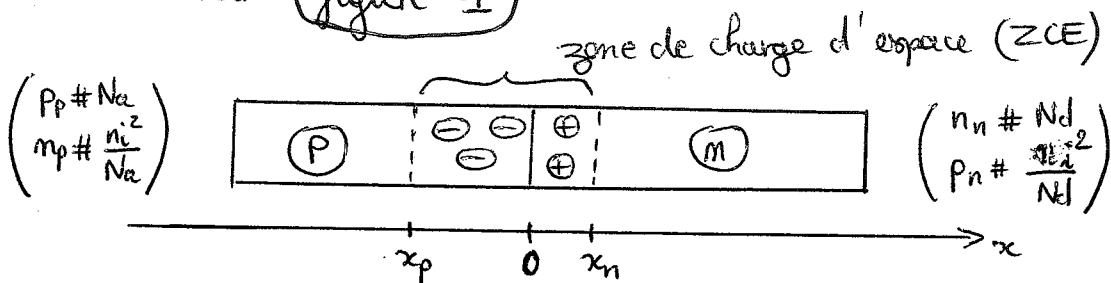


1) Jonction abrupte à l'équilibre thermodynamique.Voir figure 1• Modélisation de la charge d'espace :

$$\begin{cases} \rho(x) = 0 & \text{pour } x < x_p \text{ et } x > x_n \\ \rho(x) = eN_d & \text{pour } 0 < x < x_n \\ \rho(x) = -eN_a & \text{pour } x_p < x < 0 \end{cases}$$

• Tension de diffusion V_d

$$V_d = V_n - V_p = \frac{1}{e} (E_{c_n} - E_{c_p})$$

$$\left. \begin{aligned} n_n &= N_c e^{-(E_{c_n} - \mu)/k_B T} \\ n_p &= N_c e^{-(E_{c_p} - \mu)/k_B T} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \ln \frac{n_n}{n_p} = \frac{eV_d}{k_B T} = \ln \frac{p_p}{p_n}$$

$$\boxed{\frac{n_n}{n_p} = e^{eV_d/k_B T} = \frac{p_p}{p_n}}$$

$$\boxed{V_d = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}}$$

• Potentiel $V(x)$ et champ électrique $E(x)$ →

$$\text{équation de Poisson} \\ \frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon}$$

* Dans les régions neutres ($x > x_n$ et $x < x_p$):

$$\rho(x) = 0 \Rightarrow \begin{cases} E = 0 \\ V = \text{constante} = V_p \text{ dans région } (P) \\ V_n \text{ dans région } (N) \end{cases}$$

* Dans la ZCE

$$\textcircled{x_p < x < 0} \quad \frac{d^2V}{dx^2} = \frac{eNa}{\epsilon} \Rightarrow \frac{dV}{dx} = \frac{eNa}{\epsilon} (x - x_p) \text{ car } E=0 \text{ en } x_p$$

$$\begin{cases} E(x) = -\frac{eNa}{\epsilon} (x - x_p) \\ V(x) = \frac{eNa}{2\epsilon} (x - x_p)^2 + V_p \end{cases}$$

$$\textcircled{0 < x < x_n} \quad \frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{eNd}{\epsilon} \Rightarrow \frac{dV}{dx} = -\frac{eNd}{\epsilon} (x - x_n) \text{ car } E=0 \text{ en } x_n$$

$$\begin{cases} E(x) = \frac{eNd}{\epsilon} (x - x_n) \\ V(x) = -\frac{eNd}{2\epsilon} (x - x_n)^2 + V_m \end{cases}$$

• largeur de la ZCE : $W = |x_p| + |x_n|$

* Continuité de $D = \epsilon E$ en $x=0$: $\epsilon E_{0+} = \epsilon E_{0-}$

$$\Rightarrow Na|x_p| = Nd|x_n|$$

* Continuité de V en $x=0$: $-\frac{eNd}{2\epsilon} |x_n|^2 + V_m = \frac{eNa}{2\epsilon} |x_p|^2 + V_p$

$$\begin{aligned} \text{soit } V_d = V_m - V_p &= \frac{e}{2\epsilon} (Nd|x_n|^2 + Na|x_p|^2) \\ &= \frac{eNd}{2\epsilon} |x_n|^2 \left(1 + \frac{Nd}{Na}\right) = \frac{eNa}{2\epsilon} |x_p|^2 \left(1 + \frac{Na}{Nd}\right) \end{aligned}$$

Rmq: si la jonction est très dissymétrique : $Na \gg Nd$

$$\text{alors } |x_n| \gg |x_p| \text{ et } W \approx |x_n| = \sqrt{\frac{2\epsilon V_d}{eNd \left(1 + \frac{Nd}{Na}\right)}}$$

