ara mateix s'estan investigant tècniques de transmissió que permetin fins a 100 Gb/s i fins i tot taxes de bit superiors, fins a 1 Tb/s); això és possible gràcies a l'amplada de banda elevada (entorn de 4 THz) de les fibres òptiques. En les xarxes metropolitanes l'evolució consisteix a passar de 625 Mb/s a 2,5 Gb/s, mentre que en les xarxes d'accés, l'evolució es dóna envers la implantació de xarxes òptiques passives*.

*** En anglès, *passive optical networks* (PON).**

En els subapartats següents s'introdueixen els conceptes bàsics de les tecnologies que s'utilitzen (i que s'utilitzaran en el futur proper) per a les xarxes de transport basades en fibres òptiques.

En qualsevol cas, l'estructura de la xarxa de transport està estandarditzada per la ITU-T.

Enllaç d'interès

Podeu visitar la pàgina web de la International Telecommunications Union - Telecommunication Standardization Sector (ITU-T): http://www.itu.int/ITU-T

5.1. Xarxes SONET/SDH

La jerarquia digital síncrona (SDH) és una tecnologia estàndard per a la transmissió o transport de dades síncrones a través de xarxes de fibra òptica, i es va desenvolupar amb l'objectiu que els operadors de xarxa poguessin desplegar xarxes flexibles i robustes. SDH ha estat definida per l'European Telecommunications Standards Institute (ETSI) i s'utilitza a gairebé tot el món excepte al Japó i l'Amèrica del Nord. SDH representa l'equivalent internacional de la tecnologia de les xarxes òptiques síncrones (SONET), definida per l'American National Standards Institution (ANSI), que s'utilitza bàsicament a l'Amèrica del Nord. No obstant això, els conceptes i les arquitectures d'SDH i SONET són pràcticament els mateixos, encara que hi ha certes diferències en la terminologia i en les velocitats de transmissió definides per a cada jerarquia.

Totes dues tecnologies proporcionen interconnexions més ràpides i menys costoses que els equips tradicionals de la jerarquia digital plesiòcrona*. De fet, SDH, i també el seu equivalent americà SONET, ha revolucionat el rendiment i el cost de les xarxes de comunicacions per fibra òptica.

*** En anglès, *plesiochronous digital hierarchy* (PDH).**

L'objectiu principal de la tecnologia SDH consisteix en l'agregació de fluxos amb taxes de bits diferents per a la transmissió a llargues distàncies. A diferència de la tecnologia PDH, SDH preveu més flexibilitat de la trama de dades que es transmet. A més, SDH resol l'inconvenient principal del seu predecessor PDH, ja que és possible l'extracció d'un flux de trànsit sense haver de desmultiplexar tota la seqüència de les dades.

La capa SDH proporciona connexions simètriques d'alta capacitat entre dos punts d'accés o d'agregació de la xarxa. Aquestes connexions les pot configurar l'operador de xarxa mitjançant un sistema de gestió centralitzat (que actua, per exemple, seguint el model TMN de la ITU-T).

***TMN* és la sigla de *telecommunication management network*.**

Per a la transmissió de les dades, la tecnologia SDH utilitza trames periòdiques organitzades en octets (*bytes*) que es denominen *STM – N* amb període de 125 μs. Un octet representa la unitat de multiplexació de dades.

El senyal fonamental per a les xarxes SDH és el mòdul de transport STM-1, el qual opera a una taxa de transmissió aproximada de 155 Mb/s. Per a SONET, el senyal fonamental és el mòdul de transport STS-1, que opera a una taxa de transmissió aproximada de 51 Mb/s. Aquests dos senyals s'utilitzen per a enviar trames contigües (trames STM-1/STS-1) que consten d'una capçalera (*overhead*) i d'un espai de càrrega. La informació que es transporta en les capçaleres és per a dur a terme funcionalitats de supervisió i monitoratge de qualitat de la transmissió i també funcionalitats d'operació i manteniment.

Octet

Un octet equival a un canal de 64 kb/s:

$$\frac{8 \text{ bits}}{125\ \mu\text{s}} = 64 \text{ kb/s.}$$

Per a obtenir els senyals d'ordre superior (STM-N/STS-N) que proporcionen velocitats de transmissió superiors, és necessari multiplexar (octet per octet) *N* senyals digitals STM-1/STS-1. En la taula 3 es poden observar els tipus de senyals definits per a les jerarquies SDH/SONET i les velocitats de transmissió respectives, i també l'equivalència entre els tipus SDH i SONET.

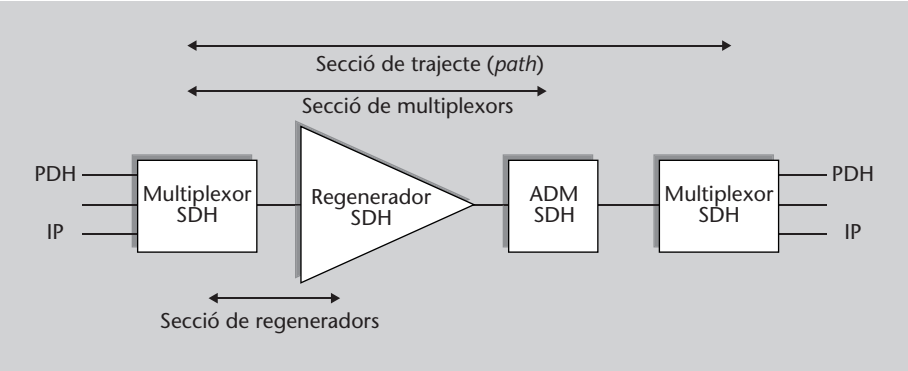
Taula 3. Velocitats d'SDH i els equivalents en SONET

SDH	SONET	Velocitat
STM-0	STS-1	51,84 Mb/s
STM-1	STS-3	155,52 Mb/s
STM-4	STS-12	622,08 Mb/s
STM-16	STS-48	2.488,32 Mb/s
STM-64	STS-192	9.953,28 Mb/s
STM-256	STS-768	39.812,12 Mb/s

L'arquitectura SDH/SONET identifica tres capes diferents (figura 71), i cadascuna correspon a un nivell de comunicació entre equips. Les capes són, amb la terminologia SDH i començant per la més baixa, les següents:

- La capa de la secció regeneradora.
- La capa de la secció de multiplexació.
- La capa de la secció de trajecte.

Figura 71. Model de capes en xarxes SDH



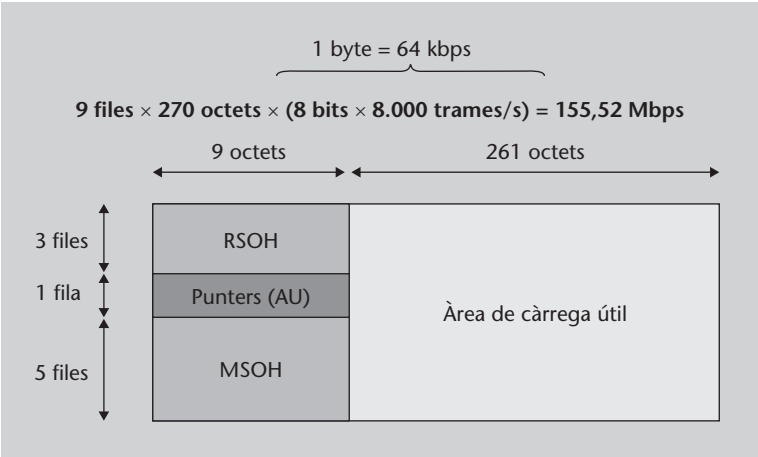
Cadascuna d'aquestes capes té la seva capçalera pròpia en la trama STM-1/STS-1, és a dir la capçalera es pot subdividir en tres parts: la part de la capçalera de la secció de regeneració*, la part de la capçalera de la secció de multiplexació** i el punter***, la funcionalitat del qual s'explicarà posteriorment. El format de la trama STM-1 es pot observar en la figura 72.

*** En anglès, *regeneration section overhead* (RSOH).**

**** En anglès, *multiplex section overhead* (MSOH).**

***** En anglès, *administrative unit* (AU).**

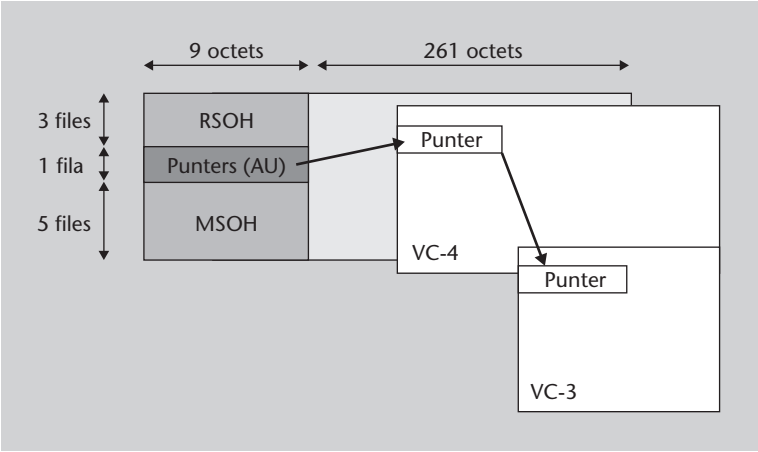
Figura 72. Format de la trama STM-1



Per a solucionar problemes de sincronització, la informació dels usuaris no es transporta directament a l'espai per a la càrrega, sinó que s'utilitza una altra trama interna, que pot surar en l'espai de càrrega de dues trames consecutives STM-1/STS-1. És a dir, la localització de la posició inicial d'aquesta trama inter-

na dins de l'àrea de càrrega d'una trama STM-1/STS-1 pot no ser fixa i s'indica mitjançant l'ús del punter AU (*administrative unit*) (vegeu la figura 73).

Figura 73. Mapatge dels contenidors virtuals



Aquesta trama interna s'anomena *contenidor virtual* d'alt ordre* (HOVC VC-3 i VC-4) i es compon al seu torn de capçalera (capçalera de trajecte**), i d'un espai de càrrega denominat *contenidor* (C-x). Cal destacar que quan es processa el punter AU per a referenciar els HOVC dins de l'espai de càrrega d'una trama STM-1, aquest rep el nom d'*unitat administrativa* (AU-x).

