

COURS COMPOSANTS OPTOÉLECTRONIQUES

Philippe Lorenzini
Polytech Nice Sophia

Références:

- H.Mathieu Physique des SC et Composants électroniques, Dunod, 2002
- F. Schubert, Light emitting diodes, « www.lightemittingdiodes.org »
- J. Singh, optoelectronics devices, McGrawHill, 1996
- D.A. Neamen, « semiconductors physics and devices », McGrawHill, 3° Ed, 2003

Composants optoélectroniques

- Interaction Rayonnement – SC
 - Photons, électrons
 - Interaction électron – Photons
 - Absorption
 - Émission
- Photo-détecteurs
- LEDs
- Lasers

Rayonnement électromagnétique

Équations de Maxwell:

$$\vec{\text{rot}} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

$$\vec{\text{rot}} \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\text{div} \vec{E} = 0$$

$$\text{div} \vec{H} = 0$$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

$\omega = 2\pi\nu$ pulsation

k vecteur d'onde

Rayonnement électromagnétique

- *Aspect ondulatoire:*

- Onde

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

- Vitesse de l'onde

$$v_\phi = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n}$$

n : indice

$$n = \sqrt{\epsilon_r}$$

- Vitesse de groupe

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$$

- *Aspect corpusculaire:*

- « grains » de lumière

- *photon*

- Énergie

$$E_p = h\nu = \hbar\omega$$

- Qté de mouvement

$$p = \hbar k$$

- Relation de dispersion

$$E_p = \hbar \frac{c}{n} k \quad (\text{vide } n=1)$$

Électrons : dualité onde - corpuscule

- Aspect ondulatoire:
- Relation de de Broglie

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

- Aspect corpusculaire:
 - Dans le vide

$$E = \frac{1}{2}mv^2$$
$$p = mv$$

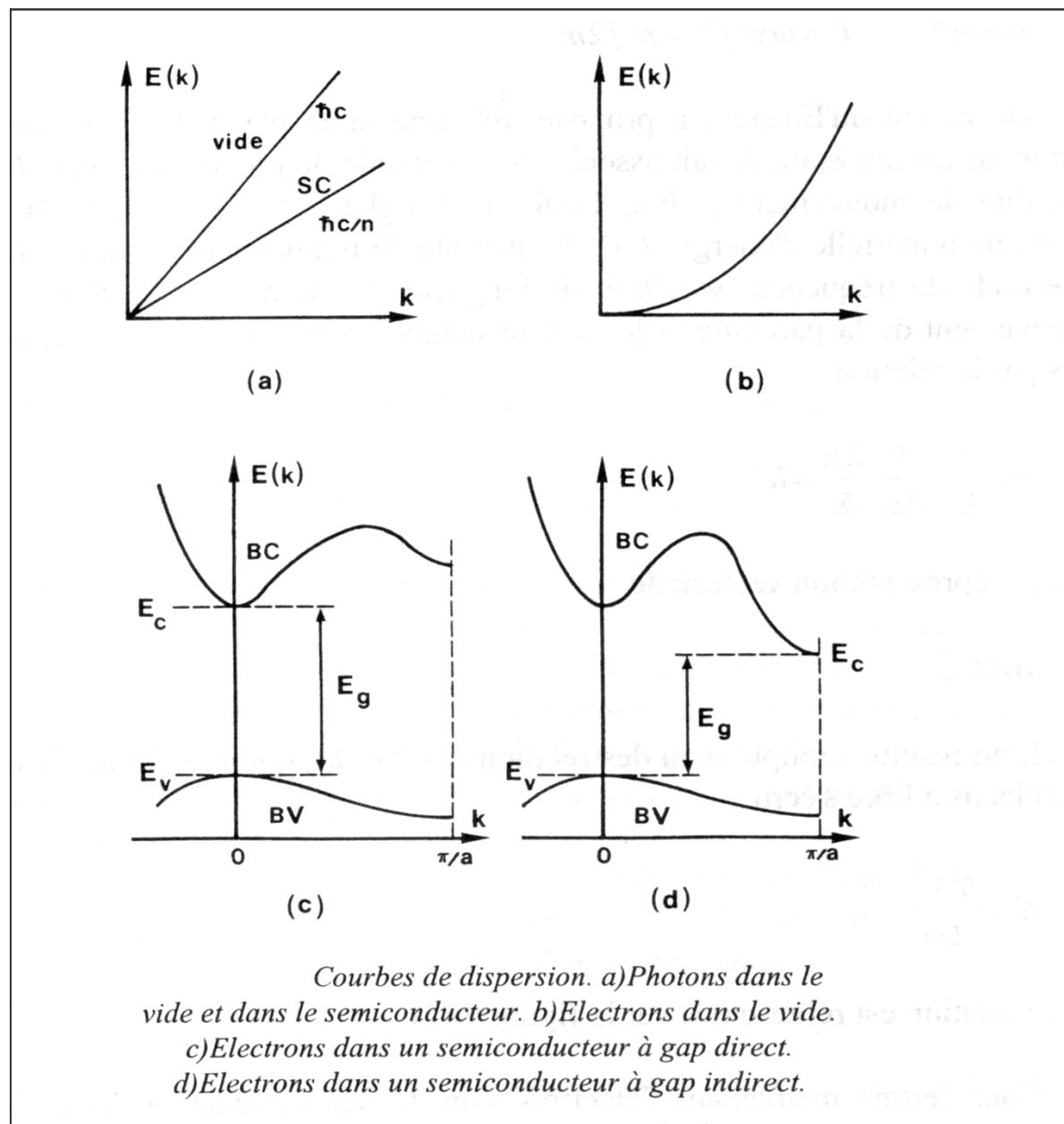


$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

$$p = \hbar k$$

- Dans un cristal

$$E = \frac{p^2}{2m} + V(r)$$



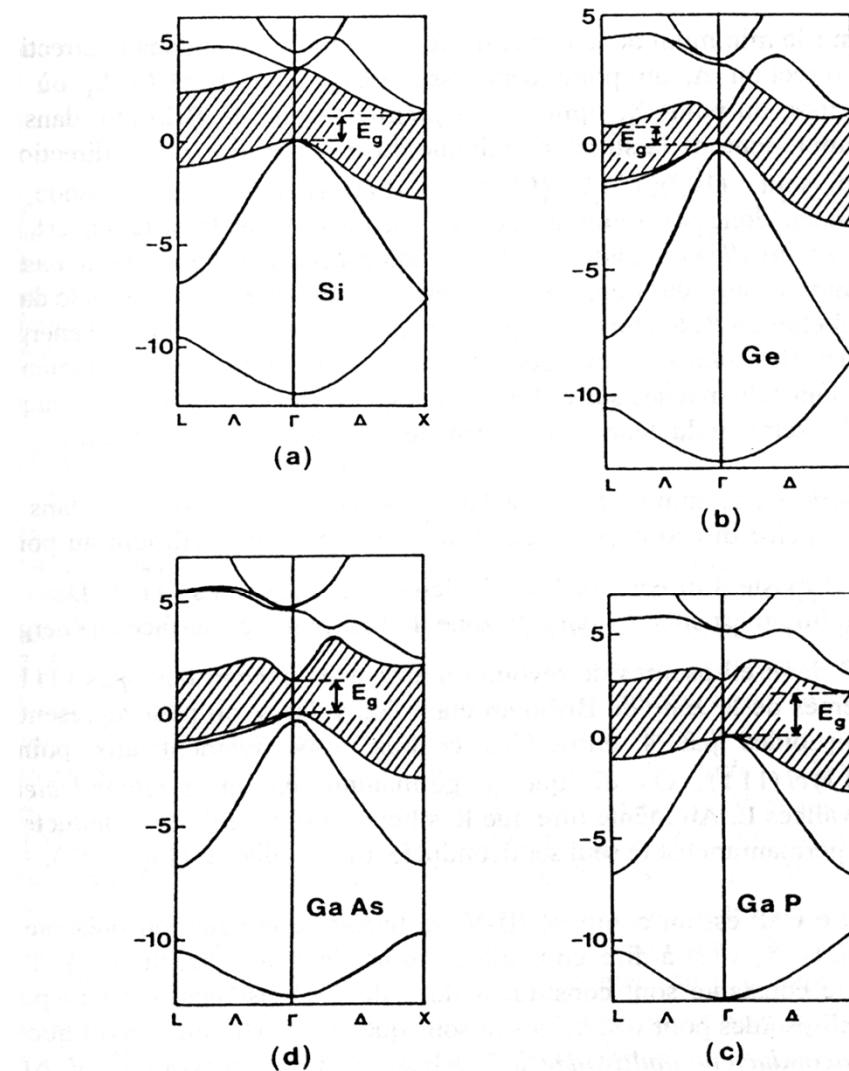


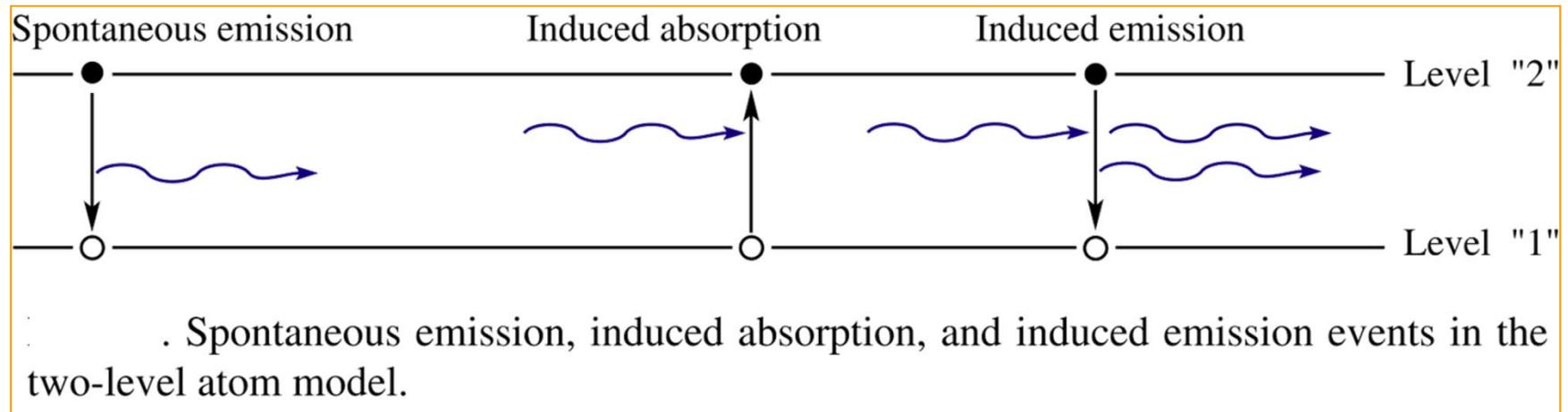
Figure 1-12 : Structure de bandes d'énergie de Si, Ge, GaP, GaAs, dans les directions de haute symétrie Δ et Λ . Echelle des énergies en eV

Interaction électrons - photons

- 3 processus:

- Absorption
- Émission spontanée
- Émission stimulée (dans les lasers)

$$E(eV) = \frac{1.24}{\lambda(\mu m)}; k = \frac{2\pi}{\lambda}$$



Règles de sélection

- Conservation de l'énergie et de la qté de mouvement:
 - Absorption

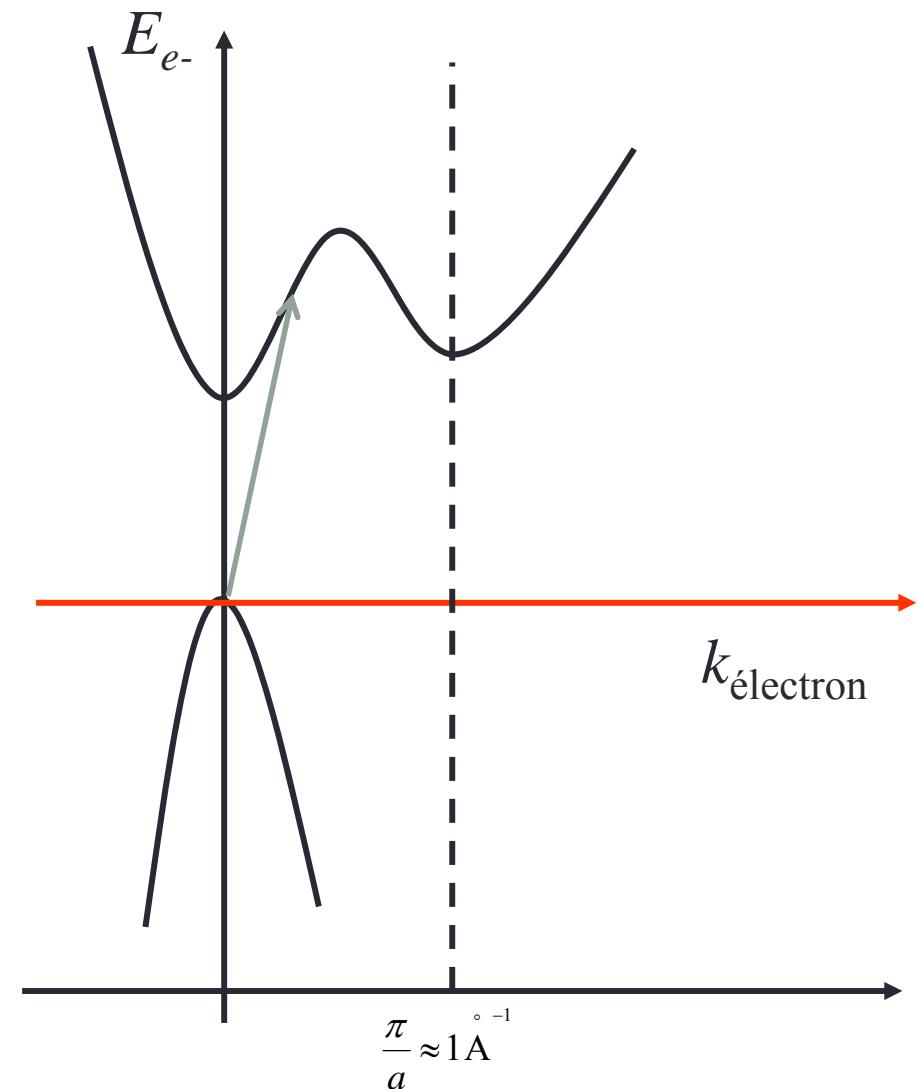
$$E_f - E_i = E_{\text{photon}}$$

$$p_f - p_i = p_{\text{photon}}$$

- Émission

$$E_i - E_f = E_{\text{photon}}$$

$$p_i - p_f = p_{\text{photon}}$$



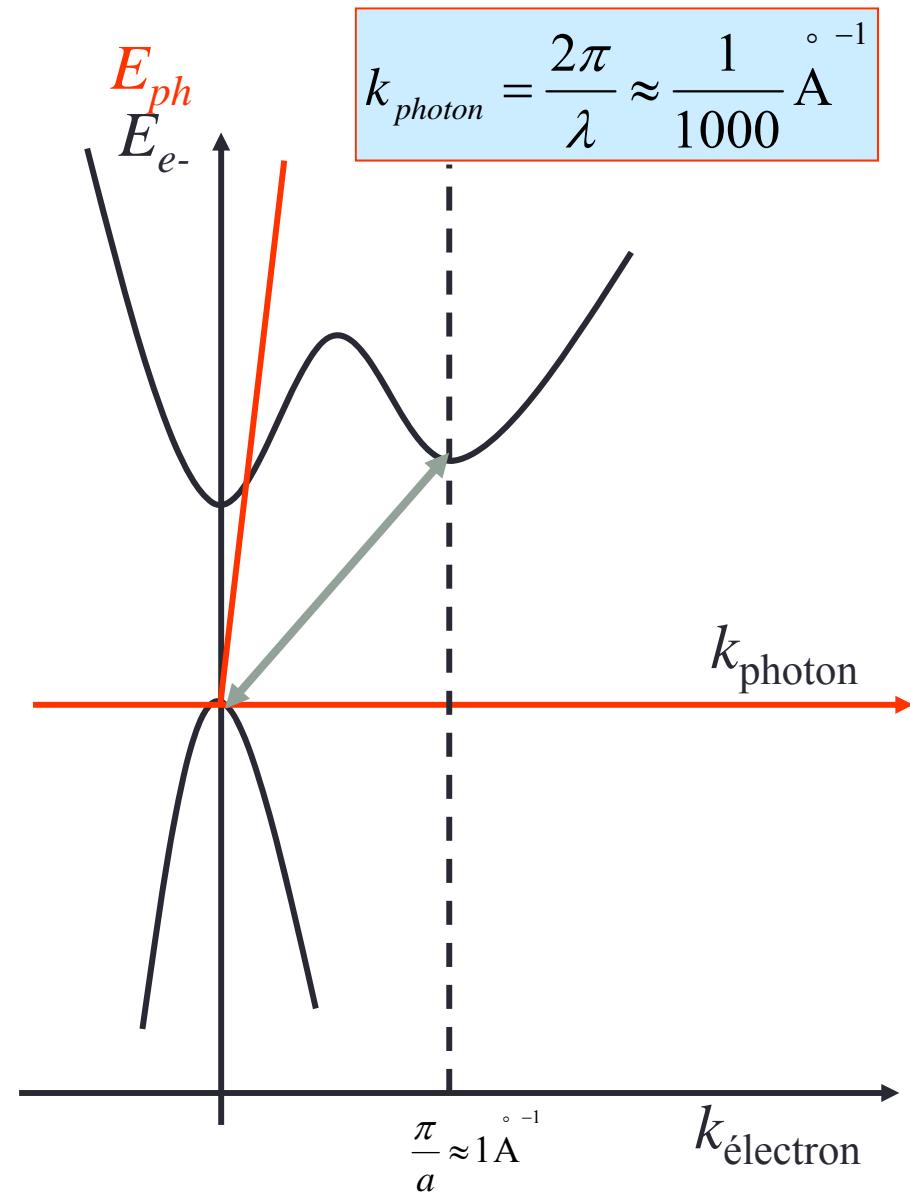
Règles de sélection

- Conservation de l'énergie et de la qté de mouvement:

$$\Rightarrow k_f - k_i = \pm k_{\text{photon}}$$

Conservation de l'énergie:
Si absorption, $E_{ph} > E_g$

Conservation de p :
Ordre de grandeur de k

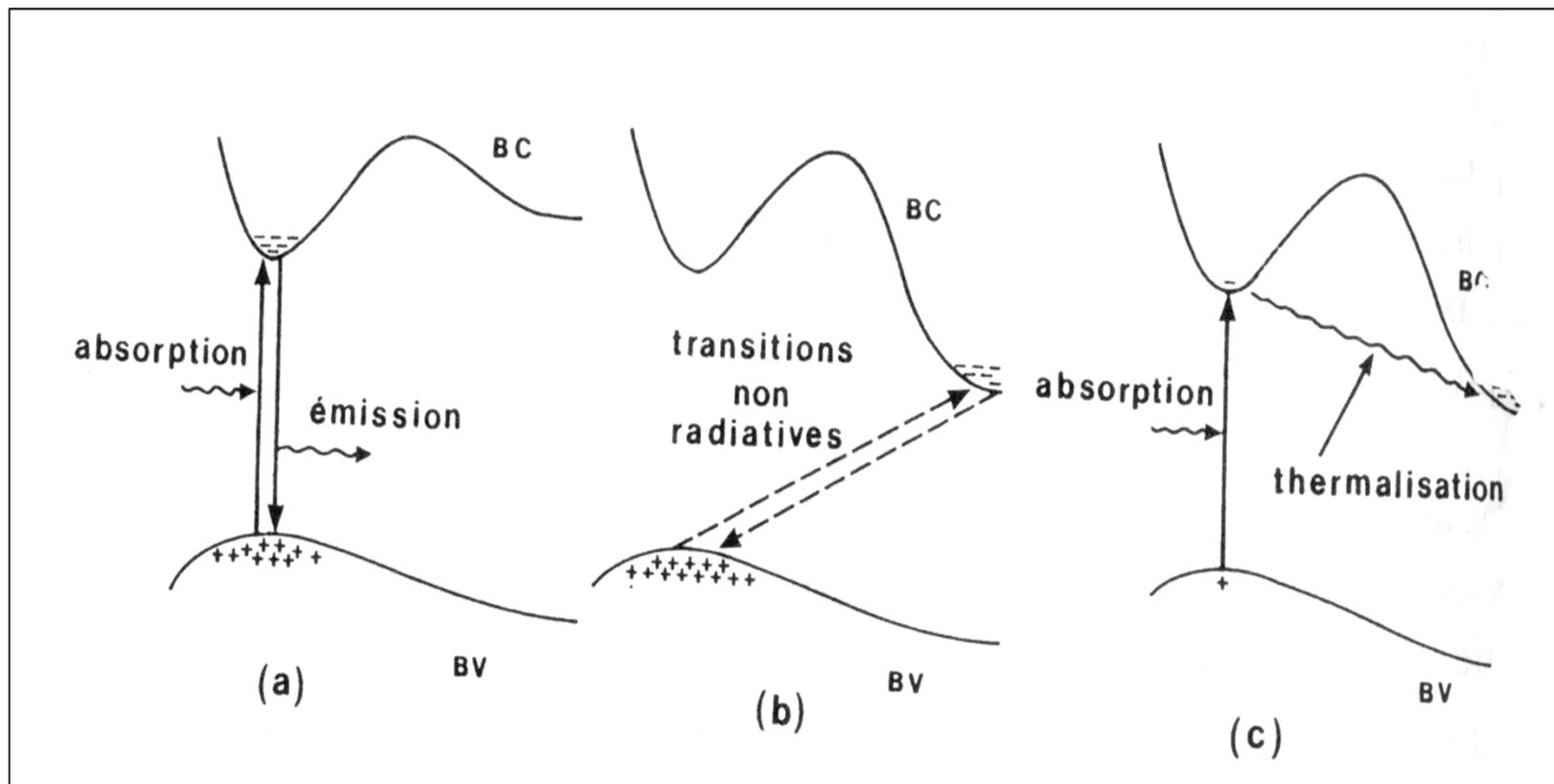


Compte tenu du faible k_{photon} les transitions optiques ne peuvent se faire que verticalement en k



Intérêt à adapter E_g à l'énergie du photon à détecter

Différents processus de transition inter-bandes

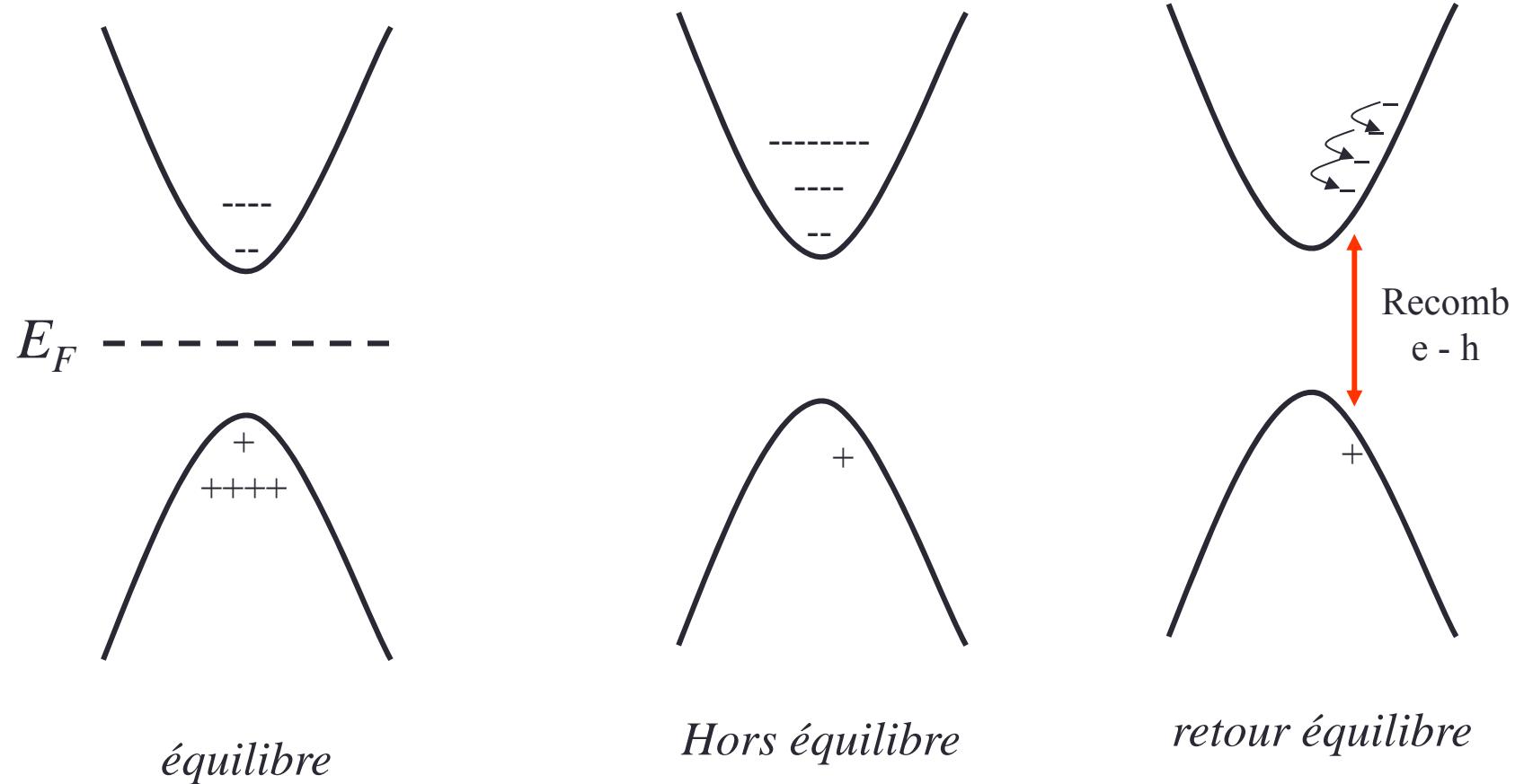


RECOMBINAISON RADIATIVES ET NON RADIATIVES

ABSORPTION, ÉMISSION SPONTANÉE ET STIMULÉE

-
- Pseudo niveau de Fermi
 - Taux net d'émission de photon
 - Recombinaison: durées de vie
 - Vitesse de recombinaison en surface
 - Génération de porteurs en excès

« envoi » des électrons et des trous
dans les bandes « n'importe comment »!

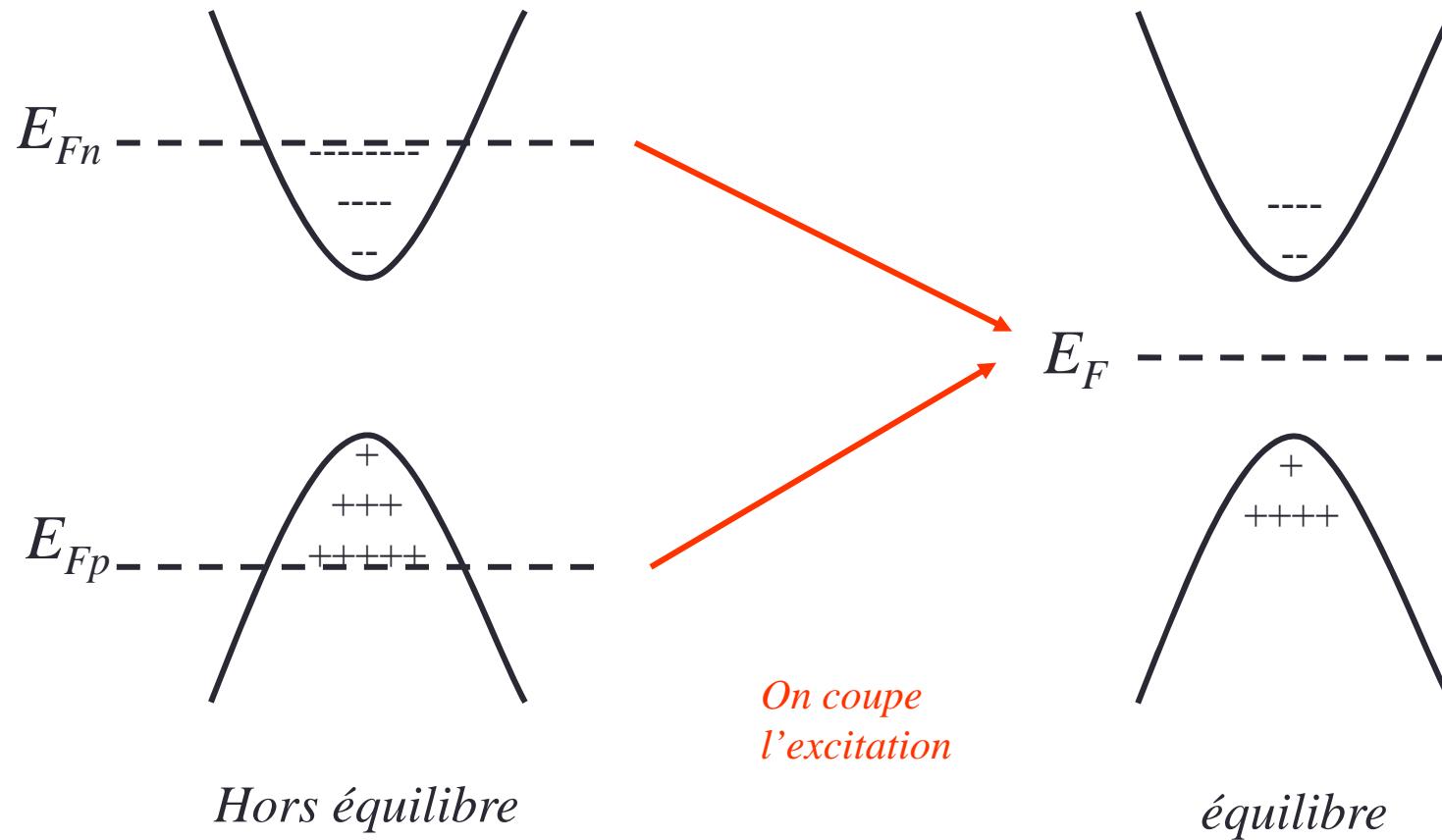


2 grandeurs régissent les états:

- Temps entre 2 chocs: temps de relaxation τ : lors d'un choc l'électron perd de l'énergie (10^{-13} à 10^{-12} s)
- Durée de vie des électrons dans une bande (10^{-9} à 10^{-3} s) τ_{vie}

- Si $\tau_{vie} \gg \tau$ les porteurs « ont le temps » de se thermaliser en bas de bande puis se recombiner. Du fait de la différence entre ces deux temps il existe un état de pseudo-équilibre pour les e^- et les h^+

Retour à l'équilibre



Taux net d'émission de photon -1

C'est le nombre de photon d'énergie E émis par unité de temps et de volume

$$r(E) = r_{spont}(E) + N(E)r_{stim}(E) - N(E)r_{abs}(E)$$

nb ph émis
de manière spontanée
par s et cm³

nb photon
dans le matériau

$$N(E) = \frac{D(E)}{e^{E/kT} - 1}$$

r_{spont} est indépendant de la présence
de photon dans le matériau

Taux net d'émission de photon -2

$$r(E) = r_{sp}(E) + N(E)(r_{stim}(E) - r_{abs}(E))$$

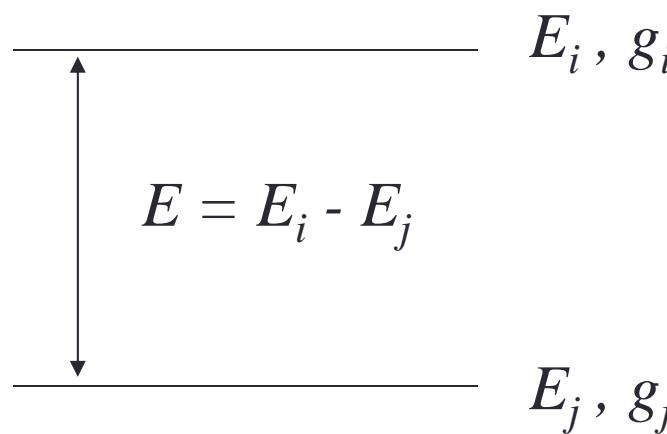
r_{st} : taux d'émission stimulée
(Bilan énergétique de ce qui est
stimulé de haut en bas et
de bas en haut)

$$r(E) = r_{sp}(E) + N(E)r_{st}(E)$$

$r_{st}(E) > 0 \Leftrightarrow$ émission de photon (ampli de lum)
 $r_{st}(E) < 0 \Leftrightarrow$ absorbe un rayonnement de photon

Taux net d'émission de photon -3

Soit un système à 2 niveaux E_i et E_j

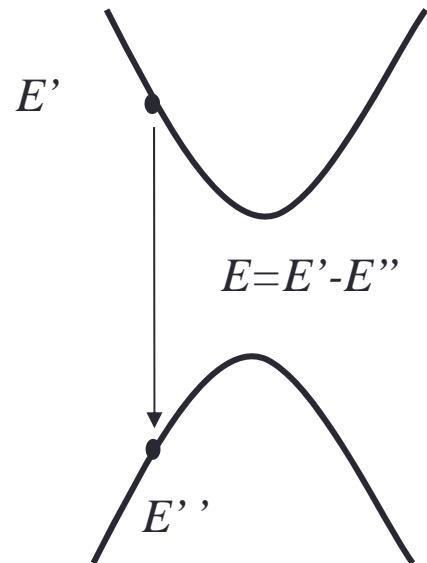


$$r_{sp}(E) = \sum_i^j A_{ij} \cdot \underbrace{g_i f_i}_{\text{nb d'e- ds l'état } i} \cdot g_j \cdot (1 - f_j)$$

Proba. pour que cette recombinaison soit radiative

$$r_{st}(E) = \sum_i^j A_{ij} \cdot g_i \cdot g_j [f_i(1 - f_j) - f_j(1 - f_i)]$$

Taux net d'émission de photon -4



$E = E' - E''$ Émission d'un photon d'énergie E

$B(E', E'')$: proba pour la transition de E' à E''
soit radiative

$$r_{sp}(E) = \int_{E'} B(E', E) N_c(E') f_c(E') N_v(E-E) (1 - f_v(E-E)) dE'$$

$$r_{st}(E) = \int_{E'} B(E', E) N_c(E') N_v(E-E) [f_c(E') - f_v(E-E)] dE'$$

Taux net d'émission de photon -5

Rq: on peut montrer que dans les matériaux dopés,
 B est constant au voisinage des extrema de bandes

B (SC gap direct) >> B (SC gap indirect)

Semi-conducteur	Nature du Gap	B ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$)
Si	indirect	$1.8 \ 10^{-15}$
Ge	indirect	$5.3 \ 10^{-14}$
GaP	indirect	$5.4 \ 10^{-14}$
GaAs	direct	$7.2 \ 10^{-10}$
GaSb	direct	$2.4 \ 10^{-10}$
InP	direct	$1.3 \ 10^{-9}$
InAs	direct	$8.5 \ 10^{-11}$
InSb	direct	$4.6 \ 10^{-11}$

Taux net d'émission de photon -6

Émission spontanée:

$$R_{sp} = \int_E r_{sp}(E) dE = Bnp$$

Émission stimulée:

$$r_{st}(E) = r_{sp}(E) \left[1 - e^{\frac{E-\Delta F}{kT}} \right] \text{ avec } \Delta F = E_{fc} - E_{fv}$$

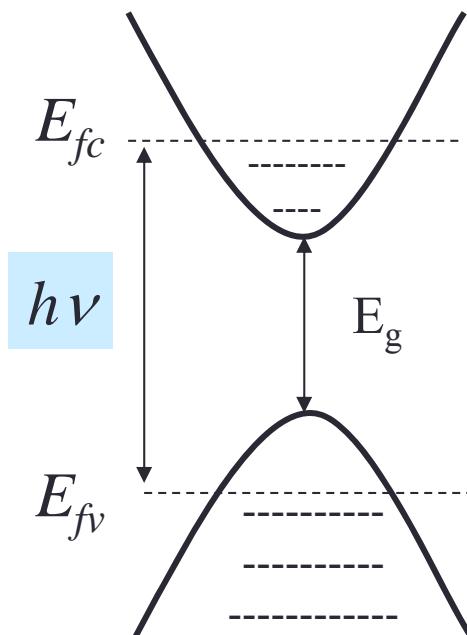
L'émission stimulée existe si $r_{st}(E) > 0$

