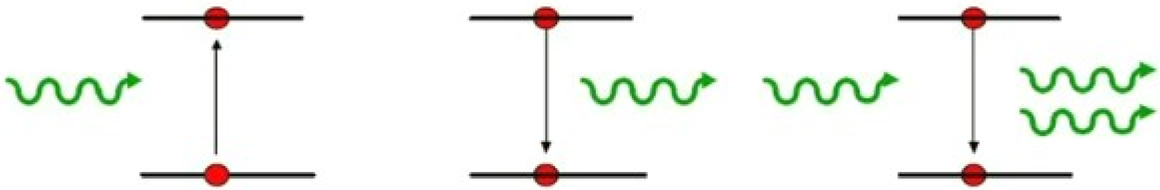
Laser à puits quantique

Emmanuel Rosencher PHY 567

1. Gain et oscillation laser
2. Gain dans un puits quantique
3. Condition de Bernard-Durrafourg
4. Seuil de transparence et d'oscillation
5. Diode laser
6. Caractéristiques des lasers à semiconducteurs
7. Industrie des lasers à semiconducteurs

EMISSION STIMULEE ET AMPLIFICATION OPTIQUE

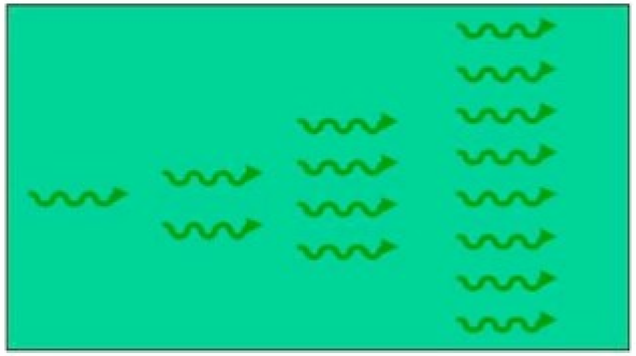


Absorption

Émission spontanée

Émission stimulée

Albert Einstein
1917



Amplification optique

EMISSION STIMULEE ET MICROREVERSIBILITE QUANTIQUE

REGLE D'OR DE FERMI

Le taux de transition par seconde induit par un champ électromagnétique *F* de pulsation ω

$$\hat{W}(t) = -\hat{W}\cos\omega t = q\,F\,\hat{z}\cos\omega t$$

entre deux niveaux quantiques $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ est donné par:

$$G_{i\rightarrow f} = \frac{\pi}{2\hbar}\left|\langle f|q\,F\,\hat{z}|i\rangle\right|^2 \delta\left(E_f - E_i = \hbar\omega\right) \Longrightarrow abs_{i\rightarrow f} = \sigma_{op} N_i$$

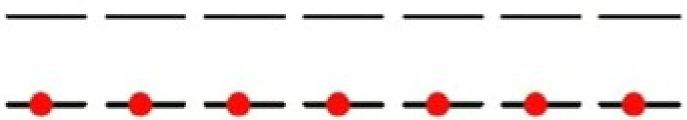
$$=$$

$$G_{f\rightarrow i} = \frac{\pi}{2\hbar}\left|\langle i|q\,F\,\hat{z}|f\rangle\right|^2 \delta\left(E_f - E_i = \hbar\omega\right) \Longrightarrow em_{f\rightarrow i} = \sigma_{op} N_f$$

$$\alpha = abs_{i\rightarrow f} - em_{f\rightarrow i} \Longrightarrow \alpha = \sigma_{op}\left(N_i - N_f\right)$$

