Recombinaciones radiativas y no radiativas

- Tasa de recombinación radiativa $\quad R_{rr} = \dfrac{n}{\tau_{rr}}$ ← densidad de e^- ; ← tiempo medio desde que entra e^- hasta recombinación radiativa
- Tasa de recombinación no radiativa $\quad R_{nr} = \dfrac{n}{\tau_{nr}}$
- Eficiencia cuántica interna $\quad \boxed{\eta_i = \dfrac{R_{rr}}{R_{nr}+R_{rr}} = \dfrac{1}{1+\frac{\tau_{rr}}{\tau_{nr}}}}$

semiconductor banda indirecta
$\eta_i \simeq 10^{-5}$ ejs: $\boxed{Si}$, Ge
usados en electrónica

semiconductor banda directa
$\boxed{\eta_i \simeq 0'5}$ ejs: AsGa, AlGaAs, InP, InGaAsP
usado en fuentes ópticas

- $R_{rr} = R_{stim} + R_{spon}$
- $\boxed{\underbrace{R_{spon}+R_{nr}}_{\text{i.e. toda menos la estimulada}} = \dfrac{n}{\tau_c}}$ ← τ_c: tiempo de vida de los portadores (en ausencia de emisión estimulada)

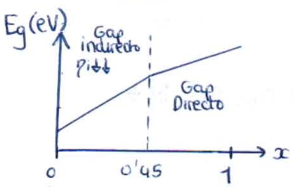
En realidad, de forma más exacta
$R_{spon}+R_{nr} = A_{nr}\cdot n + Bn^2 + Cn^3$

3. Tecnología y materiales

$\boxed{\lambda(\mu m) = \dfrac{1'24}{E_g(eV)}}$ Variando la energía de gap elijo la λ de emisión

Primera ventana:

$Al_x Ga_{1-x} As$



variar x
↓
varía E_g
↓
varía λ

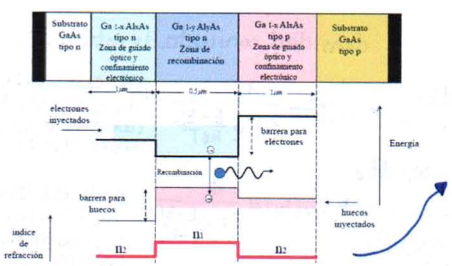
segunda y Tercera ventanas

$In_{1-x} Ga_x As_y P_{1-y}$
x: fracción molar de galio
y: fracción molar de arsénico

Para que se mantenga cte la constante de red a_0 (long. de la periodicidad de la estructura del semiconductor) lo cual es necesario en heteroestructuras, se debe cumplir

$y = 2'2x$
↓
- todas las capas deben tener misma cte de red

Heteroestructuras



- logra confinamiento de la zona activa (acumula electrones y huecos)
- los índices de refracción hacen que se comporte como guiaonda óptica para la luz generada en la zona activa

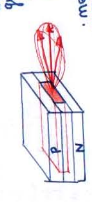
VI

4. Diodo electroluminiscente (LED)

- Emisión superficial (ej: Burrus)

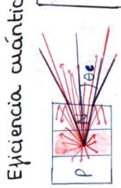
emisión luz perpendicular al plano unión pn
· diagrama radiación lambertiano
↓
Acoplo potencia $\propto AN^2$

- Emisión lateral



· zona activa en guiaonda plana (capas adyacentes con mayor índice de refracción)
· menos pot. al exterior pero mayor acoplo si AN↓

- Eficiencia cuántica externa:



η_e: fracción de potencia generada que logra abandonar el LED y ser emitida

$\eta_e = \dfrac{\int_0^{\theta_c} P_i \cdot T_f(\Omega)\, d\Omega}{\int_{4\pi} P_i\, d\Omega} \underset{\text{suponiendo } P_i \text{ cte}}{\cong} \dfrac{\int_0^{\theta_c} T_f(\theta)\, 2\pi \operatorname{sen}\theta\, d\theta}{4\pi}$

coef transmisión Fresnel $T_f(\Omega) = 1 - R_f \simeq T_f(0) = \dfrac{4\cdot n \cdot n_e}{(n+n_e)^2}$ — índice refracción; índice refracción externo ej: aire o fibra

$\Rightarrow \boxed{\eta_e \simeq \dfrac{n_e^2}{n(n+n_e)^2}}$

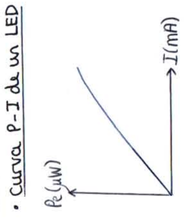
$\boxed{e = 1'6\cdot 10^{-19}\ C \quad \hbar = \dfrac{h}{2\pi}}$

Pot óptica total generada $\quad \boxed{P_i = \underbrace{\eta_i}_{\text{fracción de } e^- \text{ q. generan fotón}} \cdot (\hbar\omega)\cdot \underbrace{\left(\dfrac{I}{e}\right)}_{e/s}}$

Pot óptica total emitida al exterior $\quad \boxed{P_e = \eta_e \cdot P_i}$

Eficiencia cuántica total $\quad \eta_{tot} = \dfrac{P_e}{P_{in}} = \dfrac{P_e}{V\cdot I} = \eta_e \cdot \eta_i \cdot (\hbar\omega)\cdot \dfrac{1}{e}\cdot\dfrac{1}{V}$

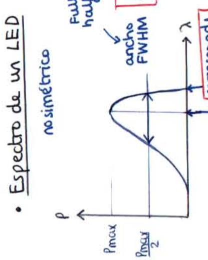
- Curva P-I de un LED



Responsividad
$\boxed{\mathcal{R} = \dfrac{P_e}{I} \quad \mathcal{R} = \eta_e\eta_i(\hbar\omega)\left(\dfrac{1}{e}\right) = \eta_{tot}\cdot V}$

- Espectro de un LED

no simétrico



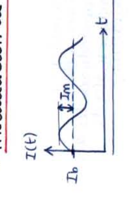
Full width at half maximum
ancho FWHM $\quad \boxed{\Delta\omega = \dfrac{1'8\cdot k_B\cdot T}{\hbar}}$

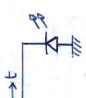
$\Delta\lambda = \Delta\omega\cdot\dfrac{\lambda^2}{c}$

máximo: $\boxed{\hbar\omega = E_g + \dfrac{k_BT}{2}}$ $\boxed{\text{corresponde a } E_g}$

$\boxed{R_{spon}(\omega) = A_0\sqrt{\hbar\omega - E_g}\cdot e^{-\frac{\hbar\omega - E_g}{k_BT}}}$

- Modulación de un LED





$P_e = \eta_e\eta_i(\hbar\omega)\left(\dfrac{I}{e}\right)$

nº e^- por unid. de tiempo $\quad \boxed{\dfrac{I}{e} = \dfrac{n(t)\cdot V_{act}}{\tau_c}}$

$P_e \propto n(t)$

Ecuación de transmisión del LED:

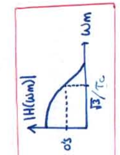
$\underbrace{\dfrac{dn(t)}{dt}}_{\text{variación densidad electrones}} = \underbrace{\dfrac{I(t)}{e\cdot V_{act}}}_{\text{densidad de electrones que introduce la corriente}} - \underbrace{\dfrac{n(t)}{\tau_c}}_{\text{densidad electrones que disminuye por recombinación}}$

Resolviendo:

$\boxed{n(t) = n_b + n_m(\omega_m)\cdot e^{j\omega_m t} \;\rightarrow\; n_m(\omega_m) = \dfrac{\frac{\tau_c\cdot I_m}{e\cdot V_{act}}}{1+j\omega_m\tau_c}}$

$P_e(t) = P_b + P_m(\omega_m)\cdot e^{j\omega_m t}$

Por tanto, función de transferencia $\quad \boxed{H(\omega_m) = \dfrac{P_e(\omega_m)}{P_e(0)} = \dfrac{1}{1+j\omega_m\tau_c}}$



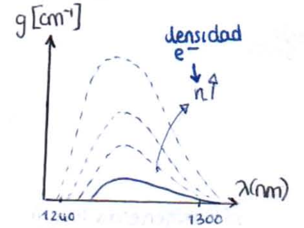
$\Delta f_{\substack{\text{óptica}\\ 3dB}} = \dfrac{\sqrt{3}}{2\pi\tau_c} \xrightarrow{\boxed{P_{elec}\propto P^2_{óptica}}} \boxed{\Delta f_{\substack{elec\\ 3dB}} = \dfrac{1}{2\pi\tau_c}}$

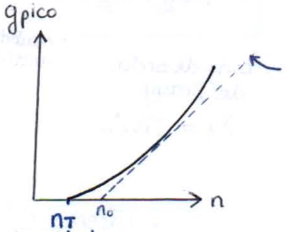
Tema 6. El láser de semiconductor

Ganancia óptica

$P_{in} \rightarrow \boxed{\frac{dP}{dz} = g \cdot P} \rightarrow P_{out} = P_{in} \cdot e^{g(\omega) \cdot z}$

$$\boxed{g(\omega) = \frac{R_{stim}(\omega) - R_{abs}(\omega)\ [1/s]}{V_g\ [cm/s]}}\ [cm^{-1}]$$





n_T n_0
densidad de transparencia

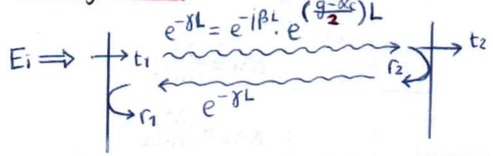
sección cruzada de ganancia

$$\boxed{g_{pico} \simeq \sigma_g (n - n_0)}$$
$[cm^{-1}]$ $[cm^{-1}]$ $[e^-/cm^3]$

Fabry - Perot

ganancia en campo $\propto \sqrt{P}$

$e^{-\gamma L} = e^{-i\beta L} \cdot e^{\left(\frac{g - \alpha_c}{2}\right)L}$

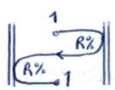


coef. reflexión (campo): r
reflectividad (potencia): $R = r^2$

$$\boxed{E_s = E_i \cdot \frac{t_1 t_2 e^{-\gamma L}}{1 - r_1 r_2 e^{-2\gamma L}}}$$

condición oscilación
$1 - r_1 r_2 e^{-2\gamma L}$ ⟨ igualar módulo / igualar fase

- Condición de ganancia:



$$\boxed{g_{th} = \alpha_c + \underbrace{\frac{1}{2L}\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}_{\alpha_{esp}}}$$

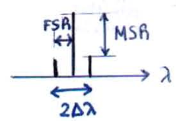
g_{th}: ganancia umbral; α_c: pérdidas cavidad; α_{esp}: pérdidas espejos

- Condición de fase

$$\boxed{\omega = q \cdot \frac{c}{2L\bar{n}} = q \cdot \frac{1}{\tau_L}}$$

q: nº entero; τ_L: tiempo ida y vuelta

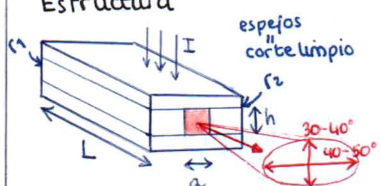
⇨



$$\boxed{FSR = \frac{c}{2L\bar{n}} = \frac{1}{\tau_c} = \Delta\omega}$$

$AB = 2\Delta\lambda$
se considera fuente ancha $v >> 1$

Estructura



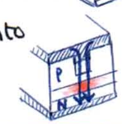
$$\boxed{r_1 = r_2 = \frac{\bar{n} - \bar{n}_{ext}}{\bar{n} + \bar{n}_{ext}} \qquad R_1 = R_2 = r^2}$$

típicamente $\bar{n}_{ext} = 1$ (aire)
$R_1 = R_2 = \left(\frac{\bar{n}-1}{\bar{n}+1}\right)^2$

Factor de confinamiento Γ: fracción de potencia de los modos de la cavidad que viajan por la zona activa y por tanto tienen ganancia.
Para tener en cuenta cambiar g por Γg
ej $g_{th} = \frac{1}{\Gamma}(\alpha_c + \alpha_{esp})$

- guiado por ganancia: mayor o menor densidad de e^-
- guiado por índice de refracción: como la F.O.

- guiado por confinamiento de corriente

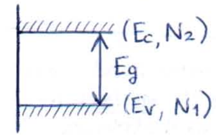


Tema 5. Fuentes ópticas

$$\boxed{\begin{array}{ll} c = 2'998 \cdot 10^8\ m/s & h = 6'626 \cdot 10^{-34}\ J \cdot s \\ k_B = 1'38 \cdot 10^{-23}\ J/K & 1eV = 1'6 \cdot 10^{-19}\ J \\ \text{si } T = 298°K\ (25°C) \rightarrow k_B \cdot T = 25meV = 5'4924 \times 10^{-21}\ J & \end{array}}$$

1. Interacción radiación materia

Niveles Energéticos.