La condition d'amplification implique :

$$\Delta F > E \Leftrightarrow E_{fc} - E_{fv} > E_g$$



SC dégénéré n et p ou plutôt
Inversion de population



Taux net d'émission de photon -7

Si on écrit le nb de photons dans le matériau:

$$N(E) = N_0(E) + \Delta N(E) \text{ avec } N_0(E) = \frac{D(E)}{e^{E/kT} - 1}$$

Alors

$$r(E) = r_{sp}(E) \left(1 + \left(1 + \frac{\Delta N(E)}{N_0(E)} \right) \frac{1 - e^{(E-\Delta F)/kT}}{e^{E/kT} - 1} \right)$$

Taux net d'émission

Taux net d'émission de photon -8

- À l'équilibre thermodynamique :

$$\Delta N(E) = 0 \text{ et } \Delta F = 0$$

 \Leftrightarrow

$$r(E) = r_{sp}(E) \left(1 - \frac{1 - e^{E/kT}}{1 - e^{-E/kT}} \right) \equiv 0$$

- Sous faible excitation d'un rayonnement ($E > E_g$):

$$\Delta N(E) \neq 0 \text{ et } \Delta F \approx 0$$

 \Leftrightarrow

$$r(E) \approx -r_{sp}(E) \frac{\Delta N(E)}{N_0(E)} < 0$$

Le semi-conducteur absorbe le rayonnement

- Forte excitation ($E > E_g$ et $E_g \gg kT/e$):

$$\Delta N(E) \neq 0 \text{ et } \Delta F > 0$$

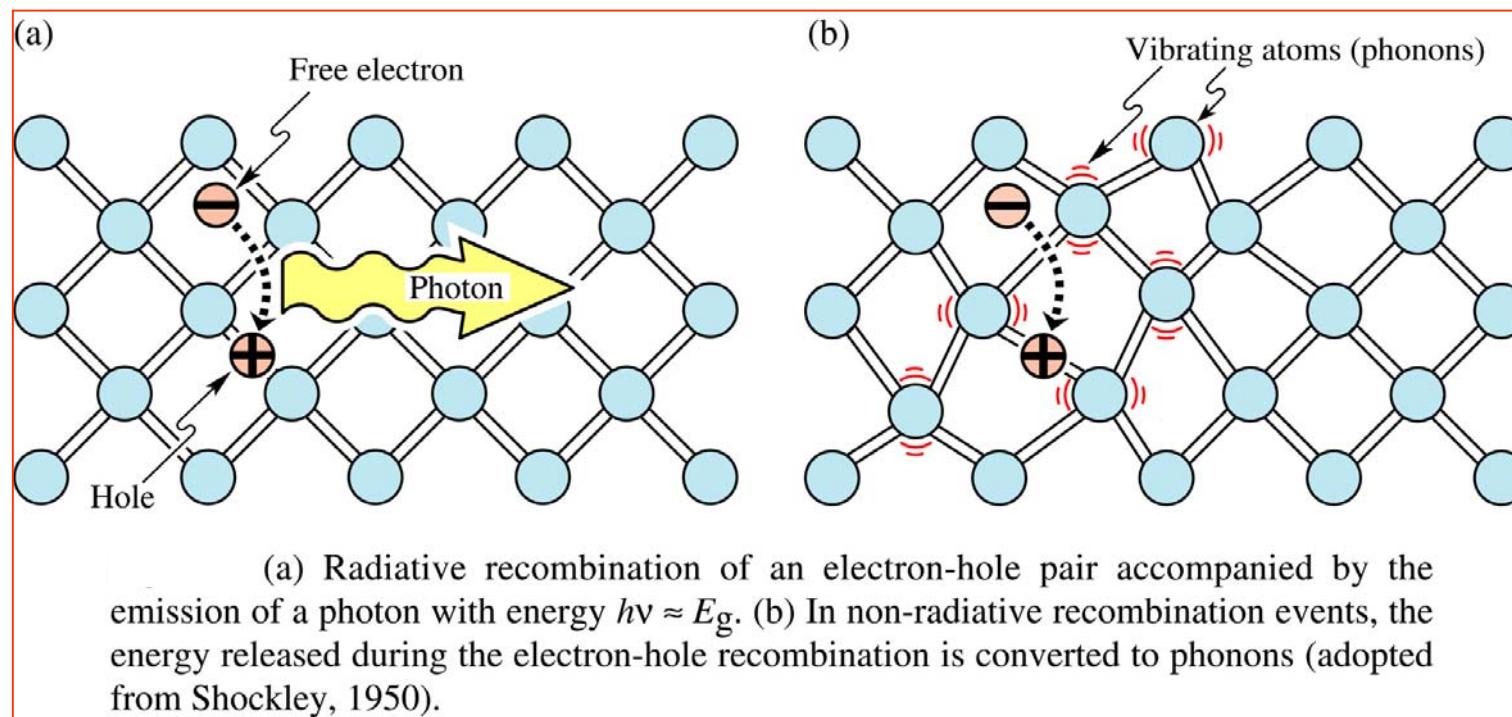
 \Leftrightarrow

$$r(E) = r_{sp}(E) \left(1 + \left(1 + \frac{\Delta N(E)}{N_0(E)} \right) (e^{-E/kT} - e^{-\Delta F/kT}) \right) > 0$$

Le semi-conducteur émet un rayonnement d'énergie E

Recombinaison des porteurs en excès – durée de vie

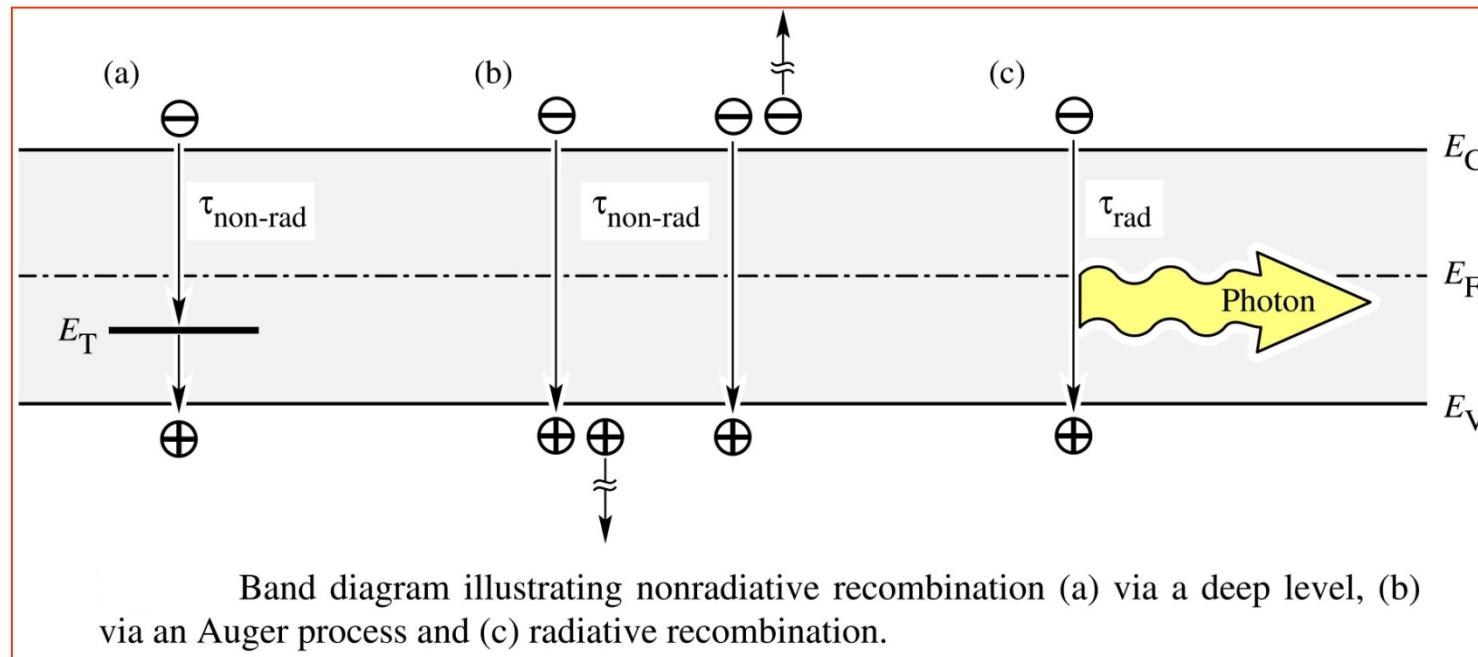
Comment se recombinent les porteurs et à quelle « vitesse » ?



Recombinaison des porteurs en excès – durée de vie

En d'autres termes, 2 « chemins » possibles pour la recombinaison:

- radiatif
- non radiatif



Recombinaison des porteurs en excès – durée de vie

Taux global d'émission de photon $R \Leftrightarrow$ taux de recombinaisons radiatives

$$n = n_0 + \Delta n \quad \text{et} \quad p = p_0 + \Delta p$$

n concentration en électrons libres

n_0 concentration d'équilibre en électrons libres

$\Delta n, \Delta p$ concentration en excès d' e^- et h^+

$$R = -\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt} = Bnp + R_{st}$$

R taux de recombinaisons par cm^3 par s

B coefficient ambipolaire de recombinaison

Recombinaison des porteurs en excès – durée de vie

$$R = R_0 + \Delta R = B(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) + R_{st0} + \Delta R_{st}$$

En régime de faible injection (Δn et Δp petit / régime d'inversion), R_{st} est négligeable et ΔR s'écrit en négligeant le terme du 2^e ordre:

$$\Delta R = Bn_0\Delta p + Bp_0\Delta n$$

Taux de recombinaisons radiatives des porteurs

$$\Delta R = \frac{\Delta p}{\tau_{rp}} + \frac{\Delta n}{\tau_{rn}}$$

avec

$$\tau_{rp} = \frac{1}{Bn_0} \quad \text{et} \quad \tau_{rn} = \frac{1}{Bp_0}$$

Recombinaison des porteurs en excès – durée de vie

- Dans la mesure où $\Delta n = \Delta p$ (création de paires électron – trou):

$$\frac{1}{\tau_r} = \frac{1}{\tau_m} + \frac{1}{\tau_{rp}}$$

- Dans un semi-conducteur dopé, la durée de vie radiative est celle des porteurs minoritaires (SC n)

$$n_0 \gg p_0 \Rightarrow \tau_{rn} \gg \tau_{rp} \text{ d'où } \tau_r = \tau_{rp}$$

Recombinaison des porteurs en excès – durée de vie non radiative

- « chemin non radiatif »:
 - Centres de recombinaison
 - Émission phonon ou effet Auger
- On attribue à ce type de recombinaisons, une *durée de vie non radiative*:

$$\tau_{nr}$$

Recombinaison des porteurs en excès

- Les processus sont additifs.
- La durée de vie globale est donnée par:

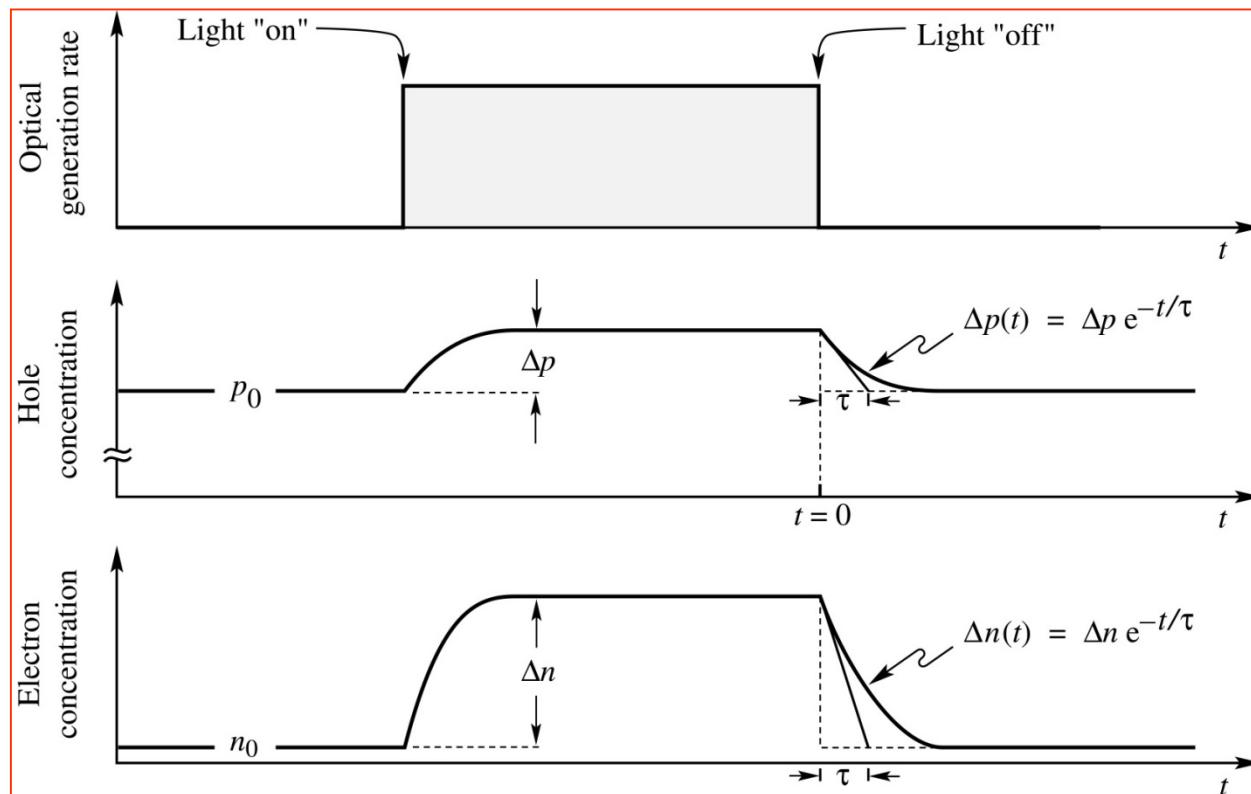
$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}$$

- On définit le *rendement radiatif* par:

$$\eta = \frac{\frac{1}{\tau_r}}{\frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{\tau_r}} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_r + \tau_{nr}}$$

Evolution temporelle de la densité de porteurs

Faible injection !!



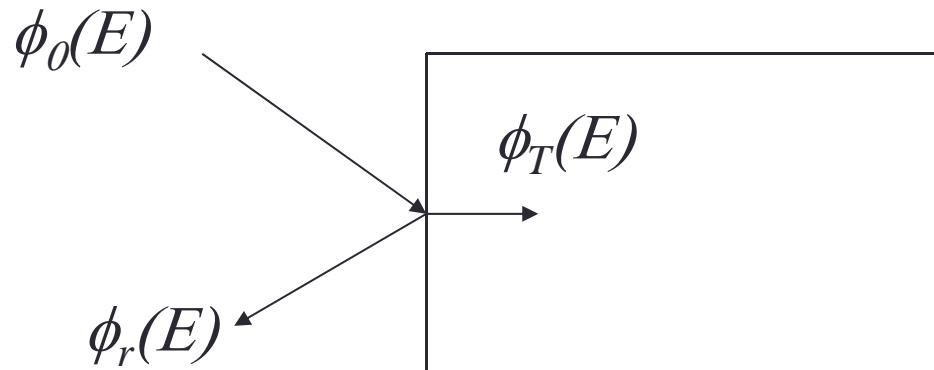
Carrier concentration as a function of time before, during, and after an optical excitation pulse. The semiconductor is assumed to be p-type and thus it is $p_0 \gg n_0$. Electrons and holes are generated in pairs, thus $\Delta p = \Delta n$. Under low-level excitation shown here, it is $\Delta n \ll p_0$. In most practical cases the equilibrium minority carrier concentration is extremely small so that $n_0 \ll \Delta n$.

Création de photo-porteurs en excès

- Plusieurs moyens pour la création:
 - Photo - excitation avec $E > E_g$
 - Injection électrique
 - Effet avalanche ou tunnel

Photo - excitation

- Les caractéristiques du rayonnement sont:
 - Longueur d'onde λ ou son énergie $E=h\nu$
 - L'intensité I
 - La puissance P en watts



nb de photons qui arrive /s et/cm³

$P(W) = \phi_0(E) \cdot h\nu$

Puissance *Énergie des photons*

The equation $P(W) = \phi_0(E) \cdot h\nu$ is enclosed in a light blue box. Red arrows point from the text "nb de photons qui arrive /s et/cm³" above the box to the term $\phi_0(E)$ in the equation, and from the text "Puissance" below the box to the term $h\nu$ in the equation. Another red arrow points from the text "Énergie des photons" below the box to the term $\phi_0(E)$ in the equation.

Photo - excitation

- Soit $R(E)$ le coefficient de réflexion ou pouvoir réflecteur:

$$\begin{aligned}\phi_r(E) &= R(E)\phi_0(E) \\ \phi_T(E) &= (1 - R(E))\phi_0(E)\end{aligned}$$

- Si $E=h\nu > Eg$, il y a absorption \Leftrightarrow on définit le coefficient d'absorption α

$$\begin{aligned}\alpha &= -\frac{1}{\phi(E,x)} \frac{d\phi(E,x)}{dx} \\ \phi(E,x) &= \phi_T(E,0)e^{-\alpha(E)x}\end{aligned}$$

Photo - excitation

- **Taux de génération d'électrons $g(E,x)$:**
 - Si on « perd » $d\phi$ photons, on « gagne » $d\phi$ électrons (rendement quantique =1)
 - \Leftrightarrow la variation du nombre de photons par unité de volume est :

$$g(E,x) = -\frac{\partial \phi(E,x)}{\partial x}$$

- On écrit alors:

$$g(E,x) = [1 - R(E)]\phi_0(E)\alpha(E)e^{-\alpha(E)x}$$

Photo - excitation

- Le taux de génération global $g(x)$ (si pas monochromatique) est alors donné par:

$$g(x) = \int_E g(E, x) dE$$

- Pour le calculer:

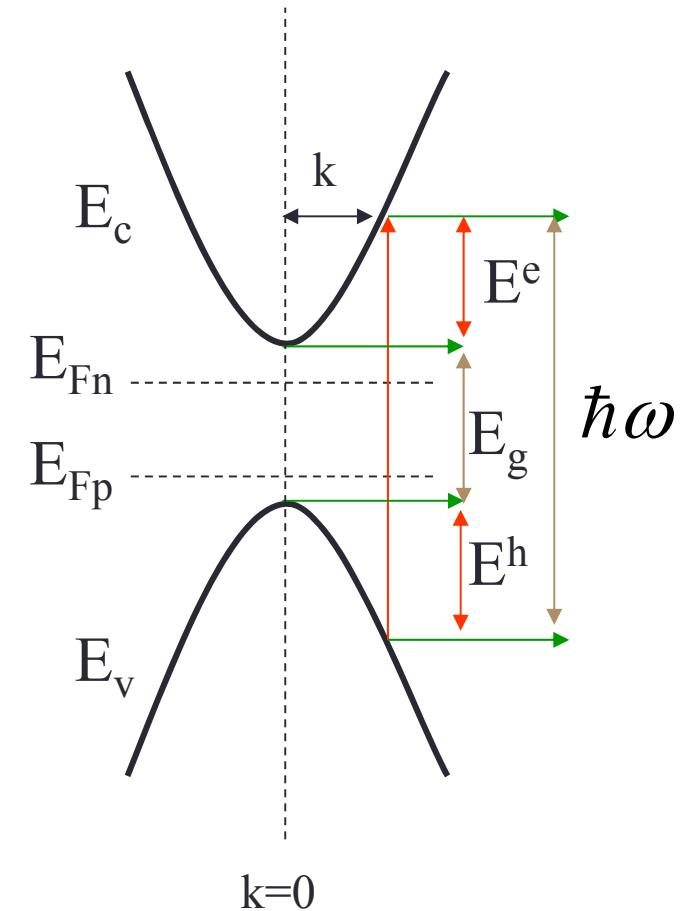
$$n = \sqrt{\varepsilon_r} \approx 3.5$$

- $R(E)$? Au voisinage du gap $R \approx \text{cte} = \left(\frac{1-n}{1+n} \right)^2 \approx 30\%$
- $\phi_0(E)$?
- $\alpha(E)$? On peut l'approximer par 1 échelon
 - $\alpha = 0$ si $E < E_g$
 - $\alpha \sim 10^4 \text{ cm}^{-1}$ si $E > E_g$

Coefficient d'absorption

- Dans le cas de transitions verticales, la relation liant l'énergie du photon ($>E_g$) et le vecteur d'onde est:

$$\hbar\omega = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left(\frac{1}{m_c^*} + \frac{1}{m_v^*} \right) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*}$$



Coefficient d'absorption

- Pour une lumière non polarisée dans un SC, le coefficient s'écrit:

$$\alpha = \frac{\pi e^2 \hbar}{2n_r c \epsilon_0 m_0} \left(\frac{2p_{cv}^2}{m_0} \right) \frac{N_{cv}(\hbar\omega)}{\hbar\omega} \frac{2}{3} \text{ m}^{-1}$$

$$\frac{2p_{cv}^2}{m_0} \approx 20 \text{ eV}$$

(23 eV pour GaAs)

$$N_{cv}(\hbar\omega) = \frac{\sqrt{2}(m_r^*)^{3/2}(\hbar\omega - E_g)^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3} \text{ J}^{-1} \text{ m}^{-3}$$

Taux d'émission (expressions)

- Lorsque un électron et un trou se trouvent «vertical en k », il peuvent se recombiner :
 - Spontanément:

$$W_{em}(\hbar\omega) = \frac{1}{\tau_0} = \frac{e^2 n_r \hbar \omega}{3\pi \epsilon_0 m_0^2 c^3 \hbar^2} |p_{cv}|^2 = \frac{e^2 n_r \hbar \omega}{6\pi \epsilon_0 m_0 c^3 \hbar^2} \left(\frac{2p_{cv}^2}{m_0} \right) s^{-1}$$

$$W_{st}(\hbar\omega) = \frac{e^2 n_r \hbar \omega}{3\pi \epsilon_0 m_0^2 c^3 \hbar^2} |p_{cv}|^2 n_{ph}(\hbar\omega) s^{-1}$$

Gain du matériau

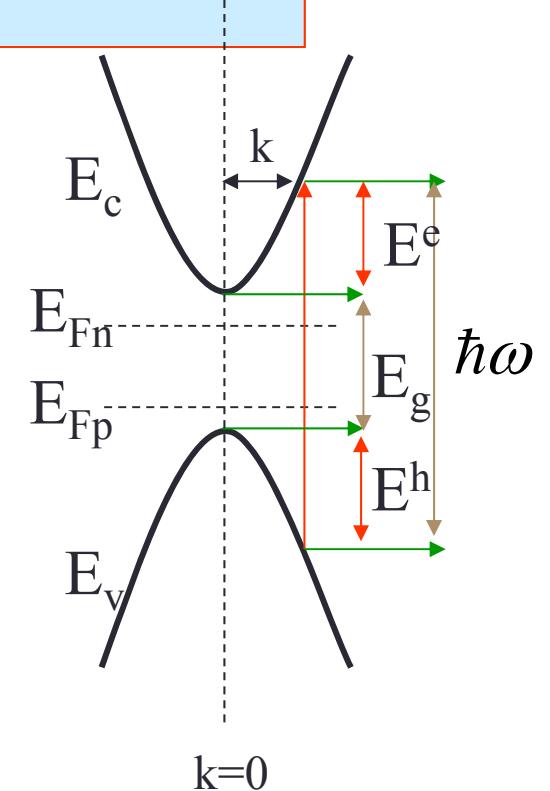
- C'est la différence entre le coefficient d'émission et le coefficient d'absorption:

$$g(\hbar\omega) = \frac{\pi e^2 \hbar}{2n_r c \epsilon_0 m_0} \left(\frac{2p_{cv}^2}{m_0} \right) N_{cv}(\hbar\omega) \frac{2}{\hbar\omega} \left[f^e(E^e) f^h(E^h) - (1 - f^e(E^e))(1 - f^h(E^h)) \right]$$



$$g(\hbar\omega) = \frac{\pi e^2 \hbar}{2n_r c \epsilon_0 m_0} \left(\frac{2p_{cv}^2}{m_0} \right) N_{cv}(\hbar\omega) \frac{2}{\hbar\omega} \left[f^e(E^e) - (1 - f^h(E^h)) \right]$$

$$g(\hbar\omega) = \frac{\pi e^2 \hbar}{2n_r c \epsilon_0 m_0} \left(\frac{2p_{cv}^2}{m_0} \right) N_{cv}(\hbar\omega) \frac{2}{\hbar\omega} \left[f^e(E^e) + f^h(E^h) - 1 \right]$$



Gain du matériau

- Si $f^e(E_e) = 0$ et $f^h(E_h) = 0$

$$g(\hbar\omega) = \frac{\pi e^2 \hbar}{2n_r c \epsilon_0 m_0} \left(\frac{2p_{cv}^2}{m_0} \right) \frac{N_{cv}(\hbar\omega)}{\hbar\omega} \frac{2}{3} [0 + 0 - 1] = -\alpha(\hbar\omega)$$

- Pour que le gain soit >0 (inversion de population)

$$f^e(E^e) + f^h(E^h) > 1$$

- Et alors

$$I(x) = I_0 \exp(g \times x) \geq I_0$$

Photo - excitation

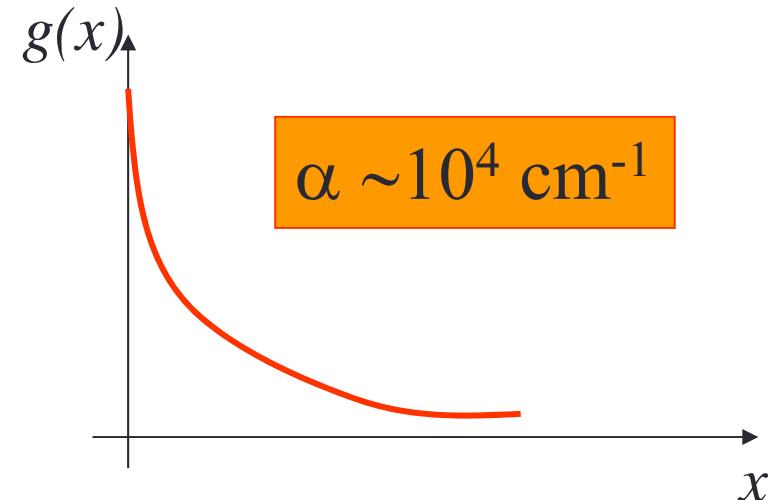
$$g(x) = \int_{Eg} [1 - R] \alpha \phi_0(E) e^{-\alpha x} dE$$

$$g(x) = [1 - R] \alpha \phi_0 e^{-\alpha x}$$

$$\phi(x = 0.1\mu m) = \frac{1}{e} \approx \frac{1}{3}$$

$$\phi(x = 0.2\mu m) = \frac{1}{9} \approx \frac{1}{10}$$

$$\phi(x = 1\mu m) = \frac{1}{e^{10}} \approx 0$$



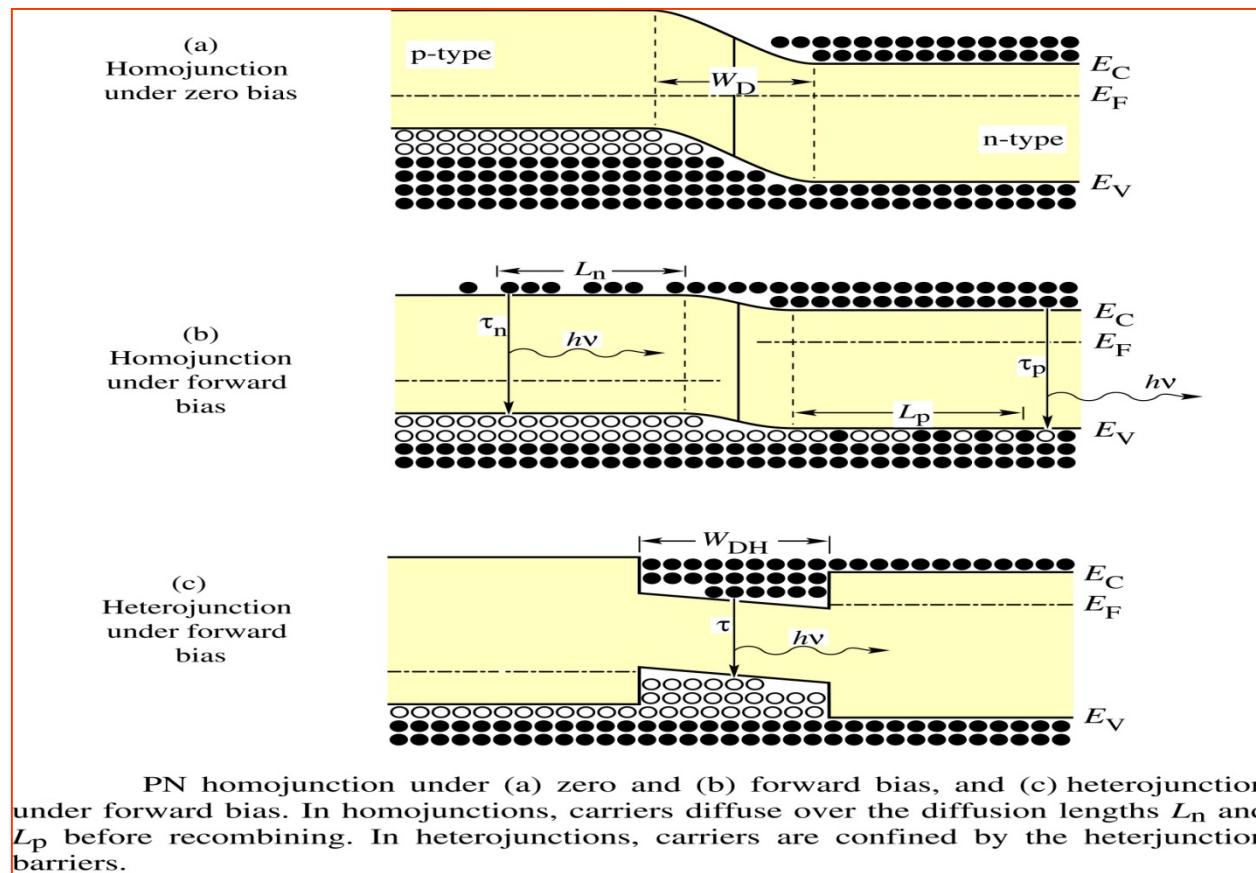
*Importance de la vitesse
de recombinaison en surface*

Ex: 10W/cm², λ=0.75 μm, α=7 10³ cm⁻¹ pour GaAs. G?

$$G = \frac{\alpha P_{opt}}{\hbar \omega} = \frac{(7.10^3 \text{ cm}^{-1})(10 \text{ W cm}^{-2})}{(1.65 \text{ eV})(1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J})} = 2,65 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

Injection électrique

Polarisation d'une jonction *pn* en direct. Le système est hors équilibre. Le retour à l'équilibre s'accompagne de recombinaisons, qui si elles sont radiatives, émission de photons.



HOMO-JONCTION À SEMI-CONDUCTEUR

Homo-jonction à semi-conducteur

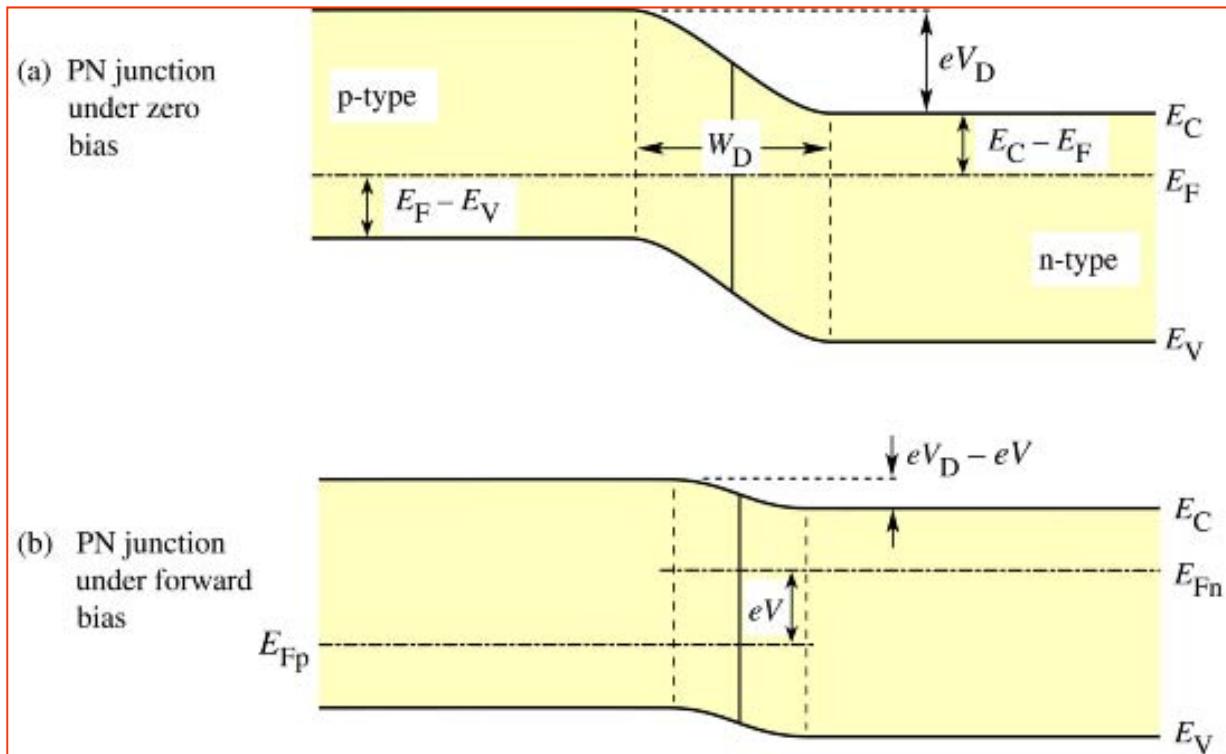
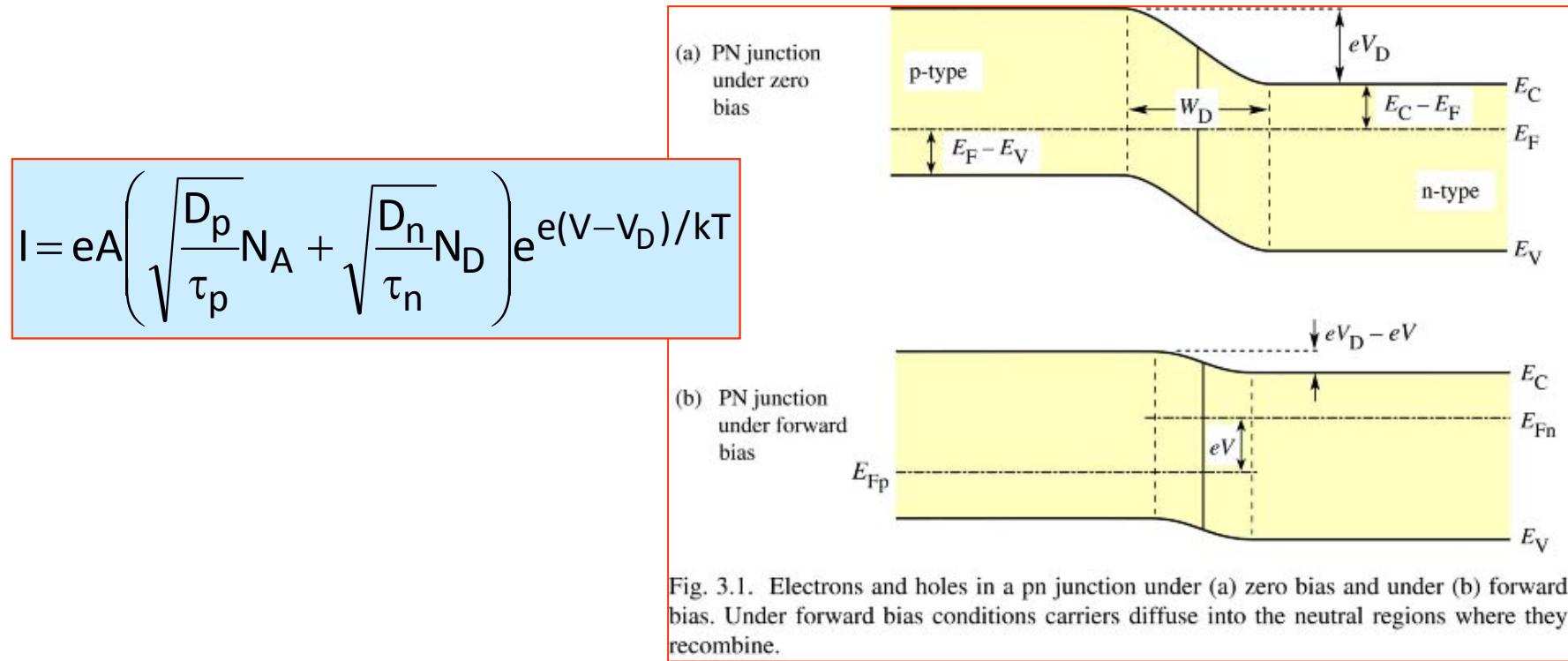