ONERA

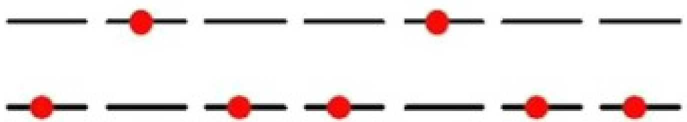
AMPLIFICATION OPTIQUE ET INVERSION DE POPULATION



$|f\rangle$

$|i\rangle$

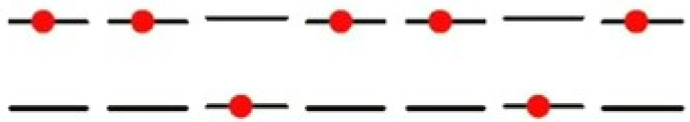
$$\alpha = \sigma_{op}\, N_i$$



$|f\rangle$

$|i\rangle$

$$\alpha = \sigma_{op} \left(N_i - N_f \right)$$

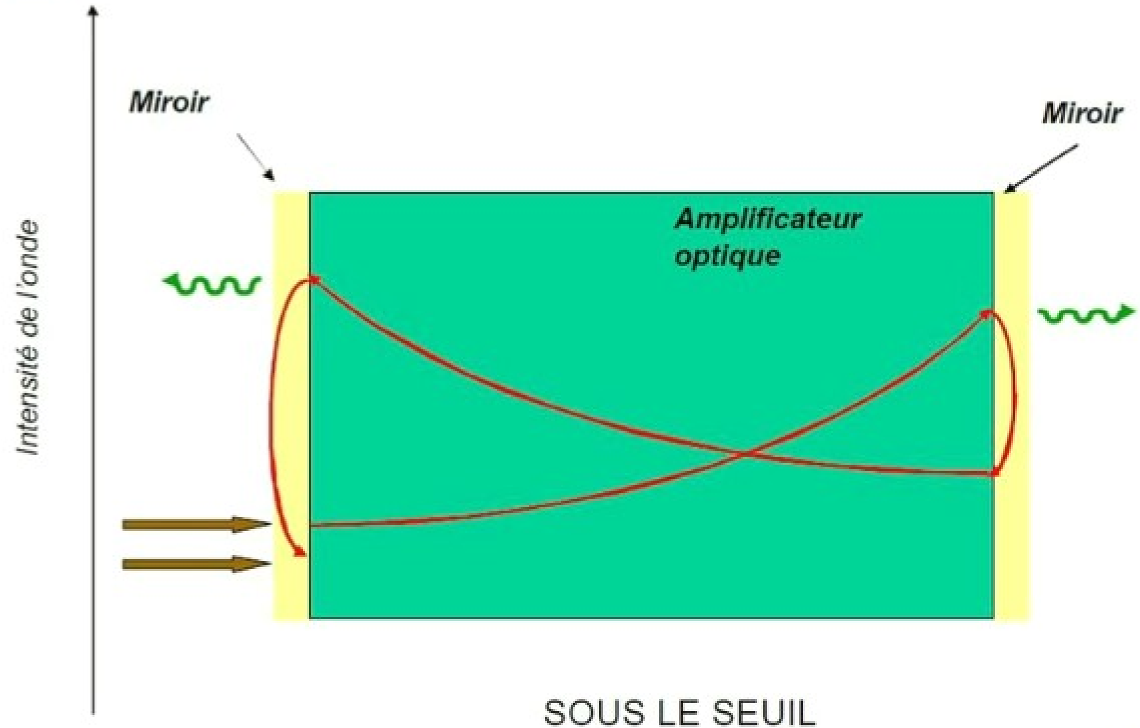


$|f\rangle$

$|i\rangle$

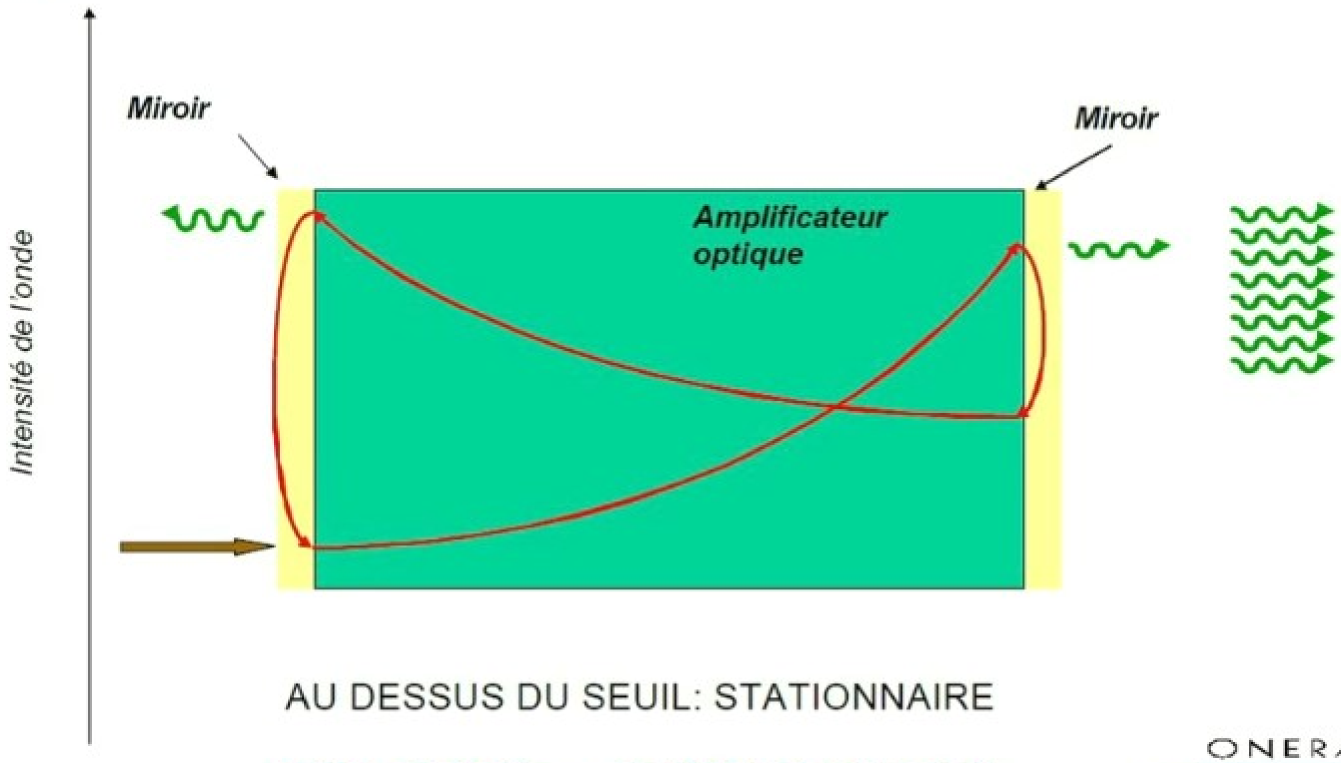
$$\gamma = -\alpha = \sigma_{op} \left(N_f - N_i \right)$$

L'OSCILLATION LASER



SOUS LE SEUIL

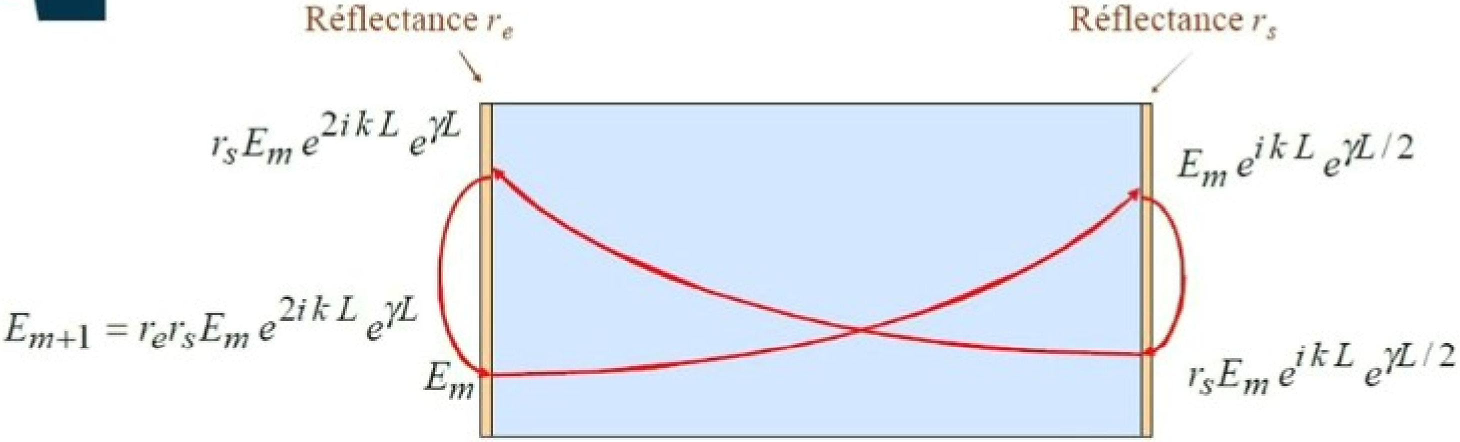
L'OSCILLATION LASER



AU DESSUS DU SEUIL: STATIONNAIRE

GAIN = PERTE $\rightarrow$ CLAMPAGE DU GAIN

CONDITIONS D'OSCILLATION LASER (1)



Etat stationnaire: $E_{m+1} = E_m$

Condition d'oscillation laser: $r_e \, r_s \, e^{\gamma L} \, e^{i\,2kL} = 1$

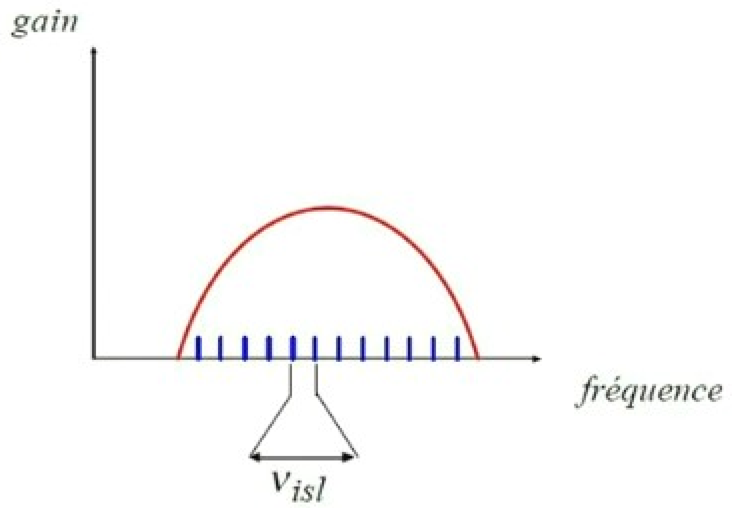
CONDITIONS D'OSCILLATION LASER: PHASE (2)

Condition sur la phase $2\,kL = 2m\pi$

$$\omega = 2\pi\nu = k\frac{c}{n_{op}}$$

$$\Rightarrow \quad \nu_m = m\,\frac{c}{2\,L\,n_{op}} = m\nu_{isl}$$

ν_{isl} ***Intervalle spectral libre***



ONERA

CONDITIONS D'OSCILLATION LASER: AMPLITUDE (2)