Estadística de Boltzmann en equilibrio termodinámico: $N(E) = e^{-\frac{E}{k_B T}}$

Tasa emisión espontánea: $R_{spon} = \left.\frac{dN_2}{dt}\right|_{spon} = A \cdot N_2$

Tasa absorción: $R_{abs} = \frac{dN_1}{dt} = B_{12} \cdot N_1 \cdot \rho(\omega)$ ← densidad espectral de radiación

Tasa emisión estimulada: $R_{stim} = \left.\frac{dN_2}{dt}\right|_{stim} = B_{21} N_2 \rho(\omega)$

se obtiene:

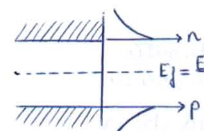
$$\rho(\omega) = \frac{A/B_{21}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T}} - 1} \Longrightarrow \begin{cases} B_{12} = B_{21} = B \\ A = 8\pi\hbar\omega^3/c^3 \end{cases} \Rightarrow \boxed{\frac{R_{spon}}{R_{stim}} = \frac{A}{B\rho(\omega)} = e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T}} - 1}$$

$\frac{B_{12}}{B_{21}} e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T}}$: N_2/N_1; $e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T}} - 1$: $\frac{N_2}{N_1}$

aplicando cuerpo negro
$\rho(\omega) = \frac{8\pi\hbar\omega^3/c^3}{e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T}} - 1}$

2. Semiconductores

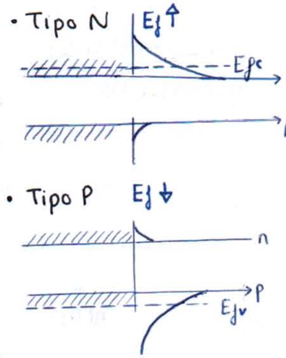
- Intrínsecos (sin dopantes)



concentración de e^- en banda conducción $n = N_c e^{-\frac{E_2 - E_f}{k_B T}}$

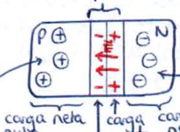
concentración h^+ en banda valencia $p = N_p e^{-\frac{E_f - E_1}{k_B T}}$

- Tipo N $E_f \uparrow$
- Tipo P $E_f \downarrow$



unión PN

zona deplexión → · campo $\vec{E}$ · barrera de potencial
↓
No conduce a menos que se polarice en directa, lo cual permite emisión



portadores mayoritarios = huecos
portadores mayoritarios = electrones
carga neta nula | carga | carga neta nula
carga −, carga +

Tasas de emisión

$$R_{spon}(\omega) = \int_{E_c}^{\infty} A(E_1,E_2) \cdot f_c(E_2) \cdot [1 - f_v(E_1)] \cdot \rho_{cv}\, dE_2$$

$$R_{abs}(\omega) = \int_{E_c}^{\infty} B(E_1,E_2) \cdot f_v(E_1) \cdot [1 - f_c(E_2)] \cdot \rho_{cv} \cdot \rho(\omega)\, dE_2$$

$$R_{stim}(\omega) = \int_{E_c}^{\infty} B(E_1,E_2) \cdot f_c(E_2) \cdot [1 - f_v(E_1)] \cdot \rho_{cv} \cdot \rho(\omega)\, dE_2$$

ρ_{cv}: densidad conjunta de estados

$f_c(E_2) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_{fc}}{k_B T}}}$ prob. existencia de e^- en nivel E_2 (conducción) en el tipo N (E_{fc})

$f_v(E_1) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_{fv}}{k_B T}}}$ prob. existencia de e^- en nivel E_1 (valencia) en tipo P (E_{fv})

$(1 - f_v(E_1))$: prob. existencia de hueco en el nivel E (valencia)

$\rho(\omega)$: Densidad espectral de radiación electromagnética

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \sqrt{\left(1-\frac{C\beta_2 z}{2\sigma_0^2}\right)^2 + (1+V^2)\left(\frac{\beta_2 z}{2\sigma_0^2}\right)^2 + (1+C^2+V^2)^2\cdot\frac{1}{2}\cdot\left(\frac{\beta_3 z}{4\sigma_0^3}\right)^2}$$

$V = 2\sigma_\omega \sigma_0$ por tanto $V^2\left(\frac{\beta_2 z}{2\sigma_0^2}\right)^2 = \left(\beta_2 z \frac{\sigma_\omega}{\sigma_0}\right)^2$

z : [km]

σ : ancho temporal rms del pulso a distancia z [ps]

σ_0 : ancho temporal rms del pulso inicial [ps]

C : chirp

σ_ω : ancho espectral rms de la fuente óptica $\left[\frac{rad}{ps}\right]$

σ_λ : ancho espectral rms de la fuente óptica [nm]

Criterio

$T_B \geq 4\sigma$

$B \leq \frac{1}{4\sigma}$

· Fuente óptica ancha $V >> 1$ ⇝ despreciamos chirp $C=0$

$\beta_2 >> \beta_3$ $\quad \beta_2\sigma_\omega = D\sigma_\lambda$

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \sqrt{1+\left(\frac{L\beta_2\sigma_\omega}{\sigma_0}\right)^2} = \sqrt{1+\left(\frac{LD\sigma_\lambda}{\sigma_0}\right)^2}$$

$$\boxed{\sigma = \sqrt{\sigma_0^2+\sigma_D^2} \simeq \sigma_D \quad \text{con } \sigma_D = |D|\cdot L\cdot\sigma_\lambda}$$

típico despejar $D\cdot L$ para caracterizar

Criterio $B \leq \frac{1}{4\sigma} \Rightarrow B\cdot L \leq \frac{1}{4|D|\sigma_\lambda}$

$\beta_2 = 0 \rightsquigarrow \beta_3$

$$\boxed{\sigma = \sqrt{\sigma_0^2+\sigma_D^2} \simeq \sigma_D \quad \text{con } \sigma_D = \frac{S|L|\sigma_\lambda^2}{\sqrt{2}}}$$

Criterio $B \leq \frac{1}{4\sigma} \Rightarrow B\cdot L \leq \frac{1}{\sqrt{8}|S|\sigma_\lambda^2}$

NOTA:

$\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_D^2}$

σ: ancho final; σ_0: ancho original; σ_D: ensancham. por dispersión

· Fuente óptica estrecha $V<<1$ ⇝ el ensanchamiento σ_D depende de σ_0, por lo que hay un σ_0 óptimo

$\beta_2 >> \beta_3$

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \sqrt{\left(1-\frac{C\beta_2 L}{2\sigma_0^2}\right)^2+\left(\frac{\beta_2 L}{2\sigma_0^2}\right)^2}$$

$$\sigma = \sqrt{\left(\sigma_0-\frac{C\beta_2 L}{2\sigma_0}\right)^2+\left(\frac{\beta_2 L}{2\sigma_0}\right)^2}$$

$$\frac{d\sigma}{d\sigma_0} = 0 \rightarrow \sigma_{0\,\text{óptimo}} = \sqrt[4]{1+C^2}\sqrt{\frac{\beta_2 L}{2}}$$

$$\sigma = \sqrt{|\beta_2|L\sqrt{1+C^2} - C\beta_2 L}$$

si $C=0$

$\sigma_{0\,\text{óptimo}} = \sqrt{\frac{\beta_2 L}{2}}$ $\quad \boxed{\sigma = \sqrt{|\beta_2|\cdot L}}$

Criterio $B \leq \frac{1}{4\sigma} \Rightarrow B\sqrt{L} \leq \frac{1}{4\sqrt{\beta_2}}$

$\beta_2 = 0 \rightsquigarrow \beta_3$

$C=0$

$\sigma_{0\,\text{óptimo}} = \left(\frac{|\beta_3|L}{4}\right)^{1/3}$

$$\boxed{\sigma = \sqrt{\frac{3}{2}}\left(\frac{|\beta_3|L}{4}\right)^{1/3}}$$

Criterio $B \leq \frac{1}{4\sigma} \Rightarrow B\cdot(L)^{1/3} \leq \frac{0'324}{(\beta_3)^{1/3}}$

típico despejar $\beta_2, \beta_3, D, S, L$ para caracterizar, dividir caso desconocido por el conocido y queda sólo en función de las anchuras de pulsos

Efecto de la dispersión en señales analógicas

Portadora de RF modulando sobre frecuencia óptica

$G(0,t) = [1+m\cos\Omega t]\,\text{sen}\,\omega_0 t$ (Ω: frec RF; ω_0: frec óptica)

$\tilde{G}(0,\omega)$

$\tilde{G}(z,\omega) = \tilde{G}(0,\omega)\cdot e^{-j\beta z}$

$G(z,t) = \left[1+m\underbrace{\cos\left(\frac{\beta_2 z\Omega^2}{2}\right)}_{\text{fading}}\cos(\Omega(t-\beta_1 z))\right]\text{sen}(\omega_0 t + \psi(z,t))$

$\tilde{E}(\omega)$ campo eléctrico; $\omega_0-\Omega \quad \omega_0 \quad \omega_0+\Omega$

cada 'versión' de la portadora de RF sufre distinto retardo de grupo y pueden estar en contrafase

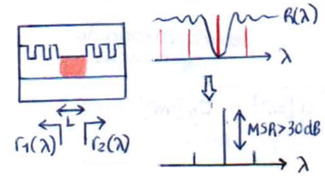
La portadora se anula para $\boxed{\Omega = \sqrt{\frac{(2k+1)\pi}{\beta_2 z}}}$

(por encima de 5GHz) i.e. sólo para modular RF de alta frecuencia

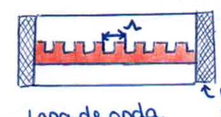
solución: usar BLU

Láseres monomodo (fuente estrecha $V<<1$)

· Láseres DBR (Distributed Bragg Reflector)



· Láseres DFB (Distributed Feedback)



recubrimiento antirreflectante

Long. de onda de Bragg

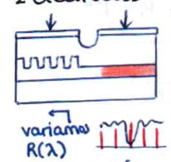
$\lambda_B = 2\bar{n}\Lambda$

Sintonizables

· Láseres multielectrodo

usar intensidad para variar el índice de refracción

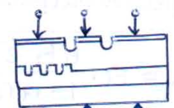
2 electrodos



variamos $R(\lambda)$

sintonización discontinua

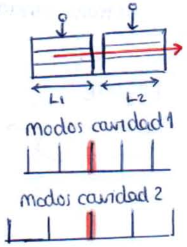
3 electrodos



ajuste $R(\lambda)$ — ajuste fino de fase — alimentación zona activa

sintoniz. continua

· Láseres C^3



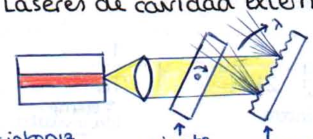
sólo se generan las λ que cumplan ambos modos A LA VEZ (efecto Bernier)

$\Delta\lambda_c = \frac{\lambda^2}{2|\bar{n}_1 L_1 - \bar{n}_2 L_2|}$

$\Delta\lambda_1 = \frac{\lambda^2}{2\bar{n}_1 L_1}$

$\Delta\lambda_2 = \frac{\lambda^2}{2\bar{n}_2 L_2}$

· Láseres de cavidad externa



sintoniz. continua MUY precisa

ajuste fino de la fase

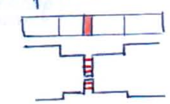
$R(\lambda)$ MUY selectivo y ajustable

· Láseres de pozos cuánticos

Técnica aplicable a los casos anteriores

· zona activa por debajo de los 10 nm (en lugar de 100-300nm que usábamos)

· Efectos cuánticos de discretización de niveles de energía



VIII - 2

Ruido en láseres de semiconductor

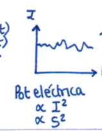
· Ruido de intensidad

$I_b \geq I_{th}$

$\frac{I_b}{I_{th}}\uparrow \Rightarrow RIN\downarrow$

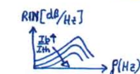
$S(t) = \bar{S} + \Delta S(t)$

$I \propto S(t) \propto P(t)$

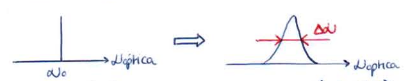


$$\boxed{RIN(\omega) = \frac{S_s(\omega)}{\bar{S}^2}}$$

$\bar{S}^2 \propto$ pot eléctrica



· Ruido de fase



$E(t) = \sqrt{P(t)}\,e^{j\omega_0 t}$ $\Rightarrow$ $E(t) = \sqrt{P(t)}\,e^{j(\omega_0 t + \phi(t))}$