Fig. 3.1. Electrons and holes in a pn junction under (a) zero bias and under (b) forward bias. Under forward bias conditions carriers diffuse into the neutral regions where they recombine.

$$I = eA \left(\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \frac{n_i^2}{N_A} \right) (e^{eV/kT} - 1)$$

Courant dans une Jonction pn



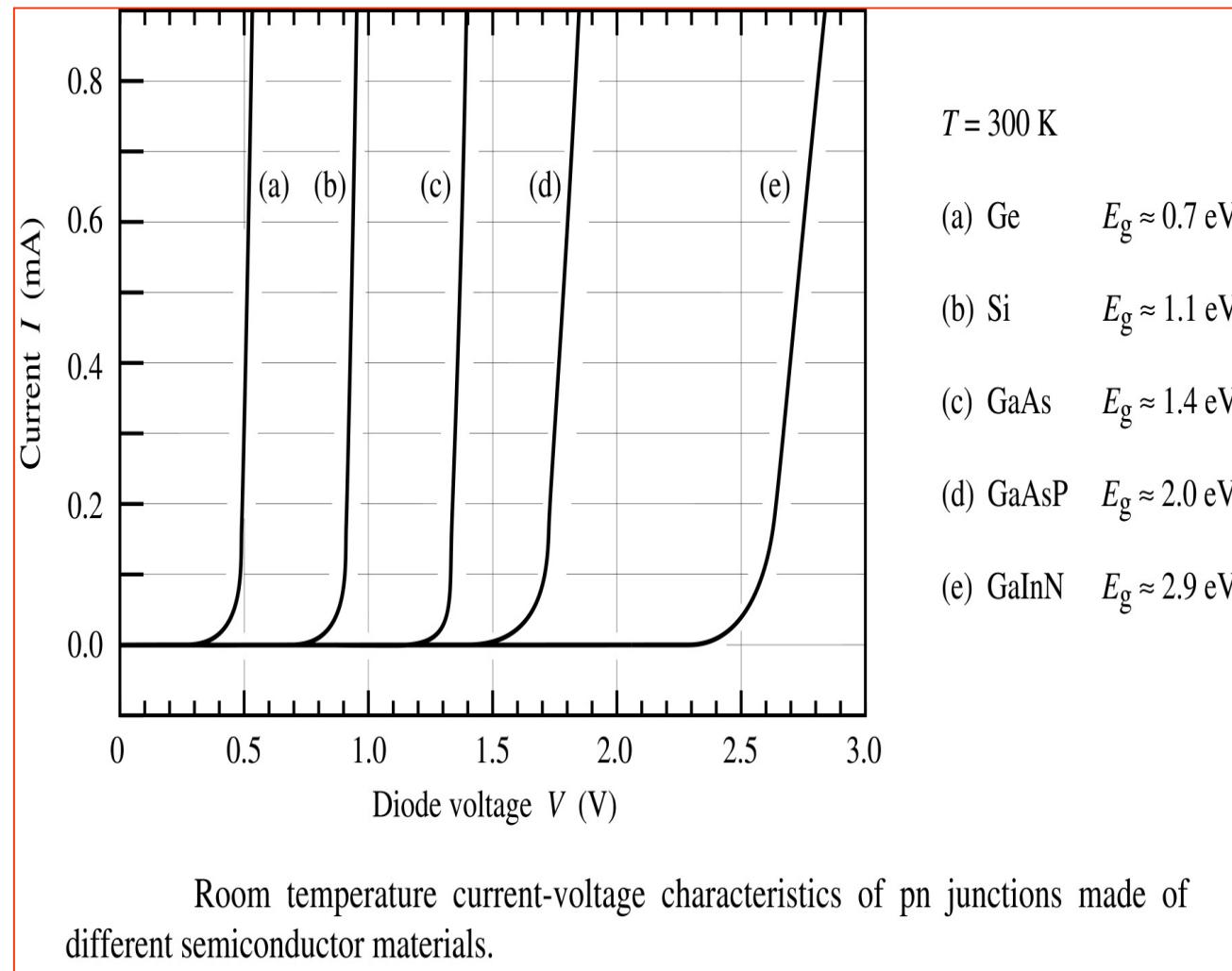
$$eV_D - E_g + (E_F - E_V)_p + (E_C - E_F)_n = 0$$

$$\underbrace{\qquad}_{\approx 0}$$

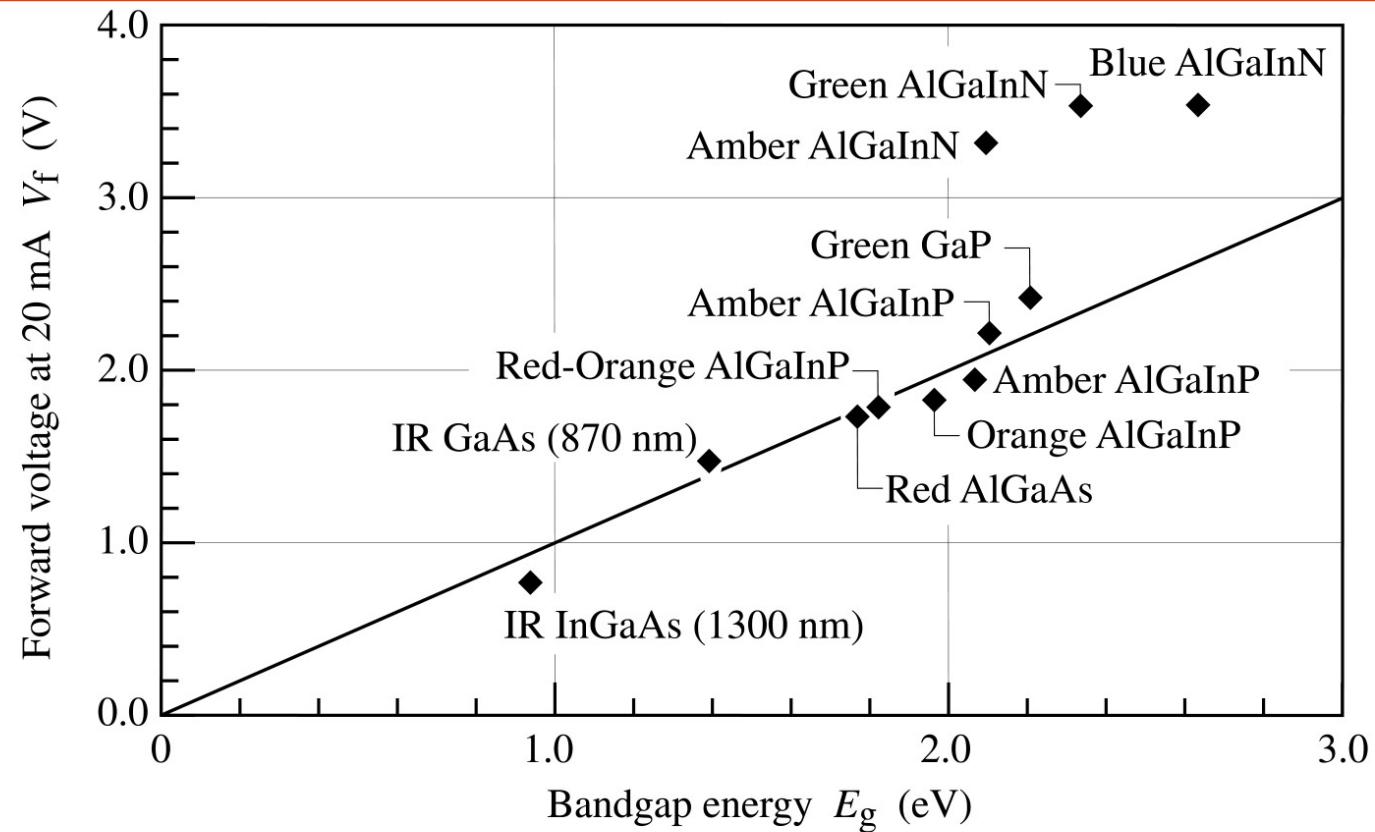
$$\underbrace{\qquad}_{\approx 0}$$

$$V_{th} \approx V_D \approx E_g / e$$

I(V) fonction du matériau



Tension pour $I=20\text{ mA}$ (figure de mérite)



Typical diode forward voltage versus bandgap energy for LEDs made from different materials (after Krames *et al.*, 2000).

Les photo-détecteurs

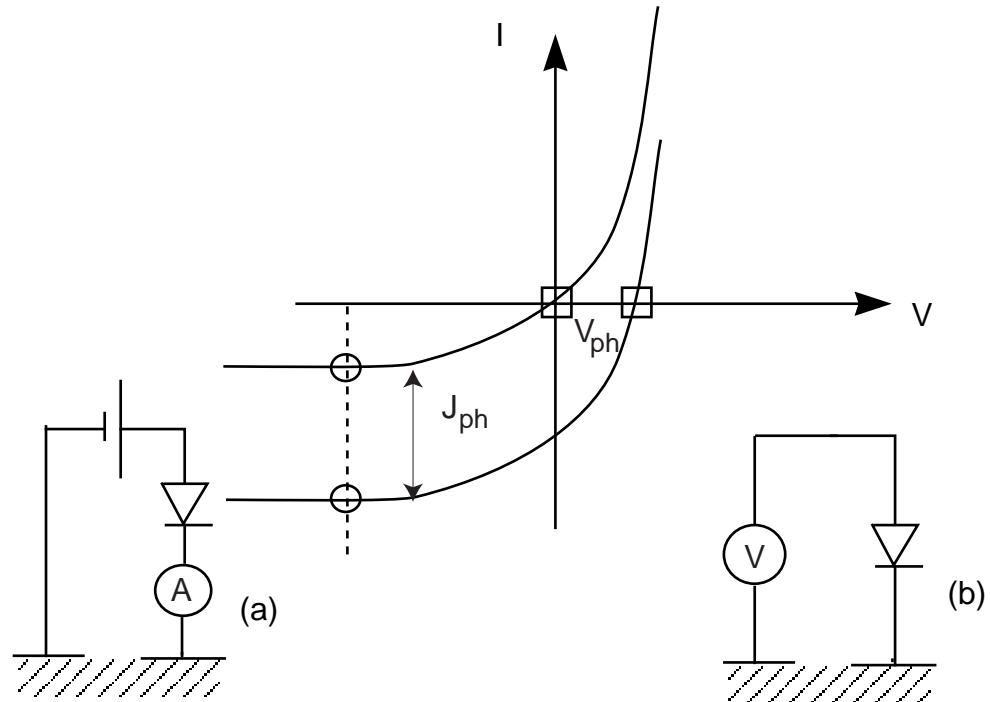
Les photo-détecteurs

- Rôle : convertir un signal lumineux en signal électrique
- Propriétés attendues:
 - Grande sensibilité
 - Linéarité (surtout si signal analogique)
 - Large bande passante électrique
 - Fiabilité
 - Faible coût
 - Facilité de mise en œuvre
 - Encombrement

Les photo-détecteurs

- Solution dans le visible et proche IR:
 - Jonction pn montée dans un boîtier comportant une **fenêtre transparente** au rayonnement.
- Deux montages possibles:
 - Jonction non polarisée \Leftrightarrow **montage photovoltaïque**. Il est utilisé pour la conversion de l'énergie solaire en électricité.
 - Jonction polarisée en inverse \Leftrightarrow **montage photoconducteur**. Il est utilisé pour la détection de la lumière : photodiode PIN, ADP, phototransistors

Les photo-déTECTEURS



mode photocourant

mode photovoltage

Les photo-détecteurs

- Matériaux pour les détecteurs optiques
 - Disponibilité du substrat
 - Si, GaAs, Ge et InP
 - SC avec maille « adaptée » à ces substrats
 - Application communications longues distances
 - Adaptés aux fibres optiques (1.55µm et 1.3 µm)
 - GaAs interdit (0.8 µm)
 - InGaAs, InGaAsP, GaAlSb, HgCdTe, GaInNAs ...
 - $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ le plus utilisé
 - Ge comme photo-détecteur à avalanche

Les photo-déTECTEURS

- LANs (qq kilomètres)
 - GaAs émetteurs ($0.8\mu\text{m}$) mais pas chers !
 - Si comme photo-déTECTEURS (photodiodes à avalanche)
- DéTECTION « infrarouge »
 - $>20 \mu\text{m}$
 - HgCdTe, PbTe, PbSe, InSb
 - DéTECTEURS inter sous-bandes GaAs/AlGaAs
- DéTECTEURS rapides
 - GaAs « low temperature » $\Leftrightarrow 1 \text{ ps}$

Distribution des photo-porteurs

$$\frac{dn(x,t)}{dt} = -\frac{1}{e} \frac{dJ_n}{dx} - r_n + g_n$$

$$\frac{dp(x,t)}{dt} = -\frac{1}{e} \frac{dJ_p}{dx} - r_p + g_p$$

Dans le cas des électrons:

$$J_n = ne\mu_n E + eD_n \frac{\partial n}{\partial x}$$

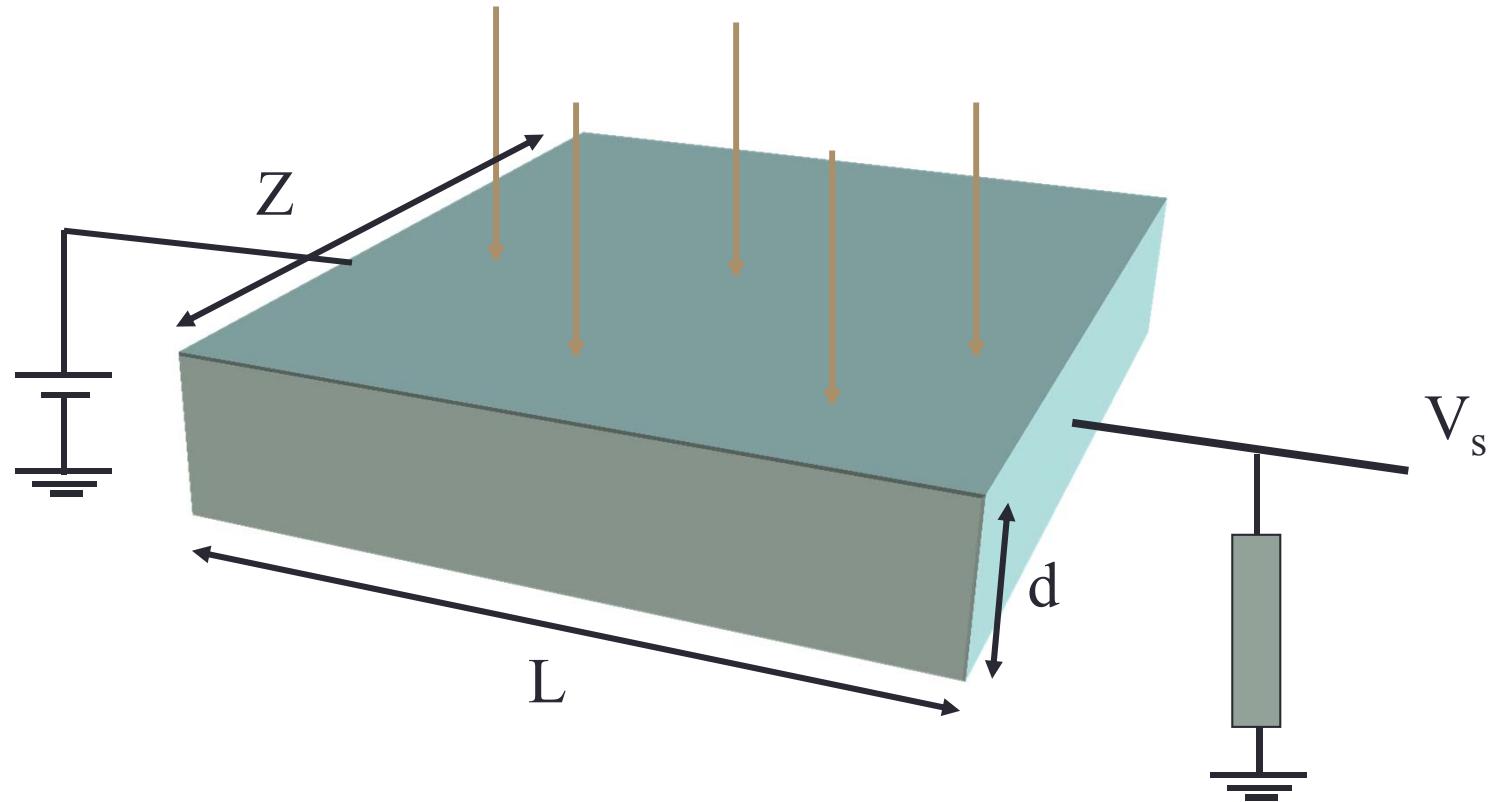
$$g_n = g_p = g = (1 - R)\phi_0 \alpha e^{-\alpha x} = \phi \alpha e^{-\alpha x}$$

$$r_n = \frac{n - n_0}{\tau_n}$$



flux qui pénètre le matériau

Cellule photoconductrice



Cellule photoconductrice

- Conductance à l'obscurité:

$$\sigma_0 = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0)$$

- Conductance sous éclairement:

$$\sigma = e(\mu_n(n_0 + \Delta n) + \mu_p(p_0 + \Delta p))$$

- Soit une variation de la conductance:

$$\Delta\sigma = e\Delta n\mu_n \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n}\right)$$

avec

$$\Delta p = \Delta n = G_L \tau_p$$

Cellule photoconductrice

- Si on applique une tension \Leftrightarrow courant:

$$J = (J_d + J_L) = (\sigma_0 + \Delta\sigma)E$$

- Le photo-courant:

$$I_L = AJ_L = Ae\Delta p\mu_n \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n}\right)E$$

Cellule photoconductrice

- En se rappelant que μE est la vitesse des porteurs, on peut définir un temps de transit:

$$t_{tr} = \frac{L}{\mu_n E} \Rightarrow E = \frac{L}{\mu_n t_{tr}}$$

- Le photo-courant s'écrit alors:

$$I_L = e \Delta p \mu_n \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n}\right) A E = e G_L \left(\frac{\tau_p}{t_{tr}}\right) \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n}\right) A L$$

Cellule photoconductrice

- Le photo-courant « primaire » généré par l'éclairement est:

$$I_{LP} = eG_L AL$$

nb photons/s/cm³ surface

- Le gain de la cellule est donné par:

$$G = \frac{I_L}{I_{LP}} = \frac{\tau_p}{t_{tr}} \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n}\right)$$

C'est le rapport entre le taux de collecte des charges par les contacts au taux de génération de ces charges

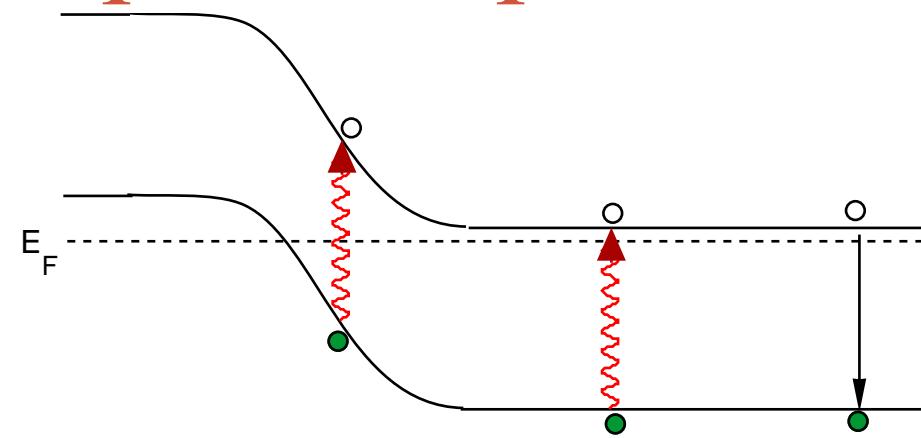
Cellule photoconductrice

- C'est quoi le gain ?
 - Si >1 , les électrons peuvent parcourir plusieurs fois le circuit avant de se recombiner avec un trou.
 - Ex: $L=100\mu m$, $V=10V$, $\tau_p=1\mu s$
- Comment améliorer le gain de la cellule?
 - Durée de vie élevée
 - Temps de transit faible (petit L et/ou fort champ E)
- Inconvénient:
 - Fort courant d'obscurité \Leftrightarrow bruit

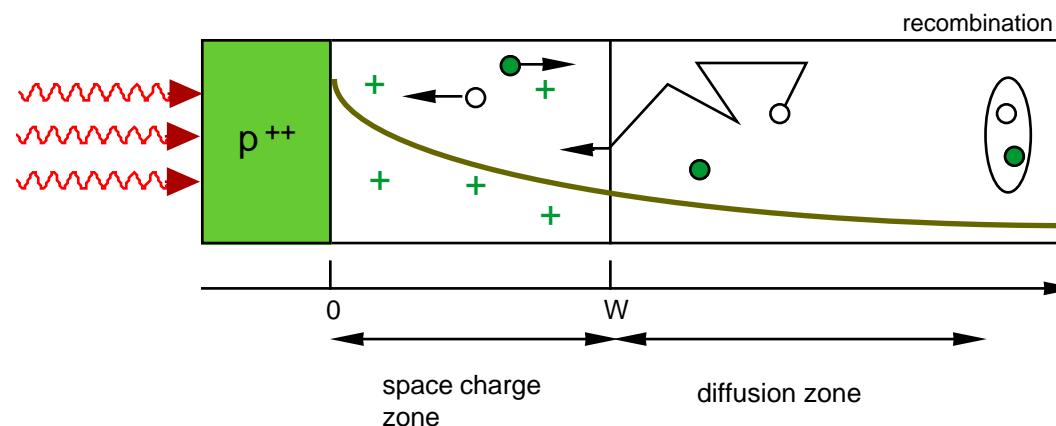


Utilisation de diode en inverse

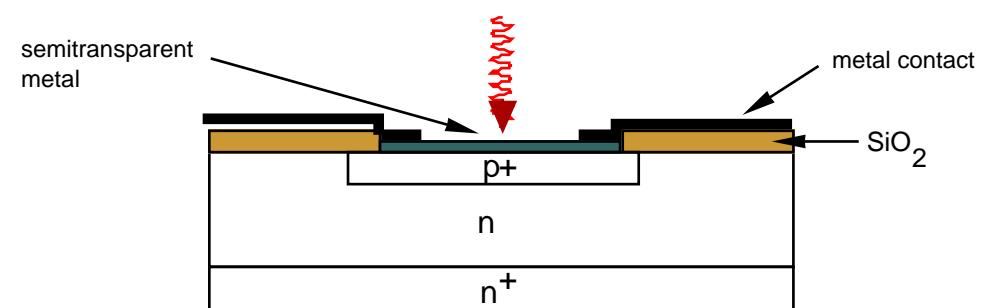
Principe de la photodiode p-n



(a)



(b)



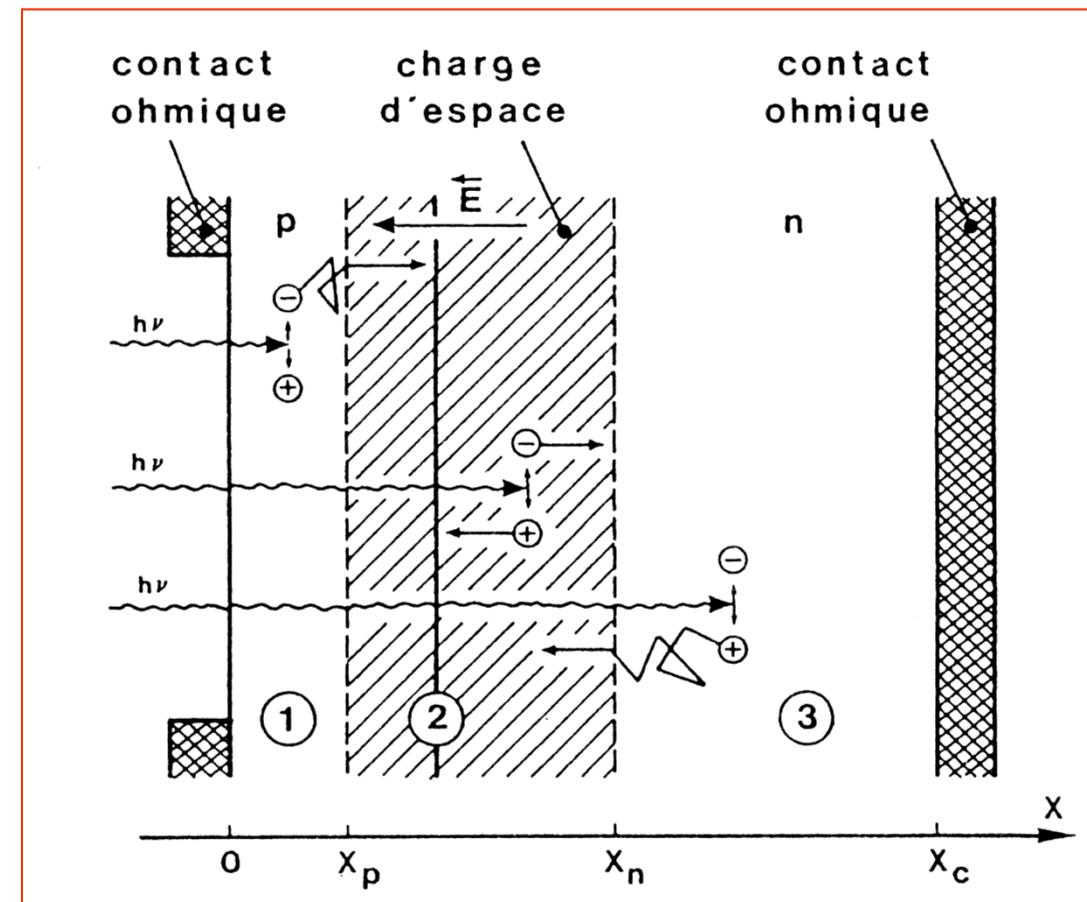
(c)

Principe de la photodiode p-n

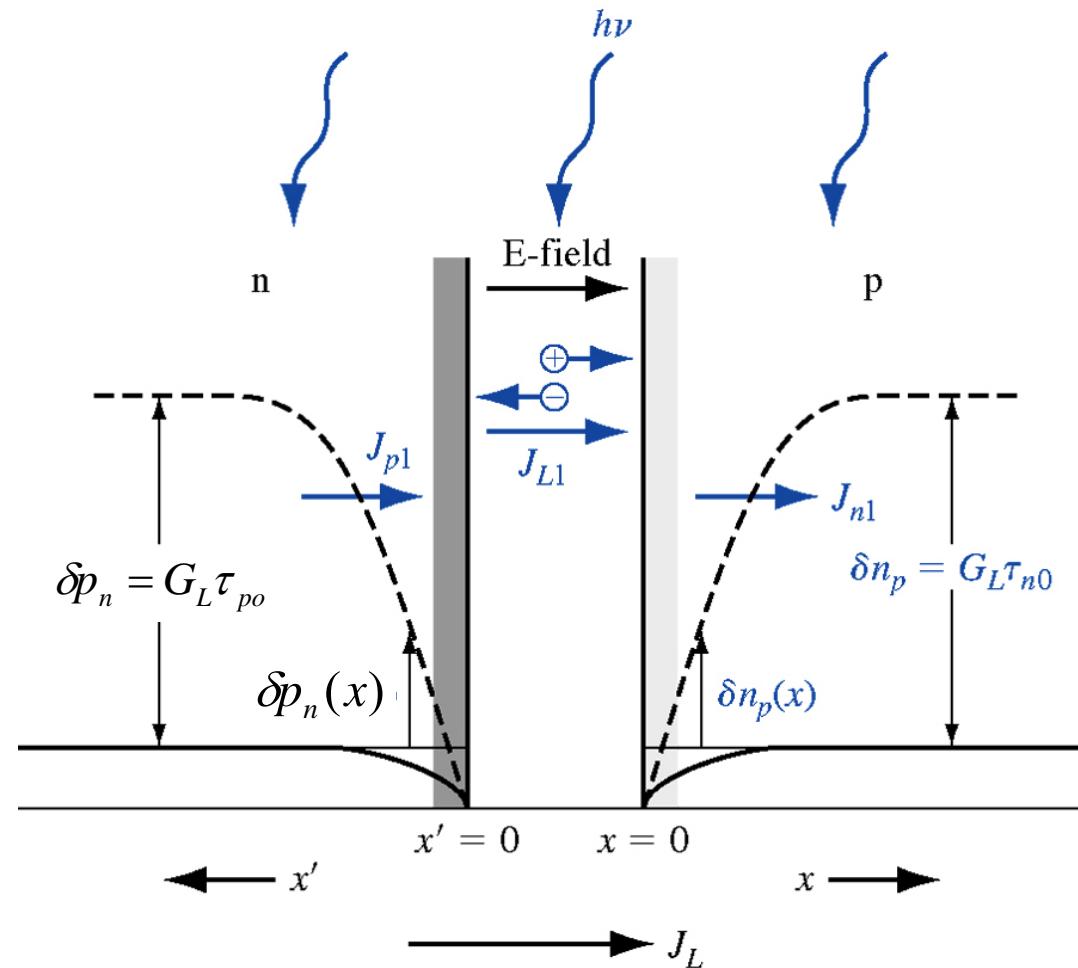
- Seuil de détection: $E=h\nu>E_g$

1 et 3 : photo-courant de diffusion

2 : photo-courant de génération



Photodiode sous éclairement



Calcul du courant

$$D_n \frac{\partial^2 (\delta n_p)}{\partial x^2} + G_L - \frac{\delta n_p}{\tau_{n0}} = \frac{\partial (\delta n_p)}{\partial t}$$

$$\delta n_p(x) = A e^{-\frac{x}{L_n}} + B e^{+\frac{x}{L_n}} + SP \quad \left. \begin{array}{l} \text{en } x=0, \quad \delta n_p(0) = -n_{p0} \\ \text{en } x=\infty, \quad \delta n_p(\infty) = SP = G_L \tau_{n0} \end{array} \right\}$$

$$\delta n_p(x) = G_L \tau_{n0} - (G_L \tau_{n0} + n_{p0}) e^{-\frac{x}{L_n}}$$



$$J_{n1}(x=0) = e D_n \frac{d(\delta n_p)}{dx} \Big|_{x=0} = \underbrace{e G_L L_n}_{\text{Photocourant dans les régions de diffusion}} + \frac{e D_n n_{p0}}{L_n}$$

Courant de saturation, existe même à l'obscurité!

Photocourant dans les régions de diffusion

Calcul du photo-courant

Région p :

$$J_{n^1}^{ph} = eD_n \frac{d(\delta n_p)}{dx} = eG_L L_n$$

Région n :

$$J_{p^1}^{ph} = eD_p \frac{d(\delta p_n)}{dx} = eG_L L_p$$

Et la ZCE ?

$$J_{L^1} = e \int G_L dx = eG_L W$$

Hyp: $G_L = cte$

Photodiode p-n

- Le photo-courant est donc généré dans la ZCE et dans les régions neutres sur la longueur de diffusion L_n et L_p , soit finalement sur $W+L_n+L_p$.

$$I_{ph} = eG_L(L_p + L_n + W)A$$

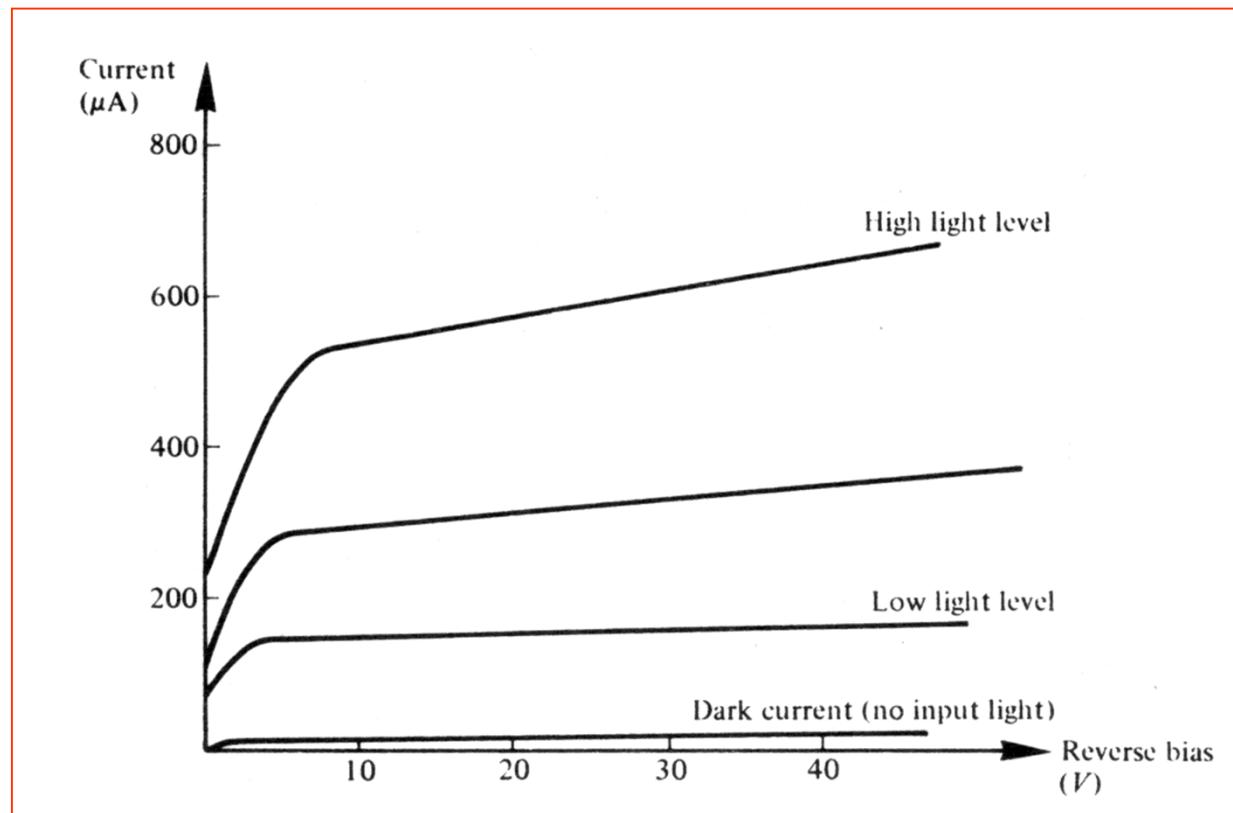
Rem: G_L n'est pas constant ! On doit prendre une valeur moyenne en toute rigueur

Photodiode p-n

$$I = -I_{ph} + I_0 \left(e^{-\frac{eV}{kT}} - 1 \right)$$

en inverse

$$I = -(I_0 + I_{ph})$$



Photodiode p-n

- Constante de temps:
 - Courant de diffusion : lent 10^{-8} à 10^{-9} s
 - Courant de génération : rapide $t_{tr} = W/v_s$ (10^{-10} à 10^{-11} s)
- Donc il « faut »:
 - Absorption uniquement dans la ZCE
 - Zone frontale très mince
 - W large mais pas trop sinon t_{tr} trop grand ($W=1/\alpha$)

Photodiode p-n

- Rendement quantique (quantum efficiency):