Condition sur l'amplitude: $r_e r_s e^{(\gamma - \alpha_p)L} = 1$

Absorption parasite

Il y a oscillation laser dès que les gains contrecarrent exactement les pertes

$$\boxed{\gamma_s = \alpha_p + \frac{1}{2L}\ln\left(\frac{1}{R_e R_s}\right) = \alpha_p + \alpha_m}$$

*

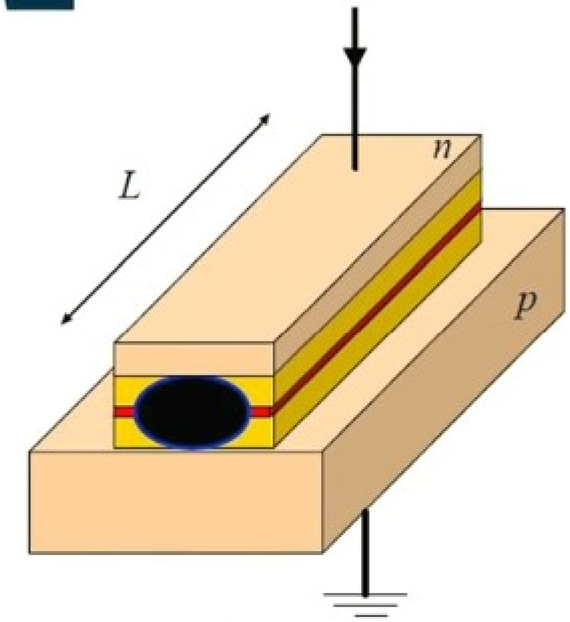
Tant que $\gamma < \gamma_s$ pas d'oscillation laser

$\gamma == \gamma_s$ ⟹ Oscillation laser

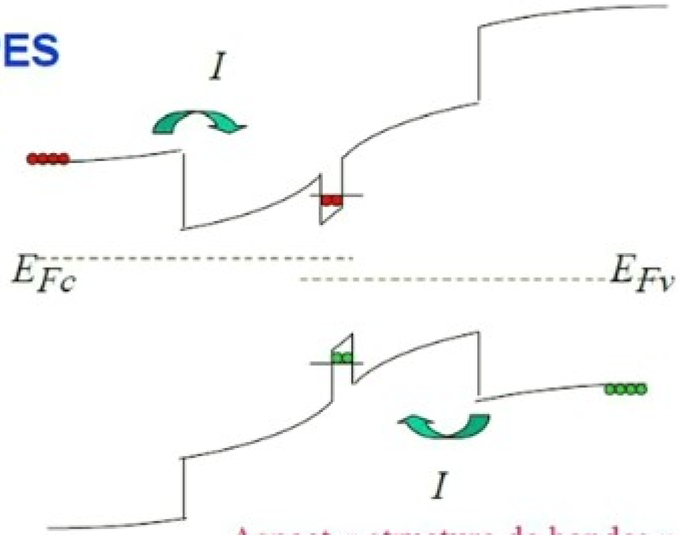
A l'état stationnaire, le gain ne peut excéder les pertes: Le gain est *clampé* à sa valeur seuil

Remarque utile: $R_e = R_s = 1 - T$ ⟹ $\alpha_m \approx \frac{T}{L}$ *

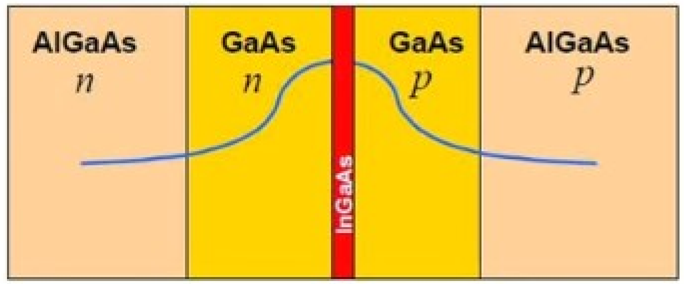
SCHEMAS DES PRINCIPES



Aspect technologique



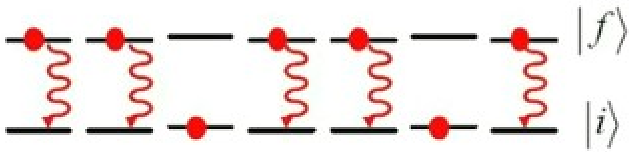
Aspect « structure de bandes »



Aspect « électromagnétique » $\gamma \times \Gamma$

Γ intégrale de recouvrement

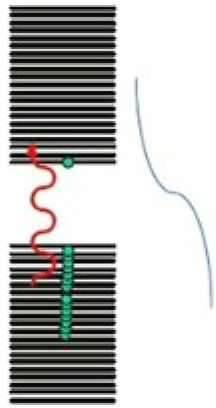
DIFFICULTE LIEE AU CONTINUUM D'ETATS



Condition d'inversion
sur des états discrets

$$\alpha = \sigma_{op}\left(N_i - N_f\right)$$

$$N_f > N_i$$

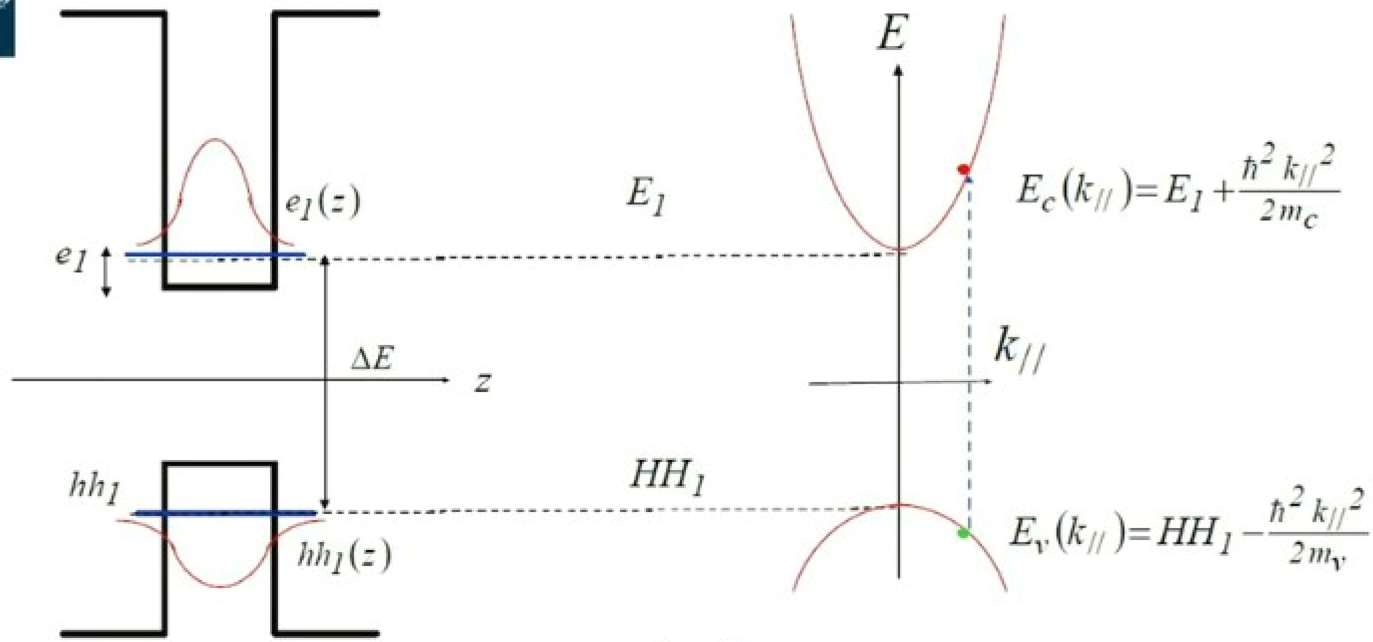


Condition d'inversion
sur un continuum

$$\alpha(\hbar\omega) = \alpha_0\left(f_v(\hbar\omega) - f_c(\hbar\omega)\right)$$

?