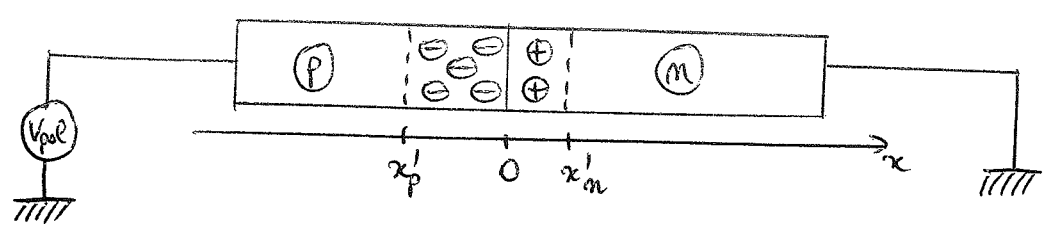
• Champ électrique en $x=0$

$$|E(x=0)| = \frac{eNd}{\epsilon} |x_n| = \frac{eNa}{\epsilon} |x_p|$$

• Courants d' e^- et de trous nuls à l'équilibre thermodynamique

$$\begin{cases} j_n = ne\mu_n E + eD_n \frac{dn}{dx} = 0 \\ j_p = pe\mu_p E - eD_p \frac{dp}{dx} = 0 \end{cases}$$

2) Jonction abrupte polarisée



• Potentels dans les régions neutres

$$\begin{cases} V_n \rightarrow V_n' = V_n + 0 \\ V_p \rightarrow V_p' = V_p + V_{pol} \end{cases} \Rightarrow \boxed{\begin{aligned} V_d \rightarrow V_d' &= V_n' - V_p' \\ &= V_d - V_{pol} \end{aligned}}$$

• Courants d'e- et de trous

La polarisation introduit un déséquilibre

$$\begin{cases} j_n' = n'e\mu_n E' + eD_n \frac{dn'}{dx} \\ j_p' = p'e\mu_p E' - eD_p \frac{dp'}{dx} \end{cases}$$

Hyp: Régime de faible injection = le déséquilibre est petit
 = j_n' et j_p' sont beaucoup plus faibles que chacune de leurs composantes.

$$\Rightarrow \begin{cases} n'e\mu_n E' + eD_n \frac{dn'}{dx} \neq 0 \\ p'e\mu_p E' - eD_p \frac{dp'}{dx} \neq 0 \end{cases}$$

→ formules données au § précédent sont applicables en changeant V_d en $V_d' = V_d - V_{pol}$

• Potentel et champ électrique dans la ZCE

$$\boxed{x_p' < x < 0} \begin{cases} E' = \frac{-eNa}{\epsilon} (x - x_p') \\ V' = \frac{eNa}{2\epsilon} (x - x_p')^2 + V_p' \end{cases}$$

$$\boxed{0 < x < x_n'} \begin{cases} E' = \frac{eNd}{\epsilon} (x - x_n') \\ V' = -\frac{eNd}{\epsilon} (x - x_n')^2 + V_n' \end{cases}$$

- largeur de la ZCE : $W' = |x'_n| + |x'_p|$

$$V'_d = V_d - V_{pol} = \frac{eN_d}{2\epsilon} |x'_n|^2 \left(1 + \frac{N_d}{N_a}\right) = \frac{eN_a}{2\epsilon} |x'_p|^2 \left(1 + \frac{N_a}{N_d}\right)$$

Si $N_a \gg N_d$ $W' \approx |x'_n| = \sqrt{\frac{2\epsilon V'_d}{eN_d(1 + \frac{N_d}{N_a})}}$

- Champ électrique en $x=0$

$$|E'(x=0)| = \frac{eN_d}{\epsilon} |x'_n| = \frac{eN_a}{\epsilon} |x'_p|$$

- Densité de porteurs aux limites de la ZCE

Régime de faible injection : les densités de porteurs majoritaires dans les régions neutres ne sont pratiquement pas modifiées par la polarisation

$$\Rightarrow n'_n \approx n_n \approx N_d \text{ et } p'_p \approx p_p \approx N_a$$

$$\frac{n'_n}{n'_p} = e^{e(V_d - V_{pol})/k_B T} = \frac{p'_p}{p'_n} \quad \text{or} \quad \frac{n_n}{n_p} = e^{eV_d/k_B T} = \frac{p_p}{p_n}$$

$$\Rightarrow \boxed{n'_p = n_p e^{eV_{pol}/k_B T}} \quad \text{et} \quad \boxed{p'_n = p_n e^{eV_{pol}/k_B T}}$$

- Principe de fonctionnement de la jonction p-n

$V_{pol} > 0 \rightarrow$ jonction polarisée en direct

$$V'_d < V_d \Rightarrow |x'_p| < |x_p| \quad |x'_n| < |x_n| \quad W' < W$$

$$|E'(x=0)| < |E(x=0)|$$

La barrière de potentiel, qui a diminué, n'est plus suffisante pour arrêter la diffusion \Rightarrow le déséquilibre est favorable au courant de diffusion

les e^- diffusent de (n) vers (p) , les trous diffusent de (p) vers (n)
 \rightarrow le courant circule de (p) vers (n) \rightarrow courant direct

- $n'_p > n_p$: injection d' e^- dans la région (p)
- $p'_n > p_n$: injection de trous dans la région (n)

$V_{pol} < 0$ \rightarrow jonction polarisée en inverse

$$V_d > V_d \Rightarrow W' > W \text{ et } |E'(x=0)| > |E(x=0)|$$

La barrière de potentiel augmente : la diffusion des porteurs majoritaires est stoppée \Rightarrow le déséquilibre est favorable au courant de conduction.