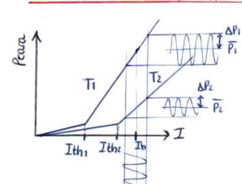
$$\boxed{\Delta\omega = \frac{1}{\pi t_c}}$$

tiempo de coherencia de la fuente

$$\boxed{t_c = \frac{4\cdot\bar{S}}{R_{sp}(1+\alpha^2)}}$$

$$\boxed{S_e(\omega) = \frac{2\cdot\bar{S}\cdot t_c}{1+[(\omega-\omega_0)t_c]^2}}$$

Circuitos "driver" de control para láseres



· controlar Temp, I_b e I_m

efecto de la temperatura sobre la intensidad umbral $\quad I_{th}(T) = I_0 e^{T/T_0}$

Ecuaciones de emisión del láser monomodo

$e = 1'6 \cdot 10^{-19}\,C$

$N(t)$: nº electrones | $n(t) = \frac{N(t)}{V_{act}}$: densidad e^- | $S(t)$: nº fotones | $I(t)$: corriente inyectada

(1) $\frac{dN(t)}{dt} = \underbrace{\frac{I(t)}{e}}_{\text{inyectados}} - \underbrace{\frac{N(t)}{\tau_c}}_{\text{emisión espontanea y recomb. no rad.}} - \underbrace{G \cdot S(t)}_{\text{emisión estimulada}}$

(2) $\frac{dS(t)}{dt} = \underbrace{G \cdot S(t)}_{\text{emisión espontanea}} - \frac{S(t)}{T_{ph}} + \underbrace{R_{sp}}_{\text{emisión espontanea}}$

$R_{sp} = n_{sp} R_{st}$

τ_c: vida media de portadores en ausencia de emisión estimulada (usado en LEDs) $R_{spon} + R_{nr} = \frac{n}{\tau_c}$

G: coeficiente de emisión estimulada

$G \equiv R_{stim} - R_{abs} \cong R_{stim}$

$G = G_N \cdot (N - N_0)$ ← nº e^- de transparencia

coef. de ganancia del modo: $G_N = \frac{\sigma_g \cdot V_g \cdot \Gamma}{V_{act}}$

σ_g: sección cruzada de ganancia $[cm^{-2}]$
V_g: vel. grupo $[cm/s]$
$V_g = c/n_g$
Γ: factor confinam.
V_{act}: volumen zona activa $[cm^3]$

NOTA:
$$\boxed{\begin{aligned} G &= V_g \Gamma \frac{\sigma_g}{V_{act}}(N - N_0) \\ &= V_g \Gamma \sigma_g (n - n_0) \\ &= V_g \Gamma g = V_g(\alpha_c + \alpha_{esp}) \end{aligned}}$$

T_{ph}: tiempo medio de vida del fotón en cavidad

$\frac{1}{T_{ph}} = V_g \cdot g$ $\quad V_g\,[cm/s] \quad g\,[cm^{-1}]$

$= \frac{c}{n_g} \cdot \left(\alpha_c + \frac{1}{2L}\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)\right)$

(3) $\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2} \cdot G_N \cdot (N(t) - N_{th})$

N_{th}: cantidad de e^- umbral a partir del cual $N(t)$ cambia el índice de refracción

$E(t) = \left(\sqrt{A \cdot S(t)}\, e^{j\phi(t)}\right) \cdot e^{j\omega_0 t}$

$P(t) = A \cdot S(t)$

α: factor de ensanchamiento de línea

Análisis del láser en continua

(2) $\frac{dS(t)}{dt} = S(t)\left[G - \frac{1}{T_{ph}}\right] + R_{sp} = 0 \Rightarrow S(t) = \frac{n_{sp}}{\frac{1}{G \cdot T_{ph}} - 1} \Rightarrow$

Umbral para funcionam. láser

$\boxed{G \simeq \frac{1}{T_{ph}}}$ → En realidad es la condición de ganancia ya vista

$V_g \Gamma g = V_g \cdot (\alpha_c + \alpha_{esp})$

Umbral:
$G = 1/T_{ph}$
$G_N(N - N_0) = 1/T_{ph} \Rightarrow$

$N_{th} = \underbrace{N_0}_{\text{para que haya ganancia}} + \underbrace{\frac{1}{G_N \cdot T_{ph}}}_{\text{para vencer las pérdidas}}$

$\boxed{I_{th} = \frac{e}{\tau_c} \cdot N_{th}}$

corriente umbral $\quad I_{th} = \frac{e}{\tau_c}\left(N_0 + \frac{1}{G_N \cdot T_{ph}}\right)$

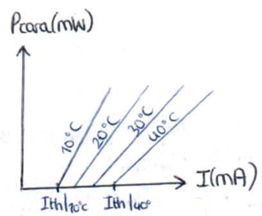
junto a (1) $\frac{dN(t)}{dt} = 0$ → $\quad S = \frac{T_{ph} \cdot \eta_i}{e}(I - I_{th})$

nota: $G_N \cdot N_{th} = G_N N_0 + 1/T_{ph} \simeq 1/T_{ph}$

Potencia

$P = S \cdot \hbar\omega \cdot \underbrace{V_g \cdot \alpha_{es}}_{\text{tasa = vel. · ganancia}} = \frac{V_g \alpha_{es} \hbar\omega T_{ph} \eta_i}{e(\alpha_c + \alpha_{es})}(I - I_{th})$ $\quad \frac{1}{T_{ph}} = V_g \cdot (\alpha_c + \alpha_{es})$, $\alpha_{es} = \frac{1}{2L}\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$

⇒ Potencia que sale por las dos caras $\quad \boxed{P = \frac{\alpha_{es} \cdot \hbar\omega \cdot \eta_i}{e(\alpha_c + \alpha_{es})}(I - I_{th})}$



Eficiencia cuántica externa $\quad \eta_{ext} = \frac{\text{nº fotones salientes}}{\text{nº } e^- \text{ entrantes}} = \frac{P/\hbar\omega}{I/e} = \frac{\alpha_{es}\eta_i}{\alpha_c + \alpha_{es}}\left(1 - \frac{I_{th}}{I}\right) = \eta_d\left(1 - \frac{I_{th}}{I}\right)$

Eficiencia cuántica total $\quad \eta_{tot} = \frac{\text{potencia saliente}}{\text{potencia entrante}} = \frac{P}{IV} = \frac{\hbar\omega}{eV} \cdot \eta_{ext}$

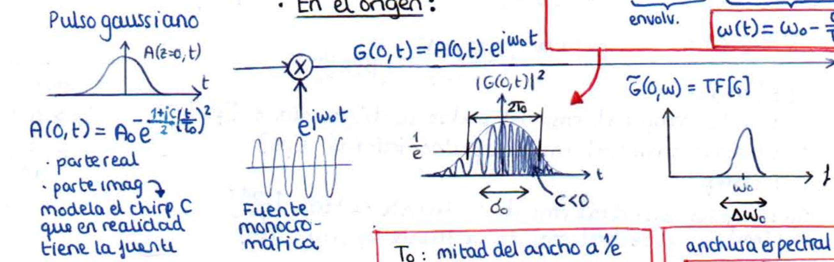
Eficiencia cuántica diferencial

$\frac{dP_{una\,cara}}{dI} = \frac{\hbar\omega}{2e}\left(\frac{\eta_i \alpha_{es}}{\alpha_c + \alpha_{es}}\right) = \frac{\hbar\omega}{2e} \cdot \eta_d \qquad \eta_d = \eta_i \cdot \frac{\alpha_{es}}{\alpha_{es} + \alpha_c}$

Modelo de propagación de pulsos

$$\boxed{G(0,t) = \underbrace{A_0 e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^2}}_{\text{envolv.}} \overbrace{e^{-i\frac{C}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^2}} \cdot e^{j\omega_0 t} \quad \boxed{\omega(t) = \omega_0 - \frac{C}{T_0^2}t}}$$

· En el origen:



$A(0,t) = A_0 e^{-\frac{1+jC}{2}\left(\frac{t}{T_0}\right)^2}$
· parte real
· parte imag → modela el chirp C que en realidad tiene la fuente

T_0: mitad del ancho a 1/e
T_{FWHM}: ancho total a -3dB
$\boxed{T_{FWHM} = 2\sqrt{\ln 2} \cdot T_0}$
σ_0: ancho rms $\boxed{\sigma_0 = \frac{T_0}{\sqrt{2}}}$

anchura espectral a 1/e
$\boxed{\Delta\omega_0 = \frac{\sqrt{1+C^2}}{T_0}}$
· mayor chirp, · menor T_0 } mayor anchura espectral

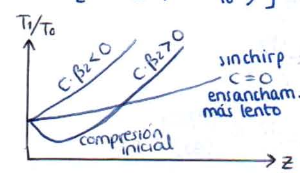
· Ahora se propaga:

$G(0,t) \xrightarrow{TF} \tilde{G}(0,t)$ → Fibra óptica $\boxed{H(\omega) = e^{-i\beta z}}$ $= e^{-i\left(\beta_0 + \beta_1(\omega-\omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega-\omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega-\omega_0)^3\right)z}$ → $\tilde{G}(z,t) = \tilde{G}(0,t) \cdot e^{-i\beta z} \xrightarrow{TF^{-1}} G(z,t)$

Considerando sólo β_2

A la salida tenemos pulso gaussiano más ancho (T_1)

$\frac{T_1}{T_0} = \left[\left(1 - \frac{C\beta_2 z}{T_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2}\right)^2\right]^{1/2}$



Considerando también β_3

Los pulsos a la salida ya no son gaussianos.
Ya no sirve usar T_1, hay que usar el ancho rms

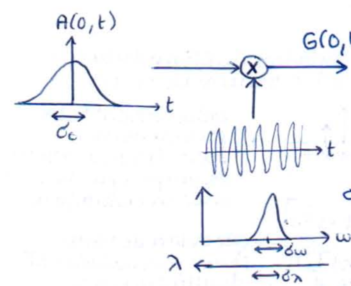
$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \left[\left(1 - \frac{C\beta_2 z}{2\sigma_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{2\sigma_0^2}\right)^2 + (1+C^2) \cdot \frac{1}{2}\left(\frac{\beta_3 z}{4\sigma_0^3}\right)^2\right]^{1/2}$

Fibras de compensación de la dispersión

Empalmando dos fibras, se tiene como función de transferencia la función $H(\omega) = e^{-i\beta_{fibra1} L_1} \cdot e^{-i\beta_{fibra2} L_2}$

Se puede jugar para anular la dispersión de 1er orden $\quad \beta_{2\,fibra1} \cdot L_1 = -\beta_{2\,fibra2} L_2$

Fuentes ópticas no monocromáticas



$\sigma_\omega = \frac{2\pi c}{\lambda^2}\sigma_\lambda$
i.e
$\boxed{\beta_2 \sigma_\omega = D\sigma_\lambda}$

se define el parámetro

$\boxed{V = 2 \cdot \sigma_\omega \cdot \sigma_0}$

σ_ω: anchura espectral de la fuente; σ_0: anchura temporal del pulso gaussiano

$V \ll 1$: fuente monocromática
$V \gg 1$: fuente ancha

Términos de la dispersión

- Dispersión material

n_1 y n_2 dependen de λ

- si suponemos Δ cte (gran simplificación) basta considerar la variación de $n_2 \rightarrow$ variación de n_{2g}

$$\beta_1 = \left.\frac{d\beta}{d\omega}\right|_{\omega_0} = \frac{n_g(\omega)}{c} \; ?$$

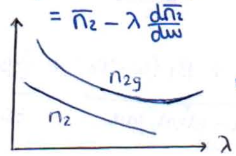
No puede ser, β_1 debe ser constante; la variación de $n_g(\omega)$ se verá reflejada en β_2

$$\beta_2 = \left.\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\right|_{\omega_0} = \left.\frac{d\beta_1}{d\omega}\right|_{\omega_0} = \frac{1}{c}\frac{dn_g(\omega)}{d\omega}$$

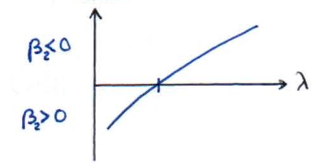
pasando a λ

$$\boxed{D_{mat} = \frac{1}{c}\frac{dn_{2g}}{d\lambda} \simeq \frac{1}{c}\frac{dn_{1g}}{d\lambda}}$$

siendo $n_{2g} = \bar{n}_2 + \omega\frac{d\bar{n}_2}{d\omega} = \bar{n}_2 - \lambda\frac{d\bar{n}_2}{d\omega}$



$\Rightarrow$



- Dispersión guiaonda

- aunque n_1 y n_2 fueran constantes con λ seguiría existiendo una variación de $\beta(\omega)$ por el simple hecho de ser una guiaonda (gráficas $\beta \leftrightarrow f$ del tema anterior)

sabiendo $\beta = \beta(\omega) \Leftrightarrow b = b(V)$

V: frec normalizada; b: cte propag normalizada

se puede obtener

$$\boxed{D_{wg} = -\frac{n_2 \cdot \Delta}{c\,\lambda} \cdot V\frac{d^2(Vb)}{dV^2} \underset{\uparrow}{=} \frac{n_2\Delta}{c\,\lambda} \cdot \frac{1'948}{V^2}}$$