*** En anglès, *virtual container* (VC).**

**** En anglès, *path overhead* (POH).**

La taula 4 mostra la velocitat que es pot obtenir amb cada tipus de contenidor virtual, tant la velocitat total (inclou capçaleres i informació útil) com la velocitat neta (només informació útil d'usuaris).

Taula 4. Velocitats associades als contenidors virtuals (VC)

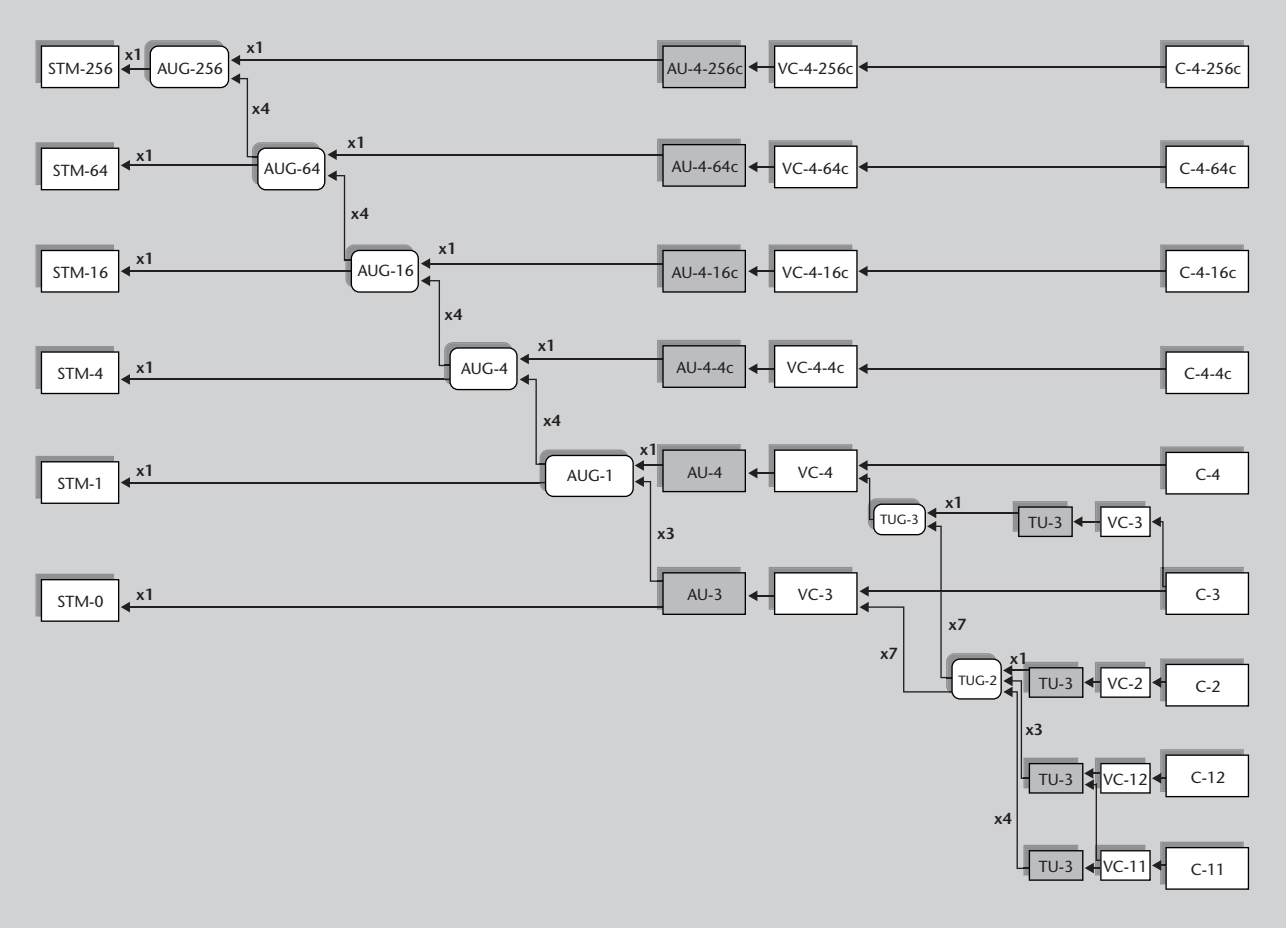
Tipus de VC	Amplada de banda (VC = POH + càrrega)	Amplada de banda (càrrega)
VC-11	1.664 kb/s	1.600 kb/s
VC-12	2.240 kb/s	2.176 kb/s
VC-2	6.848 kb/s	6.784 kb/s
VC-3	48.960 kb/s	48.384 kb/s
VC-4	150.336 kb/s	149.760 kb/s

La construcció de l'àrea de càrrega dels HOVC d'SDH es pot compondre de contenidors virtuals de baix ordre (SDH LOVC VC-1/12/2, SONET VT-1.5/2/6), que igual que els d'alt ordre es formen mitjançant un C-x i un POH. Aquests contenidors virtuals formaran unitats tributàries*, que consisteixen en contenidors virtuals més el punter, en què el punter indica la posició del contenidor virtual dins de la unitat tributària. Al seu torn, les unitats tributàries són multiplexades en grups d'unitats tributàries** i finalment aquests són multiplexats en l'espai de càrrega dels HOVC, tal com es pot observar en l'estructura de multiplexació SDH representada en la figura 74.

*** En anglès, *tributary unit* (TU).**

**** En anglès, *tributary unit group* (TUG).**

Figura 74. Estructura de multiplexació a les xarxes SDH



Seguint les regles de multiplexació representades en la figura 74, un senyal STM-1 pot ser constituït de diferents maneres. Per exemple, els VC-4 que formaran la càrrega útil de la trama STM-1 poden contenir un senyal de la jerarquia plesiòcrona (PDH) de 140 Mbps, tres senyals PDH de 34 Mbps, seixantatres senyals PDH de 2 Mbps o combinacions d'aquests, sempre que la capacitat total de la trama STM-1 no sigui excedida. Quan són necessàries taxes de transmissió més grans que STM-1, com s'ha explicat anteriorment, s'obtenen usant un simple esquema de multiplexació octet per octet, i es poden assolir les diferents velocitats de transmissió. Les regles SDH de l'estructura de multiplexació asseguren que la posició exacta d'un contenidor virtual contingut en l'àrea de càrrega útil pot ser identificada per cada node. Això té l'avantatge que cada node pot accedir directament a un contenidor virtual de la càrrega útil sense necessitat de desmuntar i tornar a construir l'estructura de càrrega, i així s'evita el problema principal de la jerarquia plesiòcrona PDH.

El conjunt de VC estàndards (HOVC, LOVC) es va definir inicialment per a acomodar en el seu espai de càrrega els diferents tipus de senyals PDH estàndard (per exemple, E1, E3), encara que, posteriorment, això va representar una limitació; aquesta rigidesa no va permetre acomodar eficientment senyals amb una amplada de banda diferent dels valors predefinits (per exemple, 100 Mbps). Es van definir llavors la concatenació contínua i la concatenació virtu-

al per a solucionar aquest problema, i van aportar més flexibilitat a les xarxes SDH/SONET. Totes dues proporcionen una amplada de banda de x vegades un $C-i$. La diferència és que la primera manté l'amplada de banda contínua a través de tota la xarxa, és a dir, els VC que formen el grup de concatenació contínua es tracten com si fossin un únic VC a través de la xarxa, mentre que en canvi la concatenació virtual divideix l'amplada de banda per a transportar-la en diferents VC, que són transportats independentment a través de la xarxa i són recombinats en l'equip de terminació de la secció de trajecte. Aquestes dues tècniques s'expliquen i es comparen en el subapartat següent.

5.1.1. Tècniques de concatenació

Les tècniques de concatenació han estat definides amb la finalitat de transportar fluxos d'informació útil amb una amplada de banda que no es podia acomodar eficientment en l'espai de càrrega dels VC estàndard. De fet, com que els contenidors SDH tenen una mida fixa, pot ser que un alt percentatge d'amplada de banda no s'utilitzi en funció del volum del trànsit que s'ha transportar; per exemple, en el cas d'haver de transportar un flux de 100 Mb/s amb un contenidor STM-1, només s'utilitzen dos terços de l'amplada de banda disponible. A causa d'aquests problemes, s'han introduït recentment noves tècniques per a aconseguir un transport de dades en xarxes SDH amb més flexibilitat. La concatenació és una tècnica que permet combinar l'amplada de banda de X C-i (C-11/12/2/3/4) per a crear un contenidor contigu amb una amplada de banda de X vegades l'amplada de banda del contenidor C-i; aquest contenidor contigu es denomina amb la notació C-i-Xc. A continuació es descriuen les dues tècniques de concatenació:

- **Concatenació contigua**. Aquesta tècnica es basa a crear un contenidor contigu (C-i-Xc) que no es pot dividir en contenidors estàndard per a transmetre'l. Per això, tots els nodes de la xarxa han de suportar la funcionalitat de concatenació contigua.

- **Concatenació virtual (VCAT)**. Aquesta tècnica divideix el contenidor contigu per a transportar-lo en X VC-i diferents a través de la xarxa; en el node de destinació es recombinen els X VC-i per a formar el contenidor contigu original. La funcionalitat de VCAT només l'han de suportar els nodes de terminació de la secció de trajecte. La concatenació virtual s'associa cada vegada més a protocols de mapatge*, com per exemple el *generic frame procedure* (GFP, G.7041), que permet mapar connexions de qualsevol amplada de banda en contenidors concatenats virtualment entre si. També s'associa la concatenació virtual amb el protocol d'ajust de la capacitat d'enllaç**, que permet la variació dinàmica de l'amplada de banda dedicada a un client determinat per mitjà de la concatenació virtual, i permet d'aquesta manera augmentar o reduir l'amplada de banda de les connexions en temps molt curts (entorn de pocs segons).

* En anglès, *mapping*.

