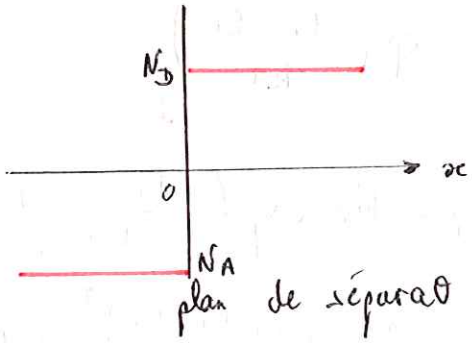
JONCTION PN

1 Introduct°

On suppose la jonct° abrupte et plane.

abrupte : Δ entre n^b donneurs (N_D) et n^b accepteurs (N_A) varie en marche d'escalier.



en réalité : région de transit° → il faut que la variat° se localise à - de 0,1 µm. Sinon cette théorie "abrupte" n'est pas valable.

2 Région de charge d'espace ou de déplétion ou d'épuisemt

21 Potentiel de diffusion, largeur de la SC

211 eq thermodyn

T = cte, pas de potentiel appliqué, T est telle que tous les d et tous les a sont ionisés

On appellera : p_p : n^b de trous ds la région p
p_n : ——— n
n_p : ——— e^- ——— p
n_n : ——— n

p_p et n_n : majoritaires
p_n et n_p : minoritaires

n_i : n^b de porteurs intrinsèques
E_i : niveau de Fermi ds le SC intrinsèq.

région p : le n° de donneurs est nul, N_A est le n° d'accepteurs.

on a : $p_p = N_A + n_p$ avec $n_p \ll N_A$

si on appelle N_C : n° de places disponibles dans BC
N_V : ——— BV.

$$\rightarrow \quad n_p = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right)$$

$$\rightarrow \quad n_i = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_i}{kT}\right)$$

$$\rightarrow \quad \boxed{n_p = n_i \exp\left(-\frac{E_i - E_F}{kT}\right)}$$

de même : $p_p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right)$ $\qquad n_p \cdot p_p = n_i^2$

$$\rightarrow \quad \boxed{p_p = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right) \simeq N_A}$$

$$\rightarrow \quad \frac{E_i - E_F}{kT} \simeq \ln \frac{N_A}{n_i}$$

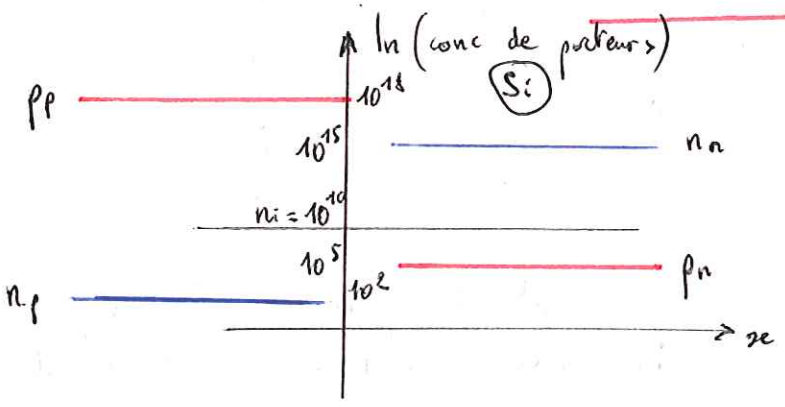
région n :

$$N_D + p_n = n_n$$

$$n_n = n_i \exp\left(\frac{E_C - E_i}{kT}\right) \simeq N_D$$

$$p_n = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right)$$

$$\rightarrow \quad \frac{E_F - E_i}{kT} \simeq \ln \frac{N_D}{n_i}$$

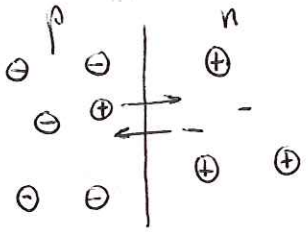


répartition des porteurs

$N_A = 10^{18}/cm^3$

$N_D = 10^{15}\ cm^{-3}$

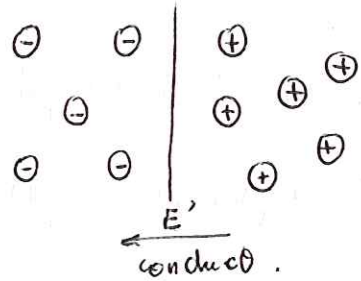
à $t = 0$:



tendance des trous à aller par diffusion de la gauche vers la droite. Tendance inverse des e^-.

Qd les e^- arrivent en p, au bout d'1 certain temps t, il y aura en recombinaisons e^- / trous (p) et repoussem^t e^-/e^-.