ETATS DANS LES PUITS QUANTIQUES (RAPPEL)

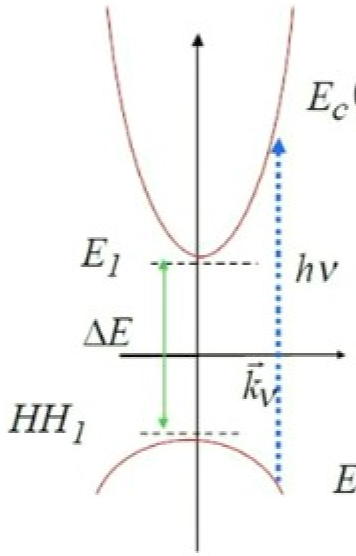


e_1 solution de l'équation de Schrödinger $-\frac{\hbar^2}{2m_c}\frac{d^2}{dz^2}e_1(z)+V(z)e_1(z)=e_1.e_1(z)$

$\frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m_c}$	**énergie cinétique des électrons se déplaçant librement dans la direction parallèle aux puits**

ETATS JOINTS (RAPPEL)

Un photon d'énergie donnée $h\nu$ « joint »
deux états des bandes de valence $E_c(h\nu)$ et de conduction $E_c(h\nu)$



$$E_c(h\nu) = E_1 + \frac{\hbar^2 k_\nu^{\,2}}{2m_c}$$

$$E_v(k_\nu) = HH_1 - \frac{\hbar^2 k_\nu^{\,2}}{2m_{hh}}$$

$$E_c(h\nu) - E_v(h\nu) = h\nu = E_1 - HH_1 + \frac{\hbar^2 k_\nu^{\,2}}{2m_r}$$

avec

$$\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_{hh}}$$

$$E_c(h\nu) = E_1 + (h\nu - \Delta E)\frac{m_r}{m_c}$$

$$E_v(h\nu) = HH_1 - (h\nu - \Delta E)\frac{m_r}{m_{hh}}$$

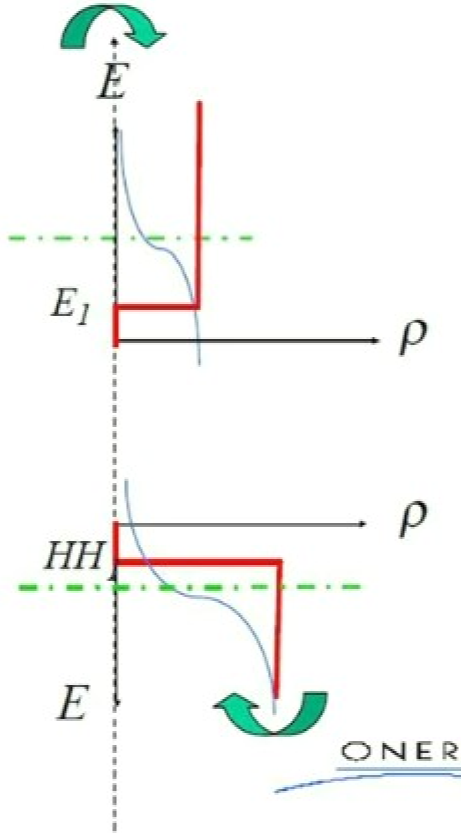
PROBABILITES D'OCCUPATION DES ETATS JOINTS ET QUASI-NIVEAUX DE FERMI

Quasi-niveaux de Fermi

$$f_c(\hbar\omega) = f_F\left(E_c(\hbar\omega)\right) = \frac{1}{1+\exp\left(\dfrac{E_c(\hbar\omega) - E_{Fc}}{kT}\right)}$$

E_{Fc}

$$f_v(\hbar\omega) = f_F\left(E_v(\hbar\omega)\right) = \frac{1}{1+\exp\left(\dfrac{E_v(\hbar\omega) - E_{Fv}}{kT}\right)}$$



GAIN OPTIQUE D'UN PUITS QUANTIQUE

Cours LED

$$\alpha(h\nu)=\alpha_0\left(f_v(h\nu)-f_c(h\nu)\right) \quad \Rightarrow \quad \gamma(h\nu)=\gamma_0\left(f_c(h\nu)-f_v(h\nu)\right)$$

avec

$$f_c(\hbar\omega)=\frac{1}{1+e^{\frac{E_c(\hbar\omega)-E_{Fc}}{kT}}} \qquad f_v(\hbar\nu)=\frac{1}{1+e^{\frac{E_v(\hbar\omega)-E_{F_v}}{kT}}}$$

$$\Rightarrow \quad \gamma(h\nu)=\gamma_0\frac{e^{\frac{E_v(\hbar\omega)-E_{F_v}}{kT}}-e^{\frac{E_c(\hbar\omega)-E_{F_c}}{kT}}}{\left(1+e^{\frac{E_v(\hbar\omega)-E_{F_v}}{kT}}\right)\left(1+e^{\frac{E_c(\hbar\omega)-E_{F_c}}{kT}}\right)}$$

On voit que $\gamma > 0$ si $E_c(\hbar\omega)-E_{F_c} < E_v(\hbar\omega)-E_{F_v}$

ONERA

CONDITION DE BERNARD-DURRAFOURG

$$E_c(\hbar\omega) - E_{F_c} < E_v(\hbar\omega) - E_{F_v}$$

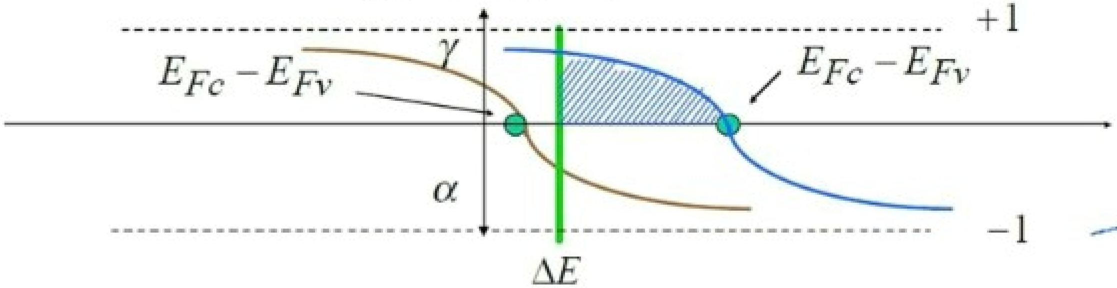
Sont amplifiés les photons d'énergie telle que :