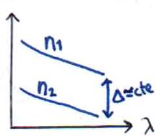
depende de:
- índices n_1 y n_2 $(n_2 \cdot \Delta)$
- frecuencia $(\lambda \cdot V^2)$
- geometría de la fibra (V^2)

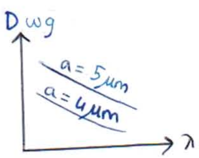
modo fundamental $1'5 < V < 2'4$

$$b = \left[1'1428 - \frac{0'996}{V}\right]^2$$

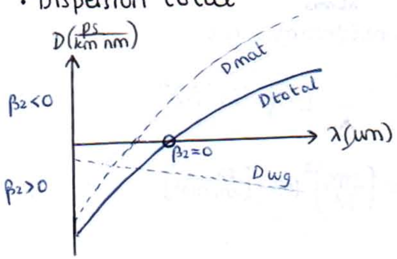
$c = 3 \cdot 10^{-7}$ km/ps

λ [nm]





- Dispersión total



$D_{tot} = D_{mat} + D_{wg}$

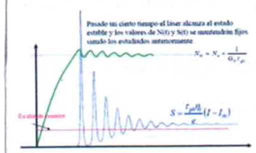
segunda ventana: $\beta_2 = 0$

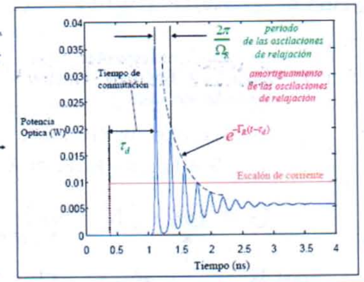
tercera ventana: mínima atenuación

Fibras de dispersión desplazada:

se juega con Dwg para que Dtotal se anule en tercera ventana

Análisis del láser en régimen transitorio





Tiempo de conmutación

$$\boxed{\tau_d = \tau_c \ln\left(\frac{I_m - I_b}{I_m - I_{th}}\right)}$$

I_m: corriente de modulación

Exponente del decaimiento de las oscilaciones

$$e^{-\Gamma_R(t-\tau_d)} \qquad \Gamma_R = \frac{\Gamma_S + \Gamma_N}{2}$$

$$\Gamma_S = \frac{R_{sp}}{S_b} - G_S\bar{S} \qquad G_S = -\varepsilon_{NL}G_L$$

$$\Gamma_N = \frac{1}{\tau_c} + G_N\bar{S} \qquad S_b = S(t) \text{ cuando } I(t) = I_b$$

se suele usar $\bar{S} = S_b$ (nº fotones de bias)

Pulsación de las oscilaciones de relajación

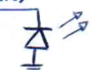
$$\boxed{\begin{aligned}\Omega_R &\simeq \sqrt{G \cdot G_N \cdot \bar{S}} = \sqrt{\frac{1}{T_p} \cdot G_N\bar{S}} \\ \Omega_R &= \sqrt{\frac{\eta_i \Gamma v_g \sigma_g}{e \cdot V_{act}}(I - I_{th})} \\ &= \sqrt{\frac{\eta_i \cdot G_N \cdot (I - I_{th})}{e}}\end{aligned}}$$

Frecuencia de las oscilaciones

$$\boxed{f_R = \frac{\Omega_R}{2\pi}}$$

modulación en pequeña señal

$I(t) = I_b + I_m \operatorname{sen}(\omega_m t)$



$s(t) = S_b + |\Delta S_m(\omega_m)| \cdot \operatorname{sen}(\omega_m t + \phi_m(\omega_m))$

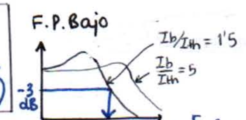
resolviendo ecs. del láser

$$|\Delta S_m| e^{j\phi_m} = \frac{G_N \cdot \bar{S} \cdot I_m/e}{(\Omega_R + \omega_m - j\Gamma_R)(\Omega_R - \omega_m + j\Gamma_R)}$$

Función de transferencia

$$H(\omega) = \frac{\Delta S_m(\omega)}{\Delta S_m(0)} = \frac{\Omega_R^2 + \Gamma_R^2}{(\Omega_R + \omega_m - j\Gamma_R)(\Omega_R - \omega + j\Gamma_R)}$$

F.P. Bajo



pico en f_R

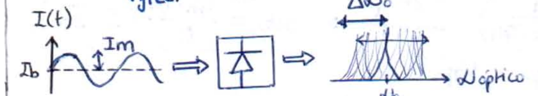
$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi}\left[\Omega_R^2 - \Gamma_R^2 + 2(\Omega_R^4 + \Omega_R^2\Gamma_R^2 + \Gamma_R^4)^{1/2}\right]^{1/2}$$

$$\boxed{f_{3dB} \simeq \frac{\sqrt{3} \cdot \Omega_R}{2\pi}}$$

calcular Ω_R usando $I = I_b$

Modulación en frecuencia en pequeña señal

$$2\pi\,\Delta\nu(t) \underset{\substack{\uparrow \\ \text{def de frec.}}}{=} \frac{d\phi(t)}{dt} \underset{\substack{\uparrow \\ (3)}}{=} \frac{\alpha}{2}G_N(N(t) - N_{th})$$



$\Delta\nu_0(t) = |\Delta\nu_0| \cdot \operatorname{sen}(\omega_m t + \theta_c)$

modulación residual

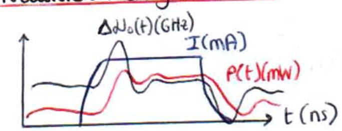
$$\frac{\Delta\nu_0}{I_m} = \underbrace{\frac{C_{th}\omega_{th}}{\omega_{th} + j\omega}}_{\text{fenómenos térmicos}} + \underbrace{\frac{\alpha G_N}{4\pi e}\left(\frac{(\Gamma_s + jw)}{(\Omega_R + w - j\Gamma_R)(\Omega_R - w + j\Gamma_R)}\right)}_{\text{resonancia con oscilaciones}}$$

Anchura de línea de la modulación residual de frecuencia (Regla de Carson)

$$\boxed{\Delta\nu_0 = \frac{\alpha G_N I_m\sqrt{\Gamma_S^2 + w^2}}{4\pi e\Omega_R^2} \approx \frac{\alpha I_m\sqrt{\Gamma_S^2 + w^2}}{4\pi e G\bar{S}}}$$

$$\boxed{\begin{aligned}M &= \left|\frac{2\pi\Delta\nu_0}{w_m}\right| \cong \left(\frac{m\alpha}{2}\right)\sqrt{1 + \left(\frac{\Gamma_s}{w_m}\right)^2} \\ \Delta\nu &= 2(M+1)f_m = \left(m\alpha\sqrt{1 + \left(\frac{\Gamma_s}{w_m}\right)^2} + 2\right)f_m\end{aligned}}$$

Modulación en gran señal



$$\left.\begin{aligned}G &= G_N(N - N_0) \\ N_{th} &= N_0 + \frac{1}{G_N T_{ph}}\end{aligned}\right] \rightarrow G_N(N - N_{th}) = G - \frac{1}{T_{ph}}$$

$$(2) \rightarrow \frac{dS}{dt} = S\left[G_N(N - N_{th}) - \frac{\varepsilon_{NL}}{T_{ph}}\right] + R_{sp}$$

$$(3) \rightarrow \Delta\nu(t) = \frac{\partial\phi/\partial t}{2\pi} = \frac{\alpha}{4\pi}G_N(N - N_{th})$$

$$\Delta\nu(t) = \frac{\alpha}{4\pi}\left[\underbrace{\frac{d(\ln S(t))}{dt}}_{\text{chirp transitorio}} + \underbrace{\frac{1}{T_{ph}}\left[\varepsilon_{NL}S(t) - \frac{n_{sp}}{S(t)}\right]}_{\text{chirp adiabático (diferencia entre estados 0 y 1)}}\right]$$

Tema 7. Detectores para comunicaciones ópticas

Ondas y fotones

$E(t) = A(t)\cos(..)$ $\propto$ $P(t) = \frac{|A(t)|^2}{2}$

$P(t) = \overline{Q(t)} \cdot h\nu$

$\overline{Q(t)} = \frac{\overline{n_T}}{T}$ flujo fotónico [fot/seg]

Fuente óptica coherente

Prob uniforme de emitir fotón en intervalo T

Poisson: n_T : nº fotones emitidos en T

$$p(n_T) = \frac{\overline{N}^{n_T}}{n_T!} e^{-\overline{N}} \quad \begin{cases} \overline{n} = \overline{N} \\ \sigma_n = \sqrt{\overline{N}} \end{cases}$$

Detector ideal

$$\overline{P(t)} = \frac{\overline{n_T}}{T} \cdot h\nu = \overline{Q_T} \cdot h\nu$$

¿Qué T elegimos?

$T\uparrow \Rightarrow \overline{Q_T} \rightarrow \overline{Q(t)}$

$T\downarrow \Rightarrow T < 1/\Delta f$ necesario

Caracterización

$Q(t) = \sum h(t - t_k)$ instantes de un fotón; resp. temporal recep.

$= \overline{Q(t)} + \underbrace{\Delta Q(t)}_{\text{ruido fotónico}}$

$S_{\Delta Q}(f) = \overline{Q} \cdot |H(f)|^2$

$P_{\Delta Q} = \overline{Q} \cdot 2\Delta f_{eq}$) si es pasobajo

$= \int S_{\Delta Q}(f)\, df$

$i(t) = e \cdot Q(t)$

$= e \cdot \overline{Q} + \underbrace{\Delta i}$

$\boxed{S_{\Delta i}(f) = e \cdot \overline{i} \cdot |H(f)|^2}$

Ruido shot

$\boxed{P_{\Delta i} = \sigma_{\Delta i}^2 = 2e^2 \overline{Q}\, \Delta f_{eq} = 2e\overline{i}\, \Delta f_{eq}}$ $\left(\frac{S}{N}\right) = \frac{\overline{Q}}{2\Delta f}$

Fuentes de ruido adicionales:

- Electromagnética de fondo $\overline{(\Delta i_B)^2} = 2e\, \overline{i_B}\, \Delta f$

Eficiencia cuántica

ideal $\eta = 1$

n fotones $\longrightarrow \eta \cdot n$ electrones

$$\boxed{\eta = \frac{\text{nº electrones}}{\text{nº fotones}} = \frac{\overline{i}/e}{\overline{Q}}}$$

$$\boxed{\overline{i(t)} = \eta \cdot e \cdot \overline{Q(t)}}$$

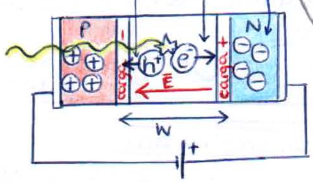
Responsividad

$\boxed{\overline{i(t)} = \mathcal{R} \cdot \overline{P(t)}}$) $\overline{P(t)} = h\nu \cdot \overline{Q(t)}$

$$\boxed{\mathcal{R} = \frac{e}{h\nu}\eta = 0'8\lambda\eta}$$ con λ en [µm]

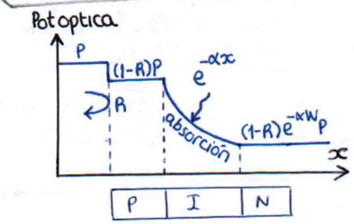
[A/W]

Fotodiodos PIN



- si absorción en N o P → si por difusión el minoritario alcanza zona I. Corrientes de difusión de minoritarios
- h^+ y e^- generados reducen el campo $\vec{E}$ que les empuja (retarda la respuesta) → equivale a un condensador $\frac{1}{t_p, t_n} \gg \frac{1}{RC}$
- tiempo tránsito t_p y t_n (despreciable)

efectos no deseados

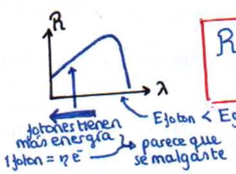


$$\eta = \frac{\text{fotones absorbidos}}{\text{fotones incidentes}}$$

$$\boxed{\eta = (1-R)\cdot(1 - e^{-\alpha W})}$$

$$\eta = (1-R)\cdot \frac{(1 - e^{-\alpha W})}{(1 + \alpha L_p)}$$ tiene en cuenta corriente difusión minoritarios

$$\boxed{\mathcal{R} = \frac{e}{\underbrace{hc}_{0'8}} \cdot \lambda[\mu m] \cdot \eta}$$ [A/W]



Respuesta en frecuencia

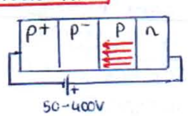
$J_{int}(\omega)$ R C $\longrightarrow J^{(i)}(\omega)$