** En anglès, *link capacity adjustement scheme* (LCAS).

5.1.2. Ajust de la capacitat d'enllaç

Una característica que pot ser molt avantatjosa per a la transmissió de dades és la capacitat de canviar dinàmicament, durant la connexió, l'amplada de banda reservada. La tècnica d'ajust de la capacitat d'enllaç (LCAS) permet implementar aquesta funcionalitat per mitjà de missatges intercanviats entre els nodes terminals de la connexió. Aquesta tècnica l'ha definida la ITU-T (G.7042) per complementar la tècnica de la concatenació virtual*.

*** En anglès, *virtual concatenation* (VCAT).**

L'LCAS permet modificar dinàmicament i sense interrupció de servei el nombre de membres d'un VCG (*virtual concatenation group*), és a dir, permet afegir o treure membres a un VCG o d'un VCG en ús. A més, permet treure temporalment els membres d'un VCG que estiguin indisponibles, per exemple, a causa de la caiguda d'un node de xarxa. Quan el node de xarxa es recupera, l'LCAS reafegeix automàticament el membre o membres que havien estat trets del VCG temporalment. L'LCAS assumeix que les connexions dels membres d'un VCG són establertes, modificades i alliberades per l'entitat que s'encarrega de la gestió.

5.2. Xarxes de transport òptiques

En les xarxes òptiques basades en SDH, la tecnologia òptica s'utilitza només com a tècnica de transmissió i per a augmentar la capacitat entre nodes; en aquest sentit, s'han introduït tècniques de multiplexació directament en el domini òptic, com per exemple la multiplexació per divisió de longitud d'ona*. D'altra banda, la introducció d'amplificadors òptics (EDFA i SOA) permet l'amplificació del senyal òptic (regeneració 1R), que al seu torn fa possible l'augment de les distàncies que es poden cobrir amb les xarxes òptiques; no obstant això, la commutació i el processament de senyals es fa per mitjà de dispositius electrònics, és a dir, els *digital cross-connects* (DXC) i *add and drop multiplexers* (ADM). Aquests dispositius commuten els senyals digitals a nivell STM-1, STM-4 i STM-16; per tant, en cada node es requereix conversió opto-electroòptica (O-E-O). No obstant això, en augmentar la capacitat per canal òptic (per a fer front als costos elevats de cablatge de fibra òptica), la infraestructura actual basada en nodes SDH presenta problemes d'escalabilitat.

*** En anglès, *wavelenght division multiplexing* (WDM).**

Vegeu també

Els amplificadors òptics EDFA i SOA s'estudien en l'apartat 4 d'aquest mòdul.

Les tecnologies òptiques en les xarxes de telecomunicacions estan progressant ràpidament per a satisfer la gran demanda de trànsit que s'està experimentant en els últims anys. A més, un gran nombre de dispositius i sistemes òptics que duen a terme diferents funcions de xarxa (actualment dutes a terme pels equips basats en la tecnologia SDH) han assolit un grau de maduresa que en permet l'aplicació en les xarxes de transport. Per tant, la introducció de les tecnologies òptiques en les xarxes de telecomunicacions no solament afecta la transmissió (com ja s'aplica en xarxes basades en SDH), sinó també les funcionalitats de commutació, monitoratge i encaminament. De fet, els esforços de recerca i estandardització s'estan dirigint a reduir l'ús de l'electrònica

en les xarxes òptiques, bàsicament per a fer front a la complexitat i les limitacions de la conversió O-E-O necessària en les xarxes SDH. En aquest tipus de xarxes òptiques, els senyals es transmeten a través de la xarxa de manera òptica, sense convertir-los a senyals elèctrics, fins a arribar a la seva destinació. Aquesta innovació fonamental és possible gràcies al desenvolupament de nous sistemes de transmissió òptica de llarga distància i a la introducció de nodes amb capacitats de commutació òptica de baix cost. Aquest nou tipus de xarxes transparents, dissenyades per a transportar qualsevol senyal òptic entre cada parell de nodes, permet més rendiment i menys costos al mateix temps.

Els sistemes de comunicació en fibra òptica, amb la capacitat de transmetre dades d'alta velocitat a llarga distància de manera transparent, poden millorar notablement el rendiment de les xarxes de telecomunicacions del futur. Les tecnologies òptiques són el factor clau en l'actualització de les xarxes existents per a aconseguir xarxes amb més capacitat i de rendiment elevat. Cal assenyalar, a més, que les xarxes transparents permeten una reducció de costos (en reduir el nombre de ports O-E-O en els nodes) i també proporcionen més flexibilitat i escalabilitat. En les xarxes òptiques de futura generació el repte és estendre la transparència a l'últim tram, anomenat l'*última milla*, per a satisfer la demanda d'amplada de banda cada vegada més gran dels usuaris finals. De fet, en els últims anys, l'ús de la fibra ha incrementat l'amplada de banda disponible en connexions de llarga distància (WAN), i també en xarxes LAN especialment per la penetració de la tecnologia Ethernet, el desenvolupament de la qual ha permès un nivell molt alt de fiabilitat i velocitat. Així, actualment el problema de les xarxes òptiques es troba en el segment de la xarxa sobre el qual resulta més car i més difícil actuar: la xarxa d'accés.

Xarxes transparents i xarxes opaques

S'entén per *xarxa transparent* aquella en la qual el senyal roman òptic durant la transmissió d'extrem a extrem. En canvi, es denomina *xarxa opaca* aquella xarxa que, al llarg de la transmissió, té elements que duen a terme la conversió optoelèctrica i al revés.

5.2.1. Tecnologies WDM

Tenint en compte les elevades taxes de bit que es requereixen avui dia, la introducció de la tecnologia *wavelenght division multiplexing* (WDM) en la transmissió òptica és fonamental, ja que permet augmentar la capacitat de transmissió.

Bàsicament, WDM és la tecnologia que permet multiplexar diferents portadores òptiques (generades per diferents transmissors òptics) en una sola fibra òptica mitjançant l'ús de diferents longituds d'ona per a diferents senyals. Això permet una multiplicació de la capacitat de les fibres.

La tecnologia *coarse WDM* (CWDM) permet multiplexar fins a 16 longituds d'ona en una única fibra segons la recomanació de la ITU-T (G.694.2), amb un espai entre canals de 2.500 GHz, en el rang de longituds d'ona entre 1.310 nm

i 1.610 nm. Els sistemes òptics que usen tecnologia CWDM resulten relativament barats. Això es deu al fet que la tolerància de longitud d'ona per als transmissors és bastant gran, entorn de 3 nm, per la qual cosa es poden utilitzar làsers no estabilitzats pel que fa a la temperatura (làsers de menys qualitat i, per tant, més barats). La taxa de bit per canal se situa, en general, entre 1 i 3,125 Gb/s.

Els sistemes basats en aquesta tecnologia troben aplicació bàsicament en el marc de les xarxes d'àrea metropolitana, a causa del seu abast curt. D'altra banda, la tecnologia *dense WDM* (DWDM) permet multiplexar fins a 64 longituds d'ona en una única fibra d'acord amb la norma de la ITU-T (G.694.1), que especifica un espai entre canals de 100 GHz o 200 GHz, disposats en diverses bandes de transmissió en el rang de 1.500-1.600 nm. A més, recentment han aparegut en el mercat sistemes DWDM amb separació entre canals de 50 GHz i, per tant, el nombre de canals òptics que es poden multiplexar augmenta notablement. Amb la tecnologia DWDM, la separació entre canals és més estreta que amb la tecnologia CWDM, amb la conseqüència que els equips de multiplexació són més complexos i costosos que els equips CWDM. A més, els transmissors òptics requereixen estabilització en temperatura per a evitar canvis de la longitud d'ona nominal deguts a variacions de temperatura. Amb aquesta tecnologia, les taxes de bit per canal òptic varien entre 10 Gb/s i 40 Gb/s, per la qual cosa l'aplicació de la tecnologia DWDM és bàsicament per a xarxes de llarga distància (xarxes troncals).

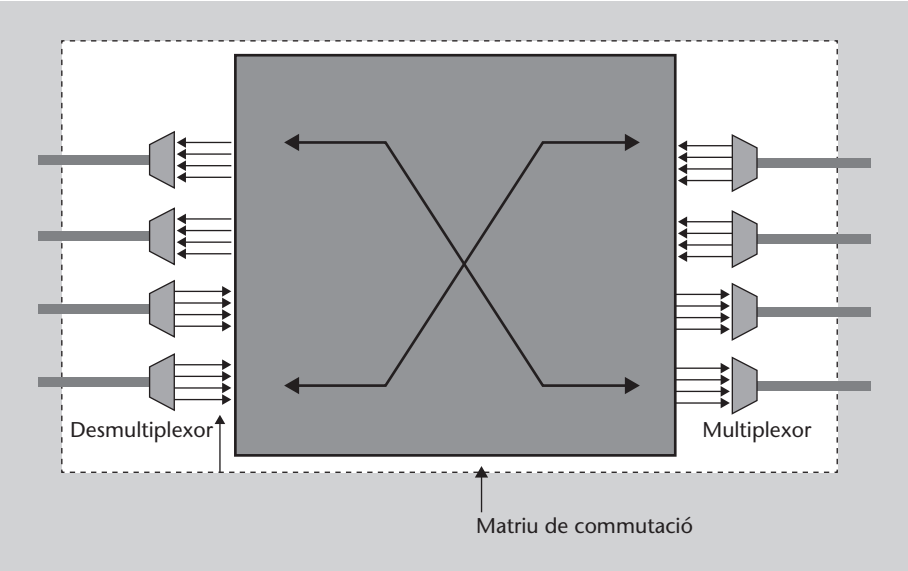
5.2.2. Xarxes òptiques transparents

En aquest subapartat s'introdueixen les xarxes de transport òptiques en les quals les funcionalitats d'inserció/extracció (*add and drop*) i commutació (*switching*) es fan directament en el domini òptic, i s'evita d'aquesta manera la necessitat de fer conversions O-E-O en els nodes intermedis. Bàsicament, aquestes xarxes es basen a eliminar la capa SDH (i dels elements de xarxa corresponents) i delegar a la capa òptica les funcionalitats típiques de la capa SDH. En primer lloc, s'introdueixen algunes definicions bàsiques.