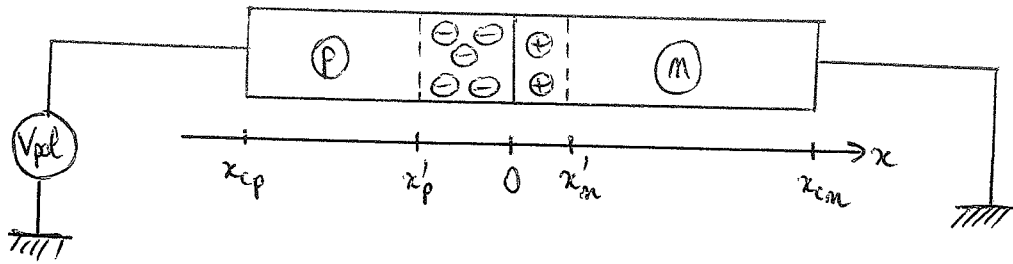
Les porteurs minoritaires qui atteignent la ZCE ^(par diffusion) passent dans la région opposée, propulsés par le champ électrique.

Les e^- circulent de (p) vers (n) , les trous circulent de (n) vers (p)
 \rightarrow le courant circule de (n) vers (p) \rightarrow courant inverse.

Puisque la densité des porteurs minoritaires \ll densité des porteurs majoritaires, courant inverse \ll courant direct.

$$\begin{cases} m_p' < m_p : \text{extraction d}'e^- \text{ de la région } (p) \\ p_n' < p_n : \text{extraction de trous de la région } (n) \end{cases}$$

3) Caractéristique de la jonction abrupte polarisée



• Distribution des porteurs dans les régions neutres

* Régime de faible injection → les densités de porteurs majoritaires ne sont pas affectées par la polarisation

* Porteurs minoritaires

En x'_m
$$p'_m(x'_m) = p_n e^{eV_{pd}/k_B T} = \frac{n_i^2}{N_d} e^{eV_{pd}/k_B T}$$

En x'_p
$$n'_p(x'_p) = n_p e^{eV_{pd}/k_B T} = \frac{n_i^2}{N_a} e^{eV_{pd}/k_B T}$$

En x_{cm} et x_{cp} : soudure du contact métallique, qui crée une importante perturbation dans le réseau cristallin → vitesse de recombinaison des porteurs excédentaires est très grande (leur durée de vie est très faible) : $p'(x_{cm}) = p_m$, $n'(x_{cp}) = n_p$

$$\Rightarrow p'_m(x_{cm}) = p_m = \frac{n_i^2}{N_d} \quad n'_p(x_{cp}) = n_p = \frac{n_i^2}{N_a}$$

• Courants de porteurs minoritaires

Les régions neutres sont dopées, donc conductrices ⇒ pas de tension aux bornes de ces régions, pas de champ électrique. En revanche, il existe un gradient de concentration des porteurs minoritaires, et ce gradient est important en raison du phénomène d'injection.

⇒ le courant de trous dans la région (n) : $j_p'(x)$ et le courant d'électrons dans la région (p) : $j_n'(x)$ sont essentiellement des courants de diffusion.

$$j_p'(x) = -e D_p \frac{\partial p'_n}{\partial x} \qquad j_n'(x) = e D_n \frac{\partial n'_p}{\partial x}$$

Hyp simplificatrice: durée de vie des porteurs mineitaires dans les régions neutres est infinie

alors $j_p'(x) = C_1$ dans la région (n)

$$= -e D_p \frac{(p'_n - p_n)}{x'_n - x_{cn}} = e D_p \frac{n_i^2}{N_A d_n} \left(e^{eV_{p0}/k_B T} - 1 \right)$$

$j_n'(x) = C_2$ dans la région (p)

$$= e D_n \frac{(n'_p - n_p)}{x'_p - x_{cp}} = e D_n \frac{n_i^2}{N_A d_p} \left(e^{eV_{p0}/k_B T} - 1 \right)$$

• Caractéristique

Le courant total traversant la jonction est la somme des courants d'e⁻ et de trous en un même point.