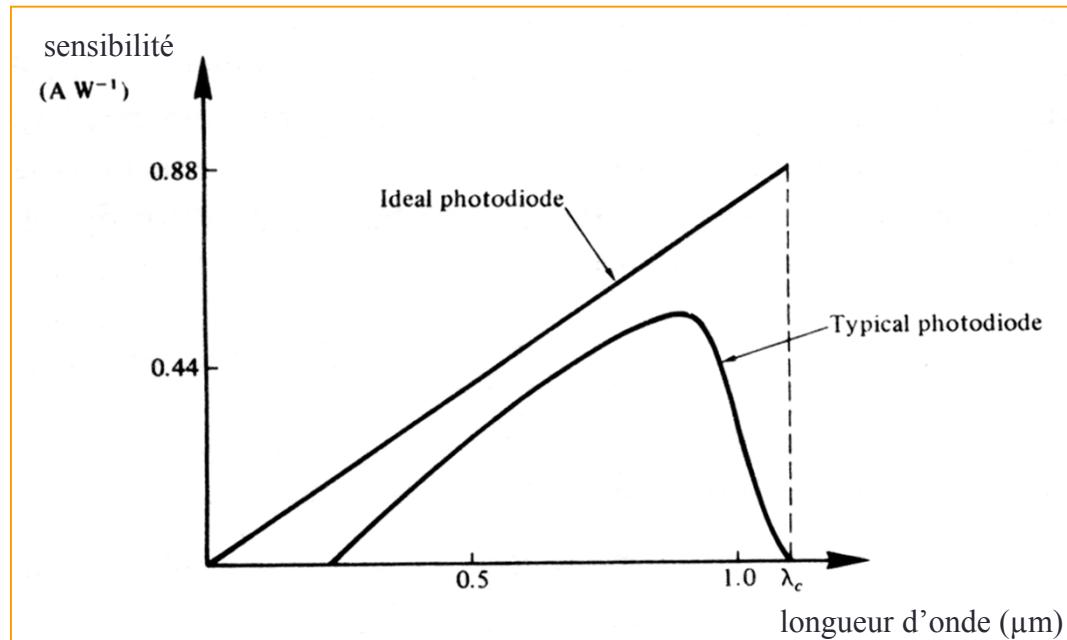
$$\eta = \frac{N_e \text{ (paires collectées)}}{N_p \text{ (photons incidents)}} \approx 40 \text{ à } 80 \%$$

- Fonction du coefficient d'absorption
- Fonction de la longueur d'onde ($\eta=f(h\nu)$)

Photodiode p-n

- Sensibilité (responsivity):

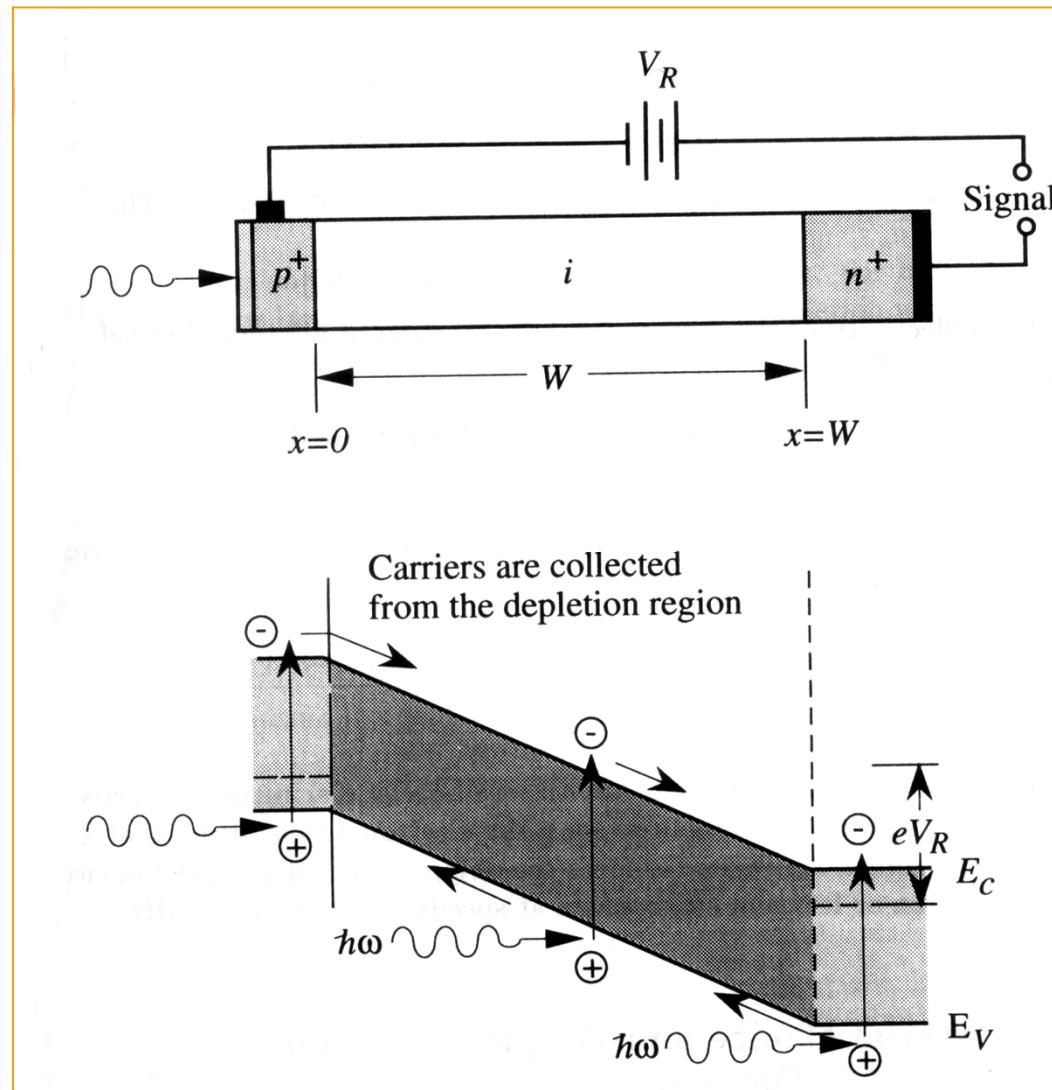
$$S = \frac{I_{ph}}{P_{optique}} = \frac{N_e \cdot e}{N_p \cdot h\nu} = \eta \lambda \left(\frac{e}{hc} \right)$$



Photodiode PIN

- **But** : améliorer la sensibilité pour les grandes λ_g et la vitesse .
- **Comment ?** Augmenter la zone de collecte des photons (λ_g grand \Leftrightarrow ray. pénétrant)
- On intercale une région intrinsèque entre p et n⁺. Si polarisation suffisante, ZCE envahit la région intrinsèque \Leftrightarrow vitesse augmente

Photodiode PIN



Photodiode PIN

- *Choix du matériau dépend de l'application:*
 - Communication (émetteur GaAs/AlGaAs)
 - DéTECTEUR Si (vitesse non critique)
 - DéTECTEUR Ge ($\lambda_g > 10\mu\text{m}$)
 - $1.55\mu\text{m}$ + vitesse \Leftrightarrow détECTEURS InGaAs
 - Vision nocturne:
 - HgCdTe
 - InAs, InSb
 - « solar blind » + UV:
 - GaN, AlGaN

Photodiode PIN

- « design » de la structure:
 - Réflexion sur surface (perte :2 – 3%)
 - Maximiser l'absorption dans ZCE (*)
 - Attention à la vitesse
 - Miroir métallique
 - Minimiser les recombinaisons
 - Matériau de haute pureté
 - Minimiser le temps de transit
 - ZCE la plus petite possible (voir *)

Rendement d'une photodiode PIN

- Taux de génération dans le SC:

$$G_L(x) = \alpha J_{ph}(0)(1 - R) \exp(-\alpha x)$$

- $J_{ph}(0) = \Phi(0)$: Flux de photons (nombre par cm^2 et par seconde)

- Photocourant

$$I_L = eA \int_0^W G_L(x) dx = eA J_{ph}(0)(1 - R)(1 - \exp(-\alpha W))$$

- rendement

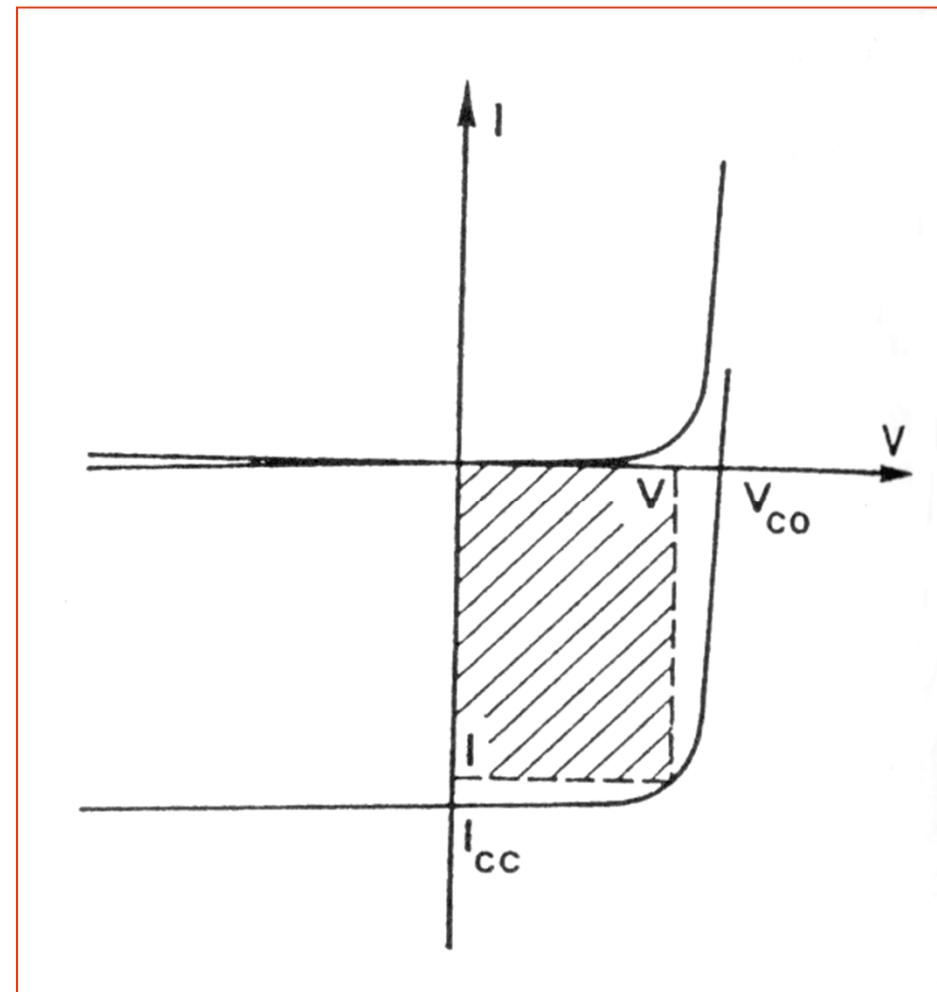
$$\eta_{\text{det}} = \frac{I_L}{eA J_{ph}(0)}$$

Photodiode pin

- **Linéarité de la réponse** : meilleure que 1% sur 7 ordres de grandeur
- **Capacité de la jonction**: limite la vitesse
 - C diminue si tension inverse augmente
 - C augmente si surface sensible augmente
- **Courant d'obscurité**:limite la détection
 - Élevé pour détection IR
 - Fonction de la température (*2 si $\Delta T=10^\circ\text{C}$ pour Si)
- **Tension de claquage**
 - Tension max supportable par le composant

Cellule solaire

- Application importante des pn : convertir l'énergie solaire en énergie électrique
- 2 modes:
 - Mode photoconductif
 - Mode photovoltaïque



Cellule solaire

Courant *débitée* par la diode (courant inverse compté positif)

$$I = I_{ph} - I_s (e^{\frac{eV}{mkT}} - 1)$$

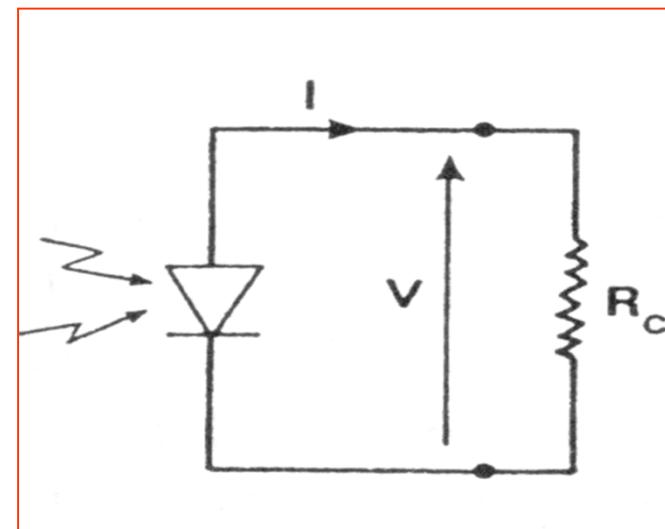
Deux paramètres :

- la tension de circuit ouvert

$$V_{co} = \frac{mkT}{e} \ln\left(1 + \frac{I_{ph}}{I_s}\right)$$

- Le courant de court circuit

$$I_{cc} = I_{ph}$$



Cellule solaire

Puissance débitée:

$$P = VI = VI_{ph} - I_s \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) V$$

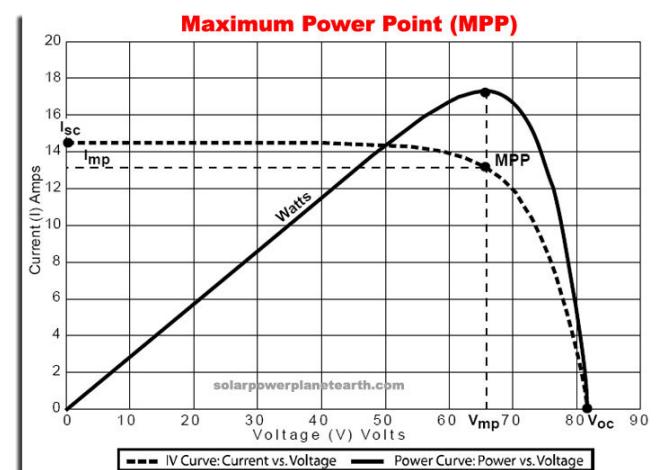
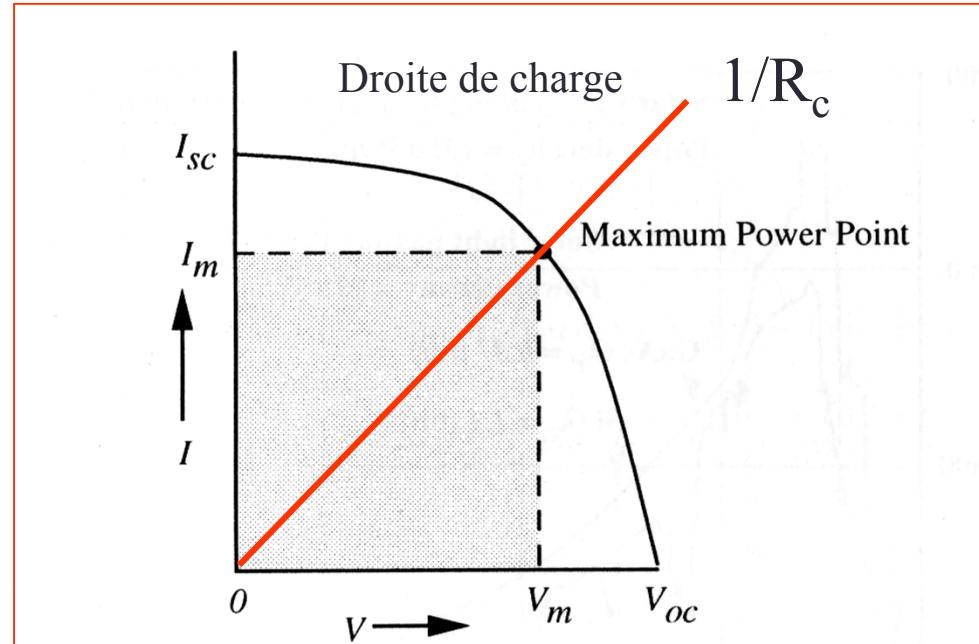
Puissance maximum ($\frac{dP}{dV} = 0$) permet de déterminer la résistance de charge R_c

$$\left(1 + \frac{eV_m}{kT} \right) e^{eV_m/kT} = 1 + \frac{I_{ph}}{I_s}$$

$$I_m = I_s \frac{eV_m}{kT} e^{eV_m/kT}$$

↓

$$R_c = \frac{V_m}{I_m} \approx 1\Omega$$



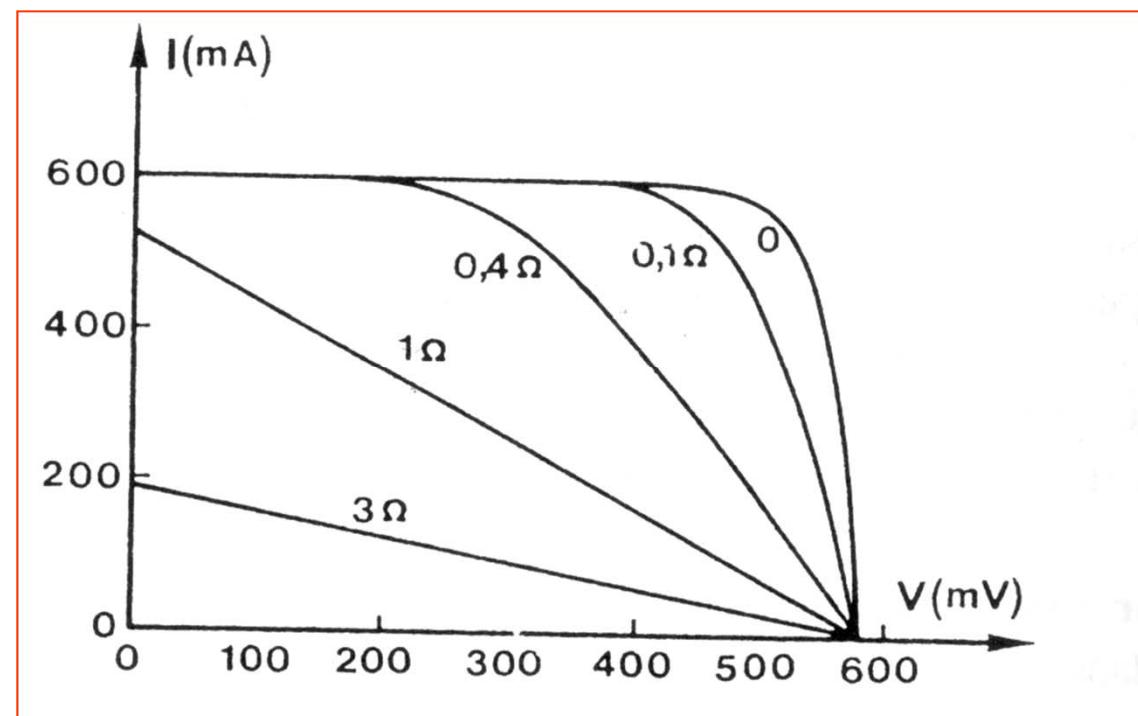
Cellule solaire

Influence de la résistance série

$$I = I_{ph} - I_s \left(e^{\frac{eV_j}{mkT}} - 1 \right)$$

$$V = V_j - r_s I$$

$$I = I_{ph} - I_s \left(e^{\frac{e(V-r_s I)}{mkT}} - 1 \right)$$



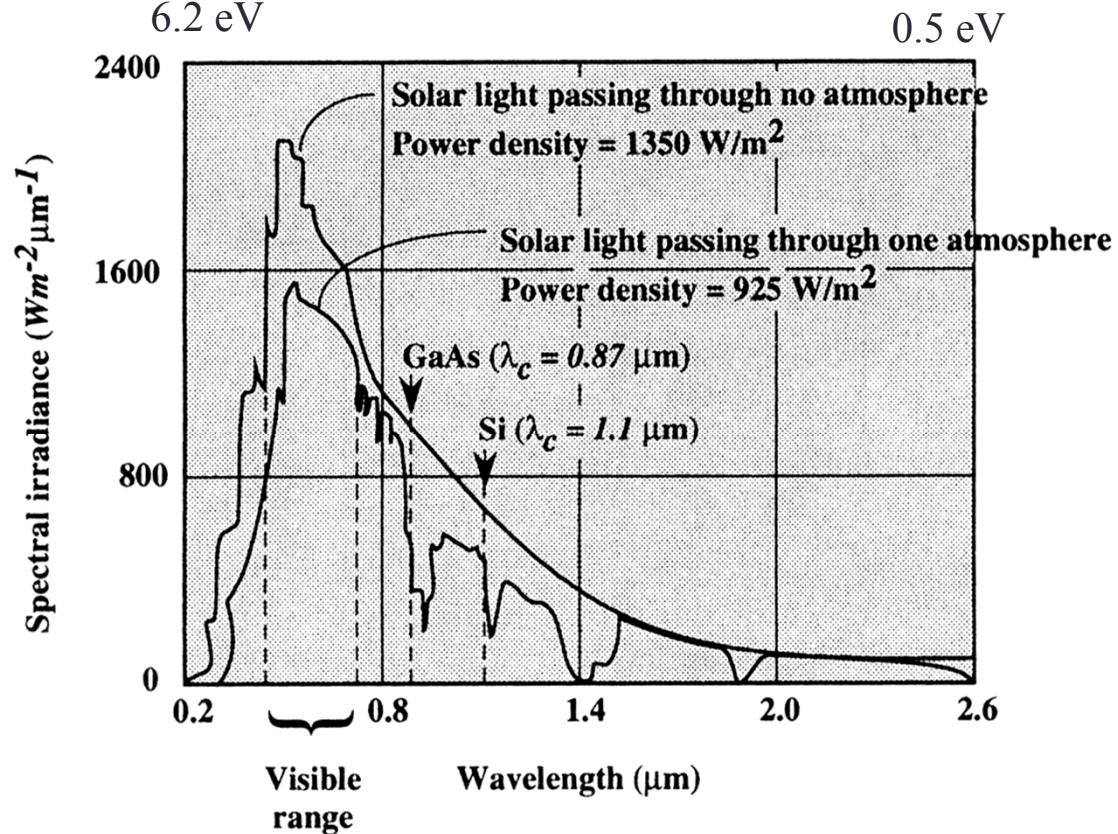
Cellule solaire

Rendement de conversion

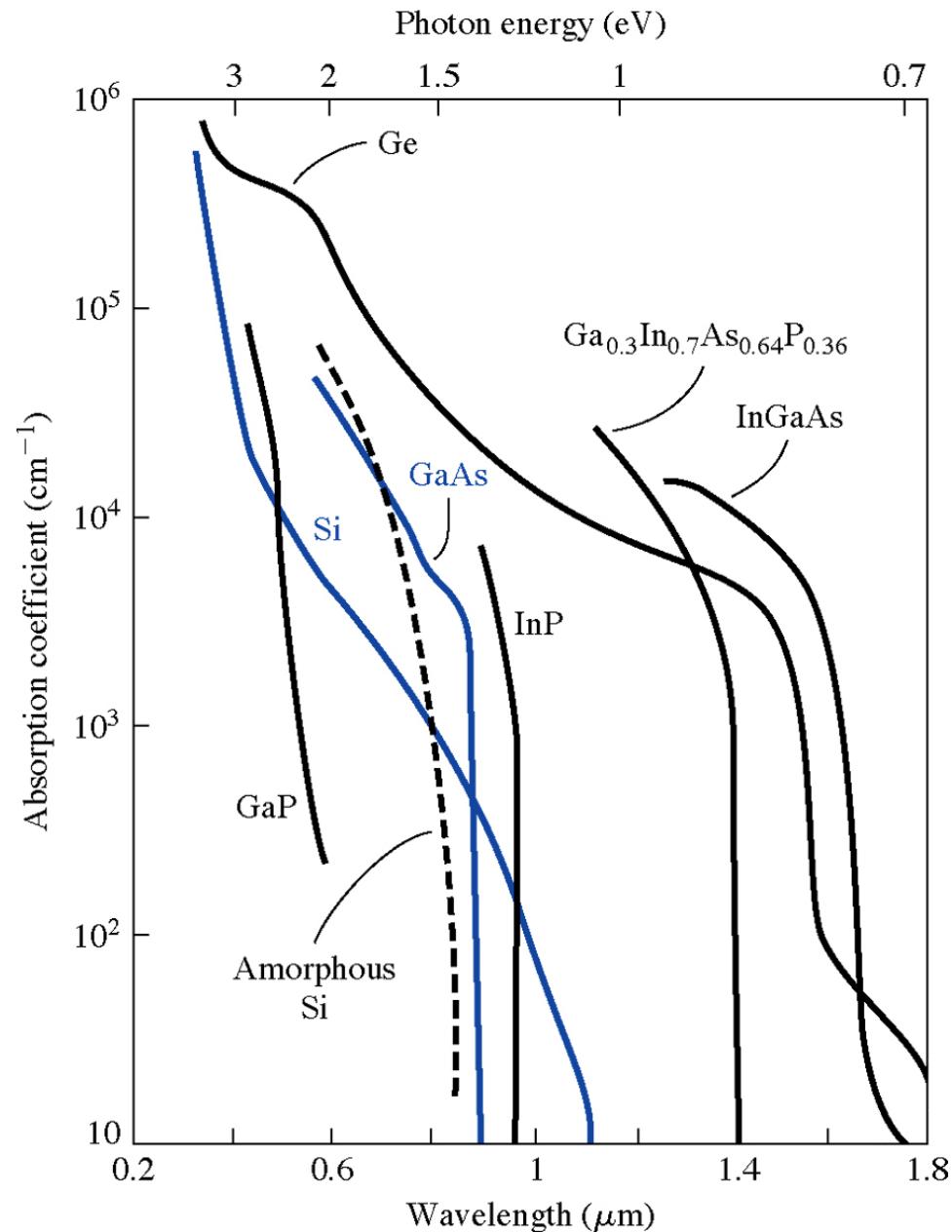
$$\eta_{conv} = \frac{V_m I_m}{P_{solaire}}$$

Fill factor:

$$F_f = \frac{I_m V_m}{I_{cc} V_{co}}$$



Coefficient d'absorption



Cellule solaire à base de silicium amorphe et polycristallin

- Poly cristallin:
 - Le plus courant
 - Rendement de l'ordre de 13%
 - Rendement faible sous faible éclairement
- Amorphe (a-Si)
 - CVD Technique (600°C)
 - Surface importante, enroulable
 - Règles de sélection verticales en k disparaissent
 - Meilleur coefficient d'absorption
 - Pas cher !
 - Rendement faible (6%)
 - vieillissement

Cellule solaire

Typical Electrical Parameters

(AM0 (135.3 mW/cm²) 28°C, Bare Cell)

J_{sc} = 16.90 mA/cm²

J_{mp} = 16.00 mA/cm²

$J_{load\ min\ avg}$ = 16.10 mA/cm²

V_{oc} = 2.565 V

V_{mp} = 2.270 V

V_{load} = 2.230 V

C_{ff} = 0.84

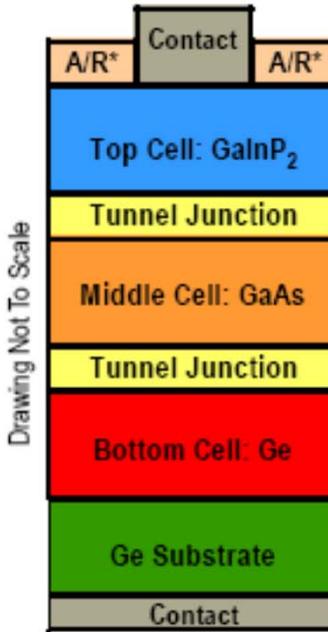
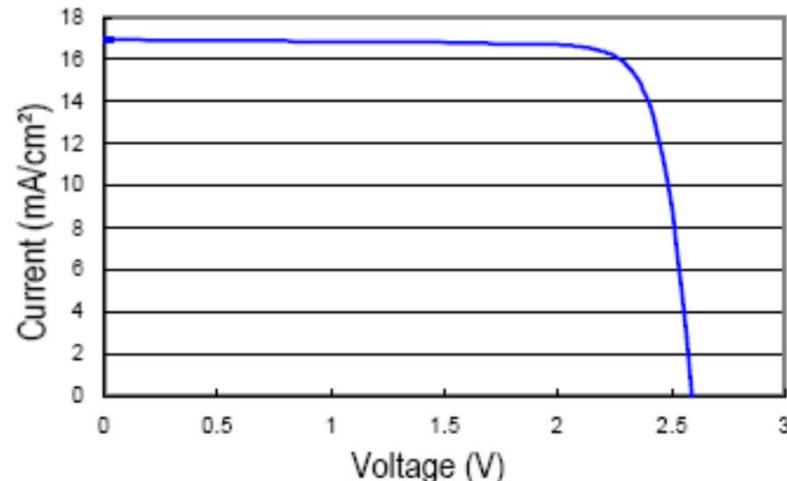
Eff_{load} = 26.5%

Eff_{mp} = 26.8%

26.8% Improved Triple Junction (ITJ) Solar Cells

Typical IV Characteristic

AM0 (135.3 mW/cm²) 28°C, Bare Cell



*A/R: Anti-Reflective Coating

Best Research Cell Efficiencies

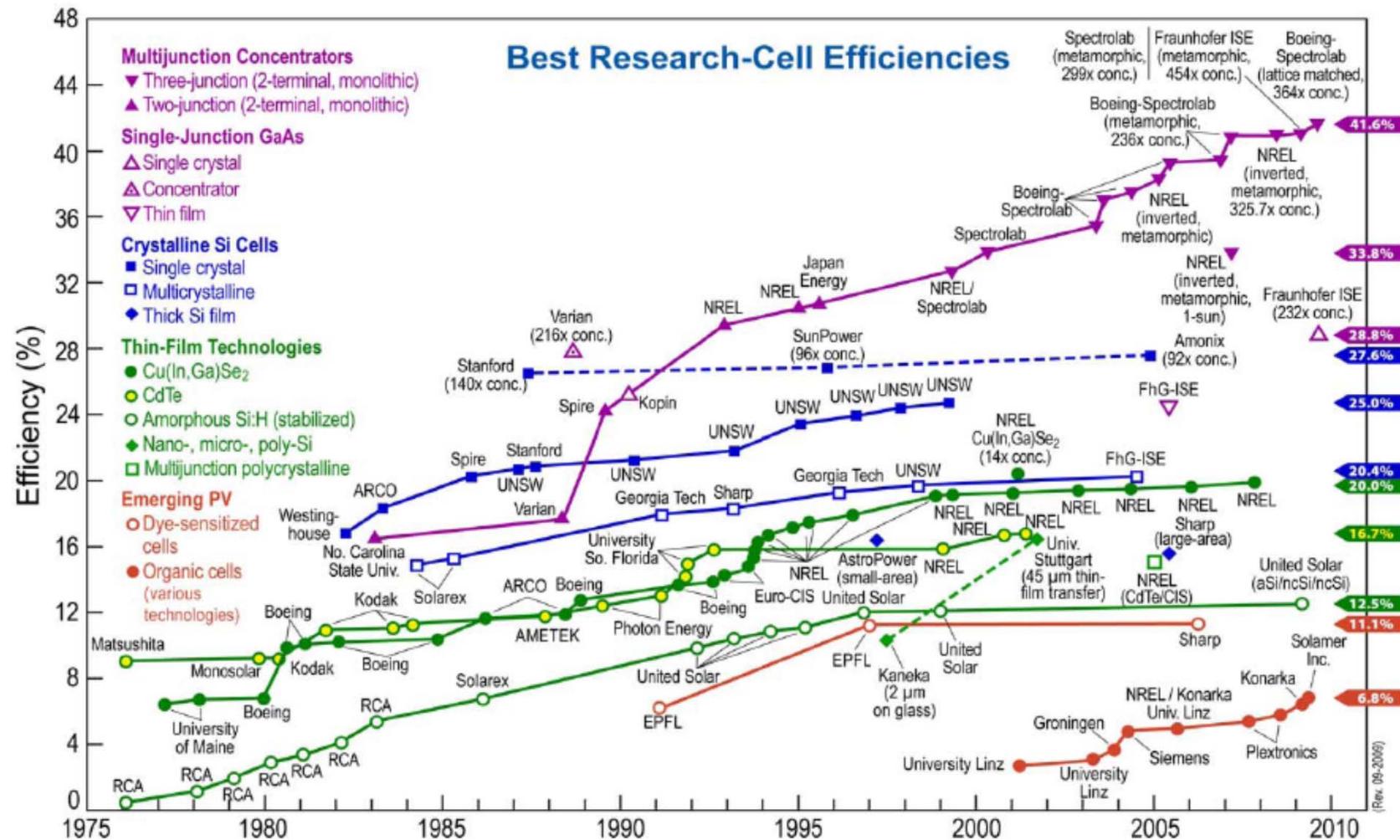


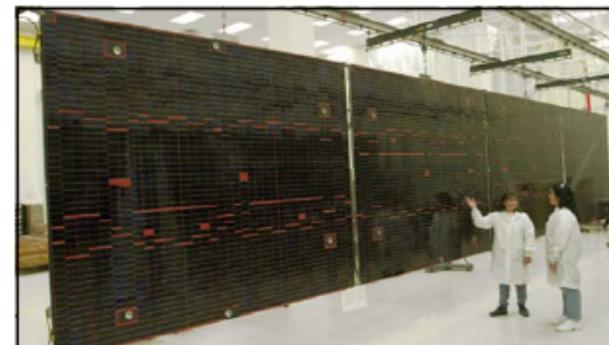
Chart courtesy of Larry Kazmerski, NREL

R. R. King et al., 24th European Photovoltaic Solar Energy Conf., Hamburg, Germany, Sep. 21-25, 2009

Space Solar Panels

Features

- High Conversion Efficiency
 - Beginning of Life & End of life
- State-of-the-art Reliability
- A wide range of hardened applications
 - Space environment effects
 - Custom products



	Single Junction: GaAs/Ge	Dual Junction: GaInP ₂ /GaAs/Ge	Triple Junction (TJ): GaInP ₂ /GaAs/Ge	Improved Triple Junction (ITJ): GaInP ₂ /GaAs/Ge	Ultra Triple Junction (UTJ): GaInP ₂ /GaAs/Ge
Power (28°C, Beginning Of Life)					
• Panel Area > 2.5 m ²	241 W/m ²	266 W/m ²	302 W/m ²	330 W/m ²	350 W/m ²
• Panel Area < 2.5 m ²	228 W/m ²	252 W/m ²	289 W/m ²	316 W/m ²	330 W/m ²
Mass (add-on to substrate)					
• 3 mil Ceria Doped Coverslide	1.61 kg/m ²	1.61 kg/m ²	1.76 kg/m ² (5.5 mil thick cell)	1.76 kg/m ² (5.5 mil thick cell)	1.76 kg/m ² (5.5 mil thick cell)
• 6 mil Ceria Doped Coverslide	1.89 kg/m ² (5.5 mil thick equivalent solar cell for both cases above)	1.89 kg/m ² (5.5 mil thick equivalent solar cell for both cases above)	2.06 kg/m ² (5.5 mil thick cell)	2.06 kg/m ² (5.5 mil thick cell)	2.06 kg/m ² (5.5 mil thick cell)
Thermal Control					
• Front: Ceria Doped Coverslide*	$\alpha = 0.89$ $\epsilon = 0.86$	$\alpha = 0.92$ $\epsilon = 0.86$	$\alpha = 0.92$ $\epsilon = 0.86$	$\alpha = 0.92$ $\epsilon = 0.86$	$\alpha = 0.92$ $\epsilon = 0.86$
• Rear	$\alpha = 0.1-0.9$ $\epsilon = 0.9$	$\alpha = 0.1-0.9$ $\epsilon = 0.9$	$\alpha = 0.1-0.9$ $\epsilon = 0.9$	$\alpha = 0.1-0.9$ $\epsilon = 0.9$	$\alpha = 0.1-0.9$ $\epsilon = 0.9$
Magnetic Dipole Moment	Standard: < 0.5 Am ² ; Special: 0.0 Am ² (Magnetic Field < 3 nT Measured At End Of Array Wing)				
Reliability	Demonstrated 0.999 for 5kW Array				

+50%



Option: Spectrolab can facilitate full scale environmental testing: vibroacoustic, thermal vacuum, thermal cycling.
* Lower absorptance values can be obtained using special coatings.