Un *lightpath* (camí òptic) és un canal unidireccional d'amplada de banda fixa i terminacions electròniques a cada extrem. Si no hi ha convertidors de longitud d'ona, a cada camí òptic se li assigna una sola longitud d'ona. D'altra banda, els dispositius *optical cross-connect* (OXC) són elements de xarxa que duen a terme la commutació dels camins òptics. És a dir, els OXC permeten fer la commutació dels canals òptics entre *n* ports d'entrada i *n* ports de sortida (vegeu la figura 75). Els OXC poden ser opacs o transparents. En el primer cas, es fa una conversió electroòptica. Els OXC transparents presenten interfícies totalment òptiques. Aquests últims tenen l'avantatge de ser més flexibles en termes de taxa de bit, format de modulació i protocols de comunicació, encara que no permeten regeneració (3R). Les xarxes de transport òptiques poden incloure diverses desenes de nodes connectats per fibres òptiques. Com s'ha

comentat, els elements en els nodes duen a terme moltes funcions, com per exemple, la commutació de senyals entre les diferents direccions i el monitoratge dels senyals transmesos per a detectar possibles degradacions degudes a la transmissió.

Figura 75. *Optical cross-connect* (OXC)



Per a dur a terme aquestes funcionalitats, s'han estandarditzat les interfícies G.709 (jerarquia de transport òptic) en el marc del paradigma de les xarxes OTN (*optical transport network*), i el seu objectiu és proporcionar serveis de transport transparents. Tal com es defineix en la Recomanació G.872 de la ITU-T, l'estructura d'una xarxa OTN té tres capes:

1) Capa de canal òptic*

2) Capa de secció de multiplexació**

3) Capa de la secció de transmissió***

* En anglès, *optical channel layer* (OCh).

** En anglès, *optical multiplex section* (OMS).

*** En anglès, *optical transmission section* (OTS).

En la Recomanació G.709 de la ITU-T s'especifica una subdivisió de la capa OCh en tres subcapes:

- Unitat de càrrega de canal òptic*, que és l'estructura d'informació utilitzada per a adaptar els senyals clients per a transportar-los en un canal òptic. Conté el senyal client i també la capçalera necessària per a l'adaptació a la capa d'unitat de dades òptica.

* En anglès, *optical payload unit* (OPU).

- Unitat de dades òptica**, que permet, entre altres funcions, el monitoratge de la qualitat de la informació transportada pel canal òptic. L'ODU es transporta de manera transparent a través de l'OTN independentment del nombre de dominis administratius que haurà de travessar per a arribar a la seva destinació.

** En anglès, *optical data unit* (ODU).

- Unitat de transport del canal òptic*, que proporciona el servei de supervisió d'un canal òptic entre dues seccions de regeneració 3R.

* En anglès, *optical transport unit* (OTU).

Finalment, les xarxes òptiques transparents requereixen el desenvolupament de sistemes d'informació que s'utilitzen per a controlar totes les funcions dels elements de xarxa; per exemple, es necessitarà un sistema de comunicació per a traduir les peticions d'alt nivell dels operadors de xarxa (per exemple, l'activació d'un nou camí òptic entre dos nodes/ciutats) en ordres detallades cap als elements de la xarxa. Aquest sistema també serveix per a detectar possibles canvis en l'estat de la xarxa, a causa de la introducció de nodes nous o d'errors que tenen lloc tant en les fibres com en els equips.

Les xarxes òptiques del futur seran dissenyades per a un ús més eficient dels recursos de la xarxa, per a optimitzar la distribució i la protecció del trànsit i per a aprovisionar de manera dinàmica canals òptics, per a obrir el camí a nous serveis d'amplada de banda sota demanda, fet que permetrà la reducció dels costos d'operació de xarxa i també la definició de nous models de negoci per a les operadores de xarxa. Aquest nou paradigma de xarxa que permet l'aprovisionament dinàmic de canals òptics ha estat estandarditzat per la ITU-T com a xarxes ASON, que s'introdueixen en el subapartat següent.

5.2.3. Xarxes òptiques ASON

Com s'ha esmentat anteriorment, l'aprovisionament de canals òptics en xarxes òptiques transparents es fa mitjançant un sistema de gestió centralitzat*. No obstant això, l'aprovisionament per mitjà de l'NMS implica grans limitacions en termes d'assignació/aprovisionament ràpid de connexions òptiques d'elevada capacitat. Arran d'aquestes limitacions, va sorgir la idea de dotar les xarxes òptiques de la capacitat de gestionar dinàmicament els recursos de xarxa mitjançant l'ús de protocols de senyalització i encaminament. D'aquesta manera ha aparegut el concepte de *xarxes òptiques de commutació automàtica***, caracteritzades per una arquitectura de xarxa molt més distribuïda i flexible. Aquesta flexibilitat és proporcionada per un pla de control***. El pla de control és l'encarregat de facilitar la configuració ràpida i eficient de les connexions mitjançant l'ús dels protocols de senyalització i encaminament.

* En anglès, *network management system* (NMS).

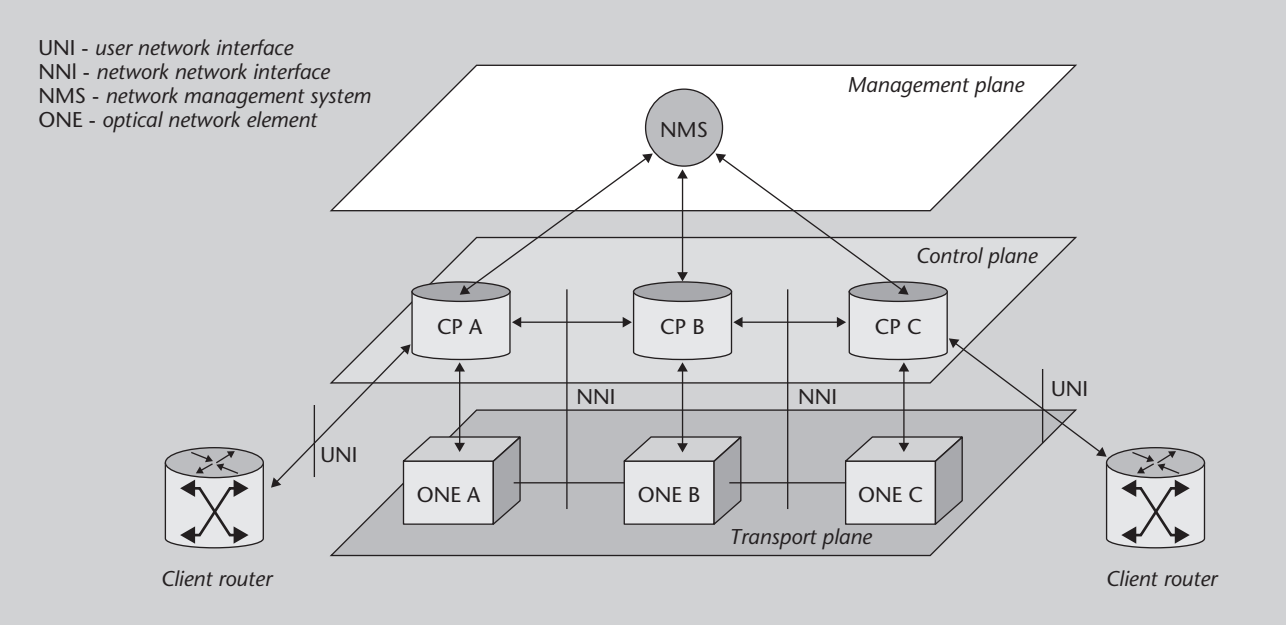
** En anglès, *automatically switched optical network* (ASON).

*** En anglès, *control plane* (CP).

L'estandardització de les xarxes ASON és reconeguda com la solució de xarxa que compleix el requisit d'aprovisionament ràpid i flexible d'amplada de banda d'extrem a extrem.

Una xarxa ASON inclou un pla de transport, un pla de control i un pla de gestió, com es mostra en la figura 76.

Figura 76. Arquitectura ASON



El pla de transport proporciona transferència de fluxos d'informació bidireccional o unidireccional entre els usuaris, mentre que el pla de gestió és el responsable de la gestió d'errades, rendiment i configuració. Les xarxes ASON ofereixen connexions permanents, és a dir, establertes per mitjà d'un sistema de gestió centralitzat (l'NMS) i dos serveis nous de transport més: les connexions *soft permanent* (SPC) i les connexions òptiques commutades*. L'establiment de connexions SPC és sol·licitat pel pla de gestió, mentre que l'establiment el duen a terme els protocols de senyalització i encaminament a través de la interfície de xarxa**. Les connexions commutades (SC) són sol·licitades directament pels clients a través de la interfície *user network interface* (UNI), i l'establiment es du a terme mitjançant els protocols de senyalització i encaminament. Els plans de control i de transport d'un node s'intercanvien informació de control a través d'una interfície interna que permet configurar els recursos de transport del node, com per exemple, establir les connexions respectives entre els ports d'entrada i de sortida d'un node òptic.