Hyp: il n'y a ni génération, ni recombinaison de paires e⁻/trou dans la ZCE

alors j_n' et j_p' sont constants à la traversée de la ZCE

$$j_n'(x'_p) = j_n'(x'_n) \quad \text{et} \quad j_p'(x'_n) = j_p'(x'_p)$$

Le courant total, qui est conservatif (c'est-à-dire indépendant de x) est alors donné par :

$$J = j_n'(x'_p) + j_p'(x'_p) = j_n'(x'_n) + j_p'(x'_n) \\ = j_n'(x'_p) + j_p'(x'_n)$$

$$J = J_s \left(e^{eV_{pol}/k_B T} - 1 \right)$$

avec $J_s = \frac{e D_p n_i^2}{N_d d_n} + \frac{e D_n n_i^2}{N_a d_p}$

→ Voir figure 2

• Courant de porteurs majoritaires

$$J = j'_n(x) + j'_p(x)$$

$x \in \text{région } (n) : j'_n(x) = J - j'_p(x)$

$x \in \text{région } (p) : j'_p(x) = J - j'_n(x)$

Le courant de porteurs majoritaires résulte de l'injection de porteurs minoritaires : dans chacune des régions, lorsque les porteurs minoritaires sont injectés, un nombre égal de porteurs majoritaires est fourni par l'électrode métallique.

ex : $(V_{pol} > 0)$ (injectés dans)
 $V_{pol} < 0$: des e^- sont extraits de la région (p)
 → l'électrode métallique sur la région (p) fournit des e^- (trous)

Si la durée de vie des porteurs minoritaires dans les régions neutres n'est pas infinie et c'est le cas concrètement, il faut recalculer la distribution des porteurs dans les régions neutres et les courants de porteurs minoritaires à l'aide de l'équation d'évolution.

Equation d'évolution dans la région (n) : (voir plus loin).

$$\frac{\partial p'_n}{\partial t} = \frac{-1}{\tau} \frac{\partial j'_p(x)}{\partial x} - \frac{p'_n - p_n}{\tau_p} \quad \text{avec } j'_p(x) = -e D_p \frac{\partial p'_n}{\partial x}$$

τ_p : durée de vie des trous.

Distribution des porteurs dans les régions neutres

Polarisation de la jonction constante \Rightarrow régime stationnaire

$$\frac{\partial p'_m}{\partial t} = 0$$

$$\frac{d^2 p'_m}{dx^2} - \frac{p'_m - p_m}{L_p^2} = 0$$

$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ = longueur de diffusion des trous dans la région (n)

$$\Rightarrow p'_m - p_m = A e^{-x/L_p} + B e^{x/L_p}$$

Compte tenu des conditions aux limites, on obtient

$$p'_m(x) - p_m = \frac{p_m}{\text{sh}\left(\frac{d_n}{L_p}\right)} \left(e^{eV_{pol}/k_B T} - 1 \right) \text{ch}\left(\frac{x_{cn} - x}{L_p}\right)$$

Région p

Avec le même raisonnement, on obtient

$$n'_p(x) - n_p = \frac{n_p}{\text{sh}\left(\frac{d_p}{L_m}\right)} \left(e^{eV_{pol}/k_B T} - 1 \right) \text{ch}\left(\frac{x - x_{cp}}{L_m}\right)$$

Pour $d_n \gg L_p$ et $d_p \gg L_m$:

$$\begin{cases} p'_m(x) - p_m = p_n \left(e^{eV_{pol}/k_B T} - 1 \right) e^{(x'_n - x)/L_p} \\ n'_p(x) - n_p = n_p \left(e^{eV_{pol}/k_B T} - 1 \right) e^{(x - x'_p)/L_m} \end{cases}$$

Pour $d_n \ll L_p$ et $d_p \ll L_m$:

$$\begin{cases} p'_m(x) - p_m = \frac{p_n}{d_n} \left(e^{eV_{pol}/k_B T} - 1 \right) (x_{cn} - x) \\ n'_p(x) - n_p = \frac{n_p}{d_p} \left(e^{eV_{pol}/k_B T} - 1 \right) (x - x_{cp}) \end{cases}$$

(pour $L_p = \infty$ et $L_m = \infty$, on retrouve les résultats du § précédent).

Voir figure 3

Courants de porteurs minoritaires

$$j'_p(x) = -e D_p \frac{\partial p'_m}{\partial x}$$

$$j'_n(x) = e D_n \frac{\partial n'_p}{\partial x}$$

$$n_p = \frac{n_i^2}{N_a}$$

$$p_n = \frac{n_i^2}{N_d}$$

$$\left\{ \begin{aligned} j'_p(x) &= \frac{e n_i^2 D_p}{N_d L_p \text{sh}\left(\frac{d_n}{L_p}\right)} \left(e^{eV_{pol}/k_B T} - 1 \right) \text{ch}\left(\frac{x_{cn} - x}{L_p}\right) \text{ dans région (n)} \\ j'_n(x) &= \frac{e n_i^2 D_n}{N_a L_m \text{sh}\left(\frac{d_p}{L_m}\right)} \left(e^{eV_{pol}/k_B T} - 1 \right) \text{ch}\left(\frac{x - x_{cp}}{L_m}\right) \text{ dans région (p)} \end{aligned} \right.$$