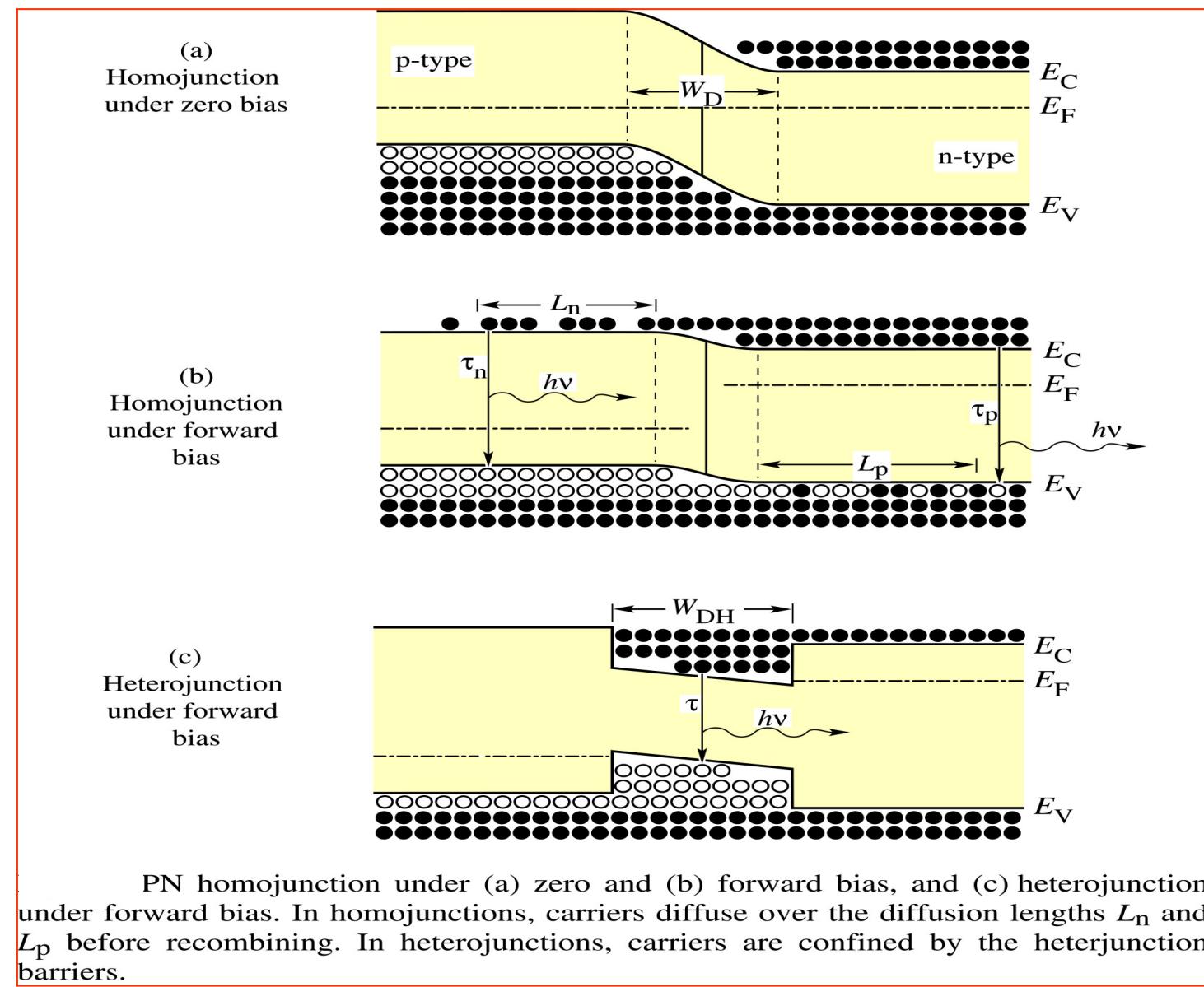
ISO9001:2000
REGISTERED

S P E C T R O L A B

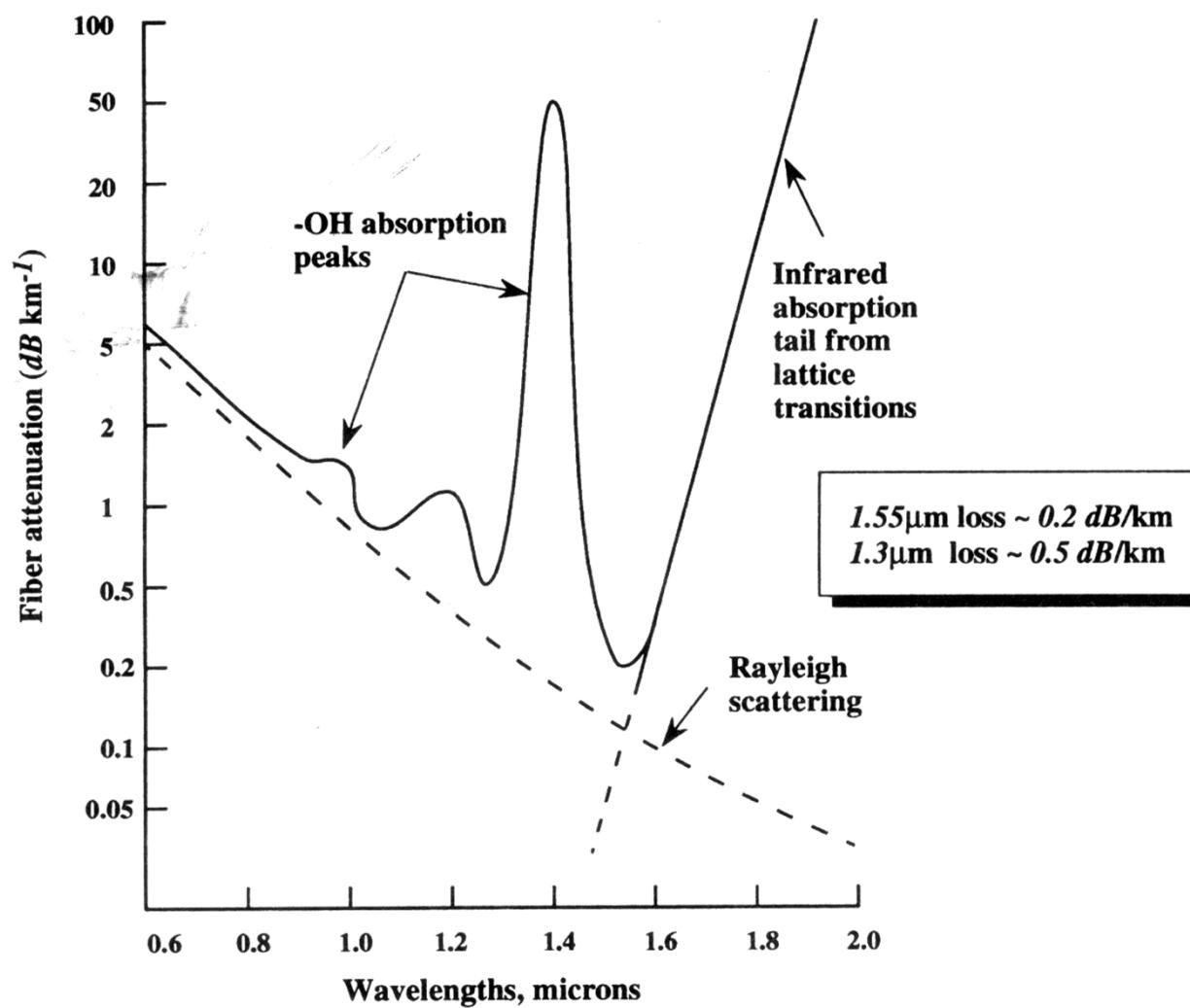
A BOEING COMPANY

DIODES ÉLECTROLUMINESCENTE

LED ou DEL



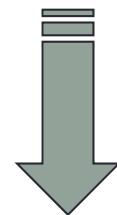
Choix du matériau : dépend de l'application



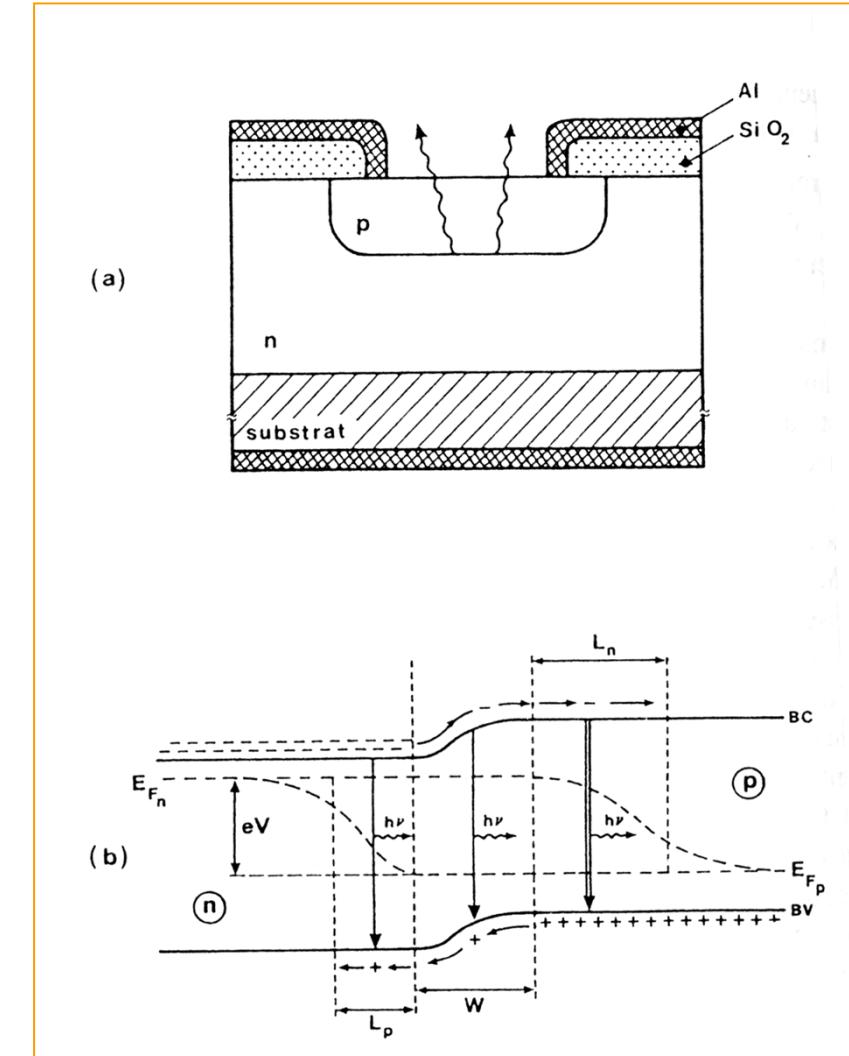
LED

- Rapport taux d'injection:

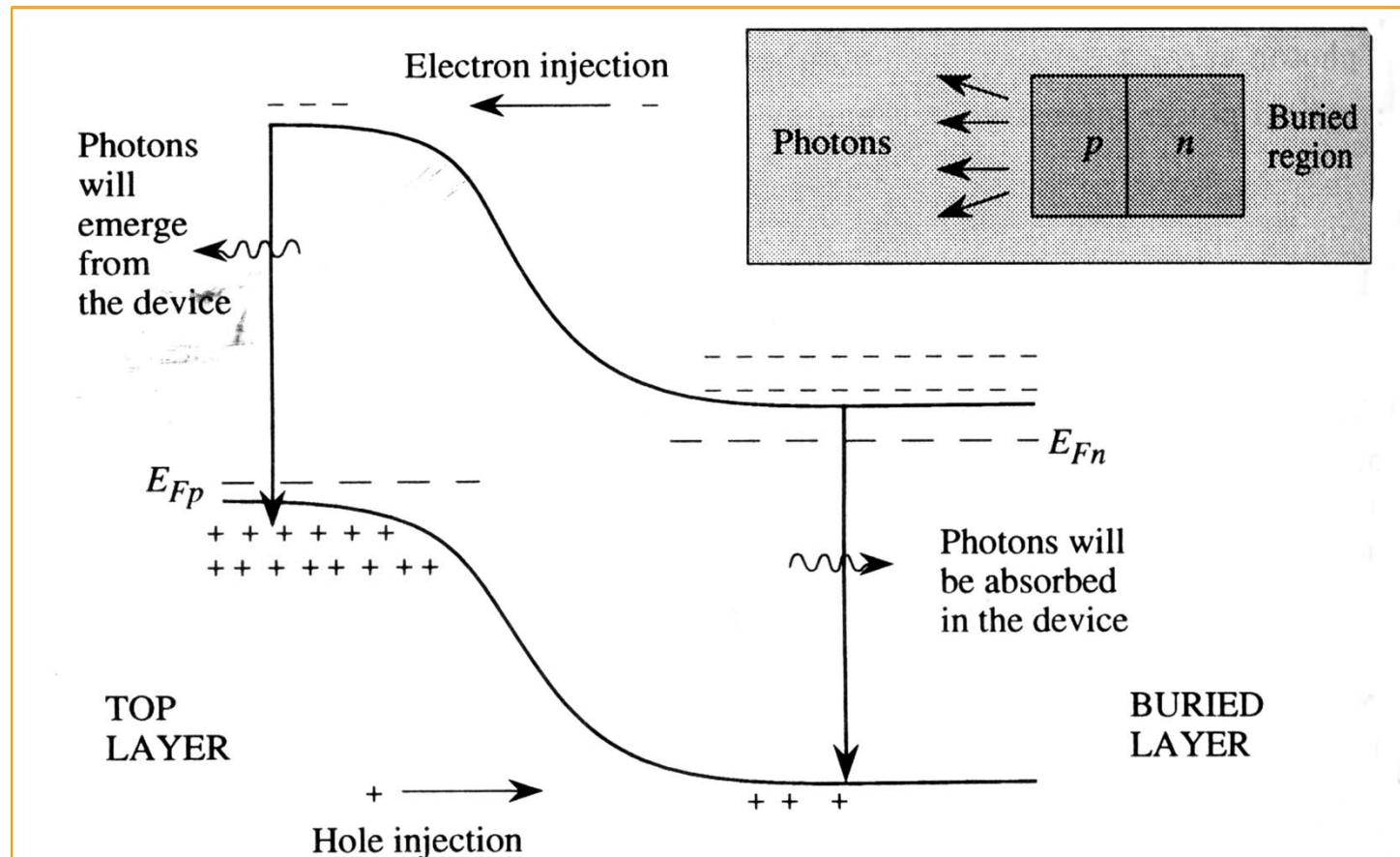
$$\frac{\gamma_n}{\gamma_p} = \sqrt{\frac{\sigma_n}{\sigma_p}}$$



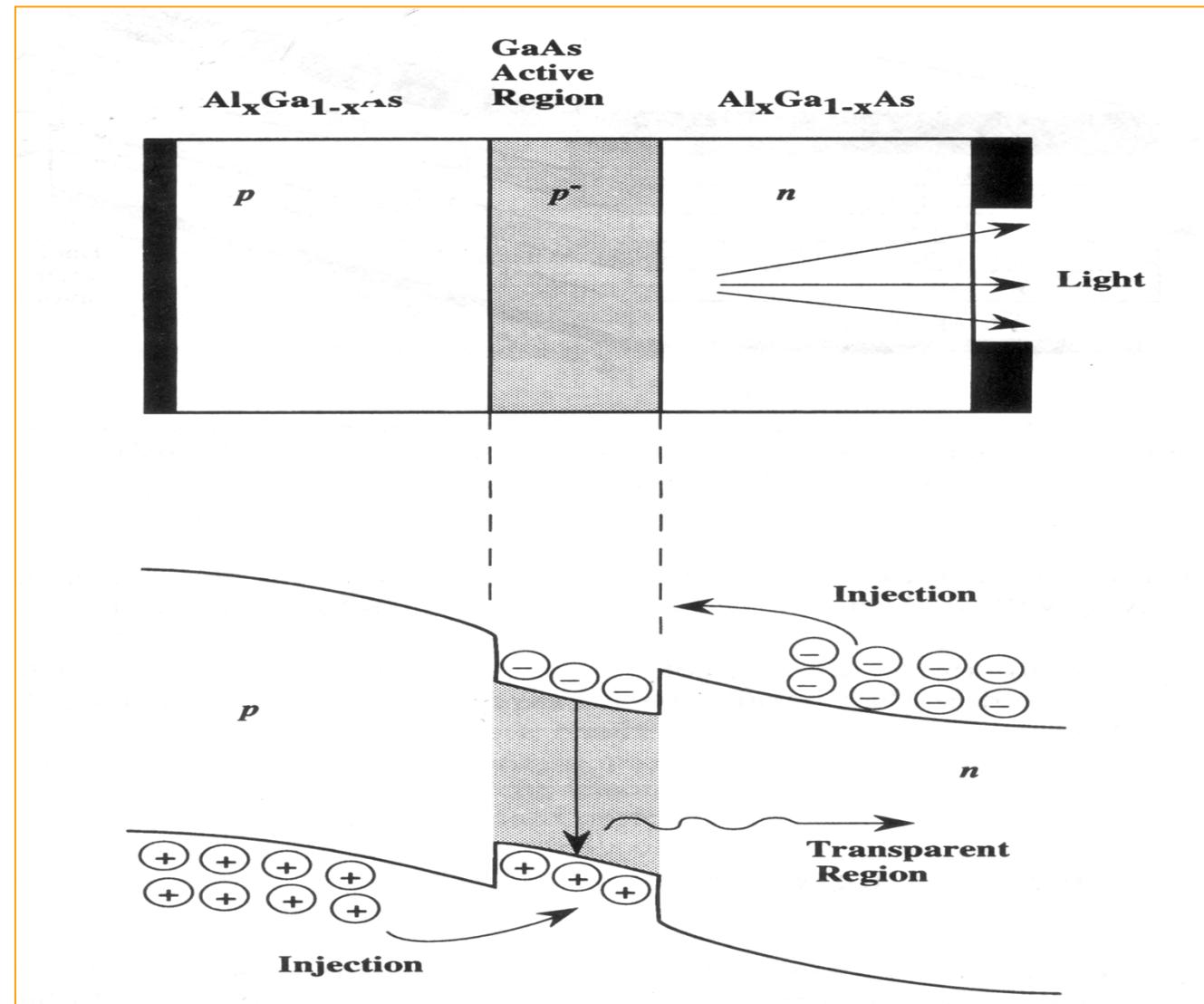
1. Région la plus radiative: type p
2. Région p : 2 à 3 L_n ($h\nu$ sort !)
3. Modification du gap (fort dopage)



Recombinaisons dans la région p



Utilisation d'hétéro-jonction



Utilisation d'hétéro-jonction

- Améliore le confinement dans la région active
- Inconvénient: résistance plus grande
- On fait des hétéro-structures graduelles

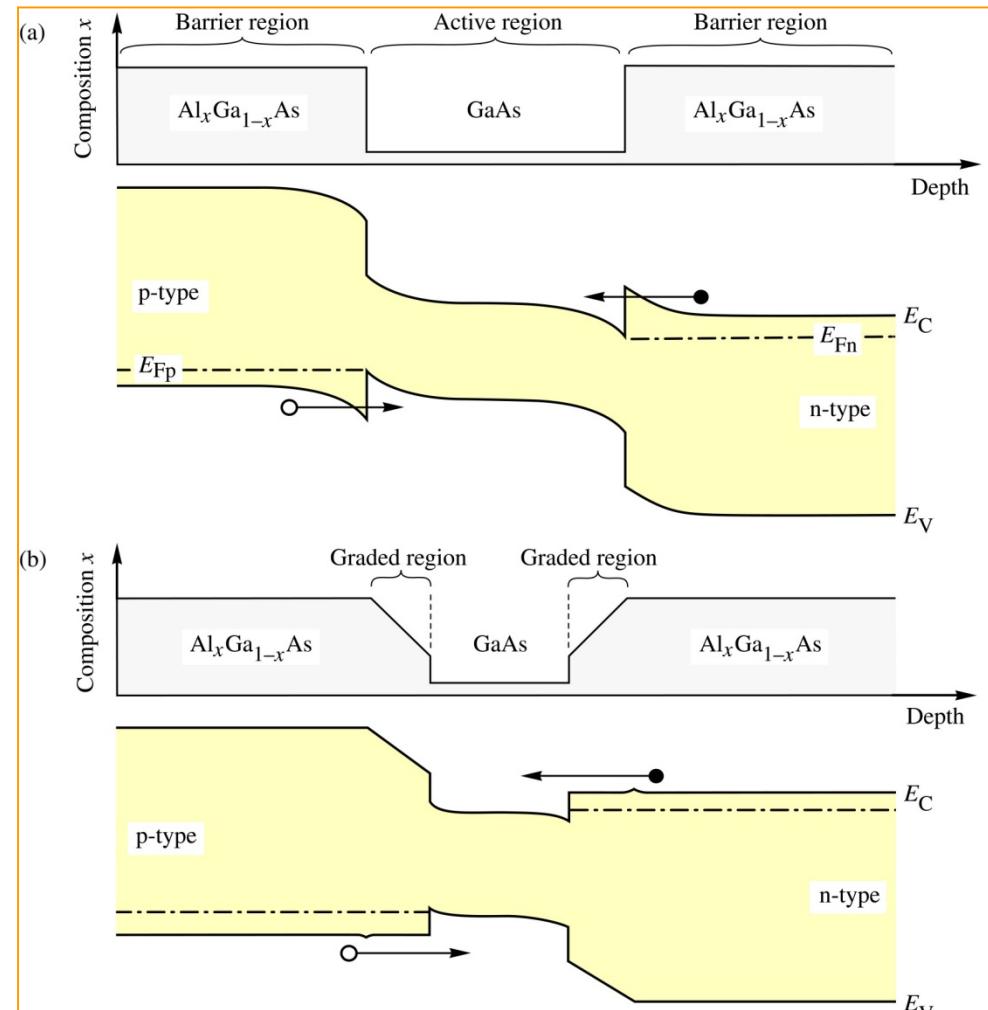


Fig. 3.7. Band diagram of (a) an abrupt double heterostructure and (b) a graded double heterostructure. The barrier-well interface of the abrupt junction is more resistive than the graded junction due to barriers forming at the interfaces.

Carrier loss in double heterostructures

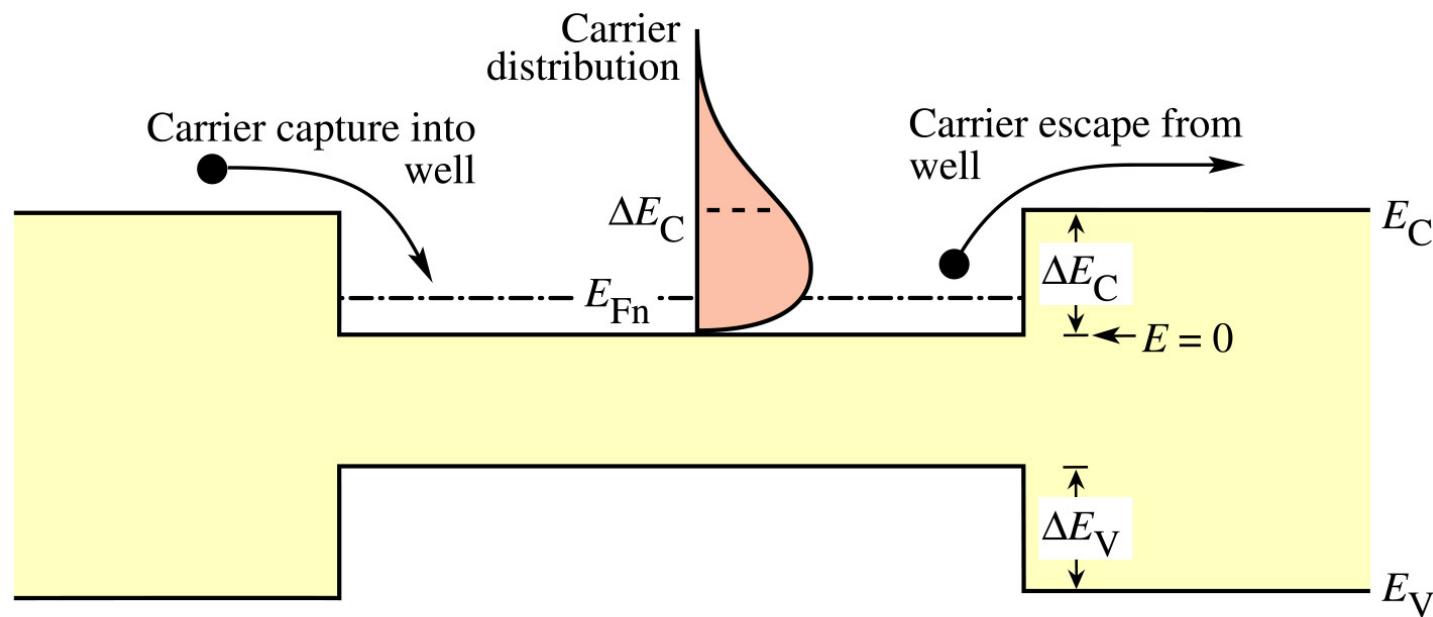


Fig. 3.8. Carrier capture and escape in a double heterostructure. Also shown is the carrier distribution on the active layer.

Carrier overflow in double heterostructures

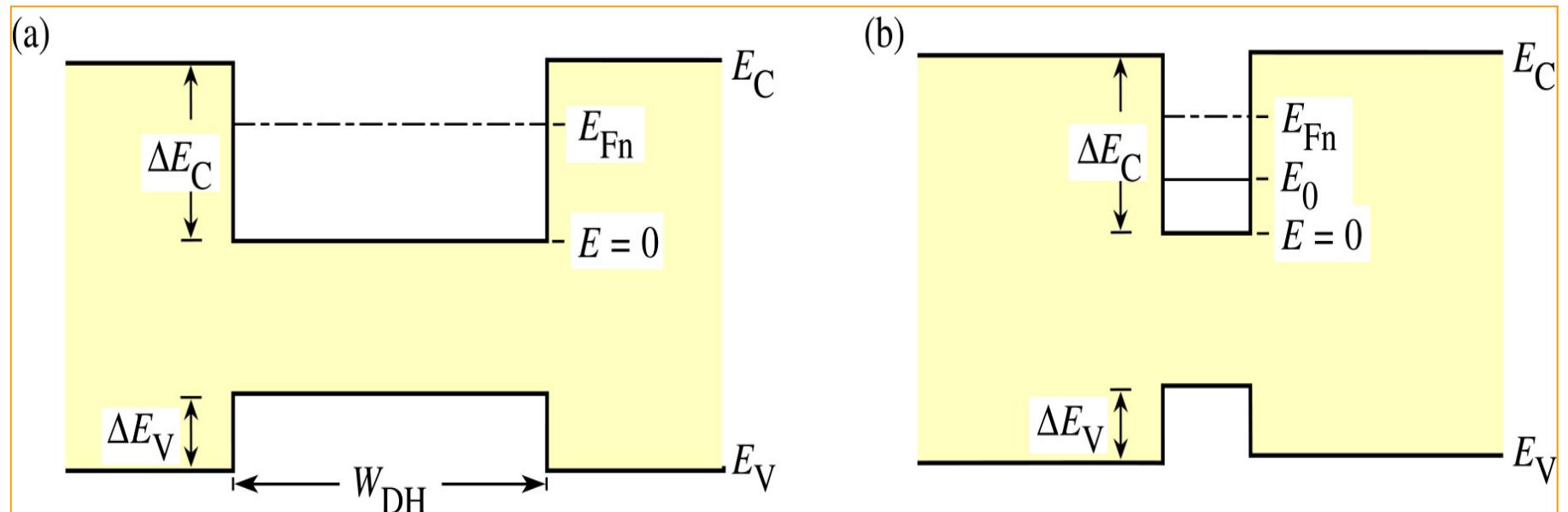


Fig. 3.9. Fermi level (E_{Fn}) and subband level (E_0) in (a) double hetero-structure and (b) a quantum well structure.

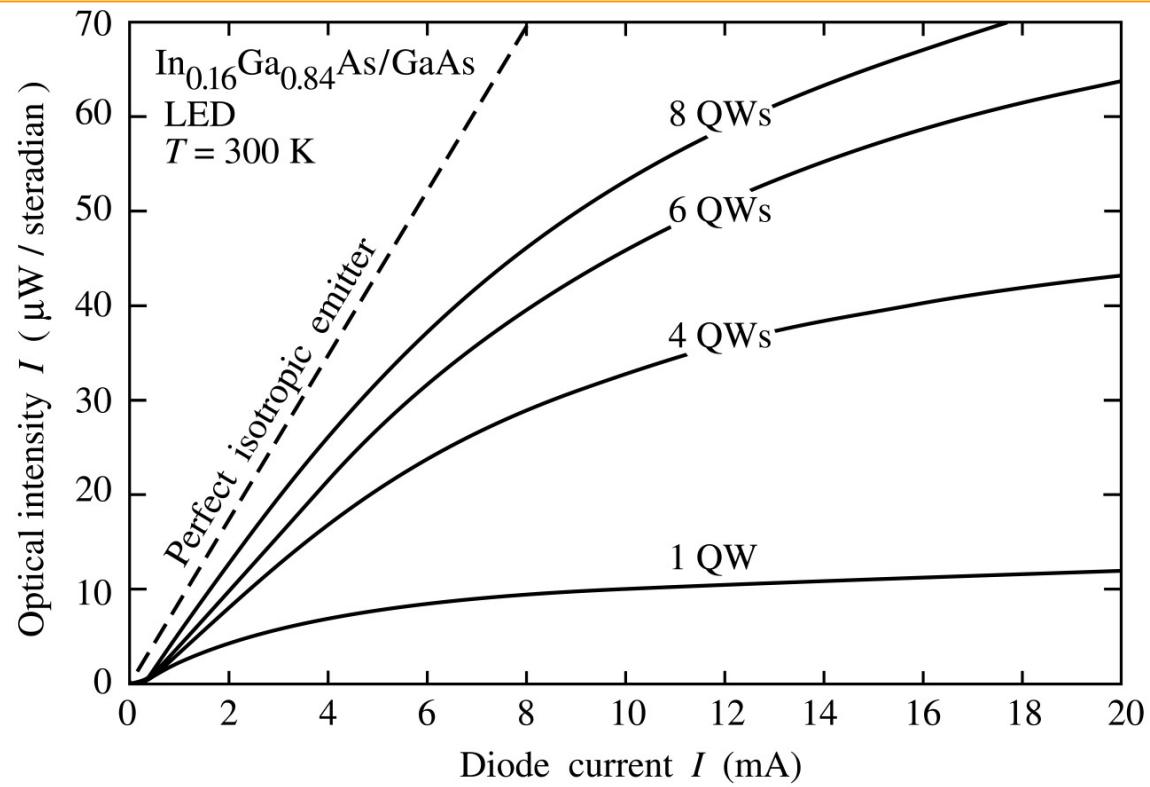
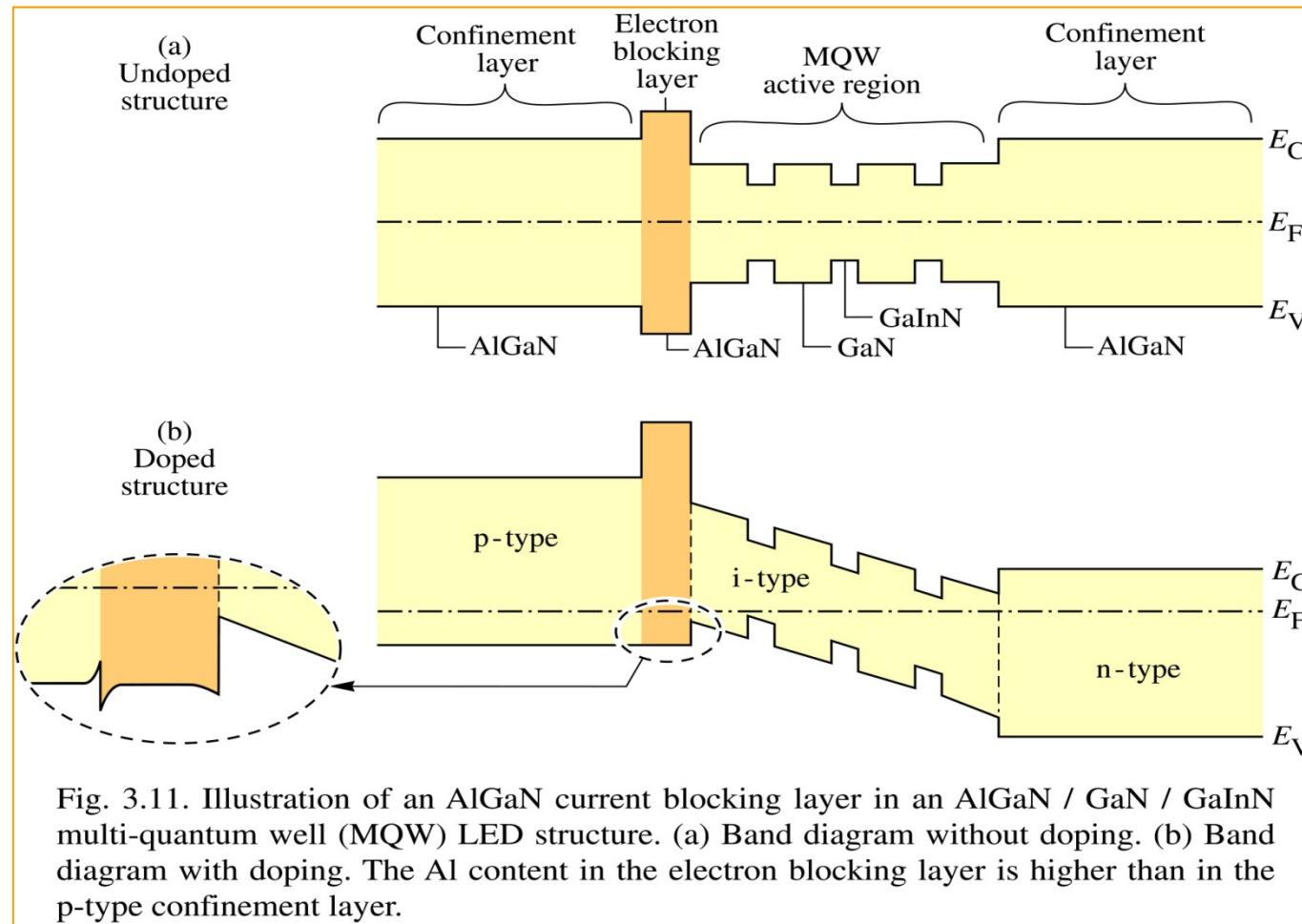


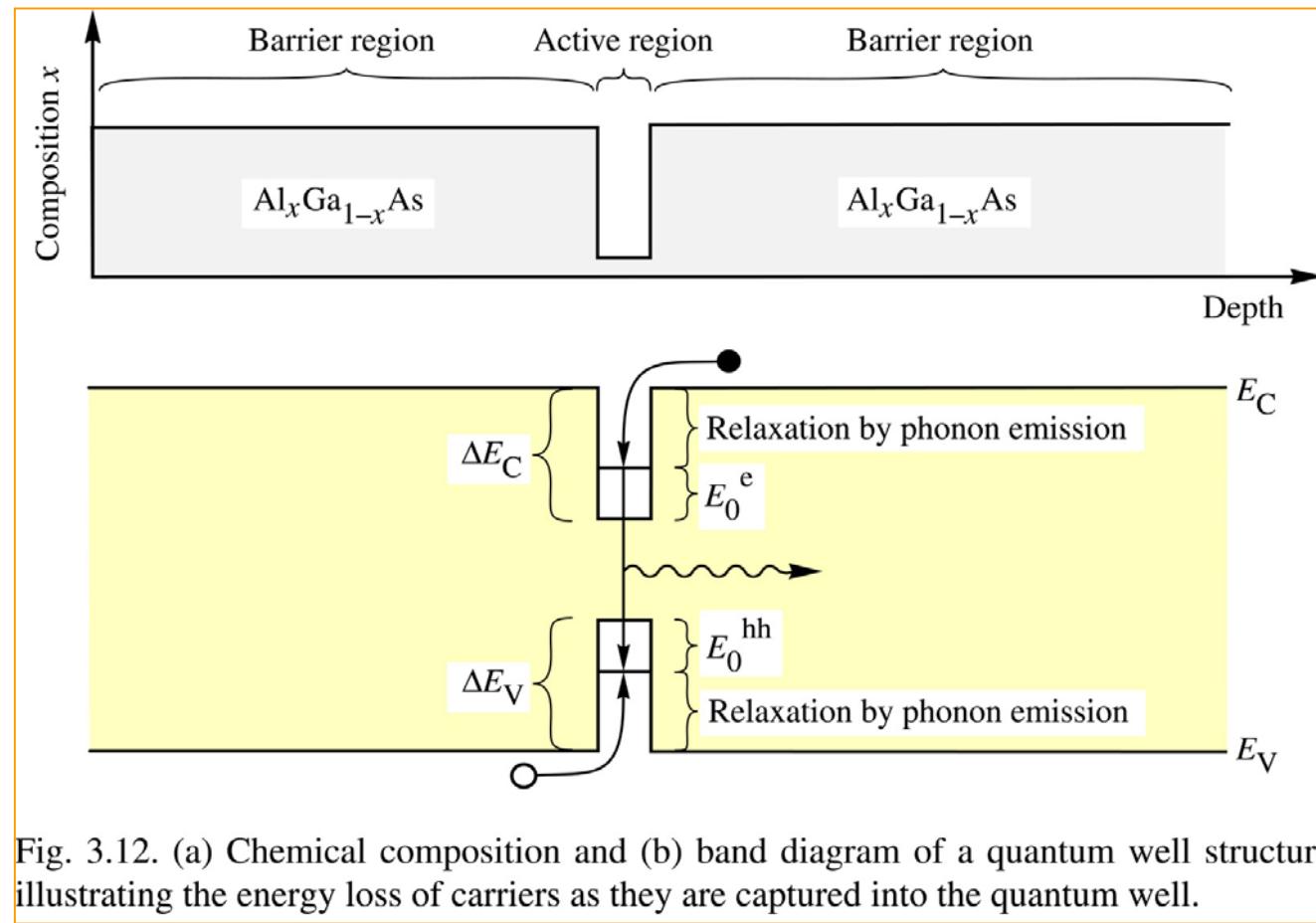
Fig. 3.10. Optical intensity emitted by $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As} / \text{GaAs}$ LEDs with active regions consisting of 1, 4, 6, and 8 quantum wells and theoretical intensity of a perfect isotropic emitter (dashed line) (after Hunt *et al.*, 1992).