R: resistencia que "ven" los portadores

$J_{int}(\omega) = F(\omega) \cdot \Phi_0(\omega)$ ← luz incidente (con las ctes adecuadas); modela t_p y t_n (suele ser despreciable)

$$\boxed{J^{(i)}(\omega) = \frac{1}{1 + j\omega RC} \cdot F(\omega) \cdot \Phi_0(\omega)}$$ [A/Hz]

Diodos APD



Tensión muy elevada → zona de multiplicación por avalancha

a partir de un par e^-/h^+ se generan M pares e^-/h^+

con $M = \underbrace{\overline{M}}_{\text{ganancia}} + \underbrace{\Delta M}_{\text{nuevo ruido}}$

$$\boxed{\mathcal{R}_{APD} = \overline{M} \cdot \mathcal{R}}$$

ruido shot: $\boxed{\overline{(\Delta i_s)^2} = \overline{M} \cdot F(\overline{M}) \cdot 2e\overline{i}\Delta f}$

↳ Factor de ruido del APD

si no se da $F(\overline{M}) = \overline{M}^x$

$x = 0'3 \rightarrow 0'5$ en Si

$= 0'7 \rightarrow 1$ en Ge

ruido oscuridad: $\overline{(\Delta i_d)^2} = \overline{M}^2 \cdot F(\overline{M}) \cdot 2eI_d\Delta f$

Tema 4. Dispersión en fibras ópticas

velocidad de fase:

$$V_f = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c}{\overline{n}}$$

definimos índice efectivo $\overline{n}$ tal que

por tanto $\overline{n} = \frac{\beta}{k_0}$ ($k_0 = \frac{\omega}{c}$)

$$\beta = k_0\overline{n} = \frac{2\pi}{\lambda}\overline{n} = \frac{2\pi f}{c}\overline{n} = \frac{2\pi f}{V} = \frac{\omega}{V}$$

velocidad de grupo

$$V_g = \frac{1}{d\beta/d\omega} = \frac{c}{n_g}$$

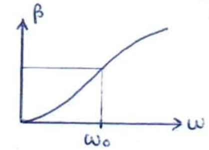
definimos índice de grupo n_g tal que

por tanto se despeja

$$n_g = c \cdot \frac{d\beta}{d\omega} = c\frac{d}{d\omega}\left[\frac{\omega\overline{n}}{c}\right]$$

$$n_g = \overline{n} + \omega \cdot \frac{d\overline{n}}{d\omega} = \overline{n} - \lambda\frac{d\overline{n}}{d\omega}$$

Análisis de dispersión usando β



Desarrollo de Taylor

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_0) + \underbrace{\frac{d\beta}{d\omega}\Big|_{\omega_0}}_{cte}(\omega-\omega_0) + \overbrace{\frac{1}{2}\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\Big|_{\omega_0}}^{cte}(\omega-\omega_0)^2 + \overbrace{\frac{1}{6}\frac{d^3\beta}{d\omega^3}\Big|_{\omega_0}}^{cte}(\omega-\omega_0)^3 + \dots$$

$$\beta(\omega) = \underbrace{\beta_0 + \beta_1(\omega-\omega_0)}_{\text{caso ideal, fase lineal}} + \underbrace{\frac{1}{2}\beta_2(\omega-\omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega-\omega_0)^3 + \dots}_{\text{términos dispersivos}}$$

retardo de grupo por unidad de longitud

$$\frac{T_g(\omega)}{L} = \frac{d\beta}{d\omega}$$

β_2 [ps²/km]

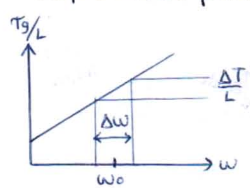
β_3 [ps³/km]

$$\frac{T_g(\omega)}{L} = 0 + \underbrace{\beta_1}_{\text{retardo constante}} + \underbrace{\beta_2(\omega-\omega_0)}_{\text{dispersión de primer orden}} + \underbrace{\frac{1}{2}\beta_3(\omega-\omega_0)^2}_{\text{dispersión de segundo orden}}$$

$\beta_1 = \frac{d\beta}{d\omega}\Big|_{\omega_0} = \frac{n_g}{c}$

Distintas componentes frecuenciales de nuestra señal sufrirán retardos diferentes

Dispersión de primer orden: $\beta_2 \neq 0 \rightarrow$ despreciamos β_3



$$\boxed{\Delta T = L \cdot |\beta_2| \cdot \Delta\omega = L \cdot |D| \cdot \Delta\lambda}$$

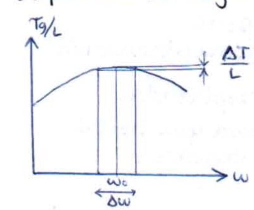
$$\boxed{D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2}$$ $\left[\frac{ps}{km \cdot nm}\right]$

$c = 3\times10^8$ nm/ps

λ[nm]

$\boxed{\begin{matrix}\beta_2 \propto -D \\ \beta_3 \propto \frac{dD}{d\lambda}\end{matrix}}$

Dispersión de segundo orden: $\beta_2 = 0 \longrightarrow$ consideramos β_3

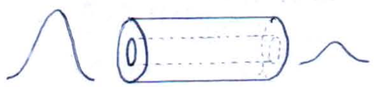


$$\boxed{\Delta T = L \cdot \frac{1}{8}|\beta_3|\,\Delta\omega^2 = L \cdot \frac{1}{8}|S|\,\Delta\lambda^2}$$

$$\boxed{S = \left(\frac{2\pi c}{\lambda^2}\right)^2 \beta_3}$$ $\left[\frac{ps}{km\, nm^2}\right]$

Tema 3. Atenuación en fibras ópticas

Concepto de atenuación



· independiente de la dispersión

$$\frac{dP}{dz} = -\alpha_T \cdot P$$

$$\Downarrow$$

$$P_s = P_e\, e^{-\alpha_T L}$$

$$\alpha(dB/km) = \frac{-10\log(P_s/P_e)}{L} = 4'343 \cdot \alpha_T$$

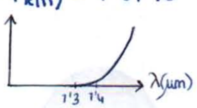
Mecanismos

· Intrínsecos: propios de la fibra, inevitables
- absorción por resonancia: ultravioleta / infrarrojo
- scattering: rayleigh

· Extrínsecos: factor externos, evitables
- impurezas: iones OH, metales, hidrógeno
- curvaturas

· atenuación infrarroja

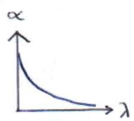
$$\alpha_{ir}\left(\frac{dB}{km}\right) = 7'81 \cdot 10^{11}\, e^{-\frac{44'48}{\lambda(\mu m)}}$$



· Intrínsecos

· atenuación por ultravioleta

$$\alpha_{uv}\left(\frac{dB}{km}\right) = \frac{1'542 \cdot x(\%)}{44'6 \cdot x(\%) + 60} \cdot 10^{-2} \cdot e^{\frac{4'63}{\lambda(\mu m)}}$$



siendo $x(\%)$: % de GeO_2 en el núcleo

· atenuación rayleigh

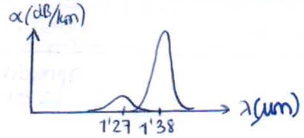
$$\alpha_R\left(\frac{dB}{km}\right) = \frac{A}{\lambda(\mu m)^4}$$

A = 0'7 ~ 1 monomodo
= 1 ~ 1'6 multimodo

Extrínsecos

· Iones OH

Gaussianas con pico en 1'27 y 1'38 μm



$$\alpha_{OH_1}\left(\frac{dB}{km}\right) = 48\left(\frac{dB}{km\cdot ppm}\right)\cdot x_{OH^-}(ppm)\cdot e^{-\frac{\lambda(\mu m) - 1'38}{\sigma_1^2}}$$

$$\alpha_{OH_2}\left(\frac{dB}{km}\right) = 2'5\left(\frac{dB}{km\cdot ppm}\right)\cdot x_{OH^-}(ppm)\cdot e^{-\frac{\lambda(\mu m) - 1'27}{\sigma_1^2}}$$

· Impurezas metálicas

· Fue el gran quebradero de cabeza inicialmente
· Hoy día se ha eliminado (concentración de impurezas inferiores a una parte por billón (1 ppb))

· Atenuación por presencia de hidrógeno

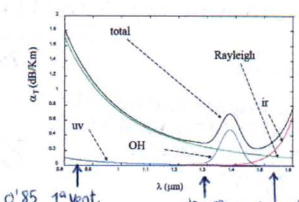
· vidrios de sílice son permeables al hidrógeno, que puede entrar y salir libremente en la fibra según el ambiente (reversible).
Durante demasiado tiempo puede reaccionar para formar iones OH

· Pérdidas por curvaturas

– macrocurvaturas

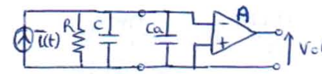
se evitan respetando el mínimo radio de curvatura dado por el fabricante

Espectro de la atenuación total



Tema 8. Receptores para comunicaciones ópticas

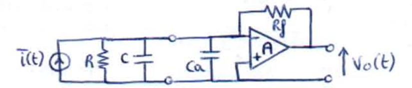
Configuración alta impedancia



$$\frac{V_o}{I} = \frac{A \cdot R}{1 + j\omega R C_T} \qquad V_o = TF[V_o(t)],\ I = TF[i(t)]$$

$$f_{3dB} = \frac{A}{2\pi R\, C_T} \qquad R\uparrow \begin{cases}\text{poco ruido térmico}\\ \text{poco } f_{3dB}\,!!\end{cases}$$

· Amplificador de transimpedancia



$$\frac{V_o}{I} = -\frac{A\cdot R\cdot R_f}{R_f + AR + j\omega R R_f C_T} \underset{A\gg 1}{\simeq} \frac{R_f}{1 - j\omega (R_f/A) C_T}$$

$$f_{3dB} = \frac{A}{2\pi R_f C_T}$$ · indep de R · puedo subir R para reducir ruido térmico

Relación señal a ruido (instantánea)

$$\frac{S}{N}(t) = \frac{\overline{i^2(t)}_{canal}}{\overline{(\Delta i_s)^2} + \overline{(\Delta i_d)^2} + \overline{(\Delta i_i)^2} + \overline{(\Delta i_{aJ})^2}}$$

Ruido shot: $\overline{(\Delta i_s)^2} = \overline{M}\cdot F(\overline{M})\cdot 2e\,\overline{i(t)}\,\Delta f$

Ruido oscuridad: $\overline{(\Delta i_d)^2} = \overline{M}^2\cdot F(\overline{M})\cdot 2e I_d\,\Delta f$

Ruido de intensidad: $\overline{(\Delta i_i)^2} = RIN \cdot \overline{i(t)}^2\,\Delta f$

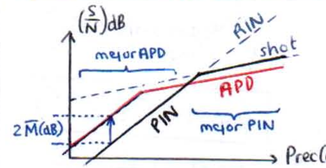
Ruido Johnson + amplificador: $\overline{(\Delta i_{aJ})^2} = \overline{(\Delta i_a)^2} + \overline{(\Delta i_J)^2} = \overline{(\Delta i_a)^2} + \frac{4k_B T \Delta f}{R} = \frac{4 k_B T F \Delta f}{R}$

F: Factor ruido del amplif.

$$\overline{(\Delta i)^2} \equiv \sigma_i^2$$

→ · Δf es el anchobanda equivalente de UN CANAL
· $\overline{i^2(t)}$ (la pot de señal del numerador) es la corriente de UN CANAL
· $\overline{i(t)}$ que aparece en ruido shot y RIN es la fotocorriente TOTAL que crea el fotodetector $\boxed{\overline{i} = \mathcal{R}\cdot \overline{P_r}}$

· normalmente coincide con la de un canal (ej MI-DD y WDM (donde hay filtro óptico ANTES del detector))
· puede no coincidir (ej: SCM) → $\begin{cases}\overline{i(t)} = (\mathcal{R}\cdot P_s)\\ \overline{i(t)^2_{canal}} = \frac{1}{2}m^2(\mathcal{R}P_s)^2\end{cases}$