* Pour $d_n \gg L_p$ et $d_p \gg L_n$

$$\begin{cases} j_p'(x) = \frac{e n_i^2 D_p}{N d L_p} \left(e^{eV_{p0}/k_B T} - 1 \right) e^{(x_n - x)/L_p} & \text{région (n)} \\ j_n'(x) = \frac{e n_i^2 D_n}{N a L_n} \left(e^{eV_{p0}/k_B T} - 1 \right) e^{(x - x_p)/L_n} & \text{région (p)} \end{cases}$$

(Les courants de porteurs mineuritaires ont disparu avant d'atteindre le contact)

* Pour $d_n \ll L_p$ et $d_p \ll L_n$ (Pour $L_n = \infty$ et $L_p = \infty$ on retrouve les résultats de § précédent).

$$\begin{cases} j_p'(x) = \frac{e n_i^2 D_p}{N d d_n} \left(e^{eV_{p0}/k_B T} - 1 \right) & \text{dans région (n)} \\ j_n'(x) = \frac{e n_i^2 D_n}{N a d_p} \left(e^{eV_{p0}/k_B T} - 1 \right) & \text{dans région (p)} \end{cases}$$

Voir figure 4.

• Caractéristique

Le courant total traversant la jonction est la somme des courants d'e- et de trous en un même point

Hyp: j_n' et j_p' sont constants à la traversée de la ZCE

$$j_n'(x_p') = j_n'(x_n') \quad \text{et} \quad j_p'(x_n') = j_p'(x_p')$$

$$\begin{aligned} J &= j_n'(x_p') + j_p'(x_p') \quad (\text{le courant total est conservé}) \\ &= j_n'(x_p') + j_p'(x_n) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow J = J_s \left(e^{eV_{p0}/k_B T} - 1 \right)$$

$$\text{avec } J_s = \frac{e n_i^2 D_p}{N d L_p \operatorname{th}\left(\frac{d_n}{L_p}\right)} + \frac{e n_i^2 D_n}{N a L_n \operatorname{th}\left(\frac{d_p}{L_n}\right)}$$

$$\text{Si } d_n \ll L_p \text{ et } d_p \ll L_n \rightarrow J_s = \frac{e n_i^2 D_p}{N d d_n} + \frac{e n_i^2 D_n}{N a d_p} \quad \left(\operatorname{th}\left(\frac{d_n}{L_p}\right) \approx \frac{d_n}{L_p} \right)$$

$$\text{Si } d_n \gg L_p \text{ et } d_p \gg L_n \rightarrow J_s = \frac{e n_i^2 D_p}{N d L_p} + \frac{e n_i^2 D_n}{N a L_n} \quad \left(\operatorname{th}\left(\frac{d_n}{L_p}\right) \approx 1 \right)$$

Retour sur la durée de vie des porteurs minoritaires et l'équation d'évolution

Situation: Soit un semi-conducteur dans lequel n et p sont éloignés de leur valeur à l'équilibre. Comment est-ce que les porteurs reviennent à leur situation d'équilibre ?

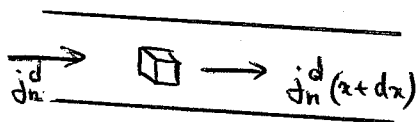
ex: Soit 1 barreau semi-conducteur dopé p excité en surface par un rayonnement peu pénétrant (énergie des photons: 3-4eV \rightarrow coefficient d'absorption $\alpha \approx 10^6 \text{ cm}^{-1}$, on trouve $\frac{I}{I_0}$ à 10nm de la surface)

Voir figure 5

Les e^- diffusent à l'intérieur du barreau et créent un courant de diffusion

Hyp: $\exists \Delta n_0$ à la surface du barreau et on suppose un régime de faible injection $\Delta n_0 \ll p_0$ (l'excès de porteurs par rapport au régime d'équilibre est faible devant la densité de porteurs majoritaires).

Bilan



élément de volume = $1 \times dx$

Variation du nombre de porteurs par unité de temps dans cet élément de volume

- nombre de porteurs qui entrent : $\frac{j_n^d(x)}{-e}$
- nombre de porteurs qui sortent : $\frac{j_n^d(x+dx)}{-e}$
- nombre de porteurs créés : $g_n dx$
- nombre de porteurs qui disparaissent : $\tau_n dx$

g_n : taux de génération d' e^-

(création d' e^- résultant de l'excitation du semiconducteur par 1 source extérieure : excitation optique, injection électrique, irradiation par des particules ...)

r_n : taux de recombinaison des e^-

La recombinaison d'1 e^- avec 1 trou dans le semiconducteur peut se produire soit directement par la rencontre des 2 particules, soit indirectement par l'intermédiaire d'une impureté

$$r_n = \frac{\text{nombre de porteurs en excès}}{\text{durée de vie}} = \frac{\Delta n}{\tau_n}$$

→ Equation d'évolution:
$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial j_n(x)}{\partial x} + g_n - \frac{\Delta n}{\tau_n}$$

Ici $g_n = 0$ (pas d'excitation en volume)

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n}$$

Eclairement permanent \Rightarrow régime stationnaire $\Rightarrow \frac{\partial n}{\partial t} = 0$