Utilisation d'hétéro-jonction

- Couches de confinement (« blocking layers »)



Conversion tension - lumière



- L'énergie d'un électron injecté est convertie en énergie optique:

$$V = h\nu / e \approx E_g / e$$

- Existence d'une résistance série
- Perte d'énergie par émission d'un phonon

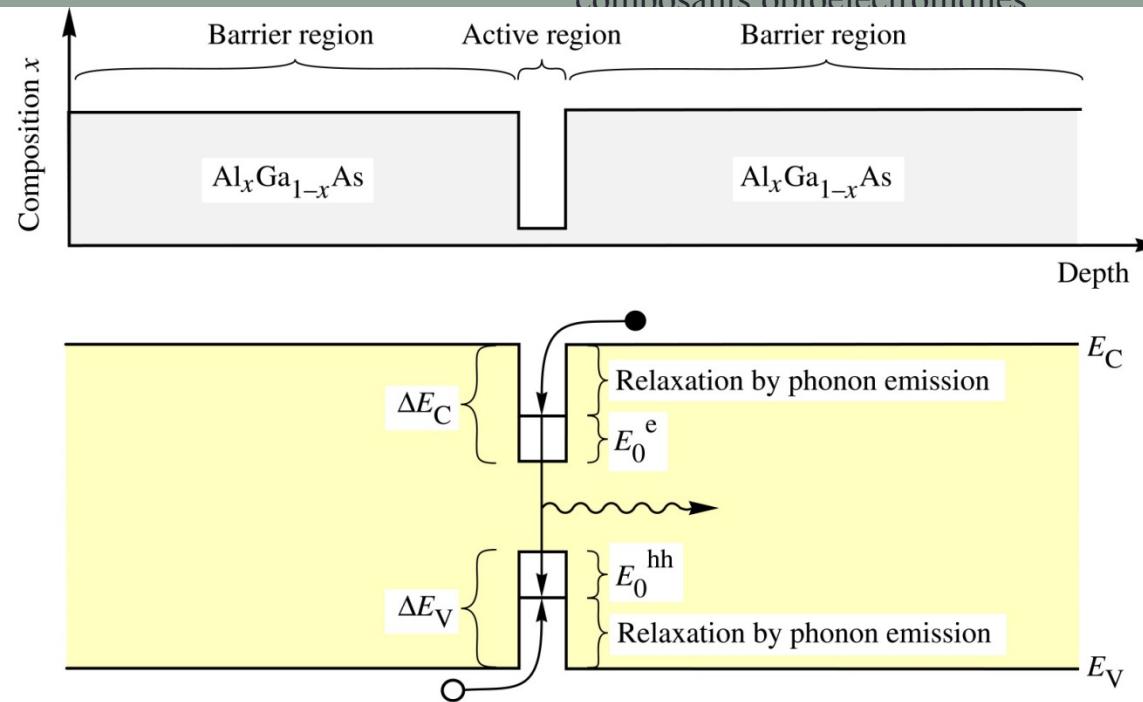


Fig. 3.12. (a) Chemical composition and (b) band diagram of a quantum well structure illustrating the energy loss of carriers as they are captured into the quantum well.

$$V = \frac{E_g}{e} + IR_s + \frac{\Delta E_C - E_0}{e} + \frac{\Delta E_V - E_0}{e}$$

IR_s resistive loss

$\Delta E_C - E_0$ electron energy loss upon injection into quantum well

$\Delta E_V - E_0$ hole energy loss upon injection into quantum well

Leds et rendements

$$\eta_{\text{int}} = \frac{\text{\# of photons emitted from active region per second}}{\text{\# of electrons injected into LED per second}} = \frac{P_{\text{int}} / (h\nu)}{I / e}$$

$$\eta_{\text{extraction}} = \frac{\text{\# of photons emitted into free space per second}}{\text{\# of photons emitted from active region per second}}$$

rendement optique

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{\text{\# of photons emitted into free space per sec.}}{\text{\# of electrons injected into LED per sec.}} = \frac{P / (h\nu)}{I / e} = \eta_{\text{int}} \eta_{\text{extraction}}$$

$$\eta_{\text{power}} = \frac{P}{IV}$$



« rendement à la prise »
« wallplug efficiency »

Spectre d'émission (1)

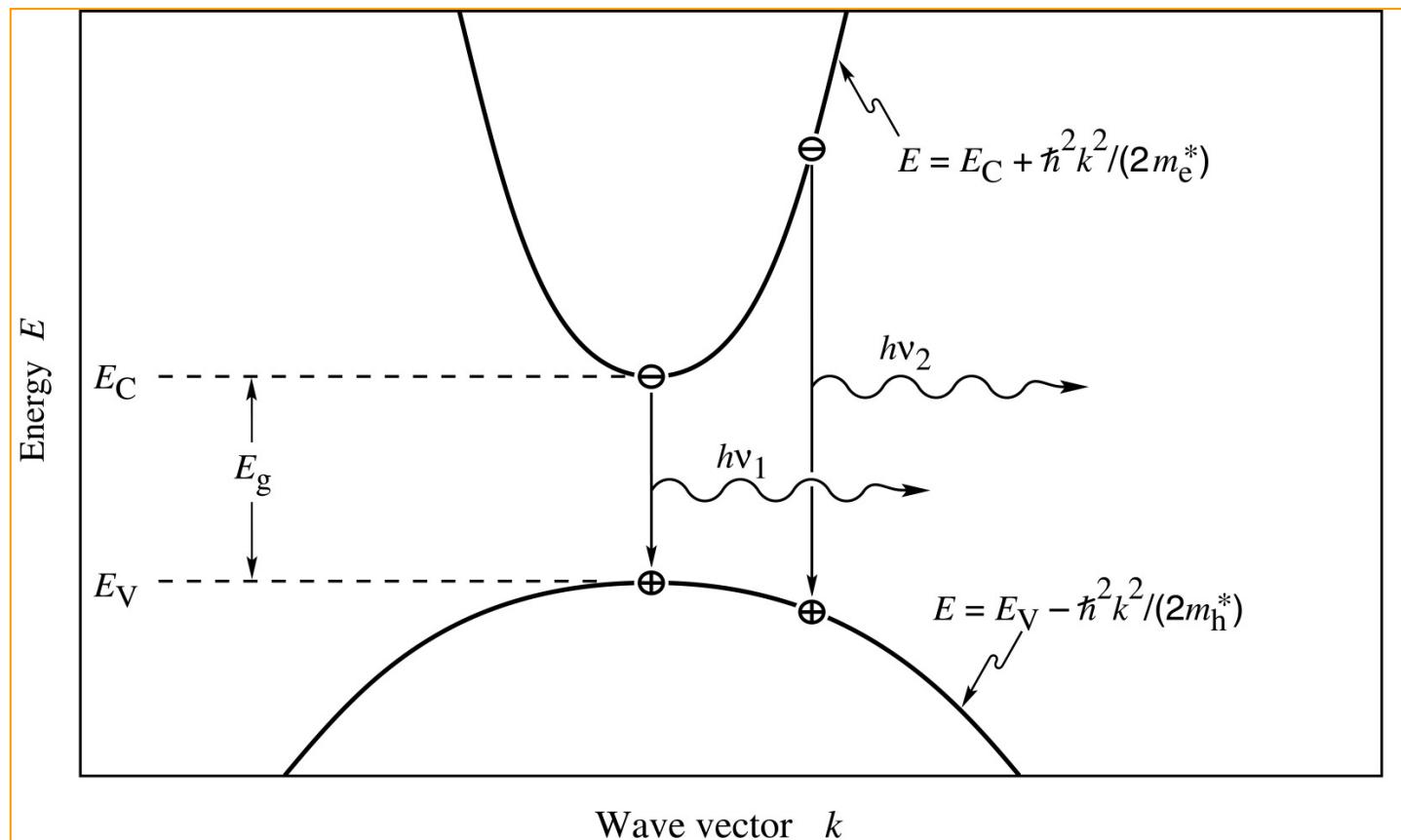


Fig. 4.1. Parabolic electron and hole dispersion relations showing "vertical" electron-hole recombination and photon emission.

Spectre d'émission (2)

$$I(E) \propto \sqrt{E - E_g} e^{-E/(kT)}$$

Maximum de l'intensité d'émission

$$E = E_g + \frac{1}{2} k T$$

$$\Delta E = 1.8 k T$$

Spectre d'émission (3)

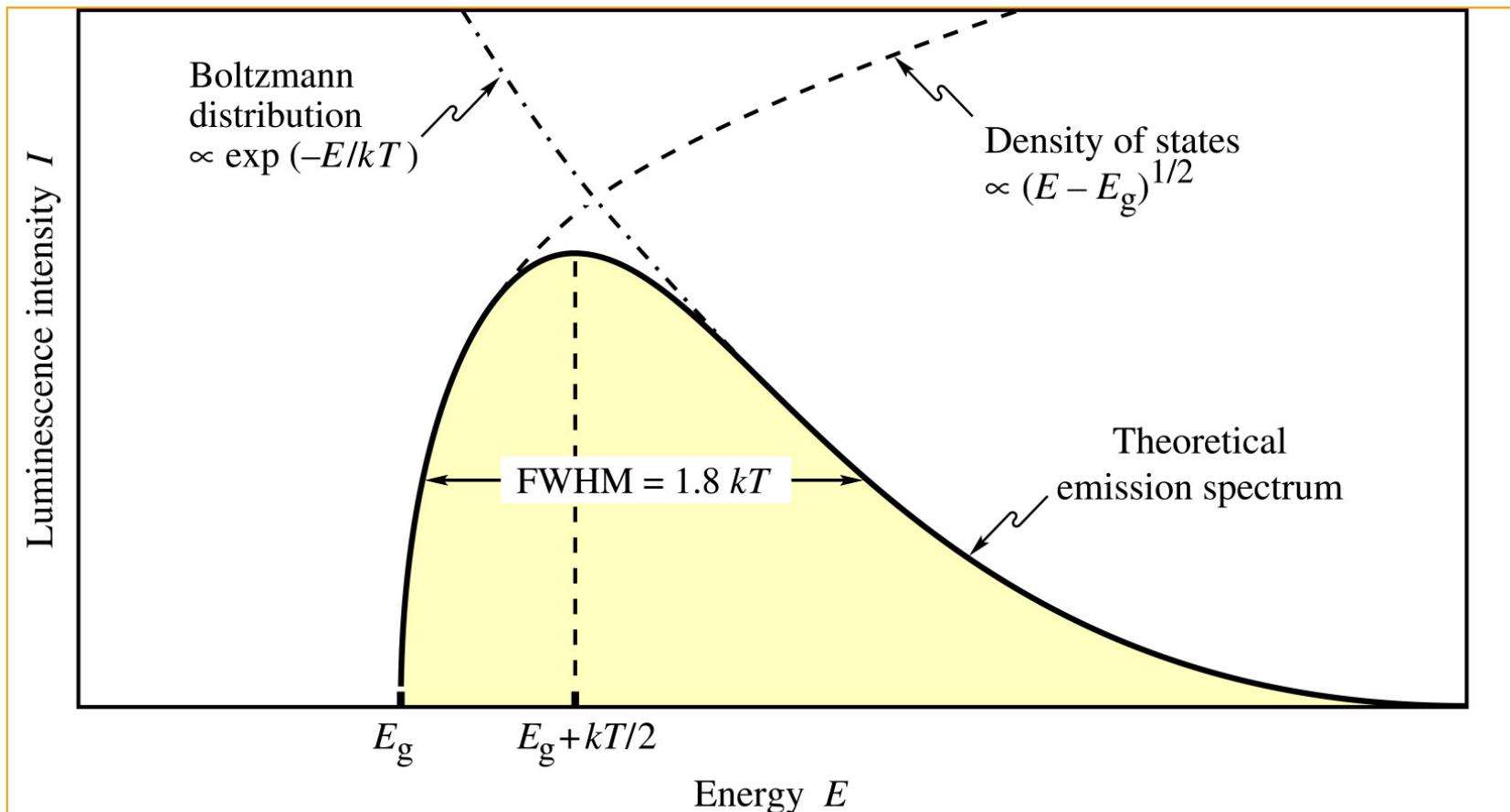


Fig. 4.2. Theoretical emission spectrum of an LED. The full width at half maximum (FWHM) of the emission line is $1.8 kT$.

Spectre d'émission (4)

- Largeur de spectre relativement étroit comparé au spectre visible
- Pour l'œil humain led \Leftrightarrow monochromatique

LEDS : EXTRACTION DE LA LUMIÈRE

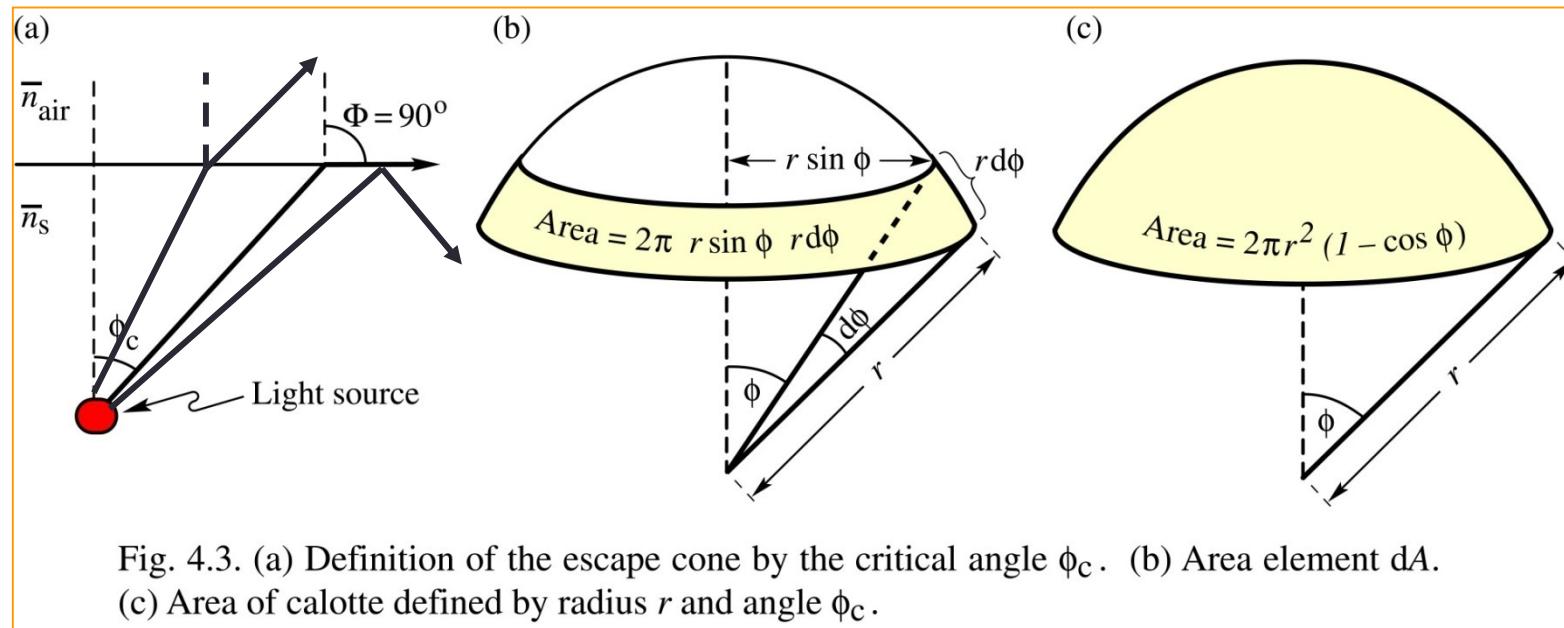
Cône de sortie de la lumière

- Une fraction des photons réfléchie à l'interface semi-conducteur – air .
- Si l'angle d'incidence proche de la normale, extraction possible.
- Loi de Descartes:

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \approx \left(\frac{3.5-1}{3.5+1} \right)^2 \approx 30\%$$

$$n_{sc} \sin \varphi_c = n_{air} \sin \Phi = n_{air}$$

Cône de sortie de la lumière



D'après la relation précédente $\phi_c \approx 16^\circ$

Entre 0 et 16° , la transmission T varie de 70% à 0

Cône de sortie de la lumière

$$\frac{P_{\text{escape}}}{P_{\text{source}}} = \frac{2\pi r^2 (1 - \cos \phi_c)}{4\pi r^2}$$

$$\frac{P_{\text{escape}}}{P_{\text{source}}} \approx \frac{1}{2} \left[1 - \left(1 - \frac{\phi_c^2}{2} \right) \right] = \frac{1}{4} \phi_c^2$$

ϕ_c critical angle of total internal reflection

Problem: Only small fraction of light can escape from semiconductor

$$\frac{P_{\text{escape}}}{P_{\text{source}}} = \frac{1}{4} \frac{\bar{n}_{\text{air}}^2}{\bar{n}_s^2}$$

Distribution spatiale du rayonnement

$$I_{\text{air}} = \frac{P_{\text{source}}}{4\pi r^2} \frac{\bar{n}_{\text{air}}^2}{\bar{n}_s^2} \cos \Phi$$

I_{air} emission intensity in air
 Φ angle with respect to surface normal

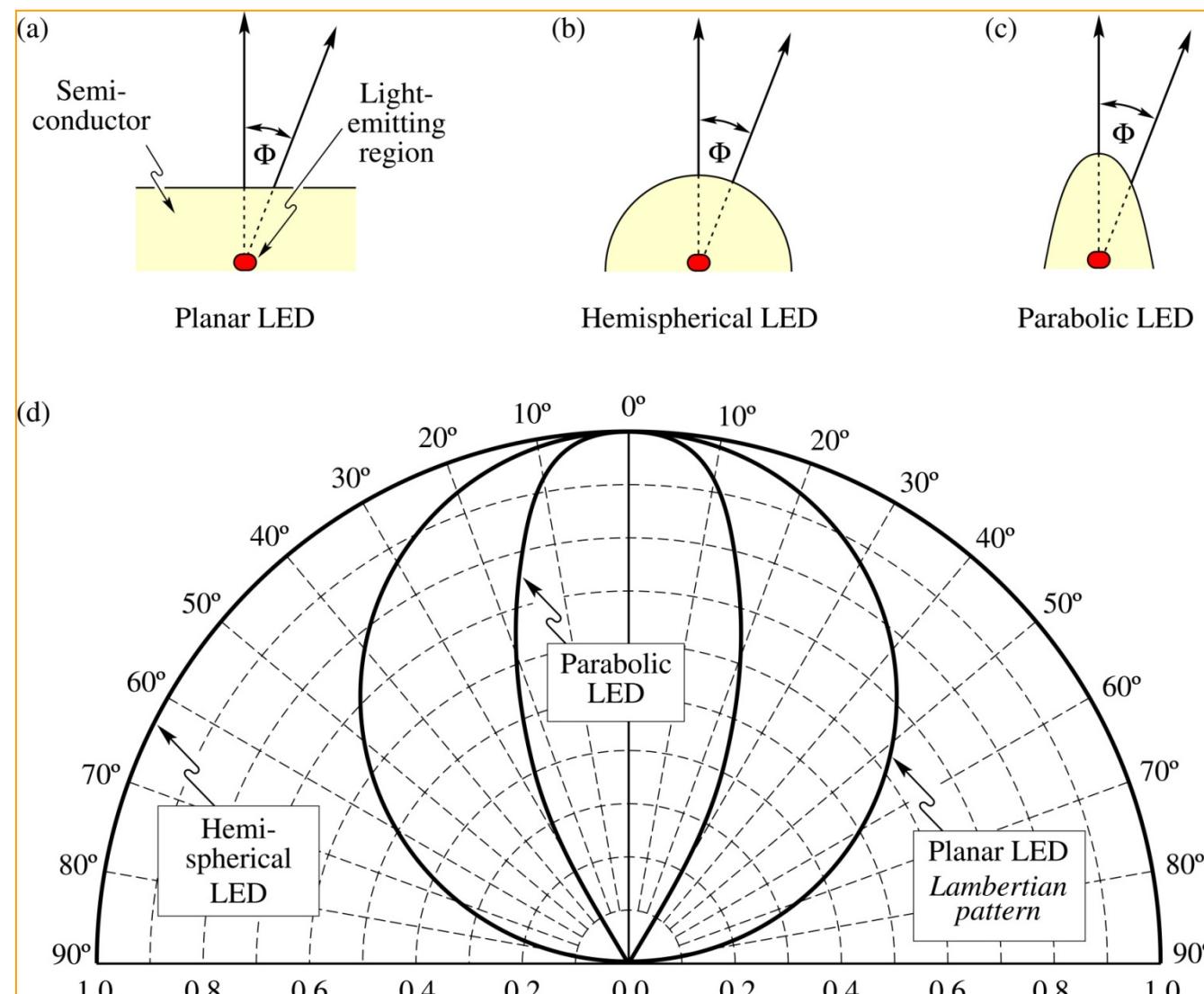
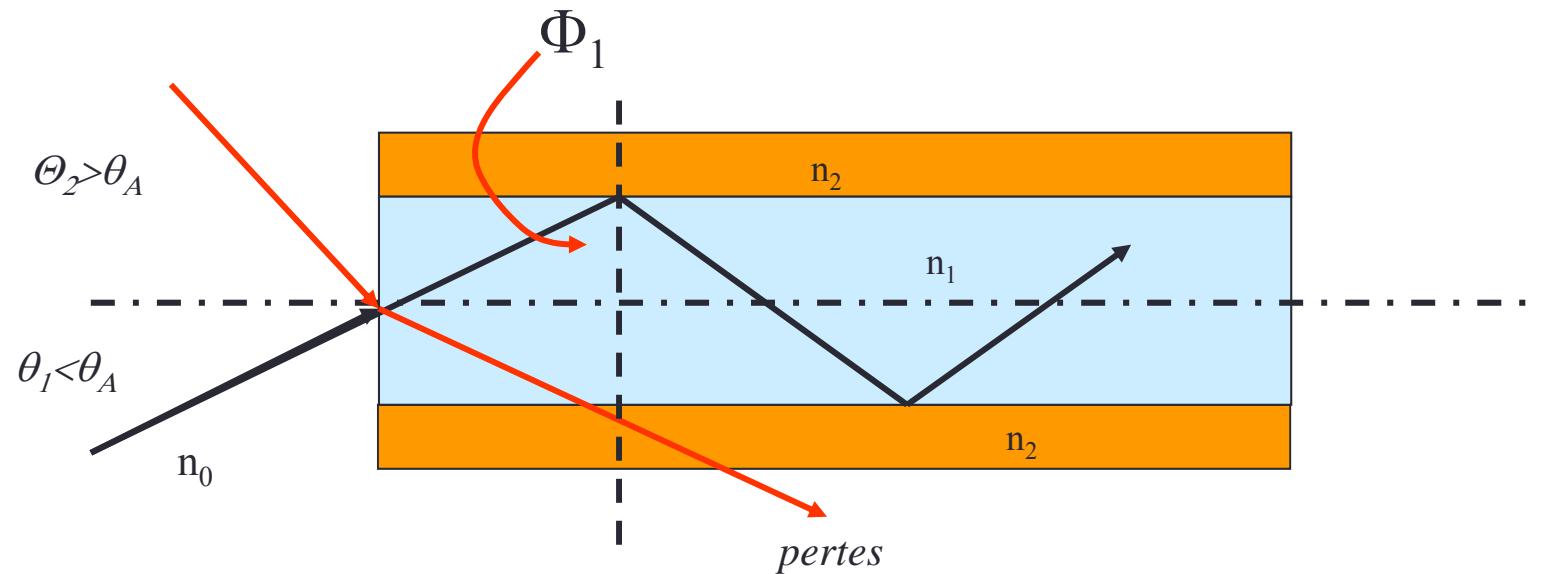


Fig. 4.5. Light-emitting diodes with (a) planar, (b) hemispherical, and (c) parabolic surfaces. (d) Far-field patterns of the different types of LEDs. At an angle of $\Phi = 60^\circ$, the Lambertian emission pattern decreases to 50 % of its maximum value occurring at $\Phi = 0^\circ$. The three emission patterns are normalized to unity intensity at $\Phi = 0^\circ$.

Rendement quantique externe

Couplage avec fibre optique:



θ_A : angle maximum

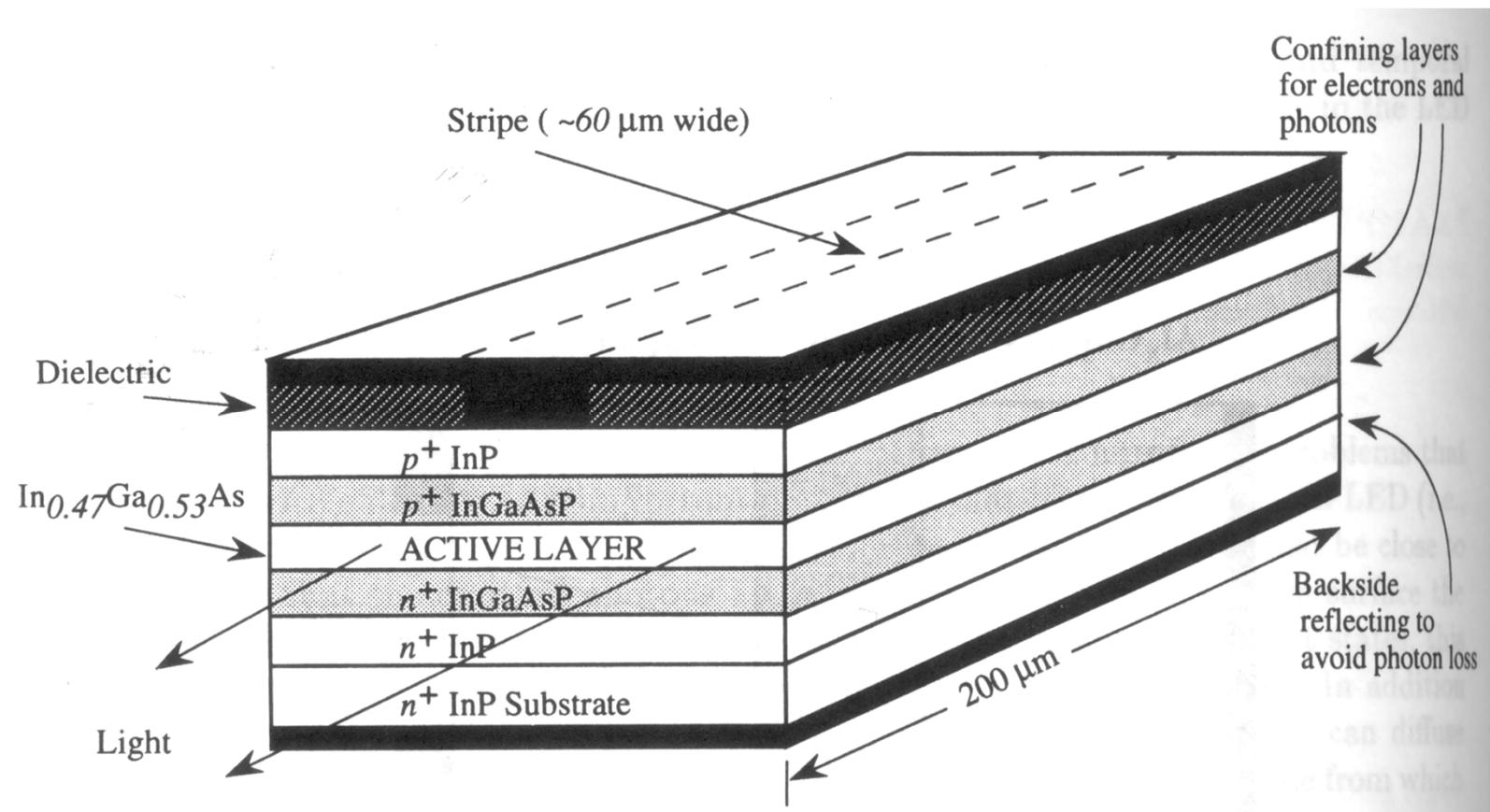
$$\theta_A = \sin^{-1} \left[\frac{1}{n_0} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \right] = \sin^{-1} \left(\frac{1}{n_0} A_n \right)$$

Rendement quantique externe

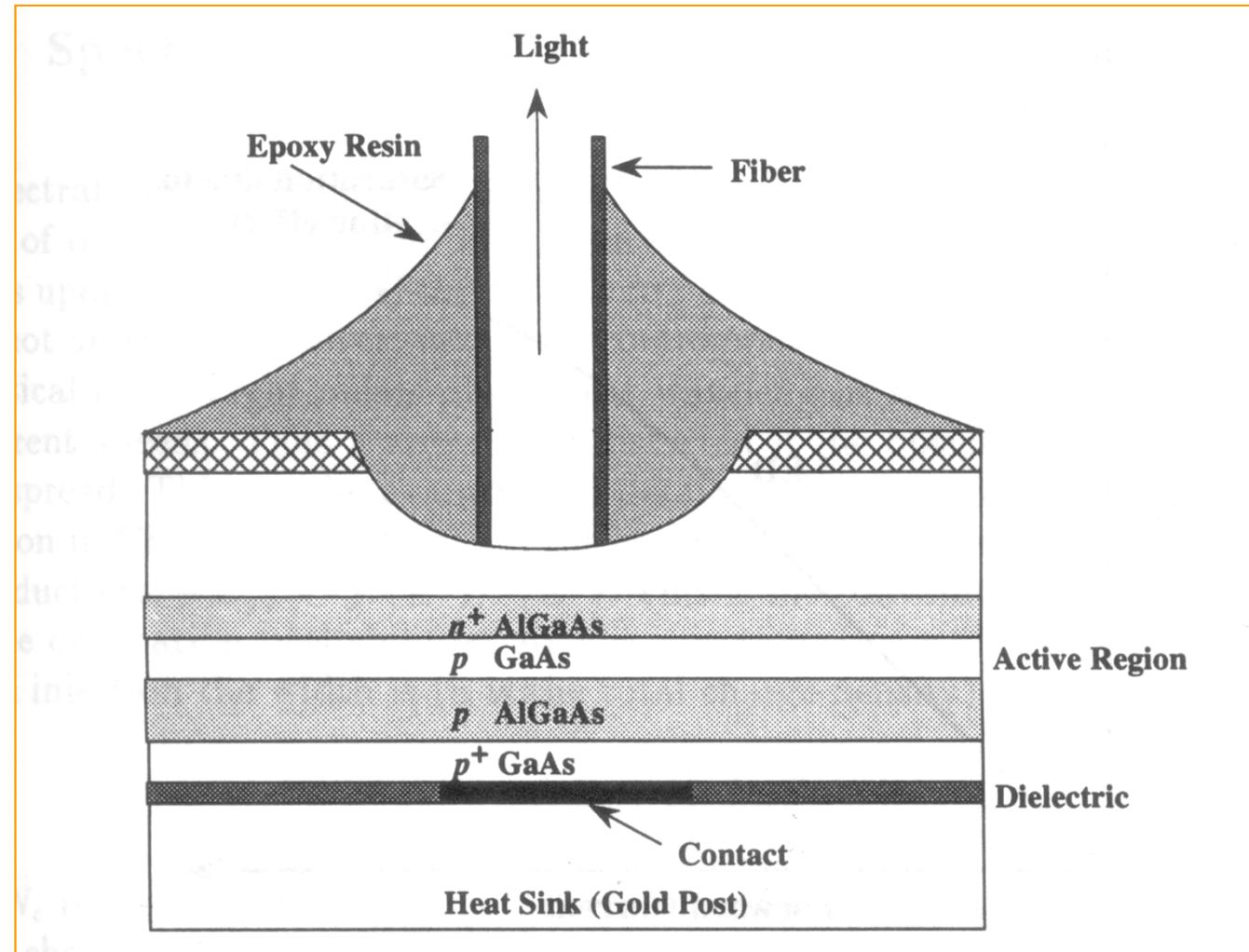
Si la source a une distribution en « cosinus » (Lambertian),
la fraction de lumière couplée dans la fibre est donnée par:

$$\eta_{fibre} = \frac{\int_0^{\theta_A} I_{ph}(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} I_{ph}(\theta) \sin \theta d\theta} = \sin^2 \theta_A \approx 10\%$$

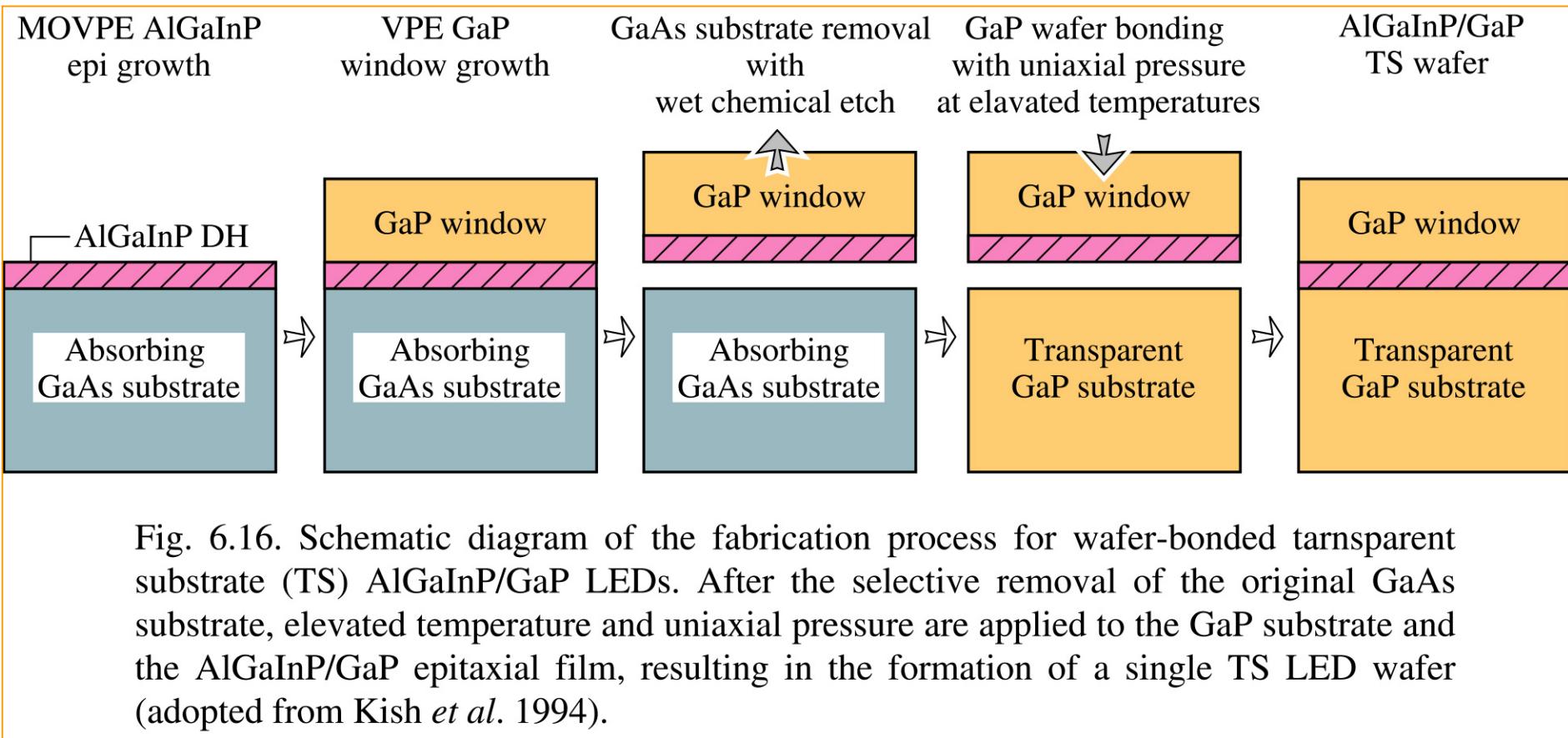
LED à émission horizontale



LED à émission par la surface



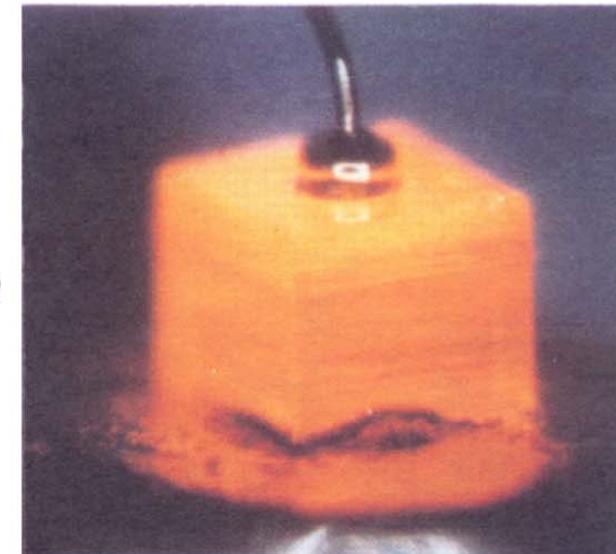
Utilisation de substrat transparent



Utilisation de substrat transparent



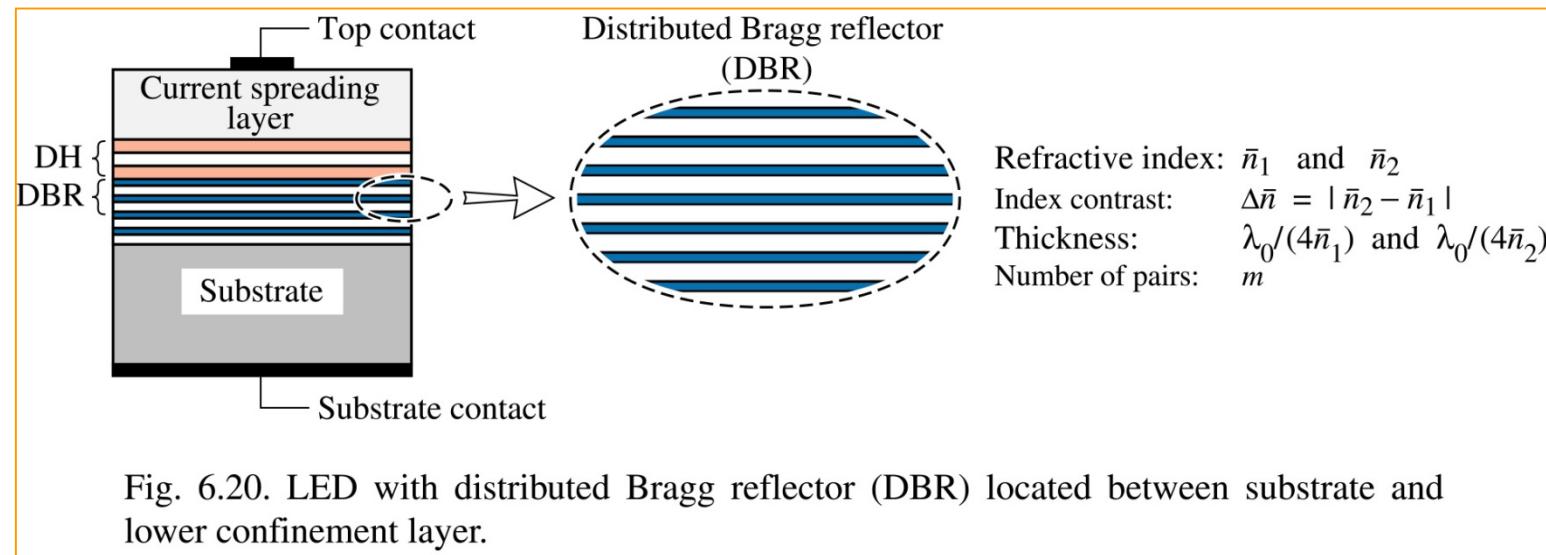
(a)
AS LED



(b)
TS LED

Fig. 6.17. (a) Amber GaP/AlGaInP/GaAs LED with GaP window layer and absorbing GaAs substrate (AS). (b) Amber GaP/AlGaInP/GaP LED with GaP window layer and transparent GaP substrate (TS) fabricated by a wafer bonding technique. Conductive Ag-loaded die-attach epoxy can be seen at the bottom of the TS LED (after Kish and Fletcher, 1997).