*** En anglès, *switched connection* (SC).**

**** En anglès, *network-to-network interface* (NNI).**

Per a aconseguir l'establiment automàtic de les connexions, és necessari implementar un pla de control***. Bàsicament, el pla de control està format per un conjunt de protocols de senyalització i encaminament necessaris per a la creació o l'alliberament de connexions òptiques d'acord amb les peticions dels usuaris finals o en cas d'error en la xarxa. El pla de control s'encarrega del següent:

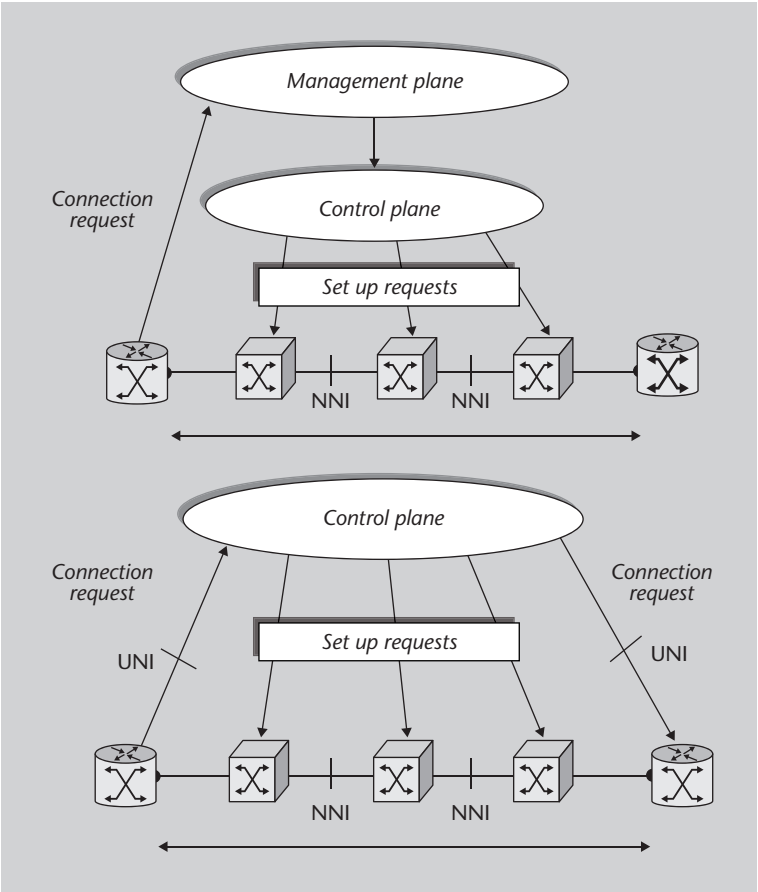
***** En anglès, *control plane* (CP).**

- Configurar ràpidament i eficientment les connexions en el pla de transport.

- Reconfigurar les connexions òptiques establertes prèviament.

- Dur a terme funcions de restauració directament en la capa òptica en cas d'errors.

Figura 77. Tipus de connexions en xarxes ASON



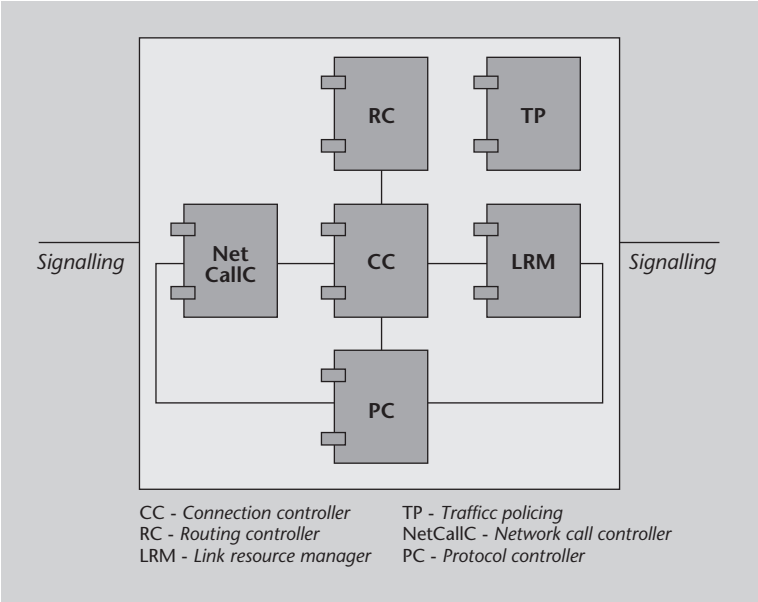
El pla de control definit per a les xarxes ASON està format per diferents components amb diverses funcionalitats. Les interaccions entre aquests components i la informació necessària per a una comunicació entre els components es fan per mitjà d'interfícies (per exemple, les UNI i NNI esmentades abans). Els components principals del pla de control per a ASON són:

- ***Connection controller*** (CC). És el responsable de la coordinació entre tots els components del pla de control amb la finalitat de gestionar i supervisar l'establiment de les connexions.

- ***Routing controller*** (RC). Aquest mòdul respon les peticions dels CC amb la informació de la ruta computada per a la connexió que s'ha d'establir.

- ***Link resource manager*** (LRM). Aquest mòdul és el responsable de la gestió de les connexions entre els ports dels elements del pla de transport. A més, proporciona informació sobre les característiques físiques dels nodes òptics al CC.

Figura 78. Components del pla de control per a xarxes ASON



Per a la comunicació entre els components del pla de control dels nodes de la xarxa, es requereix una xarxa de senyalització. Aquesta xarxa de senyalització s'anomena *data communication network* (DCN), i entre els seus requisits és important destacar la fiabilitat i la capacitat de transmissió. El primer requisit fa referència a la capacitat de recuperació de la xarxa enfront d'errors, i el segon limita el temps d'establiment de les connexions. El temps d'establiment està molt relacionat, per exemple, amb el temps de recuperació en cas d'errors, que s'ha de minimitzar per a evitar pèrdues de dades importants. La implementació d'un canal de control (és a dir, un canal unidireccional entre dos nodes adjacents de la xarxa de senyalització) es pot fer de les maneres següents:

- ***Out-of-fibre***: la DCN s'implementa amb una xarxa independent de la xarxa del pla de transport; per exemple, es pot utilitzar una xarxa Ethernet o una xarxa IP.

- ***In-fibre / Out-of-band***: la DCN s'implementa mitjançant l'ús d'un dels canals WDM, que es dedica a la senyalització.

Preguntes teòriques

1. Indiqueu les ineficiències de l'arquitectura actual de les xarxes de transport i comenteu alternatives possibles posant en evidència els avantatges de cadascuna.

2. Expliqueu què s'entén per *data communication network* (DCN) i per *connexió òptica commutada* (*switched connection*). Comenteu la manera d'establir les connexions commutades.

3. Definiu el concepte de *xarxes òptiques amb commutació automàtica* (ASON). Per què és necessari definir un pla de control per a una ASON? Què és el pla de control? Raoneu els avantatges i els desavantatges que es poden derivar de la implementació de les xarxes de transport òptiques amb commutació automàtica.

4. Indiqueu, en l'arquitectura OTN, quina és la capa que gestiona la transmissió entre dos amplificadors òptics, dos multiplexors/desmultiplexors òptics i dues targetes de clients, respectivament.

5. Descriviu les característiques bàsiques de les tecnologies CWDM i DWDM. Comenteu la tecnologia usada en els diferents trams de la xarxa i les raons d'aquesta elecció. Quines finestres de transmissió s'han d'utilitzar?

Exercicis

Fibra òptica

1. Considereu una fibra òptica de salt d'índex (SI) amb diàmetre del nucli $2a$ = 6 μm i obertura numèrica NA = 0,16. Calculeu la longitud d'ona mínima que assegura que la fibra sigui monomode. Si el diàmetre del nucli fos més gran, la longitud d'ona de tall seria més gran o més petita?

2. Considereu una fibra òptica de salt d'índex (SI) multimode. L'índex de refracció del revestiment és n_2 = 1,4 i la dispersió intermodal és 10 ns/km. Calculeu l'obertura numèrica de la fibra.

3. Calculeu quants canals DWDM, espaiats entre si 100 GHz, pot transmetre una fibra òptica en el rang entre 1,5 μm i 1,6 μm. Considereu que es transmet cada canal amb potència P_T = 1 mW i l'atenuació en fibra és 0,2 dB/km. Si la sensibilitat del receptor és P_R = 1 μW, quina és la distància màxima entre dos repetidors?

4. Considereu una fibra òptica de salt d'índex (SI) amb les característiques següents: diàmetre del nucli $2a$ = 3 μm, índex de refracció del nucli, n_1 = 1,47, diferència dels índexs de refracció δn = 2% i coeficient de dispersió cromàtica D = 16 ps/(km · nm). S'injecta llum procedent d'un LED amb longitud d'ona d'emissió λ = 1.550 nm i amplada espectral d'emissió $\Delta\lambda$ = 100 nm. Determineu la distància màxima a la qual es pot transmetre un senyal digital de 155 Mb/s. Si la diferència relativa dels índexs de refracció fos $\delta\lambda$ = 7%, quina seria la distància màxima?

Transmissors òptics

5. Considereu una font òptica de tipus LED que emet potència òptica en primera finestra (λ = 850 nm). Al LED s'injecta un corrent I = 10 μA. Les eficiències interna i externa del LED són η_{int} = 80% i η_{est} = 10%, respectivament. Al transmissor LED s'acobla una fibra òptica amb índex de refracció del nucli n_1 = 1,47 i índex de refracció del revestiment n_2 = 1,45. Determineu la potència òptica que s'aconsegueix injectar en la fibra.

6. Un transmissor LED d'eficiència quàntica η = 60% emet potència òptica en primera finestra (λ = 900 nm). La potència òptica emesa es modula amb un corrent sinoïdal de freqüència ν_0 = 80 MHz; el corrent d'injecció contínua és I_0 = 5 μA i la potència òptica de pic és P_{pic} = 7 μW. Determineu l'amplada de banda de modulació del LED.

7. Un díode làser té una dimensió longitudinal de la cavitat òptica L = 250 μm i índex de refracció n_{sc} = 3,75. En cas de suposar que el guany màxim en la cavitat s'obté per a la longitud d'ona λ_p = 1.500 nm i que l'interval de longituds d'ona per al qual el guany és més gran que les pèrdues totals és $\Delta\lambda$ = 30 nm, determineu les longituds d'ona màxima i mínima emeses pel làser.

8. Un transmissor òptic de tipus làser emet potència òptica en tercera finestra (λ_p = 1.510 nm), té una longitud de la cavitat L = 200 μm i índex de refracció n_{sc} = 2,5. La potència òptica emesa pel làser s'acobla amb una fibra òptica de longitud L_f = 75 km, amb longitud d'ona de tall λ_c = 1.310 nm i coeficient de dispersió intramodal D = 4 ps/(km nm). Aquest sistema s'ha dissenyat per a transmetre a una taxa de bit (B) de 155 Mbps utilitzant codificació NRZ. Deduïu el nombre màxim de modes d'oscil·lació del làser (N_m) per a permetre la taxa de bit que volem.