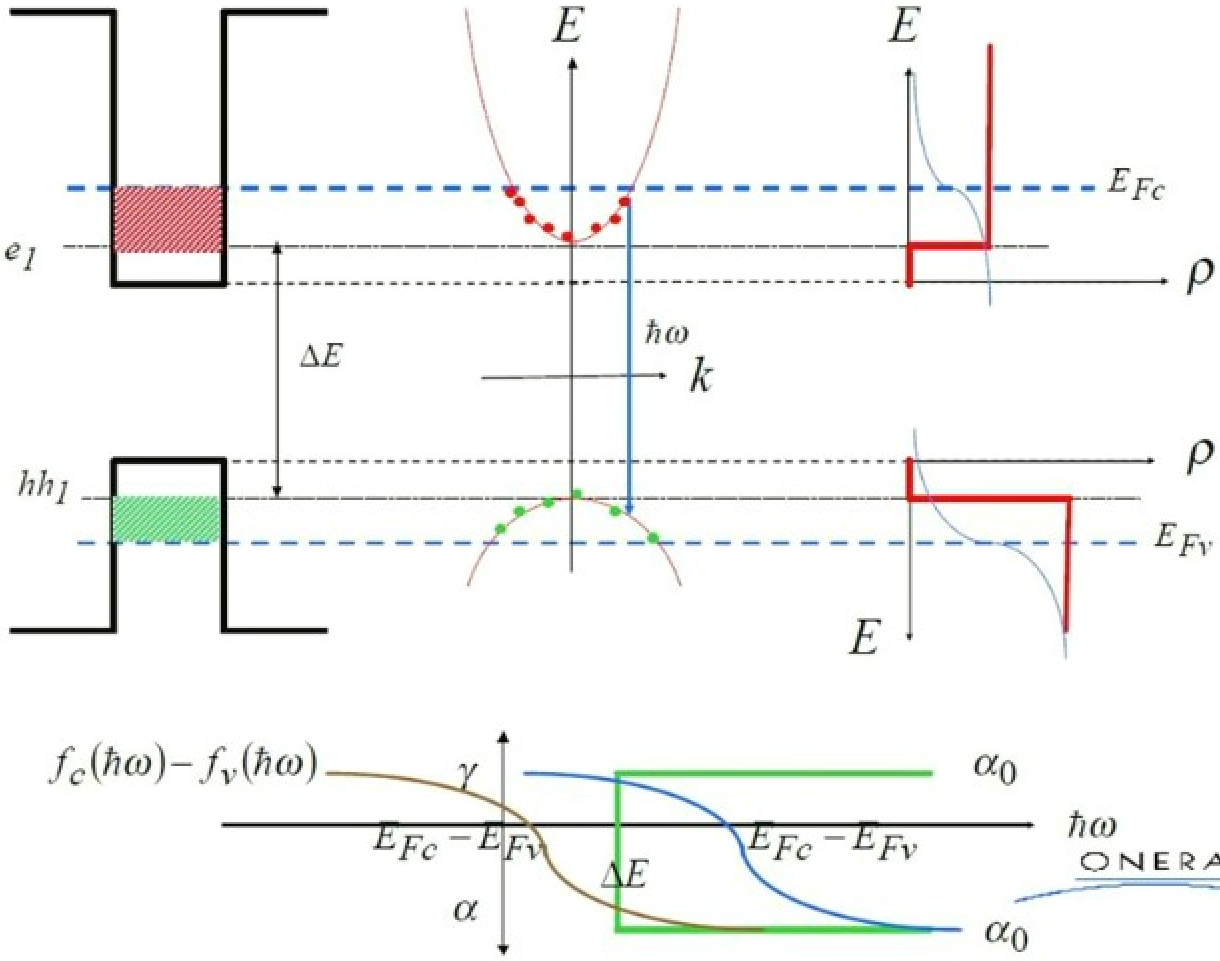
$$\boxed{\Delta E < \underbrace{E_c(\hbar\omega) - E_v(\hbar\omega)}_{=h\nu} < E_{F_c} - E_{F_v}}$$

La structure amplifie des photons dès que la densités n et p sont suffisantes pour que

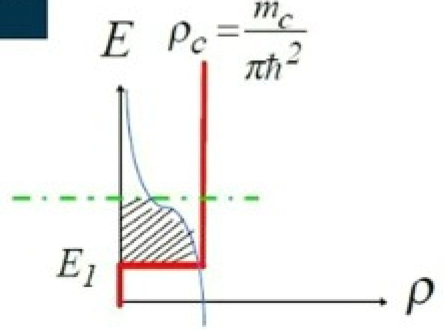
Seuil d'amplification $\quad E_{F_c} - E_{F_v} = \Delta E$

$$f_c(\hbar\omega) - f_v(\hbar\omega) \propto e^{\frac{E_v(\hbar\omega)-E_{F_v}}{kT}} - e^{\frac{E_c(\hbar\omega)-E_{F_c}}{kT}}$$




E
E
E_{Fc}
e_1
ρ
$\hbar\omega$
ΔE
k
ρ
hh_1
E_{Fv}
E
$f_c(\hbar\omega) - f_v(\hbar\omega)$
γ
α_0
$\hbar\omega$
$E_{Fc} - E_{Fv}$
$E_{Fc} - E_{Fv}$
ΔE
α
α_0

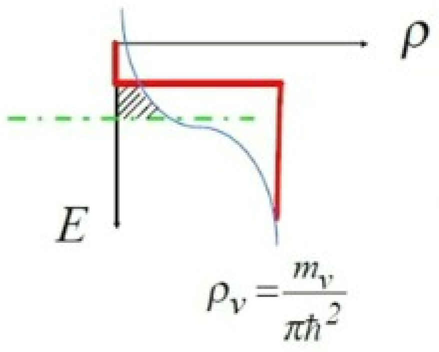
COMMENT CALCULER LA POSITION DES QUASI-NIVEAUX DE FERMI (1)



$$n = \int_{E_1}^{\infty} \rho_c \frac{1}{1+\exp[\frac{E-E_{Fc}}{kT}]} dE \Rightarrow n = n_c \ln\left(1+e^{\frac{E_{Fc}-E_1}{kT}}\right)$$

densité critique $n_c = \rho_c \, kT$

PC



$$p = \int_{-\infty}^{HH1} \rho_v \frac{1}{1+\exp[\frac{E-E_{Fv}}{kT}]} dE \Rightarrow p = p_c \ln\left(1+e^{\frac{HH1-E_{Fv}}{kT}}\right)$$

densité critique $p_c = \rho_v \, kT$

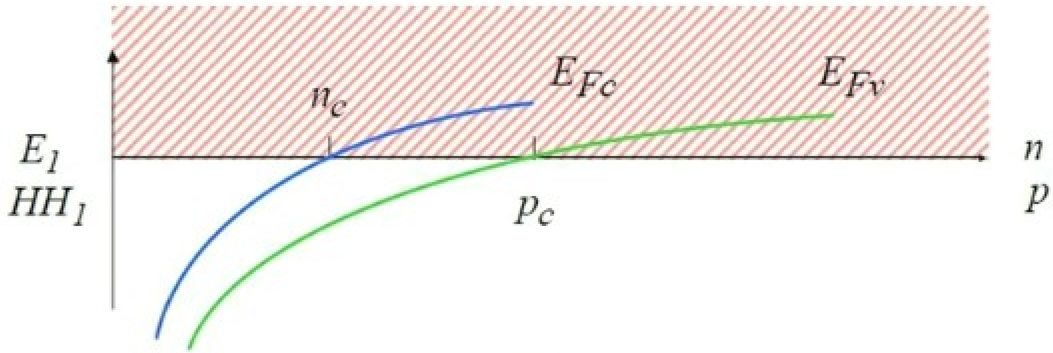
Une fois connue la densité de porteurs dans les puits imposés par le courant électrique, les quasi-niveaux de Fermi s'en déduisent