Utilisation de miroirs de Bragg (DBR) (cas de substrat absorbant = 50% perte)



- DBR accordé en maille avec la DH
- DBR doit être conducteur (suivant géométrie de la diode)
- DBR doit être centré sur la longueur d'onde de fctment.

Utilisation de miroirs de Bragg (DBR) (cas de substrat absorbant = 50% perte)

$$R = \frac{1 - \left(\frac{n_{r1}}{n_{r2}} \right)^{2N}}{1 + \left(\frac{n_{r1}}{n_{r2}} \right)^{2N}}$$

$$\Delta\lambda_{stop} = \frac{2\lambda_{Bragg}\bar{\Delta n}}{\bar{n}_{eff}}$$

$$n_{eff} = 2 \left(\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2} \right)^{-1}$$

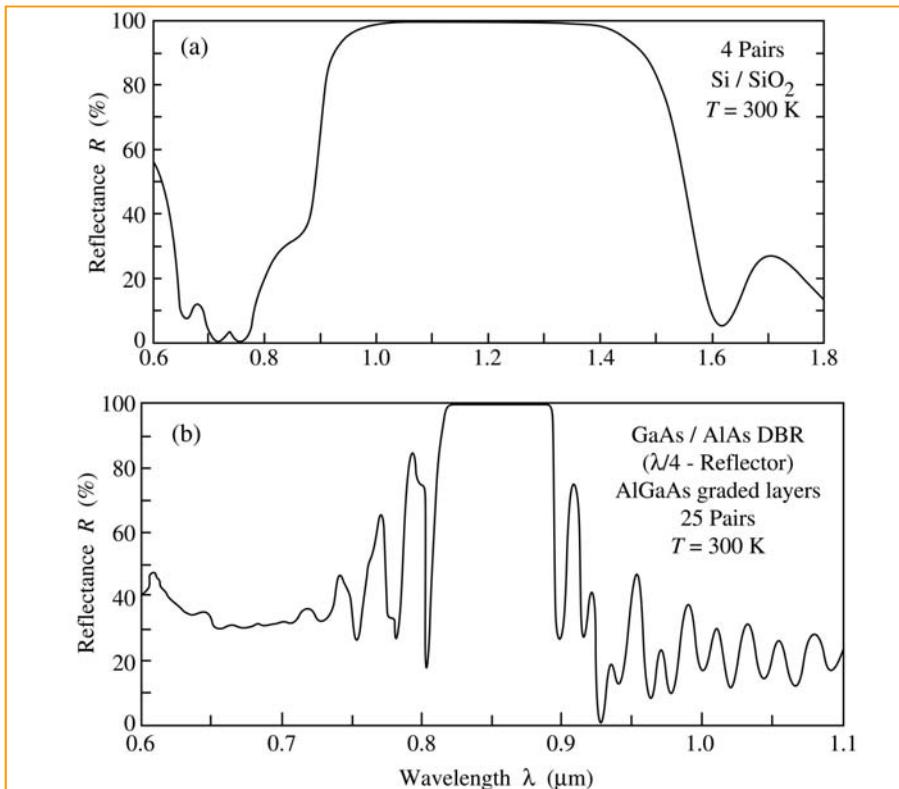


Fig. 6.21. Reflectance of two distributed Bragg reflectors (DBRs) versus wavelength. (a) 4 pair Si-SiO₂ reflector with high index contrast. (b) 25 pair AlAs-GaAs reflector. Note that the high-index-contrast DBR only needs 4 pairs to attain high reflectivity. Also note that the stop band of the high-index-contrast DBR is much wider as compared to the low- contrast DBR.

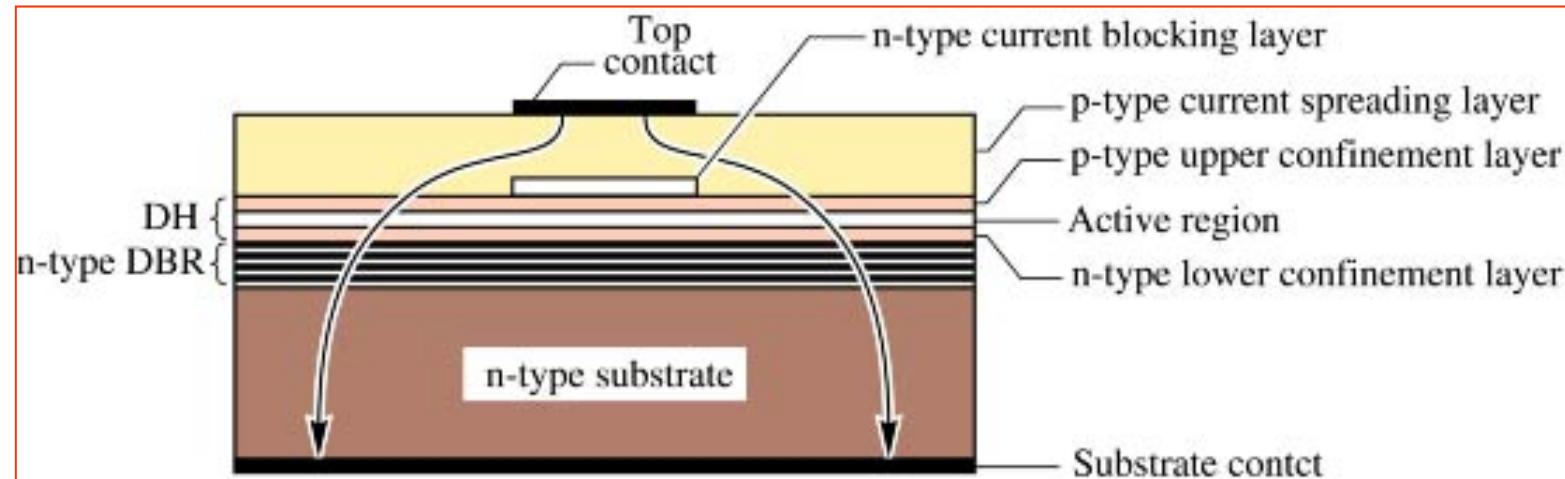


Fig. 6.20. LED with n-type current blocking layer located on top of the upper confinement layer. Light emission occurs in the regions not covered by the opaque top ohmic contact. The LED is fabricated by *epitaxial regrowth*. After the growth of the current-blocking layer, the wafer is taken out of the growth system for patterning (etching). Then the wafer is re-introduced into the epitaxial system for growth of the current spreading layer.

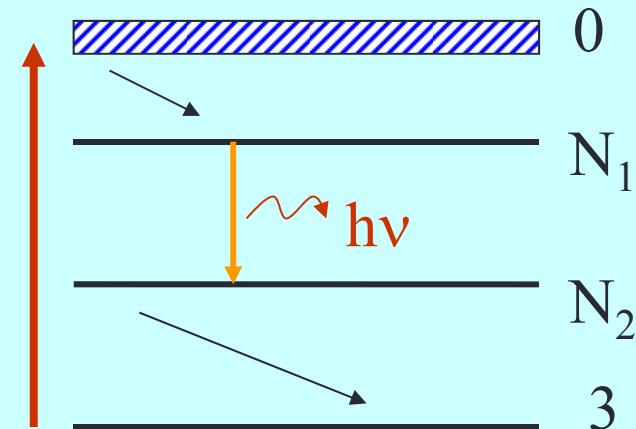
LE LASER À SEMI- CONDUCTEUR

Laser à SC

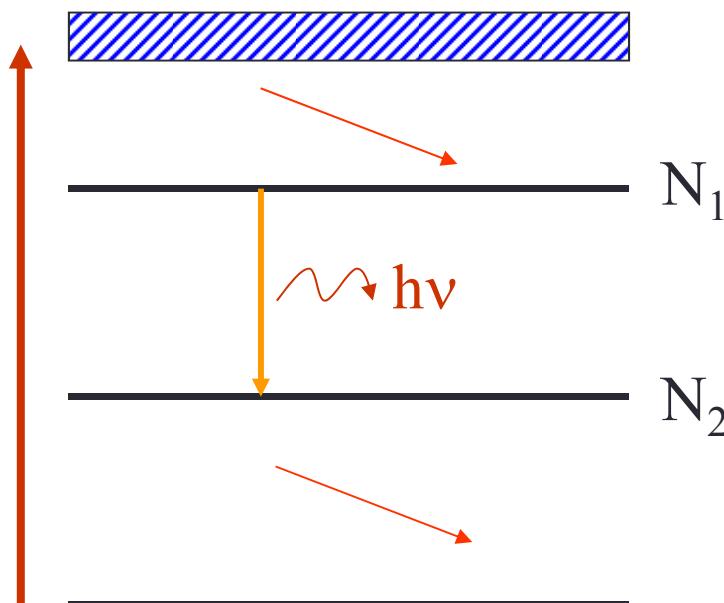
- 1° MASER en 1954
- 1° LASER en 1962
- **MASER** : Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation
- **LASER** : Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
- Laser à SC : Aigrain en 1958
- Le premier à SC en 1962 avec du GaAs

Laser à SC

- Fonctionnement:
 - Inversion de population
 - Laser à 4 niveaux
- Pompage
 - N_1 augmente et N_2 diminue
 - Tant que $N_2 > N_1$, le photon incident induit des transitions de N_2 vers N_1
 - Si $N_1 > N_2$, le photon incident induit des transitions de N_1 vers N_2 par émission stimulée
 - $N_1 > N_2 \Leftrightarrow$ inversion de population (Temp<0) ie l'état d'énergie supérieur plus peuplé

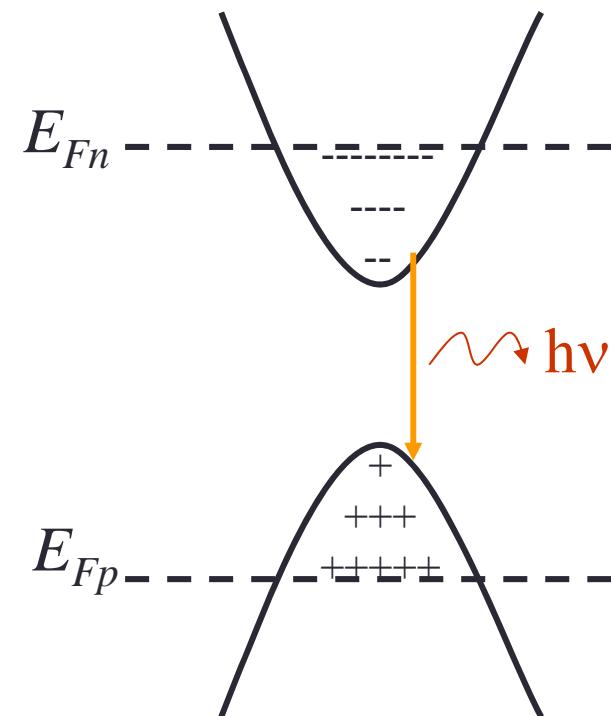


Laser à SC



États discrets

Effet Laser : $N_1 > N_2$



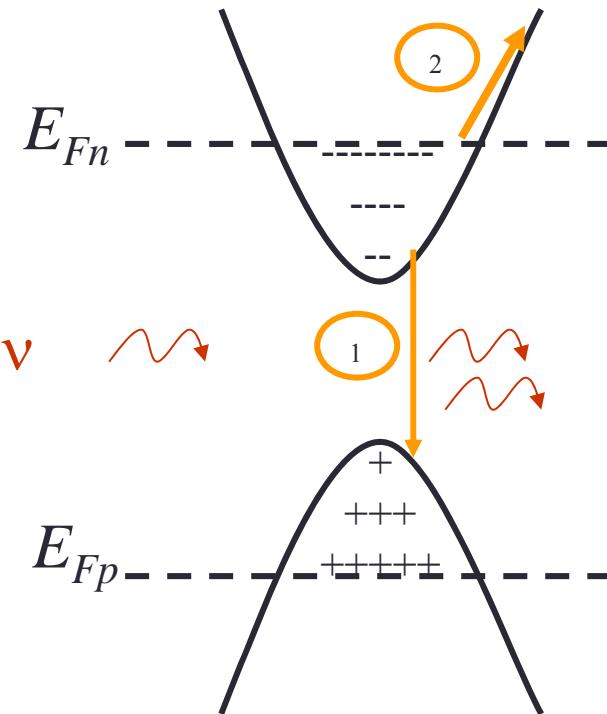
États continus

Ici $\Delta E_F > E_g$
 $\Delta E_F = EF_C - EF_V$

Laser à SC : pertes par effet Auger

Dans le SC, le photon incident peut être absorbé par un électron (ou trous) de la bande de conduction qui « saute » sur un niveau énergétique plus haut: c'est l'effet Auger

Donc

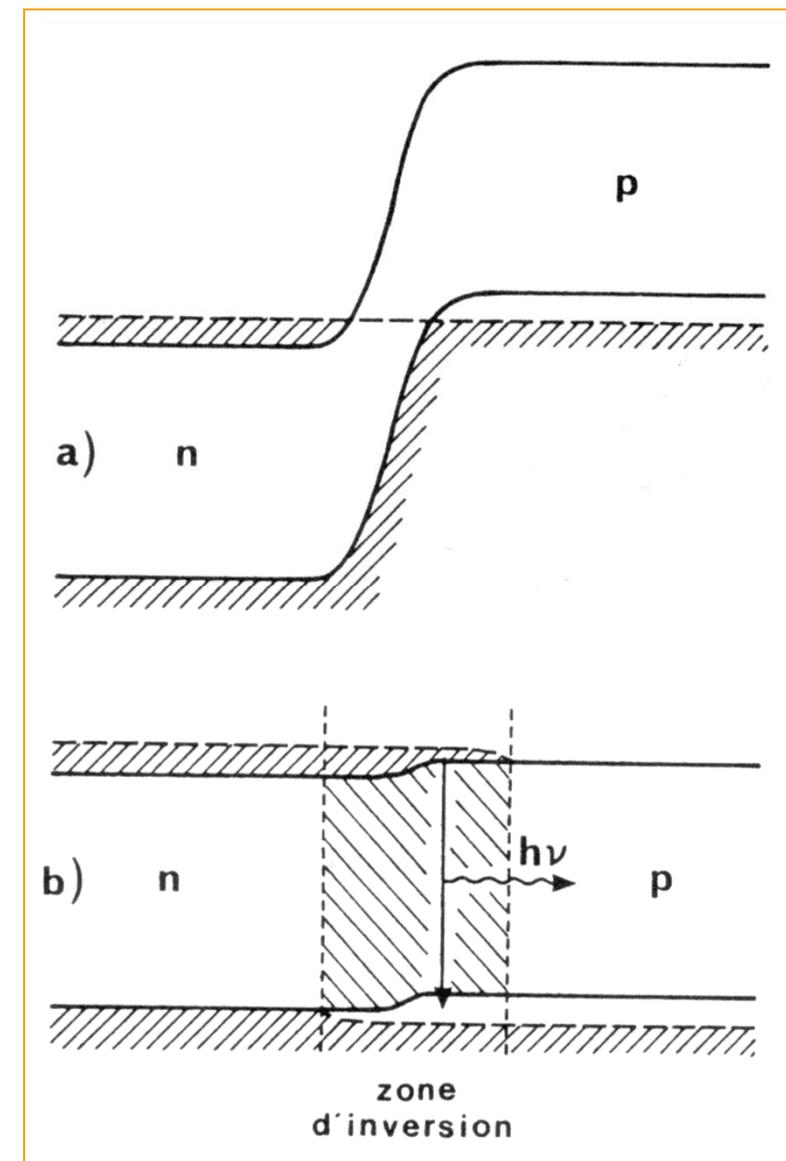


Effet LASER :

$$\Delta E_F > E_g \quad \text{et} \quad \text{effet Auger (2)} < \text{Absorption normale (1)}$$

Laser à SC

- Jonction PN doublement dégénérée !
- La zone active plus côté p que côté n (voir LED)



Laser à SC

- Différences entre laser conventionnel et SC
 - La taille : du mètre au μm
 - La Puissance : kW au W
 - Cohérence spatiale et temporelle plus petites pour SC
 - Rendement : meilleur pour le laser à SC (pas de pompage)
 - Possibilité de modulation : il suffit de moduler le courant dans la pn !
 - Tout le spectre de l'UV à l'IR accessible

Laser à SC : gain du Laser

- Gain (ou coeff d'amplification) du Laser: même définition que le coefficient d'absorption

$$g(E) = \frac{1}{\phi(E)} \frac{d\phi(E)}{dx}$$

Avec $\Phi(E)$ le flux de photons

- Soit $r_{st}(E)$ le nb de photons émis par émission stimulée par unité de temps et de volume

$$r_{st}(E)*S*dx = r_{st}(E) dx = d\phi \Rightarrow \frac{d\phi}{dx} = r_{st}(E)$$



$$g(E) = \frac{1}{\phi} r_{st}(E)$$

Laser à SC : gain du Laser

- **Amplification:** $\Leftrightarrow g(E) > 0 \Leftrightarrow r_{st}(E) > 0 \Leftrightarrow E_{FC} - E_{FV} > E$
- $g(E) > 0$ condition nécessaire et pas suffisante car il y a absorption par les porteurs libres (Auger)


$$g(E) > \alpha_p(E)$$

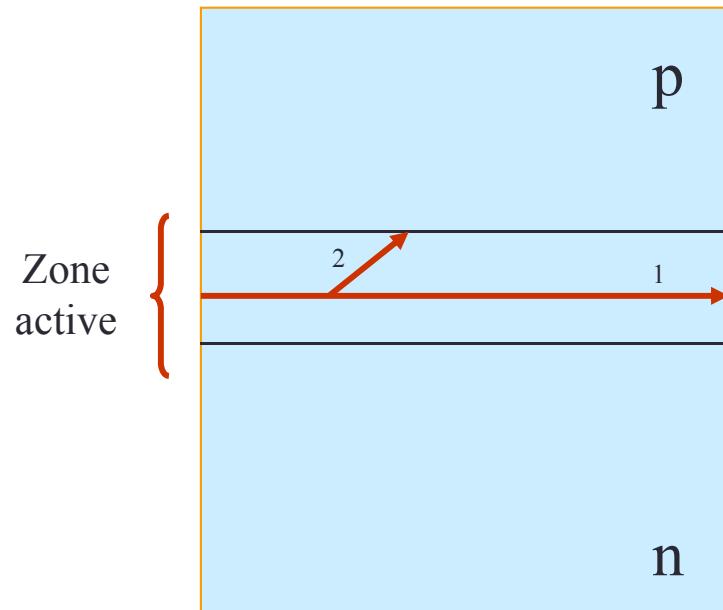
Soit $A(E)$ le gain net :

$$A(E) = g(E) - \alpha_p(E)$$

Si $A(E) > 0$, condition nécessaire et suffisante

Laser à SC : gain du Laser

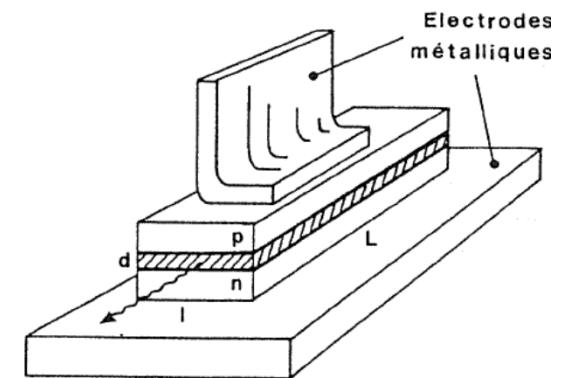
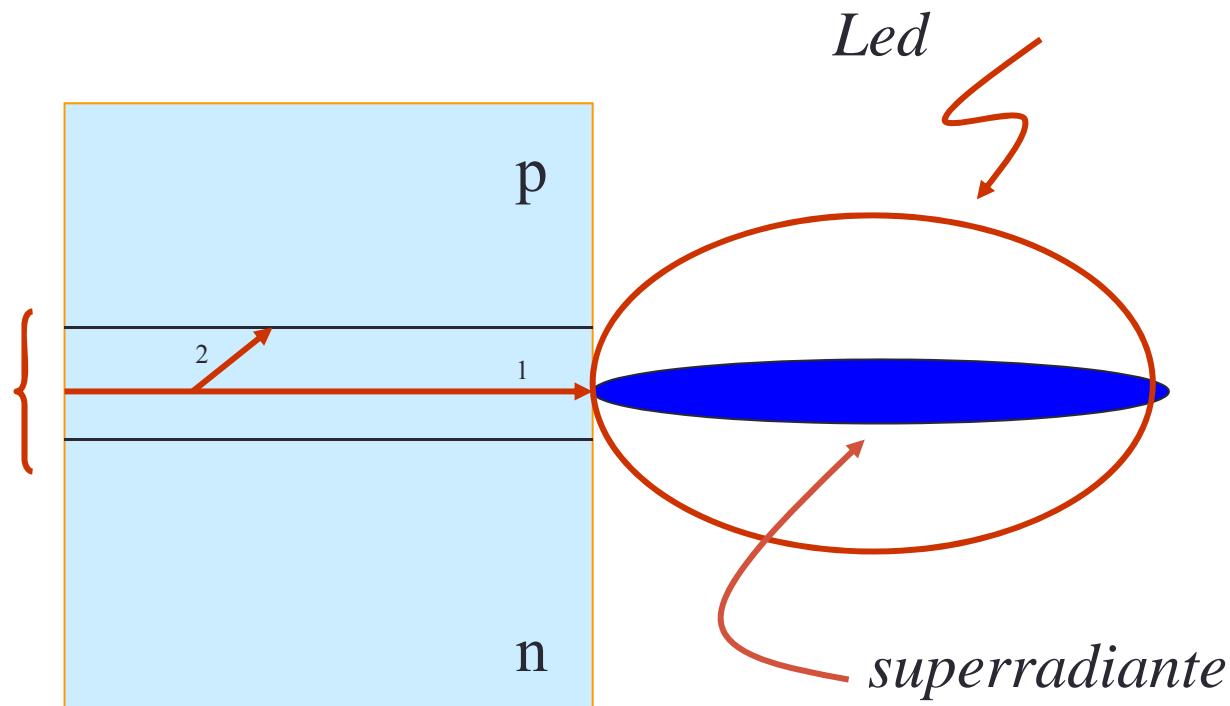
- si $A(E) < 0 \Leftrightarrow$ LED (uniquement émission spontanée)
- si $A(E) > 0$ l'amplification commence dans le matériau. Or l'émission n'est pas isotrope!



Le photon 1 sera bcp plus amplifié que le photon 2 car son chemin est plus long \Leftrightarrow émission sera directive

Ce n'est pas encore un LASER

Laser à SC : diode superradiante



Laser à SC

- Le SC a un indice n important (3.5). Il existe une réflexion ($R=30\%$) \Leftrightarrow des photons vont « rebrousser » chemin et être encore amplifiés : on a **une cavité résonnante** \Leftrightarrow on va donc encore augmenter la densité de photons, mais attention, pas « n'importe » lesquels !!!

Laser à SC: cavité de Fabry - Pérot

- Cavité de Fabry – Pérot : sélection de modes d'oscillations :

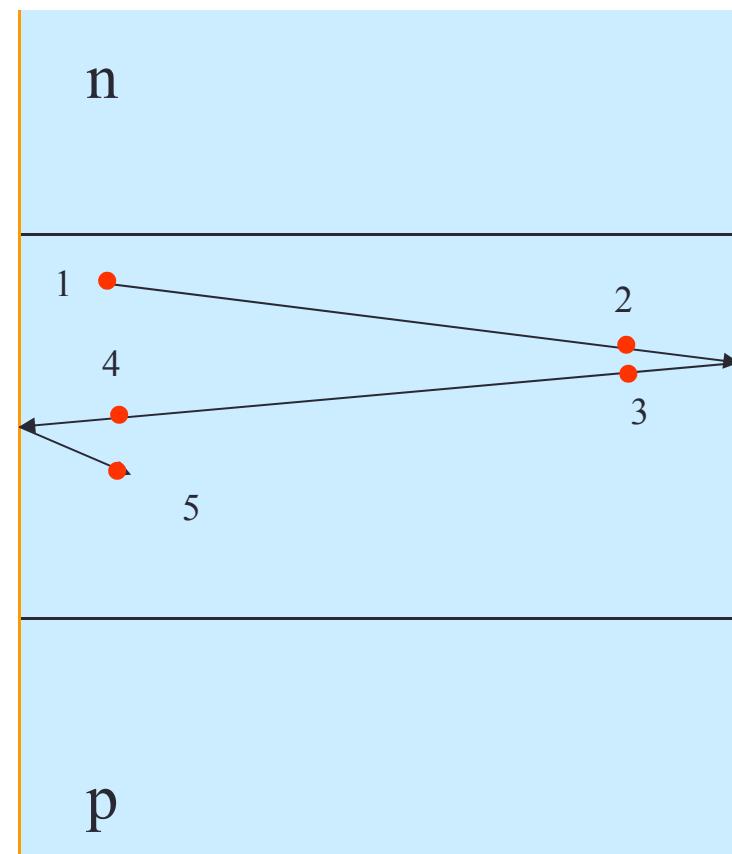
$$k\lambda = 2 n L$$

n : indice du milieu (SC)

L : longueur de la cavité

Laser : conditions d'oscillation

- en 1: $\phi_1(E)$
- en 2: $\phi_2(E) = \phi_1 e^{A(E)L}$
- en 3: $\phi_3(E) = \phi_1 e^{A(E)L} R_1$
- en 4: $\phi_4(E) = \phi_1 e^{2A(E)L} R_1$
- en 5: $\phi_5(E) = \phi_1 e^{2A(E)L} R_1 R_2$



Laser : conditions d'oscillation

En 5 et en 1, on est au même « endroit ».

2 cas :

- soit $\phi_5 > \phi_1$

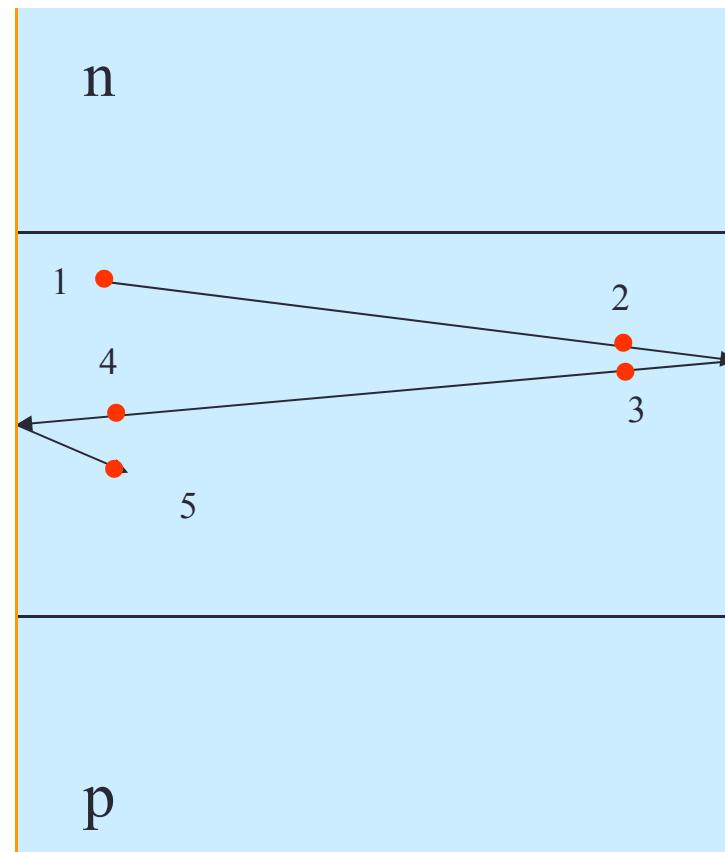
- soit $\phi_5 < \phi_1$

Dans le cas où $\phi_5 > \phi_1$, le système peut diverger en théorie.

$$R_1 R_2 e^{2AL} > 1 \Leftrightarrow 2AL > \ln \frac{1}{R_1 R_2}$$

$$\Rightarrow A > \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}$$

$$\Rightarrow A > \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad \text{Si } R_1 = R_2$$