9. Una empresa disposa d'un enllaç intern en fibra òptica de longitud L = 1 km. El sistema treballa a la longitud d'ona λ = 1.300 nm. Els índexs de refracció del nucli i del revestiment són n_1 = 1,5 i n_2 = 1,48, respectivament, i el diàmetre del nucli és $2a$ = 100 μm.
a) Determineu el nombre de modes que es propaguen en la fibra (de tipus SI) i el valor màxim de la taxa de bit.
L'empresa decideix fer una actualització de la seva xarxa i incrementar la taxa de bit a 100 Mb/s.
b) A quina distància màxima es pot fer l'enllaç amb la xarxa existent?
Es decideix llavors utilitzar una fibra monomode i els índexs de refracció del nucli i del revestiment de la nova fibra són n_1 = 1,47 i n_2 = 1,468, el diàmetre del nucli és $2a$ = 13,5 μm, el coeficient d'atenuació α = 0,2 dB/km i el coeficient de dispersió cromàtica és D = 16 ps/(nm · km).
c) Quina és la longitud d'ona mínima perquè l'enllaç sigui monomode?
El dissenyador ha de canviar ara, perquè el sistema funcioni, el transmissor. La font òptica nova és un làser basat en semiconductors amb longitud d'ona d'emissió λ = 1.550 nm i amplada espectral d'emissió $\Delta\lambda$ = 0,8 nm. La potència d'emissió és P_{TX} = 0,5 mW i la sensibilitat del receptor és P_{RX} = –35 dBm. Avalueu si el sistema estarà limitat per la dispersió o per l'atenuació.

10. Un sistema de transmissió en fibra òptica entre Barcelona i Tarragona es compon d'una fibra de longitud L = 100 km i s'ha dissenyat per a transmetre a una velocitat de B = 1 Gb/s. S'utilitza una fibra òptica ja disponible amb D = 4 ps/(km nm) i α = 0,25 dB/km (atenuació que inclou les pèrdues degudes a les fusions). Per a avaluar el *loss budget* considereu a més que la pèrdua de *path penalty* deguda a la dispersió cromàtica es pot aproximar amb la fórmula següent:

$$\alpha_{path} = \left(3\frac{L}{L_{max}}\right) \text{ dB},$$

en què L és la longitud del tram de fibra i L_{max} és la distància màxima a la qual es pot arribar per la dispersió en el sistema. El sistema opera amb $BER = 10^{-12}$. Per a construir el sistema es poden considerar els components següents:
a) Transmissor òptic basat en un làser modulat externament amb potència emesa P_{tx} = 0 dBm i amplada espectral d'emissió $\Delta\lambda$ = 0,9 nm.
b) Transmissor òptic basat en un làser modulat externament i potència emesa P_{tx} = 6 dBm i amplada espectral d'emissió $\Delta\lambda$ = 0,9 nm.
Trieu el transmissor que cal usar tenint en compte que el receptor òptic té una sensibilitat de P_{rx} = –24,3 dBm.

Receptors òptics

11. En un fotodíode de tipus PIN incideix una potència òptica P_i = –28 dBm en segona finestra (λ = 1.300 nm). Si el fotodíode és ideal, determineu el corrent fotodetectat. Si l'eficiència quàntica es redueix a la meitat, què ocorre al corrent fotodetectat? Si se substitueix el fotodíode PIN per un fotodíode APD, quin hauria de ser el valor del coeficient de multiplicació per a aconseguir el mateix corrent fotodetectat que en el cas del PIN ideal?

12. Considereu un fotodíode de tipus PIN de silici (Si). Calculeu la responsivitat del fotodíode si incideix una potència òptica a la longitud d'ona λ = 850 nm i si l'eficiència quàntica és η = 0,7. Calculeu també la responsivitat si la potència incident és a la longitud d'ona λ = 1.300 nm.

13. La relació senyal-soroll SNR a la sortida d'un fotodíode PIN amb eficiència quàntica η = 0,65 és de 20 dB. En el cas de considerar menyspreable tant el soroll del corrent de foscor com el soroll tèrmic i un corrent fotodetectat de 100 nA, determineu el nombre mitjà de fotons rebuts durant un temps de bit.

14. Considereu un receptor òptic amb fotodíode de tipus APD treballant en segona finestra (1.300 nm) amb eficiència quàntica de η = 70% i factor de soroll en excés $F(M)$ = 2. En el cas de considerar una transmissió amb codificació NRZ a 2,5 Gbps i suposant menyspreable el soroll tèrmic i el corrent de foscor, calculeu el nombre de fotons/bit necessari per a aconseguir una probabilitat d'error de bit (BER) de 10^{-9}.

15. Un receptor òptic, amb fotodíode de tipus APD, opera en tercera finestra (1.550 nm), té una eficiència quàntica η = 0,8, un coeficient de multiplicació M = 10 i un factor de soroll en excés $F(M)$ = 4. El dispositiu detecta un senyal ideal segons un format *NRZ* a la velocitat de B_T = 10 Gb/s:
a) Suposant menyspreable el soroll tèrmic i el soroll del corrent de foscor, calculeu el corrent fotodetectat mitjà (I_{APD}) necessari per a obtenir una probabilitat d'error (BER) de 10^{-9}.
b) El receptor forma part d'un sistema de transmissió per fibra òptica. Calculeu la potència d'emissió mínima del làser de transmissió necessària per a la probabilitat d'error de l'apartat anterior en un sistema de transmissió per fibra òptica amb tram de fibra (amb coeficient d'atenuació α = 0,2 dB/km en tercera finestra) de 100 km.

Amplificadors òptics

16. Considereu un receptor òptic d'un enllaç per fibra òptica. En el cas que el receptor sigui ideal η = 1, amb soroll tèrmic menyspreable i format per un fotodíode *PIN*, li incideix un nombre mitjà de fotons per bit igual a 50. Si en les mateixes condicions se substitueix el fotodíode PIN per un fotodíode APD, calculeu el factor de soroll en excés ($F(M)$) si la relació senyal-soroll és igual a 10 dB.

17. Calculeu quants canals DWDM espaiats 100 GHz pot amplificar un amplificador de guany màxim G_0 = 30 dB, sabent que el temps de vida mitjà dels portadors en el nivell 2 és T_2 = 1 ps. Si els canals estan espaiats 50 GHz, quants canals pot amplificar el mateix amplificador?

18. Calculeu l'arrissament per a un SOA amb guany $G = 30$ dB i compareu aquest valor amb l'arrissament d'un SOA amb guany 10 dB. Els dos SOA tenen els mateixos paràmetres de reflectivitat $R_1 = R_2 = 3 \cdot 10^{-6}$.

19. Com varia l'arrissament en variar la reflectivitat de les superfícies d'un SOA?

20. Quants canals DWDM espaiats 100 GHz pot amplificar aproximadament un EDFA? Considereu que la longitud d'ona central de la banda d'amplificació és 1.550 nm. Calculeu el nombre de canals amplificats també en el cas que estiguin espaiats 50 GHz.

Solucions

1. La freqüència normalitzada V es defineix com a

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} NA, \tag{222}$$

i perquè la fibra sigui multimode s'ha de donar la condició $V \leq 2{,}405$. Llavors, la longitud d'ona mínima que assegura que la fibra sigui monomode és la longitud d'ona de tall

$$\lambda_c = \frac{2\pi a NA}{2.405} = \frac{6\pi \cdot 0{,}05}{2.405}\ \mu\text{m} = 1{,}25\ \mu\text{m}.$$

Considerem ara un diàmetre del nucli més gran, com per exemple $2a = 8\ \mu$m. En aquest cas la longitud d'ona de tall és

$$\lambda_c = \frac{2\pi a NA}{2.405} = \frac{8\pi \cdot 0{,}05}{2.405}\ \mu\text{m} = 1{,}67\ \mu\text{m}.$$

Per tant, en augmentar el diàmetre del nucli la longitud d'ona de tall augmenta.

2. La dispersió intermodal d'una fibra de salt d'índex (SI) multimode es defineix com a

$$\Delta\tau = L\frac{n_1}{c}\left(\frac{n_1 - n_2}{n_2}\right) \cong L\frac{n_1 - n_2}{c}.$$

La dispersió intermodal de l'exercici és en ns/km; per tant, és més pràctic escriure la fórmula anterior com a

$$\frac{\Delta\tau}{L} \cong \frac{\delta n}{c}.$$

La diferència entre els índexs de refracció és

$$\delta n \cong c\frac{\Delta\tau}{L} = 3 \cdot 10^8\ \text{m/s} \cdot 10\ \text{ns/km} = 3 \cdot 10^{-3}.$$

L'obertura numèrica $NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, es pot escriure amb una fórmula aproximada com a

$$NA \cong \sqrt{2n_2\delta n},$$

i substituint les dades de l'exercici, resulta $NA = 0{,}092$.

3. Calculem la banda corresponent al rang de longituds d'ona 1,5-1,6 μm:

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda_{mín}} - \frac{c}{\lambda_{màx}} = 200\ \text{THz} - 187{,}5\ \text{THz} = 12{,}5\ \text{THz}.$$

Per tant, es poden transmetre 125 canals DWDM espaiats 100 GHz.
La ràtio entre la potència transmesa i la potència mínima que pot detectar el receptor (en

dB) és igual al producte αL: amb l'atenuació $\alpha = 0{,}2$ dB/km,

$$\alpha L = 30dB,$$

en què L és la longitud màxima de l'enllaç de fibra sense repetidors $L = 150$ km.