ONERA

COMMENT CALCULER LA POSITION DES QUASI-NIVEAUX DE FERMI (2)

$$n = n_c \ln\left(1 + e^{\frac{E_{Fc}-E_1}{kT}}\right) \Rightarrow E_{Fc} - E_1 = kT \ln\left(e^{n/n_c} - 1\right) \text{ avec } n_c = \rho_c\, kT$$

$$p = p_c \ln\left(1 + e^{\frac{HH1-E_{Fv}}{kT}}\right) \Rightarrow HH_1 - E_{Fv} = kT \ln\left(e^{p/p_c} - 1\right) \text{ avec } p_c = \rho_v\, kT$$

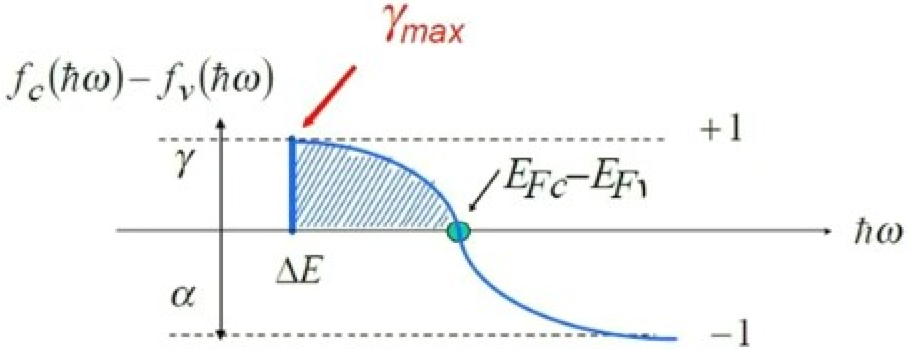


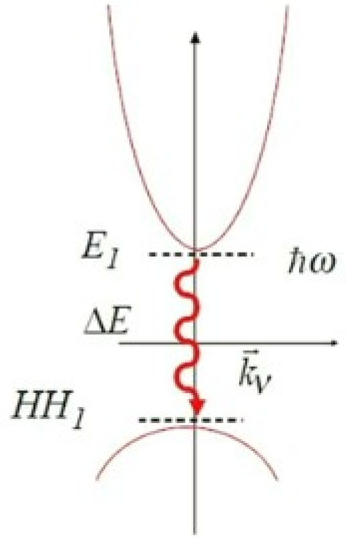
PC

$$n_c \approx 10^{12}\, cm^{-2}$$

GAIN MAXIMAL D'UN PUITS QUANTIQUE (1)

PC





Gain maximal pour $\hbar\omega = \Delta E$ d'où $E_c(\hbar\omega) = E_1$ et $E_v(\hbar\omega) = HH_1$

GAIN SPECTRAL MAXIMAL D'UN PUITS QUANTIQUE

Pour tout niveau de pompage, le gain spectral maximal est obtenu au gap:

$$\gamma_{max} = \gamma_0 \left(f_c(\Delta E) - f_v(\Delta E)\right) = \gamma_0 \left(\frac{1}{1+e^{\frac{E_1 - E_{Fc}}{kT}}} - \frac{1}{1+e^{\frac{HH_1 - E_{Fv}}{kT}}} \right)$$

$$E_{Fc} - E_1 = kT \ln\left(e^{n/n_c} - 1\right)$$

$$HH_1 - E_{Fv} = kT \ln\left(e^{p/p_c} - 1\right)$$

PC

$$\boxed{\gamma_{max} = \gamma_0 f_g(n) \quad \text{avec } f_g(n) = 1 - e^{-n/n_c} - e^{-n/p_c}}$$

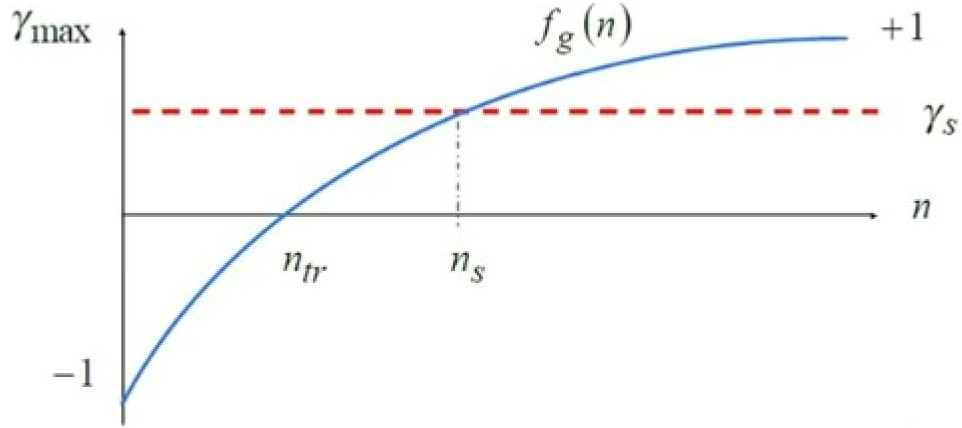
$$f_g(n) = 1 - e^{-n/n_c} - e^{-n/Rn_c} \quad \text{avec} \quad R = m_v / m_c$$

Seuil de transparence et seuil d'oscillation

Condition de Bernard-Durrafourg

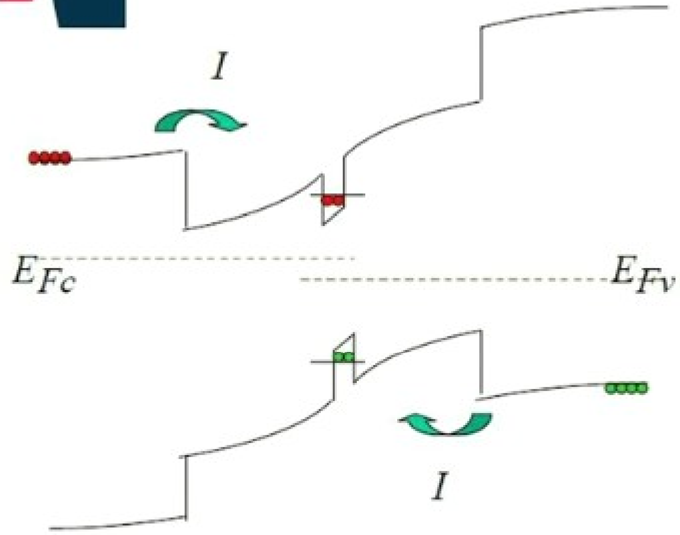
Transparence atteinte dès que $f_g(n_{tr}) = 1 - e^{-n_{tr}/n_c} - e^{-n_{tr}/Rn_c} = 0$