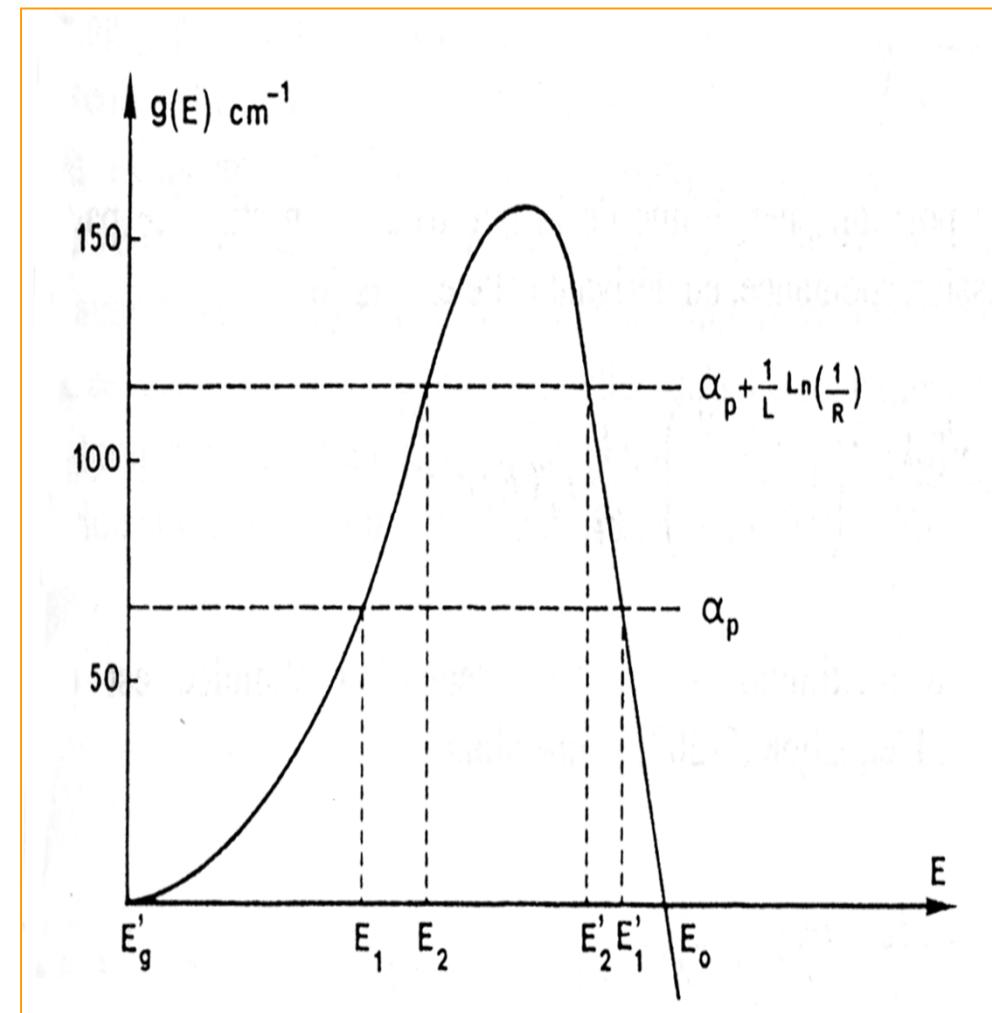


Laser

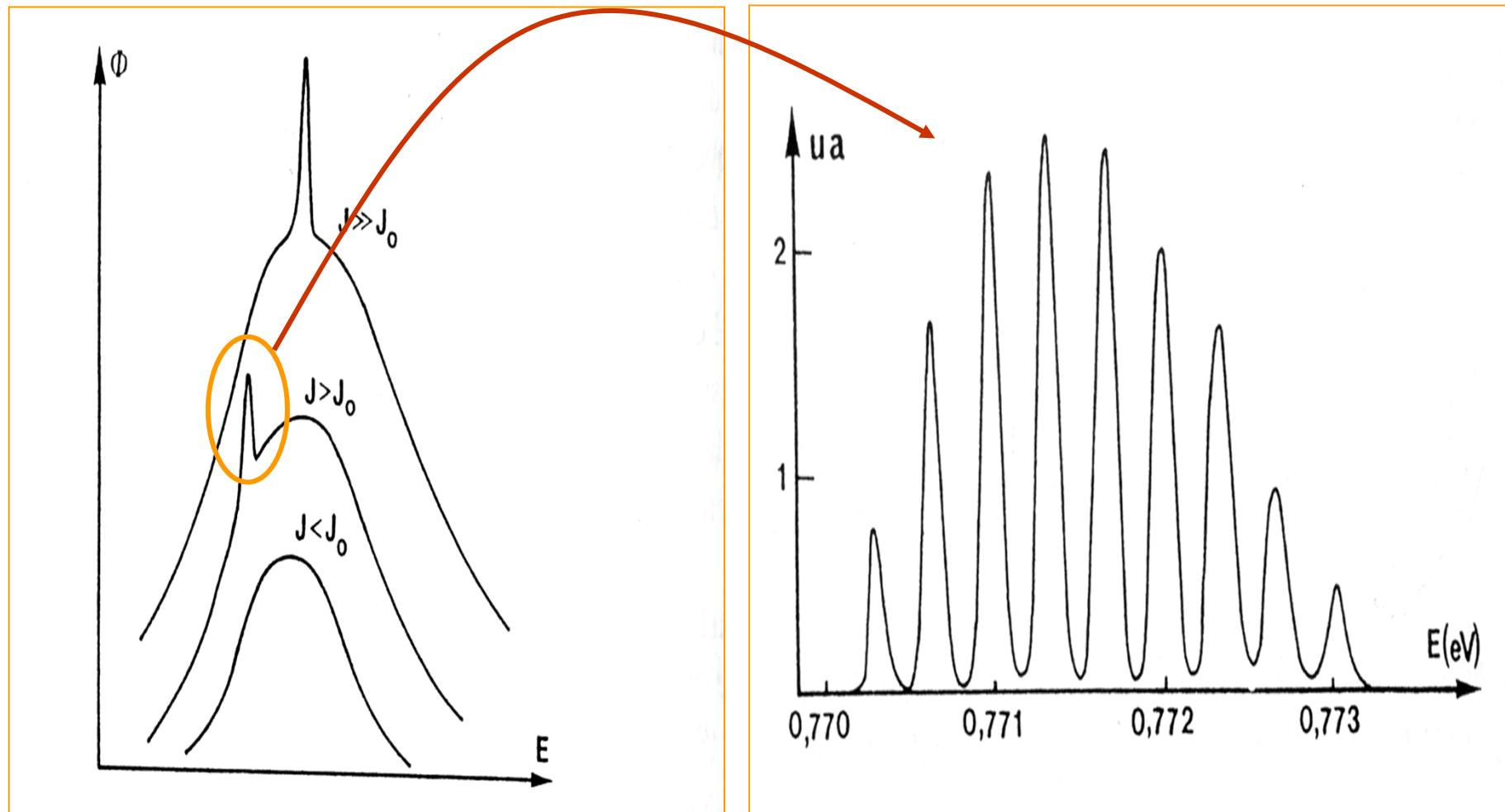
- Condition d'amplification : $A(E) > 0$
- Condition d'oscillation : $A(E) > \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$
 - *Dans ce cas, le gain est supérieur aux pertes de la cavité*
- Résumé:
 - $g(E) > 0$ cond. nécessaire \Rightarrow LED
 - $g(E) > \alpha_p(E)$ cond. suffisante (ampli) \Rightarrow LED superradiante
 - $g(E) > \alpha_p(E) + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$ cond. d'oscillation : Laser

Laser

- Pour $E > E_0$: émission spontanée : c'est une LED
- Si $E < E_1$ et $E > E'_1$ émission spontanée car émission stimulée « mangée » par $\alpha_p(E)$
- $E_1 < E < E_2$ et $E'_2 < E < E'_1$, amplification mais pas oscillation : superradiante
- $E_2 < E < E'_2$: laser



Laser: émission multimode



Laser: émission multimode

- La cavité sélectionne un certain nombre de modes définis par:

$$2 nL = k \lambda$$

- n: indice, L: longueur de la cavité, k: ordre d'interférence

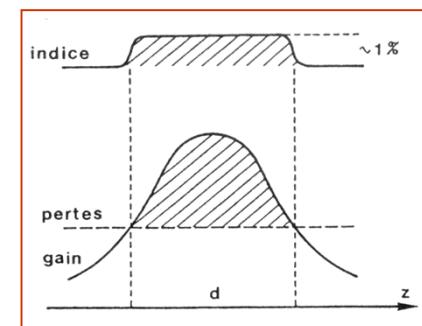
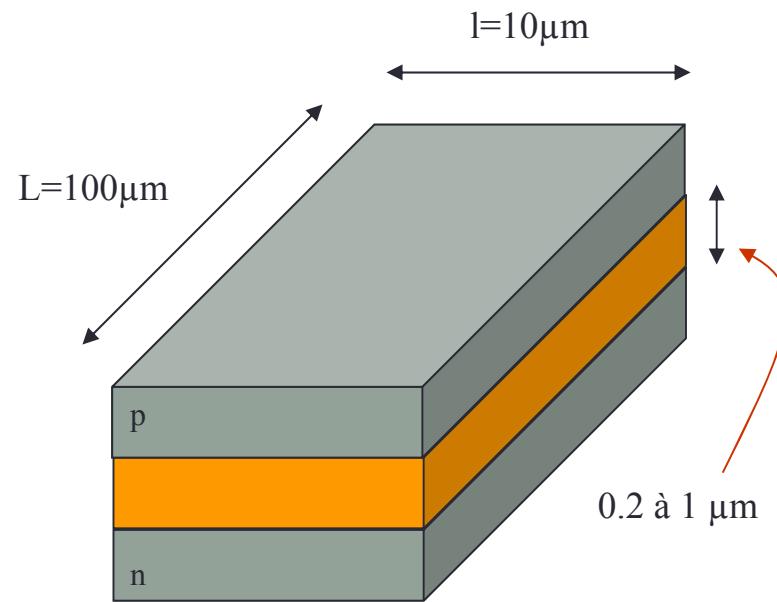
$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L} \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right)^{-1}$$

avec $\frac{dn}{d\lambda} \approx -1 \mu m^{-1}$ pour GaAs

Laser: distribution spatiale

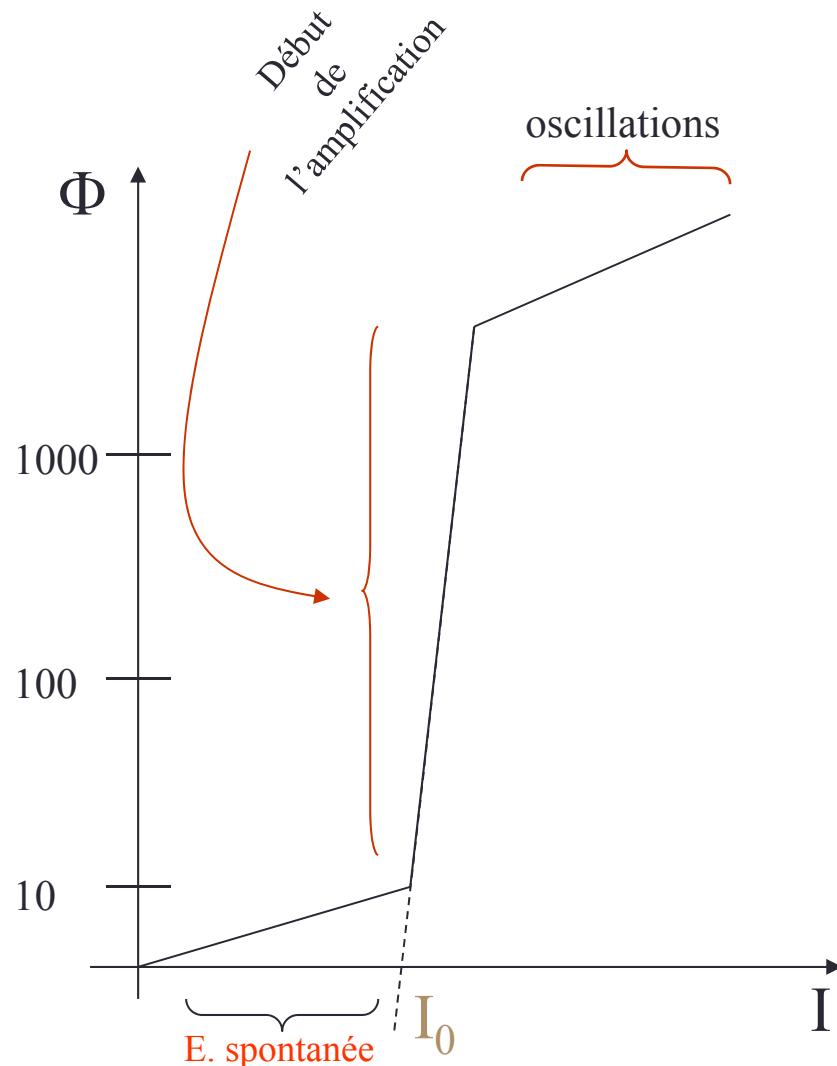
- L'indice est plus fort dans la région stimulée:
 - Amélioration du gain et du confinement optique
- Émission du photon à l'extérieur : sortent du côté L
- Longueur d'onde du rayonnement et largeur de la fente similaires (μm) \Leftrightarrow diffraction
- Ouverture du faisceau
 - horizontal
 - vertical

$$\theta_h \approx \frac{\lambda}{l} \approx \frac{1}{10} \approx 6^\circ$$
$$\theta_v \approx \frac{\lambda}{e} \approx \frac{1}{1} \approx 60^\circ$$



Laser: courant de seuil

- Si pas inversion
 \Leftrightarrow LED, le flux est proportionnel au courant
- Quand E_f atteint la bande (BC et BV) et que $g(E) > \alpha_p(E)$ \Leftrightarrow surlinéarité du flux



Laser: courant de seuil

- Équation régissant le problème:
 - La recombinaison des e^- est provoquée par les photons
 \Leftrightarrow population d' e^- et de photons interdépendantes.
 - On pose
 - n : l'excédent d'électrons (du à l'injection)
 - N : l'excédent de photons

Laser: courant de seuil

- Durée de vie des photons dans la cavité:

- Absorption
- Émission hors de la cavité
- Coefficient effectif d'absorption

$$\alpha = \alpha_p + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}$$

- En moyenne le photon est absorbé sur $1/\alpha$

$$\tau_N = \frac{1/\alpha}{\nu} \Rightarrow \frac{1}{\tau_N} = \nu \alpha = \frac{c}{n} \left[\alpha_p + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right]$$



Perte globale de la cavité

Laser: courant de seuil

$$J_{th} = \frac{ed}{A} \frac{1}{\tau_n} \frac{1}{\tau_N} = \frac{ed}{A \tau_n} \frac{c}{n_{indice}} \left[\alpha_p + \frac{1}{2L} \log \frac{1}{R_1 R_2} \right] = \frac{1}{\beta} g_{th}$$

β : Facteur de gain, constante propre au composant

Gain au seuil de la cavité

Laser: courant de seuil

- Au-delà du seuil:

- Oscillation sur le mode sélectionné par la cavité
- Durée de vie des électrons excédentaires diminue (probabilité d'émission stimulée augmente)
- Densité $n=n_0$

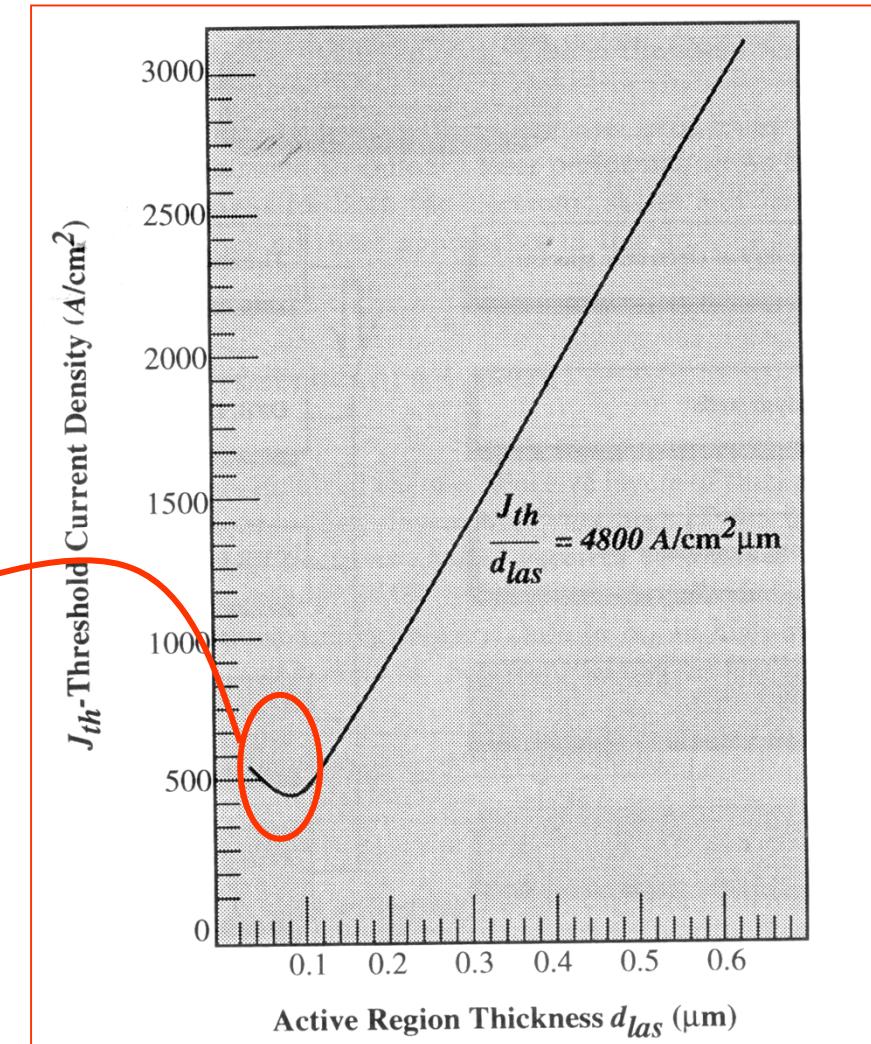


$$N = \frac{\tau_N}{ed} (J - J_0)$$

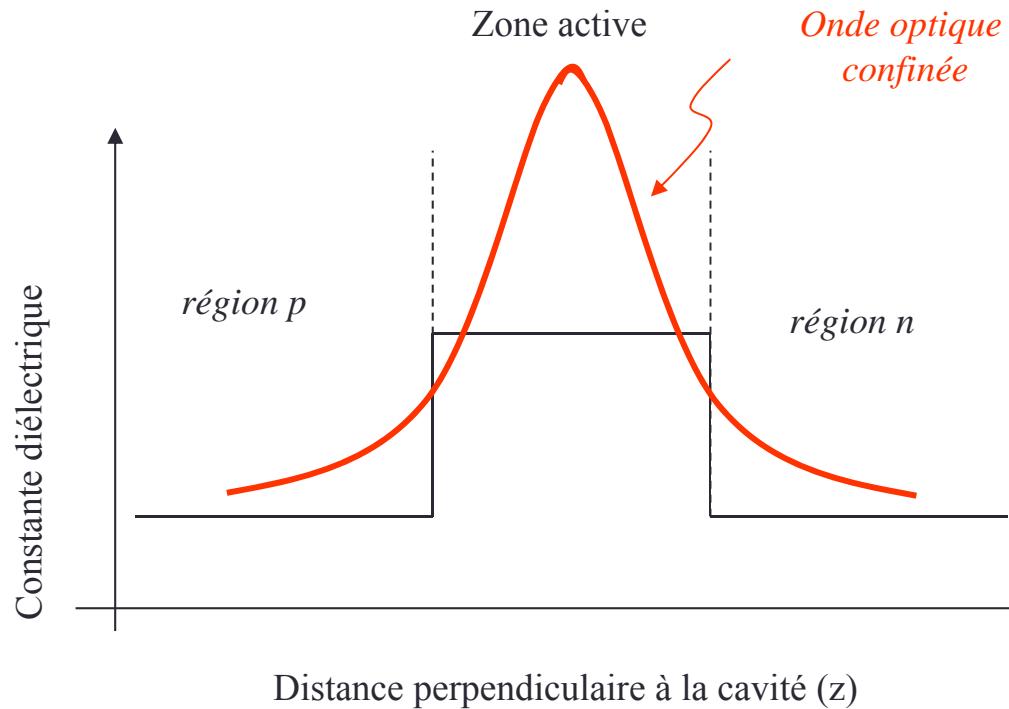
Laser: courant de seuil

$$J_{th} = \frac{en_0d}{\tau_n}$$

- Courant de seuil est proportionnel à l'épaisseur de la cavité si la couche active est suffisamment large !
- Si d plus petite que la longueur d'onde d'émission, le confinement optique commence à décroître et le courant de seuil augmente
- Si d de l'ordre de qq 100 Angstrom, effets quantiques



Laser: Confinement optique:



$$\Gamma = \frac{\int_{cavité} |F(z)|^2 dz}{\int |F(z)|^2 dz}$$

=> Condition d'oscillation:

$$\Gamma g \geq \Gamma \alpha_i + (1 - \Gamma) \alpha_e + \frac{1}{2L} \log \frac{1}{R_1 R_2}$$

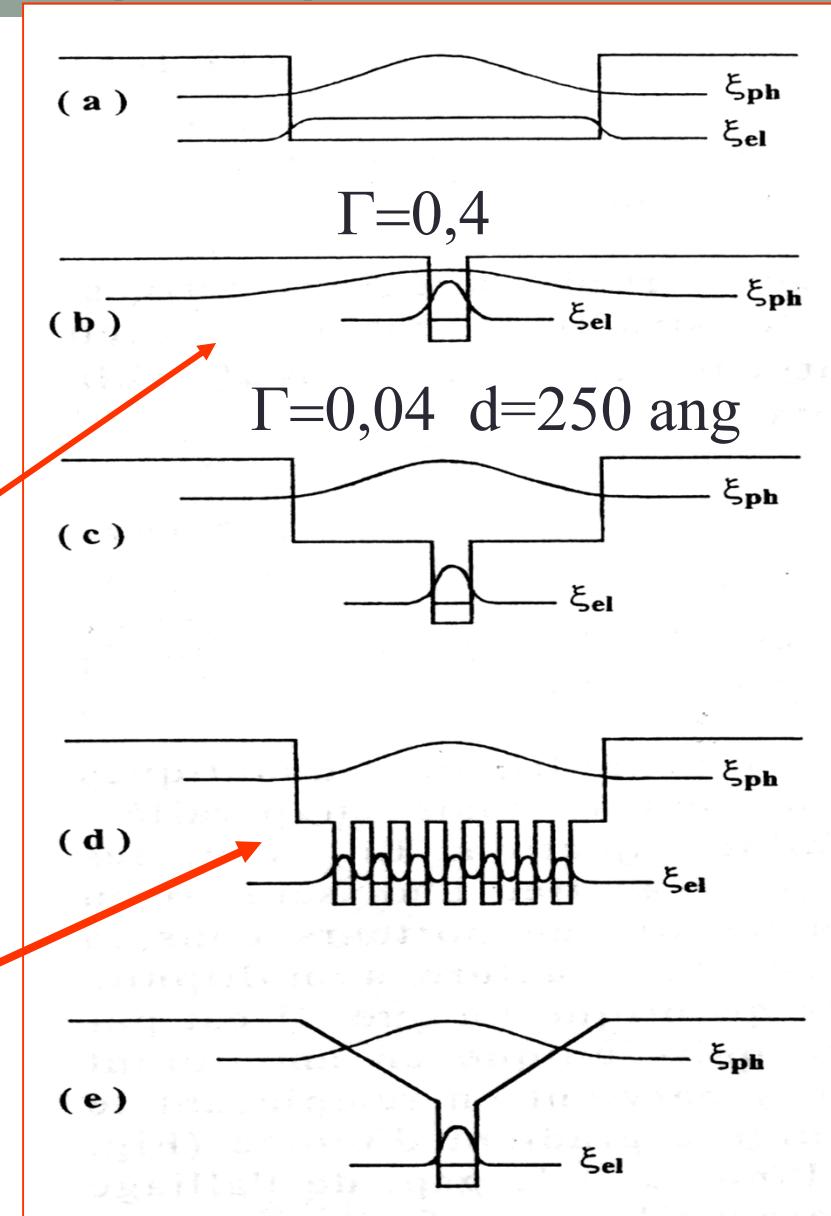
Gain modal:

Laser: Confinement optique:

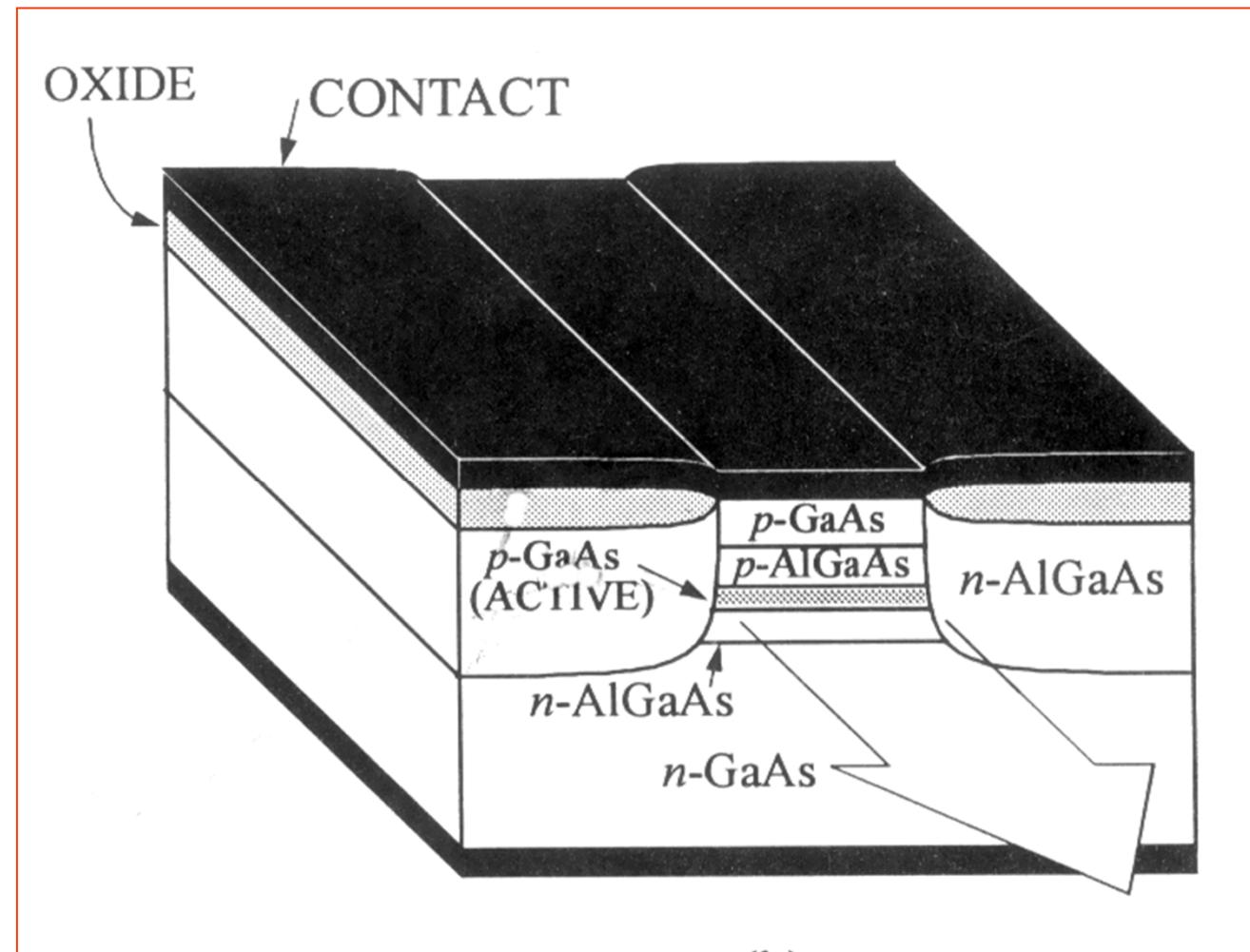
$$\Gamma = \frac{D^2}{2 + D^2} \text{ avec } D = \frac{2\pi}{\lambda} (n_i^2 - n_e^2)^{1/2} d$$

$$\Gamma_{sp} \approx \frac{2\pi^2}{\lambda^2} (n_i^2 - n_e^2) d^2$$

$$\Gamma_{mp} = \bar{\Gamma} \frac{N_p d_p}{N_p d_p + N_b d_b} \approx N_p \Gamma_{sp}$$



Diode laser à hétérojonction enterrée

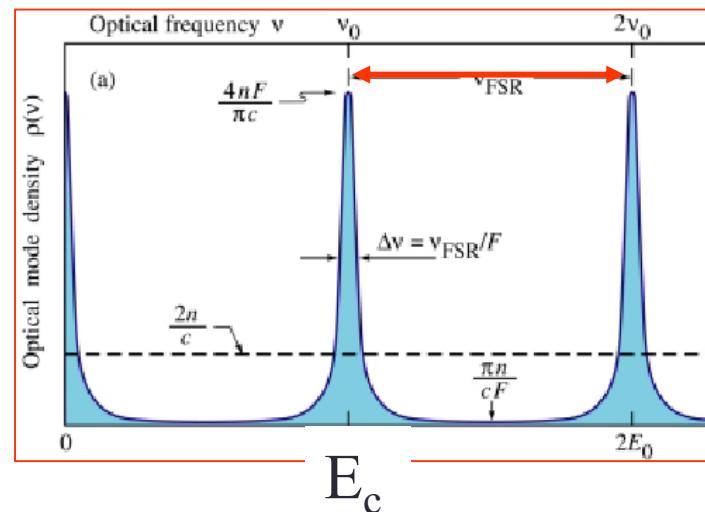
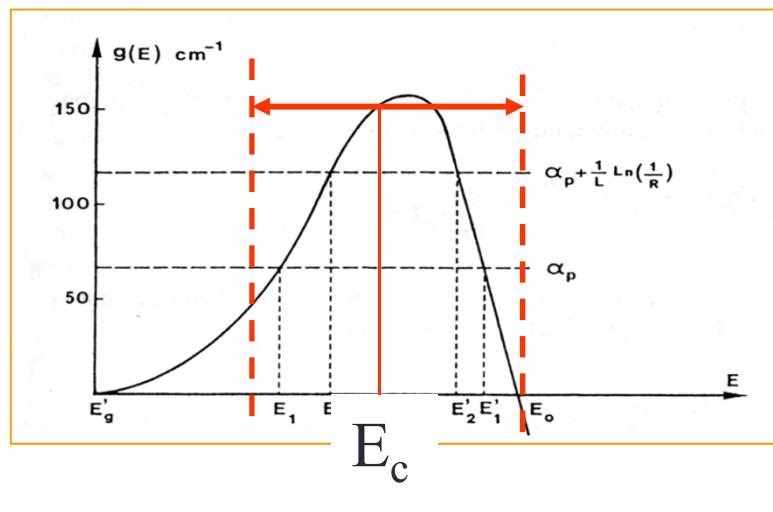


Diode laser monomode

- **But:** obtenir un rayonnement monofréquence
- **Idée de base:** réduire la longueur L de la cavité jusqu'à ce que l'espacement entre 2 modes longitudinaux ($c/2nL$) soit supérieur à la courbe de gain.
- **Difficultés:**
 - Cavité très courte (environ $5\mu\text{m}$ pour les lasers à cavité verticale = VCSELs)
 - Contrôle strict de L pour stabiliser la raie

Diode laser monomode

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L} \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right)^{-1}$$



Un seul mode sera amplifié d'énergie E_C
 \Leftrightarrow émission monomode

Laser à émission verticale : VCSELs

- Jusqu'à présent, on a étudié les lasers à émission par la tranche (« edge emitting »)
- La condition d'oscillations laser s'écrit:

$$\Gamma g - \alpha_p = \frac{1}{2L} \log \frac{1}{R_1 R_2}$$

- Comme $R=0.3$, on doit avoir L de l'ordre de $100 \mu\text{m}$ pour avoir J_{th} raisonnable.

Laser à émission verticale : VCSELs

- Dans le cas de VCSELs, les miroirs sont placés au dessus et au dessous de la couche active \Leftrightarrow on peut réduire L d'un facteur 10, ie $L = 10 \mu\text{m} \Leftrightarrow$ possibilité de monomode
- Pour maintenir un courant de seuil correct, réalisation de miroirs avec des $R=99\%$ voir plus !

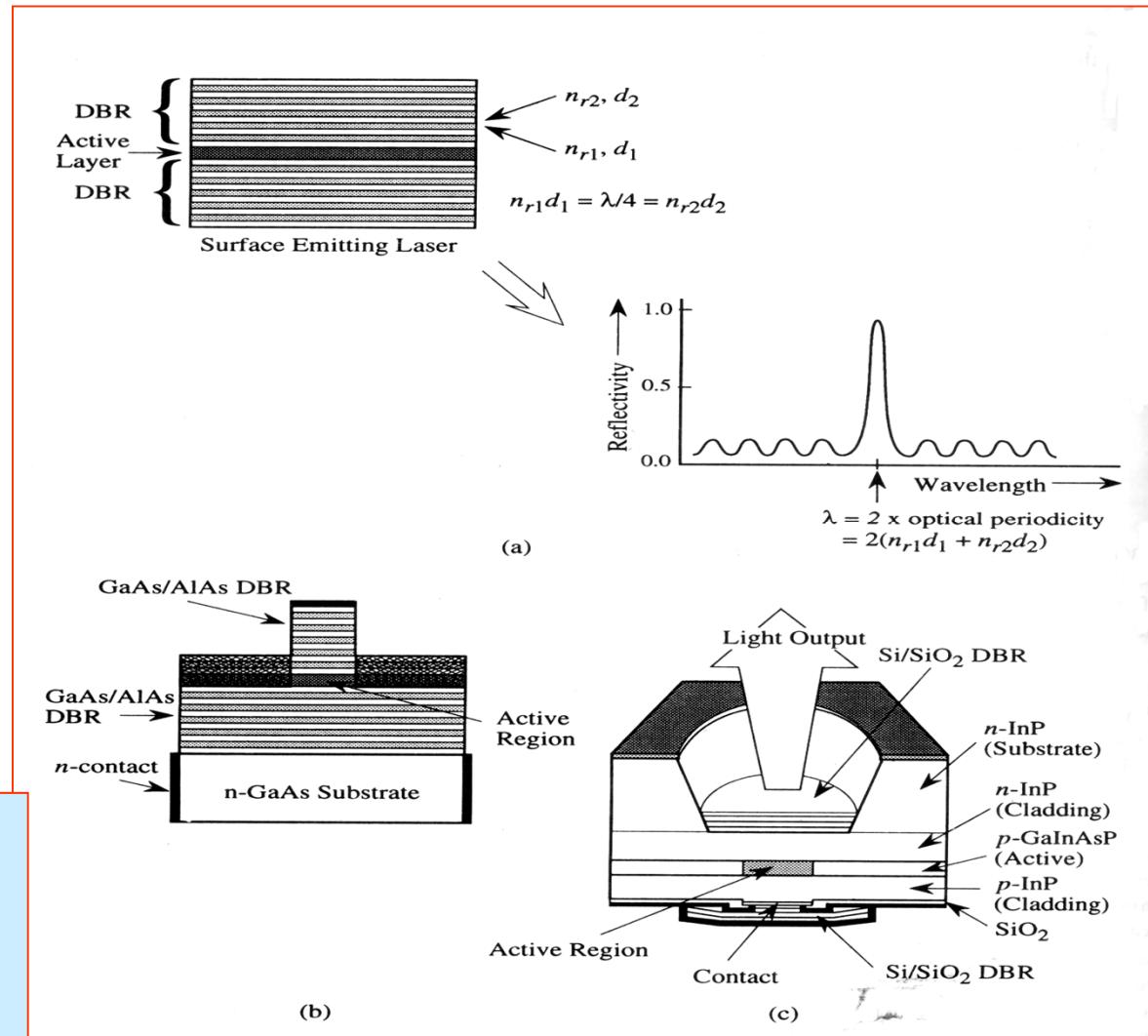
Laser à émission verticale : VCSELs

On adapte le « pic » de réflexion des DBR en fonction de la courbe de gain de la couche active.

$$R = \frac{1 - \left(\frac{n_{r1}}{n_{r2}} \right)^{2N}}{1 + \left(\frac{n_{r1}}{n_{r2}} \right)^{2N}}$$

Avec:

- $n_{r1} < n_{r2}$
- $d_1 = d_2$
- L de l'ordre de 10λ



Laser à émission verticale : VCSELs

- *Avantages:*

- Taille réduite du composant
- Lumière sort perpendiculairement (télécom)
- L petite, donc courant de seuil faible ($< 100\mu\text{A}$)

- *Difficultés:*

- Injection du courant (DBR dopés)
- Faible puissance de sortie (volume actif petit!)
- Échauffement du dispositif (résistance importante
 - Dégradation de performances
 - Courant de seuil

Laser à émission verticale : VCSELs

- Modification de la condition d'amplification:

$$R_1 R_2 e^{2(\Gamma g L_{eff} - \alpha_i L_{eff} - \alpha_e (L - L_{eff}))} \geq 1$$

$$L_{eff} = N_p d_p$$

N_p : nb de puits quantiques

d_p : largeur des puits quantiques

Influence de la température

- Température et courant de seuil:
 - Courant de seuil augmente
 - « aplatissement » des fonctions de Fermi \Leftrightarrow augmentation de l'injection pour atteindre les conditions d'inversion
 - Augmentation du courant de fuite
 - Les porteurs peuvent franchir les couches de confinement (« cladding layers ») et une part du courant ne sert pas à l'effet Laser
 - Augmentation de l'effet Auger
 - Processus non radiatif !



$$J_{th}(T) = J_{th}^0 \exp(T / T_0)$$

*On essaye d'avoir
 T_0 le plus grand possible.
Pour GaAs , 120 K*

Influence de la température

- Température et spectre d'émission
 - Modification du gap:
 - Déplacement du spectre vers les basses énergies
 - 3 à 4 Angstrom / K
 - Modification de la cavité et des indices:

$$q\lambda_q = 2L ; \lambda_q = \frac{\lambda_{q0}}{n_r}$$

Rendements de la diode Laser

Rendement quantique interne: c'est pareil que pour la LED

$$\eta_i = \frac{N_P}{N_e}$$

Puissance optique interne: c'est la puissance créée par émission stimulée. On néglige la puissance émise par émission spontanée

$$P_{\text{int}} = \eta_i h \nu (I - I_{th}) / e$$

Rendements de la diode Laser

Pertes sur P_{int} : deux contributions

- Contribution proportionnelle aux pertes de propagation : terme en αP_{int}
- Contribution due à l'émission de lumière vers l'extérieur: terme en $\alpha_{\text{rad}} P_{\text{int}}$

Puissance optique émise par les 2 faces du Laser:

$$P_{\text{opt}} = P_{\text{int}} \alpha_{\text{rad}} / (\alpha_{\text{rad}} + \alpha) = P_{\text{int}} (1 + \alpha / \alpha_{\text{rad}})$$

$$P_{\text{opt}} = \eta_i (h\nu/e)(I - I_{\text{th}}) / (1 + \alpha / \alpha_{\text{rad}})$$

Rendements de la diode Laser

Rendement différentiel : deux définitions

$$\eta_d = \frac{dN_p}{dN_e} = \frac{d(P_{opt}/hv)}{d(I/e)} = \eta_i / (1 + \alpha / \alpha_{rad})$$

Sans dimension

$$\dot{\eta}_d = \frac{d(P_{opt})}{dI} \text{ en mW/mA}$$

*Attention : ici P_{opt} est la puissance émise par les 2 faces!!
Dans les docs, c'est par une face!!*

Rendements de la diode Laser

- Rendement global

$$\eta = P_{opt} / P_{elec}$$

C'est celui qui intéresse l'utilisateur. Il détermine les mesures à prendre pour évacuer la chaleur.