Si no dan Δf
NRZ: $\Delta f \simeq V_B/2$
RZ: $\Delta f \simeq V_B$

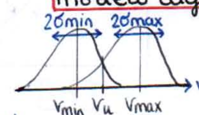
Potencia equivalente de ruido NEP [W]

$$NEP = \frac{\sqrt{\overline{(\Delta i_{J})^2}}}{\mathcal{R}} = \frac{1}{D}$$

si domina térmico; D: detectividad

Pot óptica necesaria a la entrada para (S/N) = 1 a la salida

Modelo digital simplificado



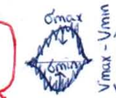
$$p_i(v) = \frac{1}{\sigma_i\sqrt{2\pi}}\, e^{-\frac{(v - v_i)^2}{2\sigma_i^2}} \qquad i = \begin{cases}max & 1\\ min & 0\end{cases}$$

prob error $P_e = P(1|0)\cdot P(0) + P(0|1)\cdot P(1)$
$= \frac{1}{2}P(1|0) + \frac{1}{2}P(0|1)$ ← equiprob

$$P_e = \frac{1}{2}\left[\frac{1}{2}\,erfc\left(\frac{V_{max} - V_u}{\sqrt{2}\,\sigma_{max}}\right) + \frac{1}{2}\,erfc\left(\frac{V_u - V_{max}}{\sqrt{2}\,\sigma_{min}}\right)\right] \to V_{u\,optimo} = \frac{\sigma_{min}V_{max} + \sigma_{max}V_{min}}{\sigma_{min} + \sigma_{max}}$$

semisuma ponderada

$$\boxed{P_e = BER = \frac{1}{2}\,erfc\left(\frac{q}{\sqrt{2}}\right) \quad q = \frac{V_{max} - V_{min}}{\sigma_{min} + \sigma_{max}} \quad \begin{matrix} q = 6 \longleftrightarrow BER = 10^{-9}\\ q = 7 \longleftrightarrow BER = 10^{-12}\end{matrix}}$$



definido en corrientes

$$q = \frac{I_1 - I_0}{\sigma_{max} + \sigma_{min}\,|_{en\ corriente}} = \begin{cases}\text{equiprob} & \overline{P_{rec}} = P_1/2\\ \text{potencia nula en cero} & I_0 = 0,\ I_1 = \overline{M}\,\mathcal{R}\,P_1\end{cases} = \frac{2\overline{M}\,\mathcal{R}\cdot\overline{P_{rec}}}{\sigma_{min} + \sigma_{max}}$$

$$\begin{cases}\sigma_{min} = \sigma_J & (\text{sólo térmico ya que } P_0 = 0)\\ \sigma_{max} = \sqrt{\sigma_J^2 + \sigma_s^2} & (\text{térmico y shot})\end{cases}$$

$$\sigma_J^2 = (4k_B T F \Delta f)/R \qquad \sigma_s^2 = 2e I_1 M F(\overline{M})\Delta f$$

Sensibilidad del receptor:

$$\overline{P_{rec}} = \frac{q}{\mathcal{R}}\left\{e\Delta f F_{APD}\, q + \frac{\sigma_J}{\overline{M}}\right\}$$

un APD reduce el ruido térmico

$F_{APD} = F(\overline{M})$

Límite cuántico

$$\overline{P_{rec}} = (h\nu)\cdot N \cdot B \cdot \frac{1}{2} \Rightarrow N = \frac{\overline{P_{rec}}\cdot 2}{h\nu \cdot B}$$

(N: fotones/bit 1; B: bits/s; ½: bit 1/bit)

nº fotones durante bit "1"

ya no sirve fdp gaussianas

Bit 1 = recibir al menos UN fotón !!!

$$P_e = BER = \frac{1}{2}P(0|1) = \frac{1}{2}p(0) = \frac{\overline{N}^0}{0!}e^{-\overline{N}} = e^{-\overline{N}}$$

prob de no recibir ningún fotón; Poisson: Fuente coherente

$$\boxed{BER = e^{-\overline{N}}} \Rightarrow \text{límite } \overline{N} \text{ mínimo para criterio BER}$$

Tema 9. Componentes ópticos Pasivos

X

Polarizadores

· atenuador de una polariz. (convierte circular en lineal)

Relación de extinción $= 10 \log \frac{P_{out\,//}}{P_{out\,\perp}}$

Pérdidas de inserción $= 10 \log \frac{P_{in\,//}}{P_{out\,//}}$

· retardadores de onda
material birrefringente
$\bar{n}_x \neq \bar{n}_y \Rightarrow$ Desfase entre estados de polarización

· combinador de polariz · divisor de polariz

· rotadores de polarización
campo magnético estático $\vec{B}$ → Efecto Faraday
NO RECÍPROCO
$\theta = V \cdot B \cdot d$
cte Verdet
$V = -\frac{\pi \gamma}{\lambda n}$ ← coef magnetogiro

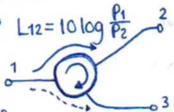
izq a der / der a izq, 2θ

Atenuadores

Pérdidas de inserción $L = 10 \log \frac{P_{in}}{P_{out}}$

Circuladores

Pérdidas inserción $L_{12} = 10 \log \frac{P_1}{P_2}$



Relación de aislamiento $R_{13} = 10 \log \frac{P_1}{P_3}$

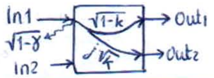
Acoplador estrella M×N

$P_{out\,TOT} = \sum P_{out}$

Pérdidas por división $= 10 \log \frac{1}{N}$

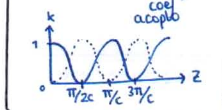
Pérdidas de exceso $= 10 \log \left(\frac{P_{in}}{P_{out\,TOT}}\right)$

Acopladores



k : cte de acoplo

$k = \frac{P_{out2}}{P_{out\,TOT}} = \operatorname{sen}^2(cL)$ ← coef acoplo



En campo:

$$\begin{pmatrix} E_{out1} \\ E_{out2} \end{pmatrix} = \sqrt{1-\gamma} \begin{pmatrix} \sqrt{1-k} & j\sqrt{k} \\ j\sqrt{k} & \sqrt{1-k} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{in1} \\ E_{in2} \end{pmatrix}$$

En potencia

$$\begin{pmatrix} P_{out1} \\ P_{out2} \end{pmatrix} = (1-\gamma) \begin{pmatrix} 1-k & k \\ k & 1-k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_{in1} \\ P_{in2} \end{pmatrix}$$

Directividad $D = 10 \log \frac{P_{in1}}{P_{out2}(z=0)}$ ← lo que sale por donde no toca (sale por In_2)

Pérdidas de exceso $\Gamma = 10 \log(1-\gamma) = 10 \log \frac{P_{in1}}{P_{out\,TOT}}$

Pérdidas de inserción $L_i = 10 \log \frac{P_{in1}}{P_{out1}}$

Aisladores

Pérdidas de inserción $L = 10 \log \frac{P_{in1}}{P_{out2}}$

Relación de aislamiento $I = 10 \log \frac{P_{in2}}{P_{out1}}$

Filtros

· Redes de difracción (Bragg)

sólo se suman en fase

$\lambda_B = 2\bar{n}\Lambda$

siendo $\bar{n} = \frac{n_1+n_2}{2}$

Respuesta en frec. $R(\delta)$, $\delta = \frac{\omega - \omega_B}{v_g}$

$\Delta\lambda_{-3dB} \propto K$ → relacionada con la fuerza Δn; $1/L$ → mayor L → mayor AB

Gráficas normalizadas para todas las Bragg con misma K·L

$R_{max} = th^2(K \cdot L)$ si >1 → se satura y ensancha

MUX y DEMUX de WDM
· red difracción · prisma · filtro multicapa

· Filtros Fabry Perot

$$T(f) = \left|\frac{E_t}{E_i}\right|^2 = \frac{(1-A_1-R_1)(1-A_2-R_2)G_s}{(1-\sqrt{R_1R_2}\,G_s)^2 + 4\sqrt{R_1R_2}\,G_s \operatorname{sen}^2\left(\frac{\pi f}{FSR}\right)}$$

→ Rango Espectral Libre $FSR = \frac{c}{2nL}$

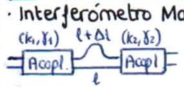
→ Finura (selectividad) $F = \frac{FSR}{FWHM} \simeq \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$ | si $A \approx 1$

$R\uparrow$ → más estrecho

→ Anchura de banda de las resonancias $FWHM = \frac{c}{2\pi nL} \arcsen\left(\frac{1-R}{2\sqrt{R}}\right)$

Respuesta periódica: para no coger más de un canal, conviene FSR > región espectral

· Interferómetro Mach-Zender



una etapa → muy poco selectivo

Encadenar etapas $k_i = 0'5$ y $\Delta l_i = \Delta l_1 / 2^{i-1}$

$FSR = 2^{i-1} FSR_1$ | $\prod (\cos^2(\Delta\phi/2))$

P_{out} $\cos^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)$, $\Delta\phi = \omega \frac{\Delta l}{c}$

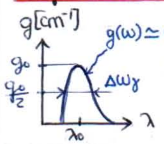
Tema 10. Amplificadores ópticos

Conceptos básicos

· Coeficiente de ganancia

$g(\omega) \simeq g_0 - \gamma_0(\omega - \omega_0)^2$

$\gamma_0 = g_0 T_2^2$ ← tiempo de relajación de los dipolos



valor máximo: $g_0 = (N_2 - N_1) \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi n^2 T_{sp}}$

ancho banda: $\Delta\omega_g = \frac{2}{T_2}$

· A una frecuencia ω:

$g(\omega) = \underbrace{(N_2 - N_1)}_{\text{diferencia densidad } e^-} \cdot \underbrace{\sigma_g(\omega)}_{\text{sección cruzada}}$

$I_\omega(z) = I_\omega(0) \cdot e^{(\Gamma \cdot g(\omega) - \alpha)z}$ $[W/m^2]$

Ganancia $G(\omega)$ si $z = L$

· ganancia $I_{out} = G \cdot I_{in}$

$G(\omega) = e^{(\Gamma \cdot g(\omega) - \alpha)L}$ (Γ: factor confin., α: pérd. ópticas)

AB de ganancia

$\Delta\omega_A = \Delta\omega_g \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{g_0 L - \ln 2}}$, $\frac{\Delta\omega_r}{2\pi}$

· Ruido ASE

$\left(\frac{S}{N}\right)_{in} = \frac{\langle n_{in}\rangle^2}{\sigma_{in}^2} = 1$ (Poisson) → ASE → $\left(\frac{S}{N}\right)_{out}$

$NF = \frac{(S/N)_{in}}{(S/N)_{out}}$

$NF = \frac{1 + 2 \cdot G \cdot n_{eq}}{G} + M\left(\frac{n_{eq}}{\langle n_{in}\rangle}\right)\left(\frac{1 + n_{eq} G}{G}\right)$

$M = m_t \cdot B_0$ (ancho banda óptico; nº estados polariz (1 o 2))

(G>15dB) $NF = 2n_{sp} + \frac{n_{sp}^2 M_t B_0}{\langle n_{in}\rangle}$

$n_{eq} = \frac{G-1}{G} n_{sp} = \frac{N}{G}$

($B_0 \downarrow\downarrow$) $NF = 2 \cdot n_{sp} > 2$ (3dB)

$n_{sp} = \frac{N_2}{N_2 - N_1}$ factor inv. pobl.

· Saturación de ganancia

[no confundir $g_0(\omega) \equiv g(\omega)|_{\sin sat}$; con $g_0 = g(\omega)|_{max}$]

$I_\omega \uparrow$ → mucha emisión estimul. → $n_2 \downarrow$ → $g \downarrow$

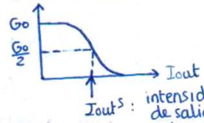
sin sat: $g_0(\omega) = (N_2 - N_1)_0 \cdot \sigma_g(\omega)$

con sat: $g(\omega) = (N_2 - N_1) \cdot \sigma_g(\omega)$
$= \frac{(N_2 - N_1)_0 \cdot \sigma_g(\omega)}{1 + I_\omega / I_s}$

$g(\omega) = \frac{g_0(\omega)}{1 + I_\omega / I_s}$

I_s: intensidad entrada a la cual $g(\omega)$ es la mitad

$G(\omega) = G_0(\omega) \cdot e^{-\left[\frac{G-1}{G} \cdot \frac{I_{out}}{I_s}\right]}$



I_{out}^s: intensidad de saturación de salida (G se reduce a la mitad)

$I_{out}^s = \left[\frac{G_0 \ln 2}{G_0 - 2}\right] I_s$

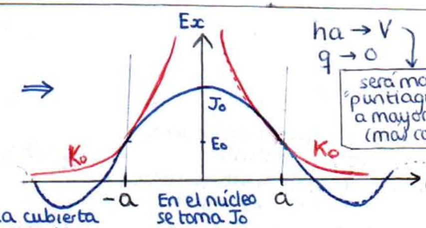
II

Fibras monomodo : Modo LP01

si $V < \begin{cases} 2'405 & \text{salto de índice} \\ 2'405\sqrt{1 + \frac{2}{\alpha}} & \text{índice gradual} \end{cases}$ $\Rightarrow$ Sólo se propaga el modo LP_{01} (factor de degeneración 2, polariz $\hat{x}$ e $\hat{y}$)