→
$$\frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n D_n} = 0$$

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-x/L_n}$$

avec $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$

longueur de diffusion des électrons

Rmq:
$$\left. \begin{array}{l} D_n \# 10^{-3} \text{ m}^2\text{s}^{-1} \\ \tau_n \# 10^{-6} \text{ s} \end{array} \right) \rightarrow L_n \# 10 \mu\text{m}$$

JONCTION P-N A L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

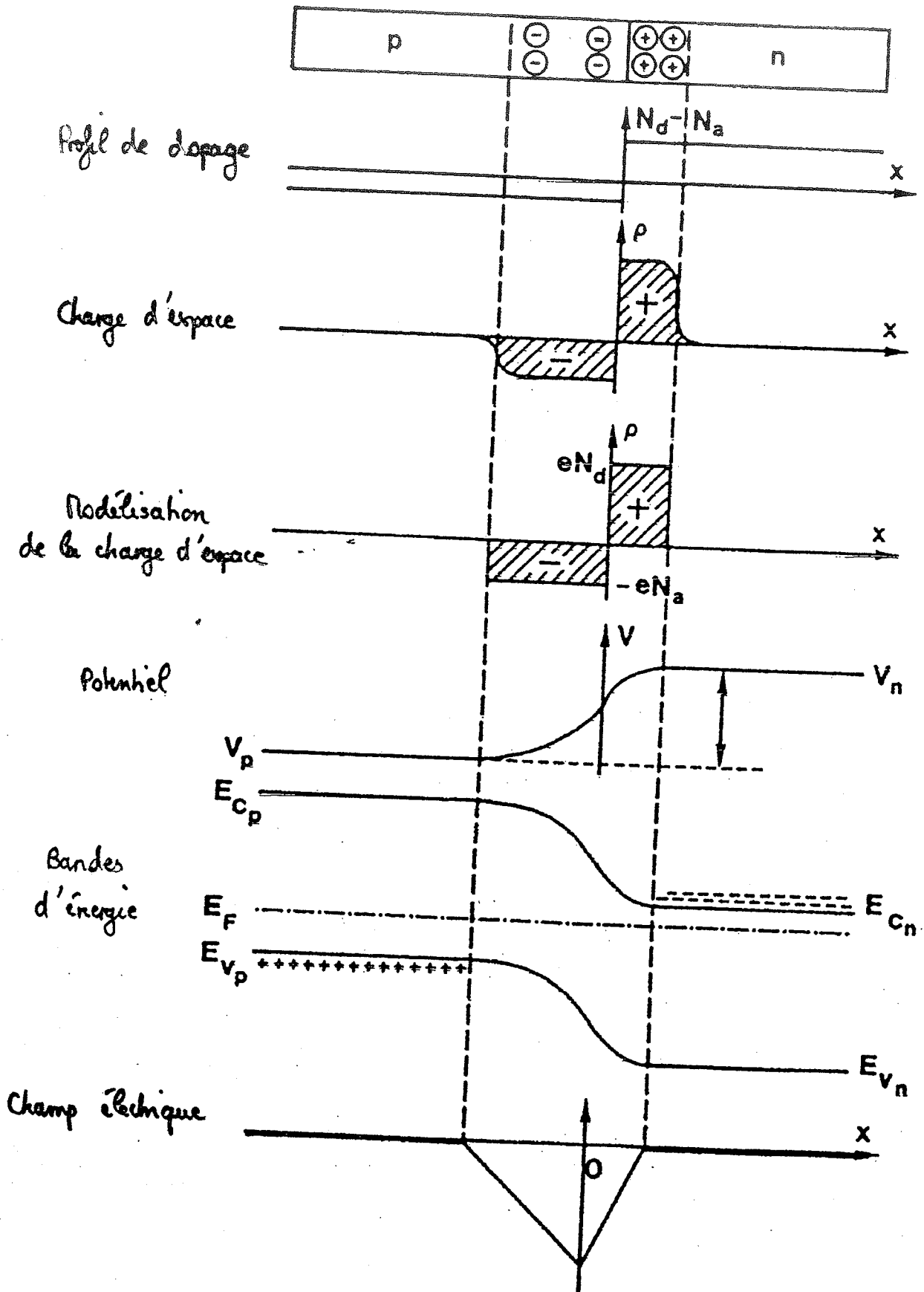


Figure 1

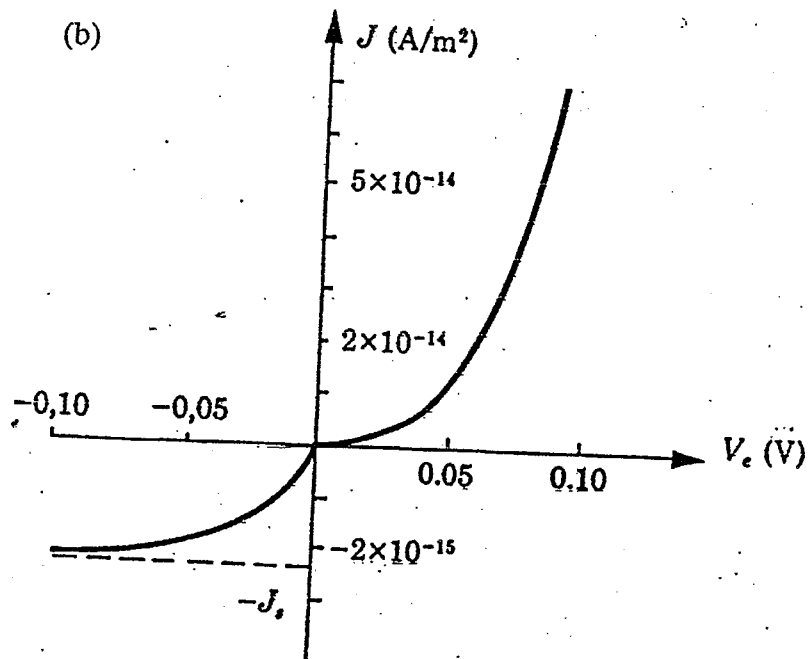
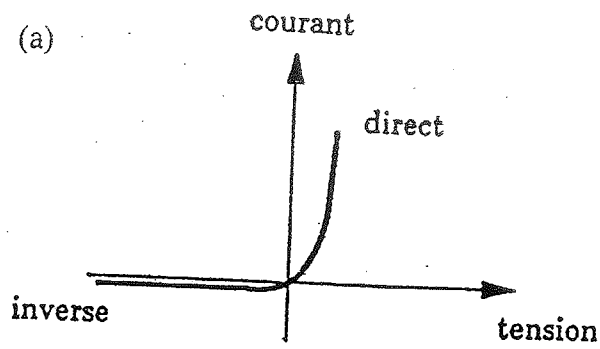
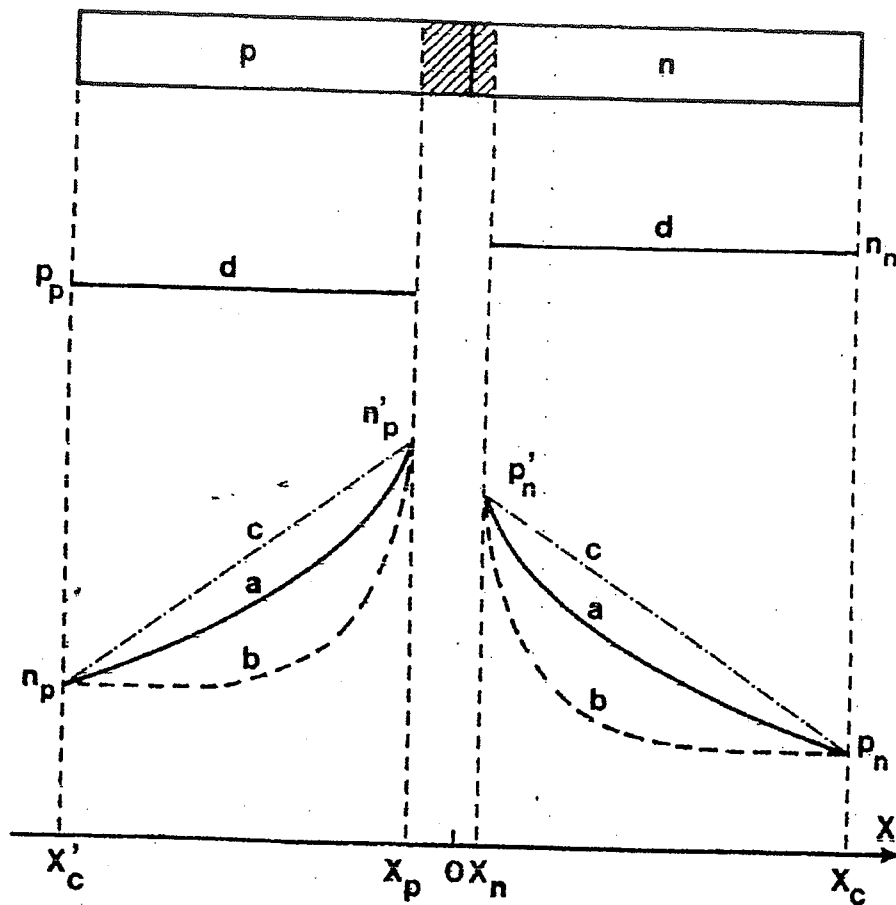


Fig. 10 : Caractéristique courant-tension d'une jonction p - n. (a) échelle linéaire ; (b) vue grossie de la région voisine de l'origine. L'échelle des densités de courant est dilatée 10 fois en sens inverse, ce qui cause la rupture de pente sur le dessin.