4. El primer que cal comprovar és si amb les dades que es donen la fibra té un comportament multimode o monomode. Aplicant la fórmula de la freqüència normalitzada, s'obté que $V = 1{,}47$, que resulta més petit que 2,405; per tant, el comportament de la fibra és monomode. Cal considerar la dispersió intramodal, és a dir:

$$\Delta\tau = D \cdot L \cdot \Delta\lambda$$

Ara, essent la taxa de bit de $B_T = 155$ Mb/s i assumint codificació *NRZ*, la màxima dispersió és

$$\Delta\tau_{màx} = \frac{1}{2 \cdot B_T}.$$

D'això s'obté que la màxima distància és $L_{màx} = 2$ km.
Ara, si $\delta n = 7\%$ cal comprovar que la fibra continua tenint comportament monomode; si apliquem una altra vegada la fórmula de la freqüència normalitzada, s'obté que $V = 2{,}69$, és a dir, més gran que 2,405, i per tant, el comportament és multimode. La distància màxima a la qual es pot transmetre ($L_{màx} = 13$ m) és

$$L_{màx} = \frac{\Delta\tau}{\frac{n_1}{c} \cdot \frac{n_1 - n_2}{n_2}} = 13 \text{ m}.$$

5. La potència òptica interna generada pel LED a partir del corrent d'injecció es pot expressar com a:

$$P_{int} = (\eta_{int} h\nu I)/e = 11{,}7 \ \mu\text{W},$$

i per tant,

$$P_{est} = \eta_{est} P_{int} = 1{,}17 \ \mu\text{W}$$

Ara l'eficiència d'acoblament entre fonts òptiques de tipus LED i fibres òptiques és:

$$\eta_c = (NA)^2, \tag{223}$$

en què $NA = 0{,}058$; finalment s'obté:

$$P_{injectada} = P_{est}(NA)^2 = 68{,}3nW.$$

6. La potència òptica en continu emesa pel LED és:

$$P_0 = (\eta I_0 h\nu)/e = 4{,}1 \ \mu\text{W}.$$

Ara la potència de pic emesa pel LED es pot escriure com a:

$$P_{pico} = P_0 \left[1 + \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega_0 \tau)^2}} \right];$$

i per tant:

$$\tau = \frac{1}{\omega_0} \sqrt{\frac{(P_0)^2}{(P_{pico} - P_0)^2} - 1} \simeq 2 \text{ ns}.$$

Finalment, s'obté l'amplada de banda de modulació:

$$\nu_B = \frac{\sqrt{3}}{2\pi\tau} \simeq 138 \text{ MHz}.$$

7. En primer lloc, es calcula la separació entre modes que es poden emetre, és a dir:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_p^2}{2n_{sc}L} = 1{,}2 \text{ nm};$$

i llavors:

$$N_m = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = 25 \text{ nm};$$

per tant, si la corba és de guany simètric respecte a λ_p, s'obté:

$$\lambda_{max} = 1.514{,}4 \text{ nm}$$

i

$$\lambda_{min} = 1.485{,}6 \text{ nm}$$

8. Si $\lambda_c < \lambda_p$ la propagació del senyal emès pel làser es fa mitjançant un sol mode de propagació; per tant, cal considerar la dispersió intramodal, és a dir:

$$\Delta\tau = DL_f \Delta\lambda,$$

si $\Delta\lambda$ és l'amplada espectral d'emissió del làser. Ara, si $B = 155$ Mb/s és la taxa de bit emesa i assumint codificació NRZ, s'obté:

$$B \leq \frac{1}{2\Delta\tau},$$

és a dir:

$$\Delta\tau \leq \frac{1}{2B}.$$

Llavors combinant amb l'expressió de la dispersió intramodal s'obté:

$$\Delta\lambda \leq \frac{1}{2BDL_f}.$$

Es busca el nombre de modes d'oscil·lació del làser perquè es pugui dur a terme correctament la transmissió. Ara, el nombre de modes es pot expressar com a:

$$N_m = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda},$$

si tenim:

$$\delta\lambda = \frac{(\lambda_p)^2}{2n_{sc}L};$$

per tant, s'obté:

$$N_m = \frac{\frac{1}{2BDL_f}}{\frac{(\lambda_p)^2}{2n_{sc}L}} = 5.$$

9. a) Per a determinar el nombre de modes de propagació, primer s'ha de comprovar que la fibra té un comportament multimode (MM). Per a això, es calcula la freqüència normalitzada, és a dir:

$$V = \frac{2\pi aNA}{\lambda} \simeq 59$$

que és més gran que 2,405 i, per tant, es confirma que la fibra és MM. Si la fibra és de tipus SI, el nombre de modes de propagació es pot aproximar com a:

$$N_m \simeq 59\frac{V^2}{2} = 1.740 \text{ modes}$$

Per a calcular la taxa de bit màxima, si la fibra és MM, cal tenir en compte la dispersió intermodal. Assumint a més codificació NRZ, s'obté:

$$B \leq \frac{1}{2\Delta\tau},$$

si tenim

$$\Delta\tau = \left(\frac{n_1L}{c}\right)\frac{n_1 - n_2}{n_2};$$

per tant, s'obté:

$$B_{màx} = \frac{c}{2n_1L\left(\frac{n_1-n_2}{n_2}\right)} = 7{,}4 \text{ Mb/s}.$$

b) Ara es vol poder transmetre una taxa de bit de B = 100 Mb/s. Llavors:

$$B \leq \frac{1}{\frac{2n_1L}{c}\left(\frac{n_1-n_2}{n_2}\right)};$$

per tant:

$$L_{màx} = \frac{1}{\frac{2Bn_1}{c}\left(\frac{n_1-n_2}{n_2}\right)} \simeq 74 \text{ m},$$

essent $L_{màx}$ la distància màxima a la qual es podrà transmetre el senyal de 100 Mb/s.
c) Per a determinar la longitud d'ona mínima perquè la fibra tingui un comportament monomode cal calcular la longitud d'ona de tall, és a dir:

$$\lambda_c = \frac{2\pi aNA}{2{,}405} = 1{,}35 \ \mu\text{m}$$

i per tant, per a la longitud d'ona de treball, la fibra té comportament monomode. Calculem la distància màxima a la qual podem transmetre per atenuació:

$$P_{rx} = P_{tx} - \alpha L,$$

és a dir, $L_{màx}$ = 150 km. Calculem la distància màxima a la qual podem transmetre per dispersió:

$$L_{màx} = \frac{1}{2BD\Delta\lambda} = 390 \text{ km}.$$

Per tant, el sistema està limitat per l'atenuació.

10. En primer lloc, per a considerar l'atenuació total que introdueix el tram de fibra, cal calcular la distància màxima a la qual es pot transmetre per dispersió. Assumint codificació NRZ, s'obté:

$$L_{màx} = \frac{1}{2BD\Delta\lambda} \simeq 139 \text{ km},$$

si $\Delta\lambda$ = 0,9 nm. Per tant,

$$\alpha_{path} = 3\frac{L}{L_{màx}} = 2{,}16 \text{ dB};$$

i llavors, la dispersió total serà:

$$\alpha_{total} = \alpha_{path} + \alpha L = 27{,}15 \text{ dB};$$

Llavors, si considerem el balanç de potència òptica, tenim:

cas a) P_{tx} = 0 dBm, i per tant, la potència que arriba al receptor òptic és inferior a la mínima necessària,

cas b) P_{tx} = 6 dBm, i en aquest cas, considerant l'atenuació total, la potència òptica que rep el receptor és més gran que la mínima i, per tant, la transmissió es pot fer correctament.

11. Si el fotodíode PIN és ideal, l'eficiència quàntica és unitària, és a dir $\eta = 1$. Per tant, el corrent fotodetectat s'obté:

$$I_p = \frac{P_i \cdot \eta \cdot e}{h\nu} = 1{,}66\ \mu\text{A}.$$

Si ara l'eficiència quàntica es redueix a la meitat, és a dir, $\eta = 0{,}5$, el corrent fotodetectat és $I_p = 0{,}83\ \mu$A, és a dir, es redueix a la meitat. En cas de substituir el fotodíode PIN amb un fotodíode APD, assumint la mateixa eficiència quàntica, s'obté que: $I_{APD} = MI_p$, per tant, caldria que $M = 2$.

12. Usant la fórmula de la responsivitat, s'obté:

$$R = \frac{\eta e}{h\nu} = 0{,}48\ \text{A/W}.$$

Si ara la potència òptica incident és a la longitud d'ona $\lambda = 1.300$ nm, amb el fotodíode de silici, la responsivitat és nul·la, ja que la longitud d'ona màxima fotodetectada per un fotodíode de Si és 1,1 μm.

13. Segons les dades del problema, la relació senyal-soroll:

$$SNR = \frac{I_p}{2e\Delta\nu} = 100 = 20\ \text{dB}$$

Ara, l'amplada de banda del fotodíode és $\Delta\nu = 3{,}12$ GHz i, per tant, el temps de bit $B_T = 0{,}16$ ns. Ara, essent el corrent fotodetectat $I_p = 100$ nA, el nombre de fotoportadors generats per segon es pot obtenir com a: $I_p/e = 6{,}25 \cdot 10^{11}$; per tant, el nombre de fotons per segon és: $(1/\eta) \cdot (I_p/e) = 9{,}6 \cdot 10^{11}$. Llavors el nombre de fotons rebuts per temps de bit és 154.

14. Usant el model gaussià per al càlcul de la probabilitat d'error de bit, tenim que per a $BER = 10^{-9}$ el factor Q del receptor ha de ser $Q = 6$. Ara, es pot assumir que $\mu_0 = 0$, si μ_0 és el nombre de portadors generats durant el bit 0 i $\sigma_0 = 0$ (ja que es considera menyspreable el soroll tèrmic). Ara, definint com a m_1 el nombre de fotons per bit que es reben durant el bit 1 i m_0 el nombre de fotons per bit que es reben durant el bit 0, tenim que:

$$\mu_1 = \eta M m_1$$

i

$$\sigma_1^2 = \eta m_1 M^2 F(M),$$

en què μ_1 és el nombre de portadors generats durant el bit 1.
Llavors, $Q^2 = 36 = (\eta m_1)/F(M)$ i per tant, $m_1 = 103$ fotons per bit 1, i llavors $m_a = 52$ fotons/bit.

15. a) En primer lloc, essent la taxa de bit $B = 10$ Gb/s, l'amplada de banda del fotodíode s'obté $\Delta\nu = B/2 = 5$ GHz (assumint codificació NRZ del senyal). Ara, per a tenir una probabilitat d'error de bit $BER = 10^{-10}$, el factor Q del receptor haurà de ser $Q = 6{,}4$. El factor Q es pot escriure com a:

$$Q = \frac{I_1 - I_0}{\sigma_1 + \sigma_0}$$

Suposant que no es transmet potència òptica durant el bit 0, es pot deduir que el corrent fotodetectat durant aquest bit és $I_0 = 0$; considerant a més que el soroll tèrmic i el del corrent de foscor es poden menysprear, la fórmula anterior es pot escriure:

$$Q = \frac{I_1}{\sqrt{2eM^2F(M)I_p\Delta\nu}},$$

en què I_p és el corrent mitjà fotodetectat a partir dels fotons incidents. A partir d'això s'obté que:

$$Q = I_1 = 2I_p = Q^2 eF(M)\Delta\nu,$$

és a dir, $I_{APD} = MI_p = 650$ nA.

b) Segons les dades de l'exercici, l'atenuació total introduïda pel tram de fibra òptica és $\alpha L = 20$ dB. Sobre la base dels resultats de l'apartat anterior, la potència òptica que incideix en el fotodíode està determinada per:

$$P_i = \frac{I_p h\nu}{\eta e} = 65nW = -42 \text{ dBm}$$

Per tant, la potència òptica mínima que el transmissor ha d'emetre és –22 dBm.