Modo LP_{01} en $\hat{x}$

$$E_x = E_0 \cdot \begin{cases} \frac{J_0(hr)}{J_0(ha)} e^{j(\omega t - \beta z)} & r \leq a \\ \frac{K_0(qr)}{K_0(qa)} e^{j(\omega t - \beta z)} & r > a \end{cases}$$

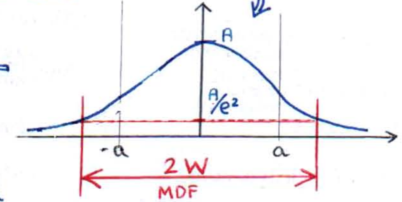


$ha \to V$, $q \to 0$ → será más "puntiagudo" a mayor V (más confinado)

en la cubierta se toma K_0; En el núcleo se toma J_0

Resulta que se parece mucho a una gaussiana

$E_x \simeq A \cdot e^{-\left(\frac{r}{W}\right)^2} e^{j(\omega t - \beta z)}$

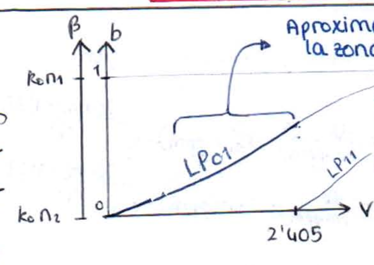


siendo W el diámetro en el cual E_x cae a $1/e^2$ de su valor
W: radio del campo modal

aproximación en el caso $1'2 \leq V \leq 2'4 \Rightarrow$ MDF = diámetro del campo modal

$$\frac{W}{a} = 0'65 + 1'619 V^{-\frac{3}{2}} + 2'879 \cdot V^{-6}$$

$$\frac{P_{núcleo}}{P_{total}} = \frac{\int_0^a E_x^2 r dr}{\int_0^\infty E_x^2 r dr} = 1 - e^{-2\left(\frac{a}{W}\right)^2}$$



Aproximamos la curva en la zona de interés con la expresión

$$b_{01}(V) = \left[1'1428 - \frac{0'996}{V}\right]^2$$

La constante de propagación cambia con V (la cual viene dada por parámetros de la fibra y la frecuencia)
si cambia β → cambia la velocidad de propagación

si $V \to 0 \Rightarrow \beta \to k_0 n_2 \Rightarrow v \to c/n_2$: mucha potencia se propaga por la cubierta y por tanto la velocidad es cercana a la de la cubierta

si $V\uparrow \to \beta \to k_0 n_1 \Rightarrow v \to c/n_1$: la potencia está confinada en el núcleo

En general, para una V cualquiera hay una β y por tanto una $v = \frac{\omega\,[rad/s]}{\beta\,[rad/m]}$

índice efectivo del modo $v = c/\bar{n}$ $\quad \beta = k_0 \bar{n} = \frac{2\pi}{\lambda}\bar{n} = \frac{2\pi f}{c}\bar{n} = \frac{2\pi f}{v}$

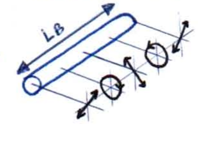
$$\bar{n}_{01} = n_2 + b_{01}(n_1 - n_2) \simeq n_2(1 + b_{01}\Delta)$$

Birefringencia

A causa de imperfecciones, el índice de refracción es diferente para cada polarización

$\bar{n}_{01x} \leftrightarrow \beta_{01}^x$
$\bar{n}_{01y} \leftrightarrow \beta_{01}^y$

Por tanto cada componente tiene un retardo distinto. El periodo de la variación se llama



Longitud de Batido $L_B = \lambda / B$

$B = |\bar{n}_{01}^x - \bar{n}_{01}^y|$

Estudio electromagnético exacto

Ecuaciones Maxwell $\rightarrow$ $\bar{E} = \begin{cases} E_z \\ E_x, E_y \neq 0 \end{cases}$ $\quad E_z = \psi(r) \cdot \underbrace{e^{\pm jl\theta}}_{\text{variación acimutal}} \cdot \underbrace{e^{-j\beta z}}_{\text{propagación}} \cdot e^{j\omega t}$

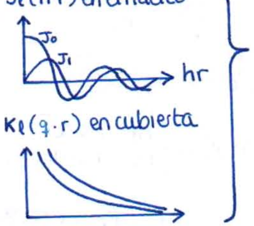
$\bar{H} = \begin{cases} H_z \\ H_x, H_y \neq 0 \end{cases}$ $\quad H_z =$

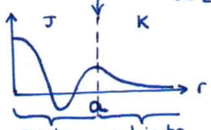
Solucionando la ecuación diferencial

$J_l(h \cdot r)$ en el núcleo

$K_l(q \cdot r)$ en cubierta

c.c.: continuidad de E_z





núcleo cubierta

Para cada l aparecen diversos modos que cumplen continuidad (numeración n: orden de aparición)

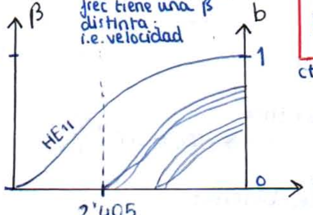
Modos l, n
orden de la función — orden de aparición
$J_0^{k_0}, J_1^{k_1}, J_2^{k_2}, \ldots$

Modos TE → transversal eléctrico
Modos TM → transversal magnético
Modos EH } modos
Modos HE } híbridos

Cada modo a cada frec tiene una β distinta, i.e. velocidad

$\frac{\omega}{(c/n_1)} = k_0 n_1$ ← cte propag en núcleo

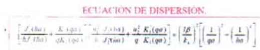
$\frac{\omega}{(c/n_2)} = k_0 n_2$ ← cte propag en cubierta



$$b = \frac{(\beta/k_0) - n_2}{n_1 - n_2}$$

cte. de propag. normaliz.

ECUACION DE DISPERSION:



$$V = \underbrace{\frac{2\pi}{\lambda}}_{k_0} a \underbrace{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}_{AN}$$

λ a la cual trabajamos — parámetros de la fibra

frecuencia normalizada [adimensional]

Para cada V podemos conocer los modos que se propagan y con qué β cada uno

Estudio electromagnético: aproximación de guiado débil

$$ha \frac{J_{l-1}(ha)}{J_l(ha)} = -qa \frac{K_{l-1}(qa)}{K_l(qa)}$$ ecuac. de dispers.

$n_1 \simeq n_2 \Rightarrow$ Algunos modos exactos muy cercanos (degenerados) hacen combinación lineal para formar los:

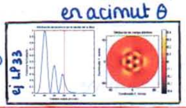
Modos LP_{lm}

variación en acimut θ — variación radial r, coincide con orden de aparición frecuencia

· Linealmente polarizados
· Transversales a la propag

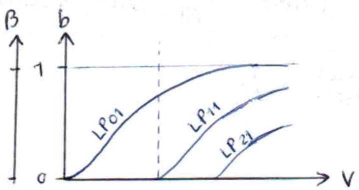
ejemplo: polariz en $\hat{x}$

$$\bar{E} = E_x \hat{x} = \begin{cases} A J_l(hr) e^{jl\theta} e^{-j\beta z} & \text{núcleo} \\ B K_l(qr) e^{jl\theta} e^{-j\beta z} & \text{cubierta} \end{cases}$$



Cada modo LP_{lm} tiene un factor de degeneración
· 2 por acimut (seno y coseno) salvo $l = 0$
· 2 por polarización ($\hat{x}$ e $\hat{y}$)

Factor de degeneración total $= \begin{cases} 4 & l \neq 0 \\ 2 & l = 0 \end{cases}$ } coincide con el número de modos exactos que lo componen



· si b cercana a 0
i.e. β cercana a $k_0 n_2$ (cte propag en cubierta)
el modo está empezando a propagarse y tiene mucha potencia en la cubierta

· al aumentar V, aumenta $b \rightarrow 1$ y β tiende a la cte de propag. de la cubierta

Número de modos propagados por una fibra
· si $V < 6$ se cuentan los LP sobre la gráfica multiplicando cada modo por su factor de degeneración
· si $V > 6$
salto índice: $M_{SI} \simeq \frac{V^2}{2}$
índice gradual: $M_{IG} \simeq \frac{\alpha}{\alpha + 2} M_{SI}$

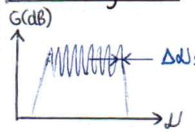
Cuanto mayor sea V, más confinado está el modo en el núcleo de la fibra

$LP_{lm} \rightarrow$ $\frac{P_{nucleo}}{P_{total}} = \frac{4}{3\sqrt{M}}$ ← M: nº de modos

SOA: Semiconductor Optical Amplifier

Como el láser pero sin espejos (difícil lograr $R \simeq 0$)

SOA Fabry Perot $R > 0$ rizado



a menor R, menor rizado

SOA onda viajera

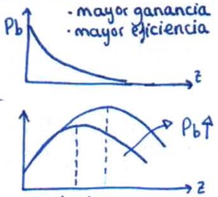
Técnicas $R \rightarrow 0$
· recubrim. antirreflectante
· corte no perpendicular

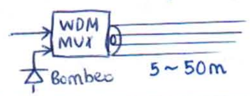
- gran ancho banda (50nm)
- tiempo de respuesta MUY bajo
aprovechar G — I_{out} para modular

EDFA: Erbium Doped Fiber Amplifier

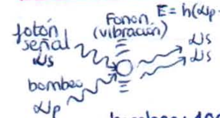
Bombeo 980 nm o 1480 nm

señal info cercana a 1540 nm (3ª ventana)





SRS: Stimulated Raman Scattering

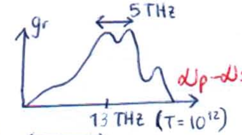


$$P_s(z) = P_s(0) \cdot e^{P_p(z) \cdot g_r}$$

pot. señal — pot. bombeo

· bombear 100nm por debajo de la señal — 40nm — 100nm — λ

· bombeo de gran potencia
· ganancia a lo largo de km's
· menor ruido



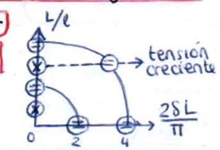
Tema 12. Dispositivos ópticos Integrados

$n = n_{real} + j\, n_{imag}$
electroóptico — pérdidas electroabsorción

Conmutador basado en acoplador

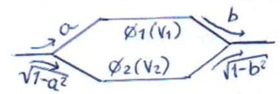
Efecto electroóptico + Acoplo de modos

$\beta_1 - \beta_2 = \delta \propto V(t)$



· conmutador ⊗ cross o ⊜ bar si variamos V(t) entre 0 y +V
· atenuador variable

Modulador de intensidad Dual-Drive (single drive $V_2(t) = 0$)



$E_{out} = E_{in}\left[ab\, e^{j\varnothing_1} + \sqrt{1-a^2}\sqrt{1-b^2}\, e^{j\varnothing_2}\right]$
$a^2 = b^2 = 1/2$
$\vec{E}_{out} = \frac{1}{2} E_{in} \hat{x} \left[e^{j\varnothing_1} + e^{j\varnothing_2}\right]$

Dos tensiones controlan n_1 y n_2 y por tanto $\varnothing_1$ y $\varnothing_2$

$\varnothing_1 = k_0 n_1 L = k_0 n_0 L - \frac{\pi}{V_\pi} \cdot V_1(t) = k_0 n_0 L - \Delta\varnothing_1$
$\varnothing_2 = k_0 n_2 L = k_0 n_0 L - \frac{\pi}{V_\pi} V_2(t) = k_0 n_0 L - \Delta\varnothing_2$

$E_s = \frac{1}{2} E_e \hat{x}\, e^{jk_0 n_0 L}\left[e^{-j\Delta\varnothing_1} + e^{-j\Delta\varnothing_2}\right]$ multiplicar y dividir por el término semisuma de la fase

$\vec{E}_s = \frac{1}{2} E_e \hat{x}\, e^{jk_0 n_0 L} e^{-j\left(\frac{\Delta\varnothing_1 + \Delta\varnothing_2}{2}\right)} \left[e^{j\left(\frac{\Delta\varnothing_1 + \Delta\varnothing_2}{2}\right)}\left(e^{-j\Delta\varnothing_1} + e^{-j\Delta\varnothing_2}\right)\right]$

$$\boxed{\vec{E}_s = \frac{1}{2} E_e \hat{x}\, e^{jk_0 n_0 L} e^{-j\left(\frac{\Delta\varnothing_1 + \Delta\varnothing_2}{2}\right)} \cdot \cos\left(\frac{\Delta\varnothing_2 - \Delta\varnothing_1}{2}\right)}$$

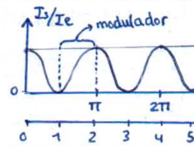
modulación de la fase — la intensidad

modulador y retardador de fase

cristal con dos ejes principales, la n de uno varía con V(t)
si E // eje princip → modula fase
si E ∡45° con eje → retardo entre las dos direcciones de polariz

Intensidad de salida
$I_s = I_e \cdot \cos^2\left(\frac{\Delta\varnothing_2 - \Delta\varnothing_1}{2}\right)$

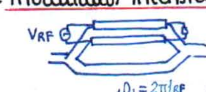
chirp $\alpha = \frac{d\varnothing/dt}{\frac{1}{P}\frac{dP}{dt}}$



$\frac{\Delta\varnothing_2 - \Delta\varnothing_1}{2} = \frac{\pi}{2}\left(\frac{V_1(t) - V_2(t)}{V_\pi}\right)$
$\frac{V_1(t) - V_2(t)}{V_\pi}$

casos particulares:
· Single Drive: $V_2(t) = 0 \rightarrow$ Chirp Fijo
· Push-Pull: $V_2(t) = -V_1(t) \rightarrow$ Chirp nulo
· Modulador Fase: $V_1(t) = V_2(t) \rightarrow I_s = I_e$ solo varía fase

Modulador intensidad onda viajera



Considerar que V(t) también se propaga
$V_m(t,z) = \frac{V_0}{2} e^{j(\delta_e z - \Omega t)}$
$\delta_e = \frac{\Omega}{c} n_m + j\alpha_m$

La señal óptica "ve"
$V(t,z) = V_m(t,z) \cdot e^{-j\frac{n_0 \Omega}{c} z} \rightarrow \Delta\varnothing = \frac{c}{L}\int V(t,z)\, dz$

al final se obtiene
$f_{3dB} = \frac{c}{2L(n_m - n_0)}$
índice refracción — señal electr. — señal óptica

Para maximizar f_{3dB}, $n_m = n_0$
i.e. se propagan a la vez.