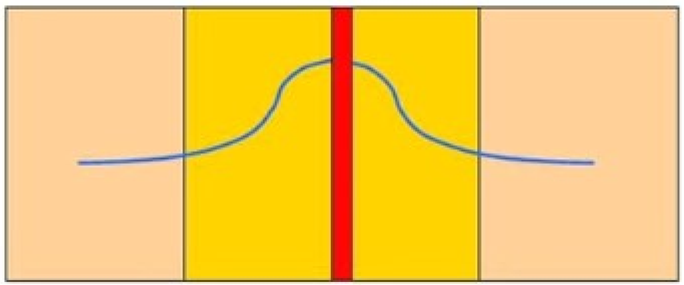
Seuils d'oscillation : $f_g(n_s) = 1 - e^{-n_s/n_c} - e^{-n_s/Rn_c} = \frac{\gamma_s}{\Gamma\gamma_0} \approx \frac{\alpha_p + \alpha_m}{\Gamma\gamma_0}$



Exemple : $R = 1$ ⟹ $n_{tr} = \ln 2 \; n_c$

Diode laser





Équation de la baignoire sous le seuil:

$$\frac{d}{dt}n = G - (R_r + R_{nr}) = \frac{I}{q} - \frac{n}{\tau_{tot}}$$

I: densité de courant
n: densité surfacique

A l'état stationnaire: $\boxed{I = \frac{q\,n}{\tau_{tot}}}$

- *Sous le seuil n croit linéairement avec I*
- *la densité de photons stimulés s ≈ 0*

ONERA

CLAMPAGE DU GAIN ET DES PORTEURS

Exemple:

Au seuil: $s >\approx 0$ ⇒ $\frac{I_s}{q} = \frac{n_s}{\tau_{tot}}$

$$\left.\begin{array}{l} n_s = 2\times 10^{12}\ cm^{-2} \\ \tau_{tot} = 1\,ns \end{array}\right\} \Rightarrow I_s = 300\ A/cm^2$$

Au dessus du seuil, le gain est **clampé**

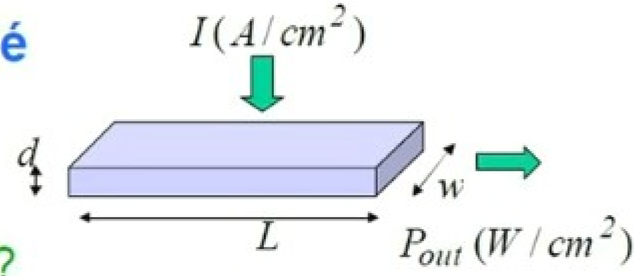
$$\gamma_{\max} = \alpha_0\left(1 - e^{-n/n_c} - e^{-n/Rn_c}\right) = \gamma_s \Rightarrow \boxed{n = n_s}$$

A mesure que le courant augmente, la densité de porteurs est clampée, la densité de photons croit dans la cavité, l'énergie électrique ne sert plus à augmenter la densité de porteurs mais celle des photons: l'émission stimulée devient prépondérante

$$\frac{I}{q} = (R_r + R_{nr}) + R_{st} = \frac{n_s}{\tau_{tot}} + R_{st}$$

ONERA

Taux d'émission stimulé



$$r_{st} = \frac{I}{d\,q} - \frac{n_s}{d\,\tau_{tot}} \equiv \frac{I}{d\,q} - \frac{I_s}{d\,q} \;(cm^{-3}.s^{-1})$$

r_{st} *taux d'émission stimulée par unité de volume* ???

Rappel sur l'émission stimulée: $r_{st} = B_{cv}\,D_j'\,S\,f_c(\hbar\omega)\left(1-f_v(\hbar\omega)\right) \propto s$

<u>s</u>: densité de photons par unité de volume (cm $^{-3}$)

Pendant dt ⟶ $dx = c'\,dt$

Entre x et x + dx, (par unité de volume)

$$\left.\begin{array}{r} ds = s(x+dx) - s(x) == s\,\gamma\,dx \\ \text{Cet apport est du à l'émission stimulée pendant } dt \qquad ds = r_{st}\;dt \end{array}\right\}$$

⟶ $\boxed{r_{st} = c'\gamma\,s}$

Densité de photons stimulés

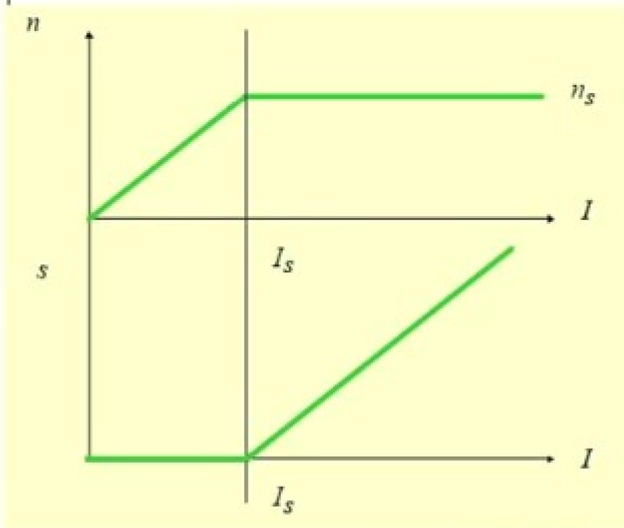
$$r_{st} = \frac{I}{dq} - \frac{n_s}{d\tau_{tot}} = \frac{I}{dq} - \frac{I_s}{dq} = c'\gamma s \ (cm^{-3}.s^{-1})$$

Au dessus su seuil, le gain est clampé à γ_s

$$\boxed{s = \eta \frac{1}{qd\,c'\gamma_s}(I - I_s) \quad cm^{-3}}$$

η rendement quantique

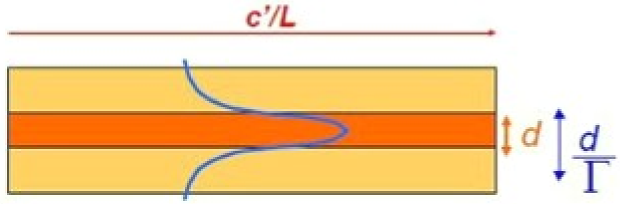
$$\gamma_s = \frac{1}{\Gamma}(\alpha_m + \alpha_p)$$



Puissance de sortie

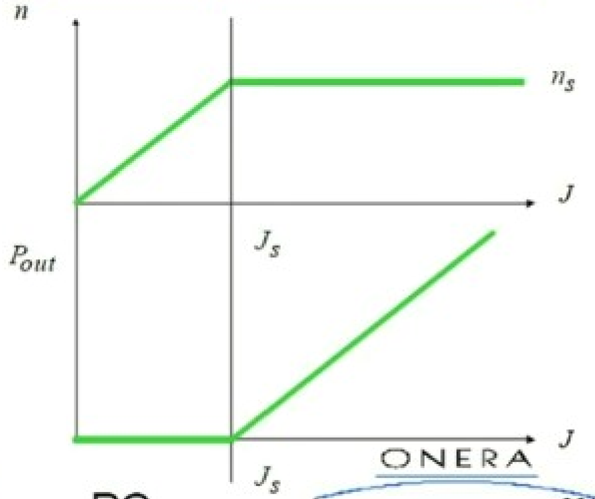
P_{out} = (énergie du photon) x (densité de photons) x (volume du mode) x (taux d’échappement)

Taux d’échappement: $\frac{c'}{L}\times T \approx c'\alpha_m$



$$\left.\begin{aligned} P_{out} &= (\hbar\omega)\times(s)\times\left(L w \frac{d}{\Gamma}\right)\times(c'\alpha_m) \\ s &= \eta\frac{1}{q\,d\,c'\gamma_s}(I - I_s) \\ \gamma_s &= \frac{1}{\Gamma}(\alpha_m + \alpha_p) \end{aligned}\right\}$$