16. Si definim amb m_a el nombre de fotons per bit que rep el fotodíode PIN, llavors $m_a = 50$ fotons/bit. Llavors, el corrent mitjà fotodetectat es pot escriure com a:

$$I_p = 2m_a e\Delta\nu.$$

Ara, si se substitueix el PIN per un APD, si l'SNR d'aquest darrer és 10 dB, tenim que:

$$SNR = 10 = \frac{I_p}{2eF(M)\Delta\nu},$$

ja que es pot menysprear la variància del soroll tèrmic.
Llavors, combinant totes dues expressions s'obté:

$$SNR = 10 = \frac{m_a}{F(M)},$$

és a dir,

$$F(M) = \frac{m_a}{SNR} = 5.$$

17. Abans de tot, cal calcular l'amplada de banda d'amplificació del dispositiu, que està relacionada amb l'FWHM de la corba de guany $\Delta\nu_g = 2/T_2$:

$$\Delta\nu_A = \Delta\nu_g\sqrt{\frac{ln2}{ln\frac{G_0}{2}}} = \frac{2}{T_2}\sqrt{\frac{ln2}{ln\frac{G_0}{2}}}.$$

Per tant, s'obté que l'FWHM és $\Delta\nu_g = 2$ THz i, en substituir el guany màxim de l'amplificador, l'amplada de banda d'amplificació resulta

$$\Delta\nu_A = 2\sqrt{\frac{ln2}{ln\frac{1.000}{2}}} \text{ THz} \cong 667 \text{ GHz}.$$

Llavors, si els canals DWDM estan espaiats 100 GHz, l'amplificador pot amplificar fins a sis canals. Si els canals estan espaiats 50 GHz, l'amplificador en pot amplificar fins a tretze.

18. La fórmula per a calcular l'arrissament d'un SOA és

$$r_i = \left(\frac{1 + G\sqrt{R_1 R_2}}{1 - G\sqrt{R_1 R_2}}\right)^2 .$$

En el cas del SOA amb guany 30 dB l'arrissament és

$$r_i^{(1)} = \left(\frac{1 + 1.000\sqrt{(3 \cdot 10^{-6})^2}}{1 - 1.000\sqrt{(3 \cdot 10^{-6})^2}}\right)^2 = 1{,}012 = 0{,}05 \text{ dB}.$$

Si el guany disminueix de 30 dB a 10 dB (1/3), l'arrissament, calculat amb la mateixa fórmula, és $r_i^{(2)} = 0{,}0005$ dB. Per tant, comparant $r_i^{(1)}$ i $r_i^{(2)}$, observem que l'arrissament augmenta en augmentar el guany del SOA. Com s'ha comentat en el subapartat 4.3.

19. Si considerem un guany de 30 dB i els paràmetres de reflectivitat iguals a $R_1 = R_2 = 3 \cdot 10^{-5}$, l'arrissament es pot calcular com a

$$r_i = \left(\frac{1 + G\sqrt{R_1 R_2}}{1 - G\sqrt{R_1 R_2}}\right)^2 = \left(\frac{1 + 1.000\sqrt{(3 \cdot 10^{-5})^2}}{1 - 1.000\sqrt{(3 \cdot 10^{-5})^2}}\right)^2 = 1{,}12 = 0{,}5 \text{ dB}.$$

Ara comparem aquest valor d'arrissament amb l'arrissament calculat per a un SOA amb el mateix valor de guany i paràmetres de reflectivitat més petits que un ordre de magnitud $R_1 = R_2 = 3 \cdot 10^{-6}$ (vegeu l'exercici anterior), que és $r_i = 0{,}05$ dB. Es pot observar que l'arrissament augmenta en augmentar la reflectivitat.

20. La banda d'amplificació d'un EDFA és $\Delta\lambda = 35$ nm. Sabent que la longitud d'ona central és $\lambda = 1.550$ nm, es pot calcular la freqüència central equivalent amb la fórmula

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{1.550 \cdot 10^{-9} \text{ m}} = 193{,}5 \text{ THz}.$$

La ràtio entre la banda en nm i la longitud d'ona central és igual a la ràtio entre la banda en GHz i la freqüència central

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\nu}{\nu}.$$

Per tant, podem calcular la banda en GHz

$$\Delta\nu = \frac{193{,}5 \cdot 35}{1.550} \text{ THz} = 4{,}37 \text{ THz}.$$

Si els canals estan espaiats 100 GHz, l'EDFA pot amplificar quaranta-tres canals. Si els canals estan espaiats 50 GHz, l'EDFA podrà amplificar fins a vuitanta-set canals.

Glossari

ADM *Add and drop multiplexers*

ANSI American National Standards Institution

APD *Avalanche photoDiode*

ASE *Amplified spontaneous emission*

ASON *Automatically switched optical network*

ATM *Asynchronous transfer mode*

AU *Administrative unit*

BER *Bit error rate*

CC *Connection controller*

CP *Control plane*

CWDM *Coarse wavelength division multiplex*

DBR *Distributed bragg reflector*

DCF *Dispersion compensating fiber*

DCN *Data communication network*

DFB *Distributed feedback laser*

D Decisor

DWDM *Dense wavelength division multiplexing*

DXC *Digital cross-connects*

EDFA *Erbium doped fiber amplifier*

EF *Electric filter* (filtre elèctric)

ETSI European Telecommunications Standards Institute

FWHM *Full width at half maximum*

FWM *Four-wave mixing*

GI *Graded Index* (índex de gradient)

GFP *Generic frame procedure*

HOVC *High order virtual container*

IP *Internet protocol*

ISI *InterSymbol interference* (interferència intersimbòlica)

ITU-T International Telecommunication Union - Telecommunication Standardization Sector (Sector d'Estandardització de les Telecomunicacions de la Unió Internacional de Telecomunicacions)

LAN *Local area network*

LASER *Light amplification by stimulated emission of radiation*

LCAS *Link capacity adjustment scheme*

LED *Light emitting diode*

L-I *Output light vs. input current*

LOVC *Low order virtual container*

LRM *Link resource manager*

MAN *Metropolitan area network*

MSOH *Multiplex section overhead*

MSR *Mode supression ratio*

MMF *Multiple mode fiber* (fibra multimode)

NA *Numerical aperture* (obertura numèrica)

NEP *Noise equivalent power*

NMS *Network management system*

NNI *Network-to-network interface*

NRZ *Non-return-to-zero*

OADM *Optical add-drop multiplexer*

OA *Optical amplifier* (amplificador òptic)

OCh *Optical channel layer*

ODU *Optical data unit*

OEIC *OptElectronic integrated circuit technology*

OF *Optical filter* (filtre òptic)

OSI *Open system interconnection*

OMS *Optical multiplex section*

OPU *Optical payload unit*

OTN *Optical transport network*

OTS *Optical transmission section*

OXC *Optical cross-connect*

PD *PhotoDiode* (fotodíode)

PDG *Polarization dependent gain*

PDH *Plesiochronous digital hierarchy*

PMD *Polarization mode dispersion* (dispersió de mode de polarització)

PON *Passive optical network*

RC *Routing controller*

RSOH *Regeneration section overHead*

RZ *Return-to-zero*

S *Sampler* (mostrejador)

SC *Switched connection*

SDH *Synchronous digital hierarchy*

SI *Step Index* (índex de salt)

SMF *Single mode fiber* (fibra monomode)

SNR *Signal-to-noise ratio* (relació senyal a soroll)

SPM *Selph-phase modulation*

SOA Semiconductor optical amplifier

SONET *Synchronous optical network*

SPC *Soft permanent connection*

TE *Transverse electric*

TM *Transverse magnetic*

TMN *Telecommunication management network*

TU *Tributary unit*

TUG *Tributary unit group*

UNI *User network interface*

VC *Virtual container*

VCAT *Virtual concatenation*

VCG *Virtual concatenation group*

WAN *Wide area network*

WDM *Wavelength division multiplexing*

XGM *Cross-gain modulation*

XPM *Cross-phase modulation*

Bibliografia

Agrawal, Govind P. (2001). *Applications of nonlinear fiber optics*. Academic Press.

Bass, Michael; Van Stryland, Eric W. (2002). *Fiber optics handbook: fiber, devices, and systems for optical communications*. McGraw-Hill Professional.

G.7041/Y.1303 (2008). *Generic framing procedure (GFP)*. ITU-T.

G.7042/Y.1305 (2006). *Link capacity adjustment scheme (LCAS) for virtual concatenated signals*. ITU-T.

G.803 (2000). *Architecture of transport networks based on the synchronous digital hierarchy (SDH)*. ITU-T.

G.872 (2001). *Architecture of optical transport networks*. ITU-T.

G.709/Y.1331 (2009). *Interfaces for the Optical Transport Network (OTN)*. ITU-T.

Keiser, Gerd (2003). *Optical communications essentials*. McGraw-Hill Professional.

Prat, Lluís; Calderer, Josep (2002). *Dispositius electrònics i fotònics. Fonaments*. Barcelona: Edicions UPC.

Saleh, Bahaa E. A.; Carl Teich, Malvin (1991). *Fundamentals of photonics*. Wiley.

Senior, John M. (1992). *Optical Fiber Communications: Principles and Practice*. Edimburg: Prentice Hall International Series in Optoelectronics.

Shen-chie Chang, William (2005). *Principles of lasers and optics*. Nova York: Cambridge University Press.

Sivarajan, Rajiv; Ramaswami, Kumar N. (2002). *Optical Networks: A Practical Perspective*. Burlington (EE. UU.): Morgan Kaufmann Publishers.

Takahiro Numai (2004). *Fundamentals of semiconductor lasers*. Nova York: Springer.