Electroabsorción

$\alpha\,[cm^{-1}]$ — V=8, V=5, V=0 — λ[nm]
Variar α con V

Uniones en Y — modo simétrico solo — modo se descompone en suma de simétrico y antisimétrico

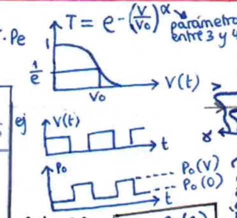
ej: 100% 0% — 50% solo llega el simétrico

Dragone — Tideal $= \frac{1}{N}$
AWG · MUX/DEMUX bidireccional y cíclico en λ

Modulador de intensidad de electroabsorción

$P_e \rightarrow$ [V(t)] $\rightarrow P_o = T \cdot P_e$

$T = e^{-\left(\frac{V}{V_0}\right)^\alpha}$ parámetro entre 3 y 4



Relación extinción $R = \frac{P_o(0)}{P_o(V)}$

varía con λ

Tema 13. Introducción a los sistemas de comunicaciones ópticas

Sistemas MI-DD (modulación intensidad / Detección directa)

• Tiempos de subida

90% / 10%

$T_r^2 = T_{TX}^2 + T_{FO}^2 + T_{RX}^2$

$T_{TX} = \frac{0'35}{\Delta f}$ $\quad$ $T_{RX} = \frac{0'35}{\Delta f}$

$T_{FO}^2 = T_{multim}^2 + T_{intram}^2$

multimodo	monomodo
$T_{mult}^2 = \Delta T^2$ (Tema 2)	$T_{intra}^2 = \sigma^2 = \sigma_0^2 + \sigma_c^2$ (Tema 4)

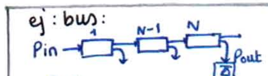
$T_r \leq \frac{0'35}{\Delta f_{sys}} = \begin{cases} 0'7\,B & \text{para NRZ} \\ 0'35\,B & \text{para RZ} \end{cases}$

Balance de Potencia

$P_r \leq P_t - L_c - M_s$

- P_r: sens. receptor
- P_t: pot. óptica media de la fuente
- M_s: margen seguridad
- L_c: Pérdidas totales del medio
  - → F.O. $\alpha(dB/km) \cdot L(km)$
  - → conectores y empalmes
  - → elem distrib
  - → Penalizaciones

ej: bus:



$\frac{P_{out}}{P_{in}} = [(1-\delta)(1-C)]^{N-1} \cdot (1-\delta)C$

(δ: perd exc.; C: fracción de pot acoplada)

ej: estrella

$\frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{1}{N}(1-\delta)^{\log_2 N}$

Fuentes de degradación adicionales

$\text{Penaliz(dB)} = 10\log\left[\frac{\text{Pot con degr.}}{\text{Pot sin degr}}\right]$

• **Relación de extinción no nula**: $r_e = P_0/P_1$ $\quad$ $P(dB) = 10\log\left(\frac{1+r_e}{1-r_e}\right)$ (sistema limitado por ruido térmico)

• **Penalización por ruido de intensidad**:

$r_I^2 = \frac{\overline{(\Delta P_r)^2}}{P_r^2} = \int_{-\infty}^{\infty} RIN(f)\,df = RIN \cdot \Delta f_{eq}$ $\quad$ $P(dB) = -10\log(1 - r_I^2 q^2)$

$\sigma_{RIN}^2 = (R \cdot P_r)^2 \cdot r_I^2$ $\quad$ $q = 6 \leftrightarrow BER = 10^{-9}$

• **Penalización por dispersión**: $P(dB) = 10\log(\sigma/\sigma_0)$

• **Penalización por jitter**

PIN limitado por ruido térmico → $Q = \frac{I_1 - \overline{\Delta I}}{\sqrt{\sigma_T^2 + \sigma_j^2} + \sigma_T}$

$b = \frac{4}{3}(\pi^2 - 6) B^2 \sigma_{\Delta T}^2$

$P(dB) = 10\log\left[\frac{1 - b/2}{(1-b/2)^2 - b^2 Q^2/2}\right]$

• **Penalización por ruido de partición modal**

$RPM = \frac{k}{\sqrt{2}}\left[1 - e^{-(\pi B L D \sigma_\lambda)^2}\right]$

$P(dB) = -5\log(1 - Q^2 RPM^2)$

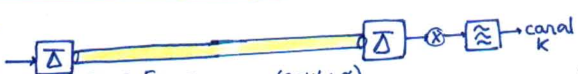
B: vel modulación; L: long enlace; D: parám dispersión; σ_λ: anchura espectral; RPM: ruido relativo de partición modal; k: coeficiente de partición modal

Sistemas multicanal

- multiplex electrónico
  - en frecuencia: SCM
  - en tiempo: ETDM
- multiplex óptico
  - en frecuencia: WDM
  - en tiempo: OTDM

• SCM (Sub Carrier Multiplexing)

señal eléctrica RF compuesta



$P = P_0\left[1 + \sum m_i a_i \cos(2\pi f_i t + \phi)\right]$

Estrictamente para evitar clipping $m \cdot N < 1$

pero rara vez se suman en fase

$N > 10 \to P(t)$ gaussiano

Aparecen productos de intermodulación

$f_1\ f_2$

$CSO = -10\log\left[N_{CSO}(a \cdot m)^2\right]$

$CTB = -10\log\left[N_{CTB}\left(\frac{3}{2}bm^3\right)^2\right]$ (n° de prod. interm.)

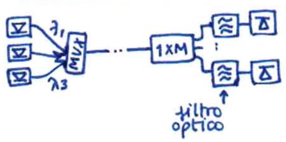
$CNR = \frac{\overline{i}^2}{\overline{(\Delta i_{aT})^2} + \overline{(\Delta i_s)^2} + \overline{(\Delta i_d)^2} + \overline{(\Delta i_i)^2} + \overline{(\Delta i_{IMD})^2}}$

Ruido de intermodulación $\overline{(\Delta i_{IMD})^2} = \overline{i}^2\left[\frac{1}{CSO} + \frac{1}{CTB}\right]$

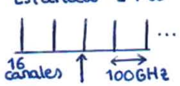
Ésta $\overline{i}^2$ y la que aparece en el numerador en la de UN canal $\overline{i}^2 = \frac{m^2}{2}(R \cdot P_s)^2$

La $\overline{i}$ que aparece en la expresión del ruido shot sin embargo será la fotocorriente total $\overline{i} = (R \cdot P_s)$

• WDM (wavelength division multiplexing)

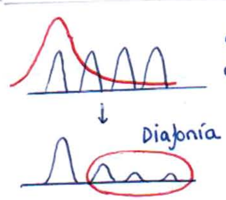


Estandar ITU



$f_{REF} = 193'1$ THz $= 1552'5$ nm

- mayor B → canales anchos → + dispersión
- más canales juntándolos más: FWM, efectos no lineales
- más canales usando mayor espectro: · AO de gran ancho · scattering Raman



canal deseado $I_{ch} = R \cdot P \cdot T(f_m)$

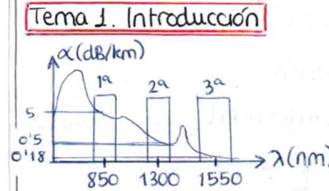
diafonía: $I_x = \sum R \cdot P \cdot T(f_{m+k})$

Nueva penalización

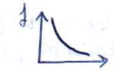
$P(dB) = 10\log\left[1 + \frac{I_x}{I_{ch}}\right]$

Comunicaciones ópticas – Referencia rápida

Tema 1. Introducción



$c = f \cdot \lambda$

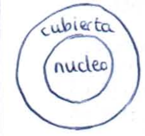


en el interior de un medio con índice de refracción $n = \sqrt{\varepsilon_r}$

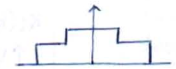
$\boxed{v = \frac{c}{n}}$

$\boxed{\Delta f \simeq \frac{f^2}{c}\Delta\lambda \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c}\Delta f} = \frac{c}{f^2}\Delta f = \frac{\lambda}{f}\Delta f$

Tema 2. Propagación en fibras ópticas

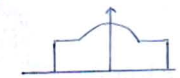


Salto de índice $\quad n(r) = \begin{cases} n_1 & r \leq a \\ n_2 & r > a \end{cases}$



índice gradual

$n(r) = \begin{cases} n_1\left[1 - 2\Delta\left(\frac{r}{a}\right)^\alpha\right]^{1/2} \simeq n_1\left[1 - \Delta\left(\frac{r}{a}\right)^\alpha\right] & r \leq a \\ n_2 = n_1(1-2\Delta)^{1/2} \simeq n_1(1-\Delta) & r > a \end{cases}$

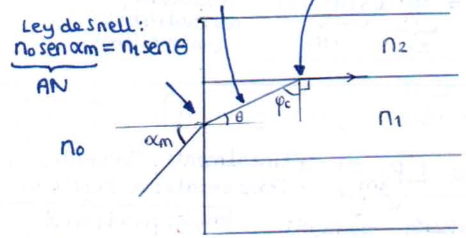


$$\boxed{\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \simeq \frac{n_1 - n_2}{n_1}}$$

Ley de Snell para ángulo crítico $n_1 \operatorname{sen}\varphi_c = n_2 \operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{2}\right) \longrightarrow \varphi_c = \operatorname{sen}^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$

$\theta = \frac{\pi}{2} - \varphi_c$

Ley de Snell: $n_0 \operatorname{sen}\alpha_m = n_1 \operatorname{sen}\theta$



se obtiene:

$$\boxed{AN = n_0 \operatorname{sen}\alpha_m = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = n_1\sqrt{2\Delta}}$$

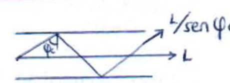
cono de aceptación

Fuente tipo Lambertiano $P_{acoplada} = P_0 \frac{AN^2}{n_0^2}$

AN ↑ { mayor cono aceptación :) ; más dispersión :(}

Dispersión multimodal

Salto de índice:



Diferencia de caminos en el caso peor:

$\Delta L = L\left(\frac{1}{\operatorname{sen}\varphi_c} - 1\right) = L\left(\frac{n_1}{n_2} - 1\right) = L\frac{n_1}{n_2}\Delta$

$AN = 2n_1^2\Delta$

$\Delta T = \frac{\Delta L}{v} = \frac{\Delta L}{c/n_1} = \frac{L n_1^2 \Delta}{c\, n_2}$ $\quad$ $\boxed{\Delta T = \frac{L n_1^2 \Delta}{c\, n_2} = \frac{L \cdot AN}{2c\, n_2}}$

$T_{bit} \geq \Delta T \Rightarrow B \cdot \Delta T \leq 1 \Rightarrow \boxed{B \cdot L \leq \frac{n_2 c}{n_1^2 \Delta} = \frac{2 n_2 c}{AN^2}} \propto \frac{1}{\Delta}$

índice gradual:

$$\boxed{\Delta T = \frac{L n_1 \Delta^2}{8c}}$$

$$\boxed{B \cdot L \leq \frac{8c}{n_1 \Delta^2}} \propto \frac{1}{\Delta^2}$$

mejor