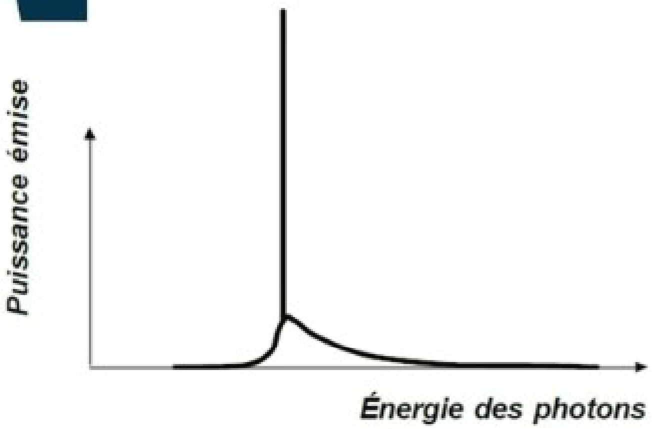
$$\boxed{P_{out} = \eta\,\frac{\hbar\omega}{q}\,\frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_p}(J - J_s)}$$

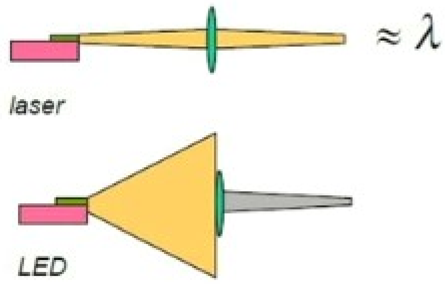


$J = LwI$ Courant total

PC

LES CARACTERISTIQUES DU LASER A SEMICONDUCTEUR

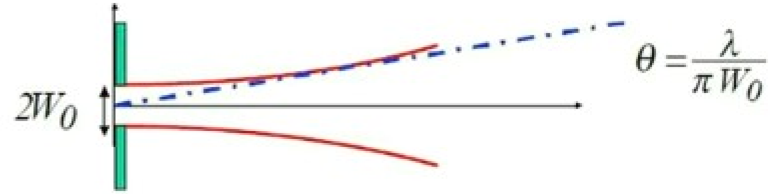


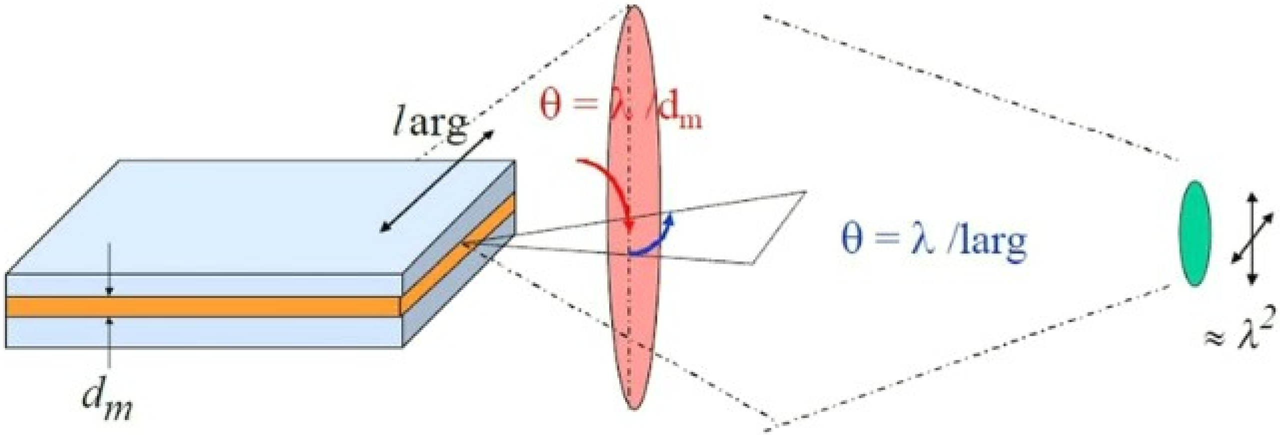


Caractéristiques	Applications
• Spectre émis très pur • Faisceau très fin • Fréquence de modulation élevé (> 30 GHz) •Technologie non planaire → coût élevé	•Télécommunications • Lecteurs de disques CD et DVD • Pointeurs laser • Télémètres

FORME DU FAISCEAU ISSU D'UNE DIODE LASER

Théorie des faisceaux gaussiens





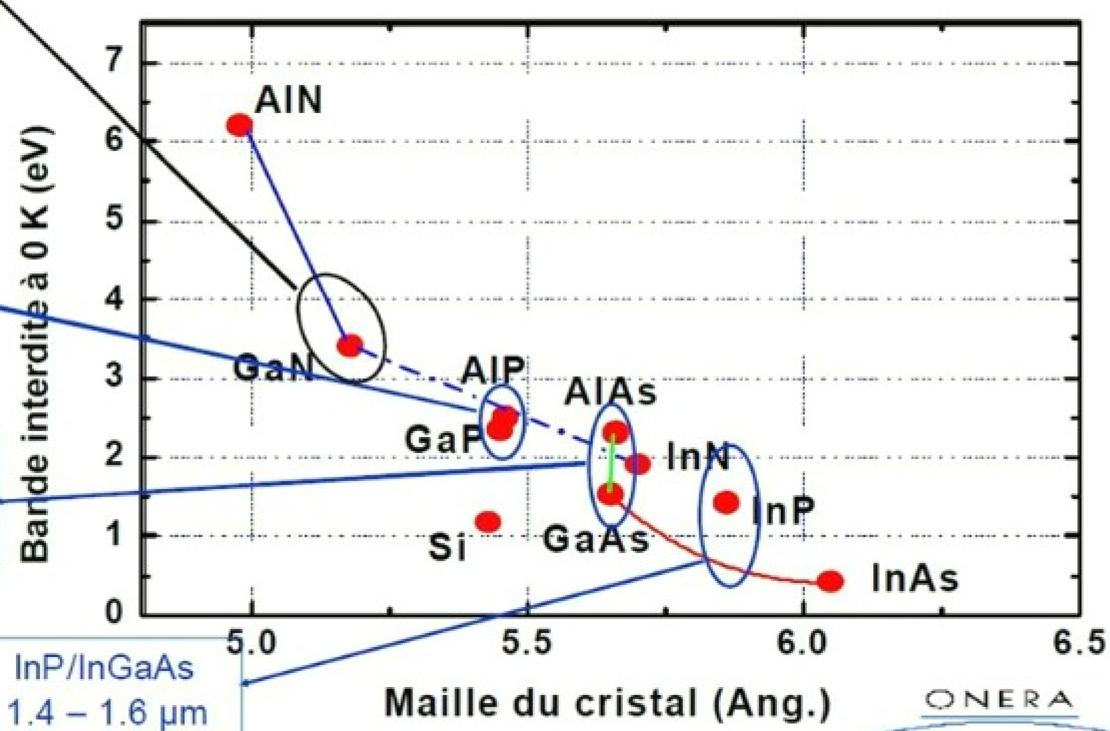
Divergence anisotrope ⟹ Optique anamorphose

Gammes des diodes lasers

/AlGaN
eu-UV
CD, DVD

GaP/AlGaP
Rouge
Pointeurs

GaAs/AlGaAs
0.8 – 1 µm
Lecteur CD



InP/InGaAs
1.4 – 1.6 µm
Télécom.