Figure 2

Distribution des porteurs minoritaires et majoritaires dans chacune des régions



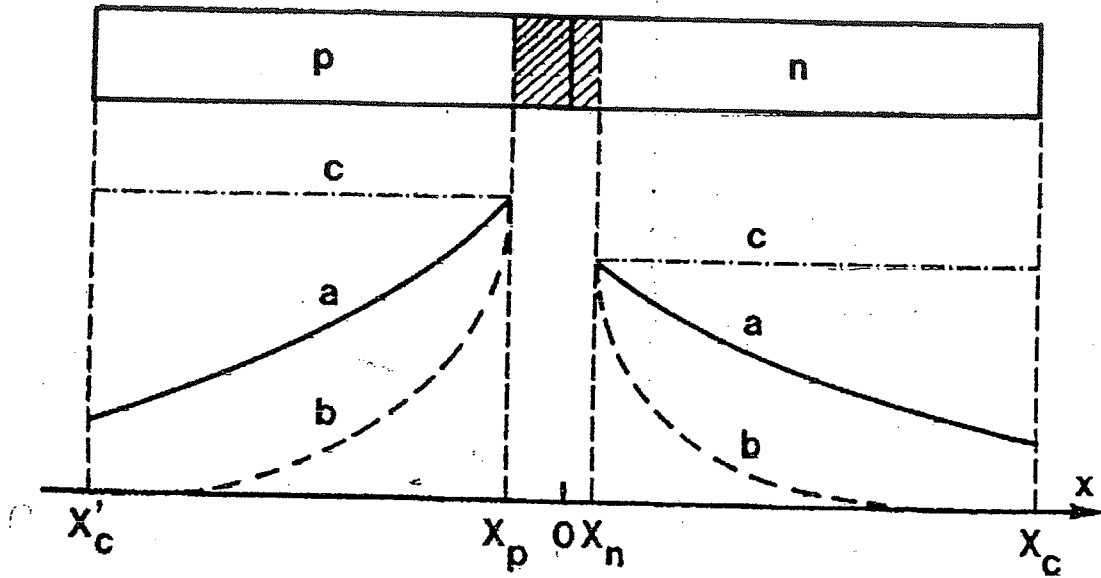
(a) Expression complète

(b) Longueurs des régions neutres plus grandes que les longueurs de diffusion

(c) Longueurs des régions neutres plus petites que les longueurs de diffusion

Figure 3

Courants de porteurs minoritaires



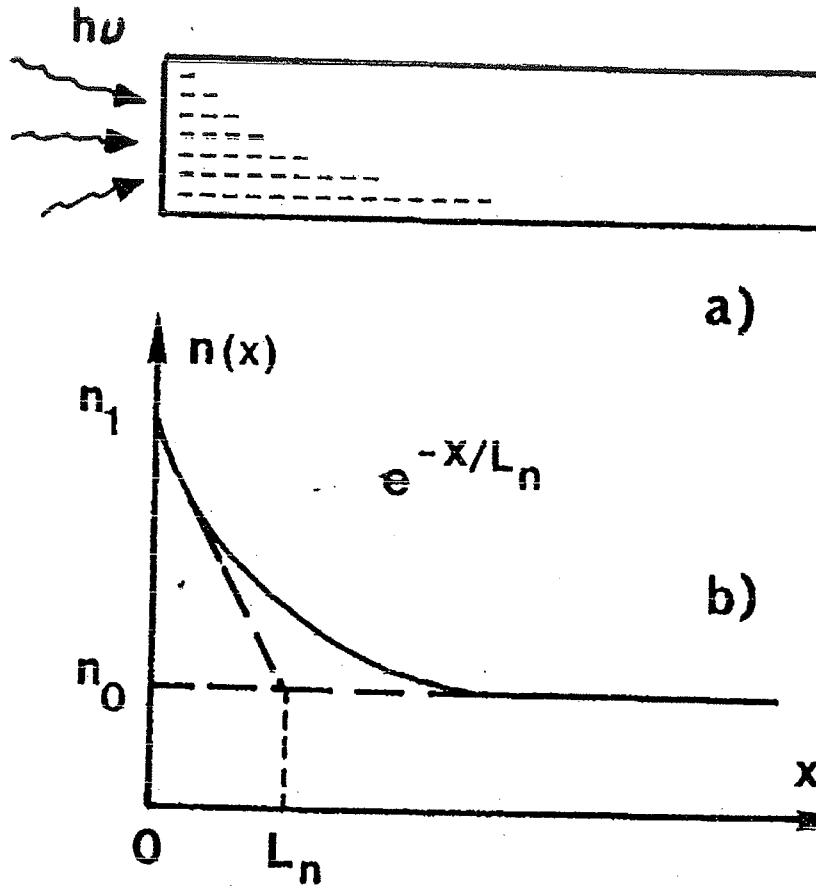
(a) Expression complète

(b) Longueurs des régions neutres plus grandes que les longueurs de diffusion

(c) Longueurs des régions neutres plus petites que les longueurs de diffusion

Figure 4

Longueur de diffusion



- a) Barreau de SC dopé p excité en surface par un rayonnement peu pénétrant
- b) La densité de porteurs en excès décroît exponentiellement.
 L_n est appelée longueur de diffusion des électrons dans le matériau de type p.

Figure 5