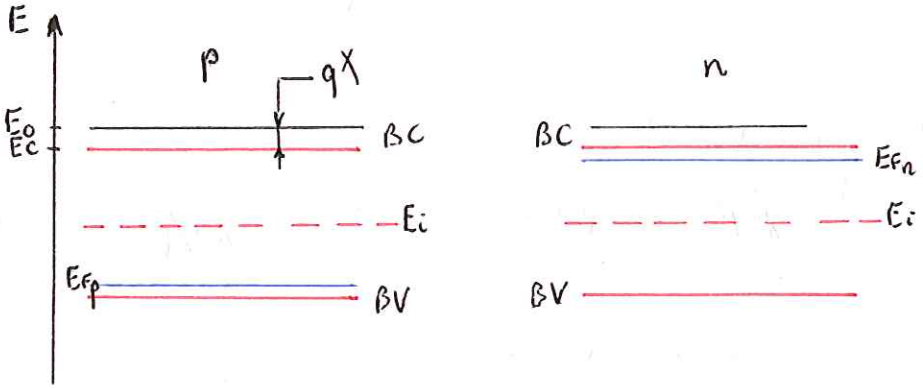
→



→ créaθ d'1 champ E qui fait circuler les porteurs en sens inverse.

→ équilibre du courant de diffusion et du courant de conducθ dû au champ E. ∃ qd m̂ 1 région vide de charge libres, SC.

Etude de la m̂ chose à l'aide du schéma de bandes :



X : affinité electronique du SC. Caractéristique du matériau.

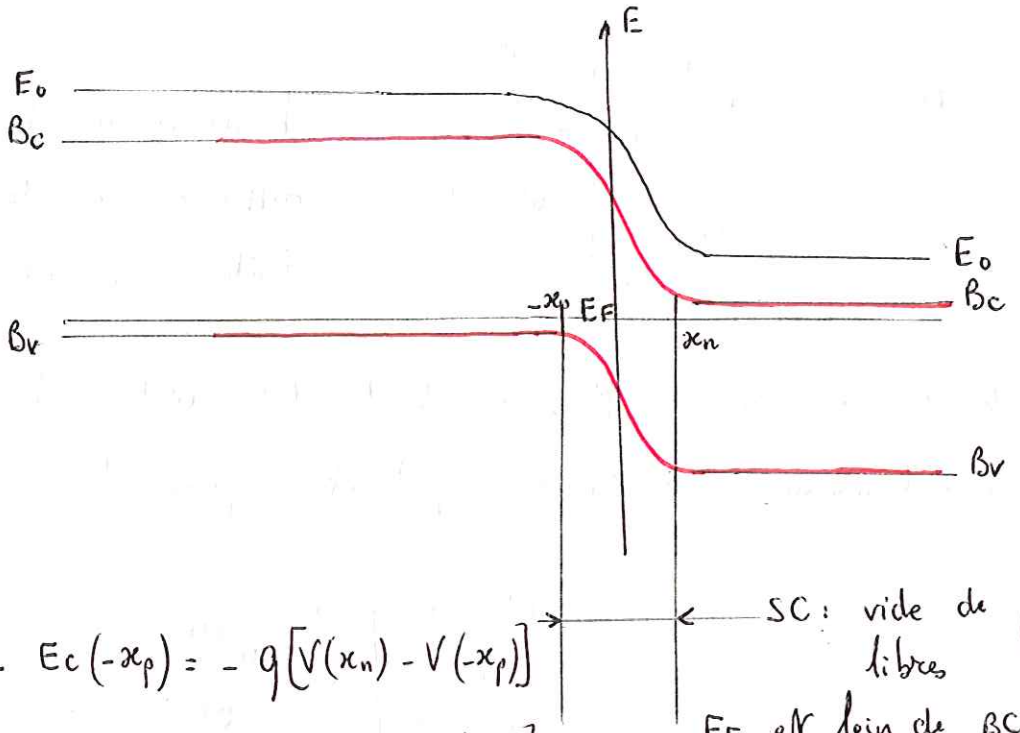
Eo : E d'1 e^- au repos à l'∞ de tte charge.

→ $-qX = E_c - E_o$

$q\phi_s = E_F - E_o$

ϕ_s = potentiel de sortie d'1 e^-. = f (dopage)

syst en éq : niveau de Fermi ct → origine des E.



E_F est loin de BC et de BV

$$E_c(x_n) - E_c(-x_p) = -q\left[V(x_n) - V(-x_p)\right]$$

$$E_i(x_n) - E_i(-x_p) = -q\left[V(x_n) - V(-x_p)\right]$$

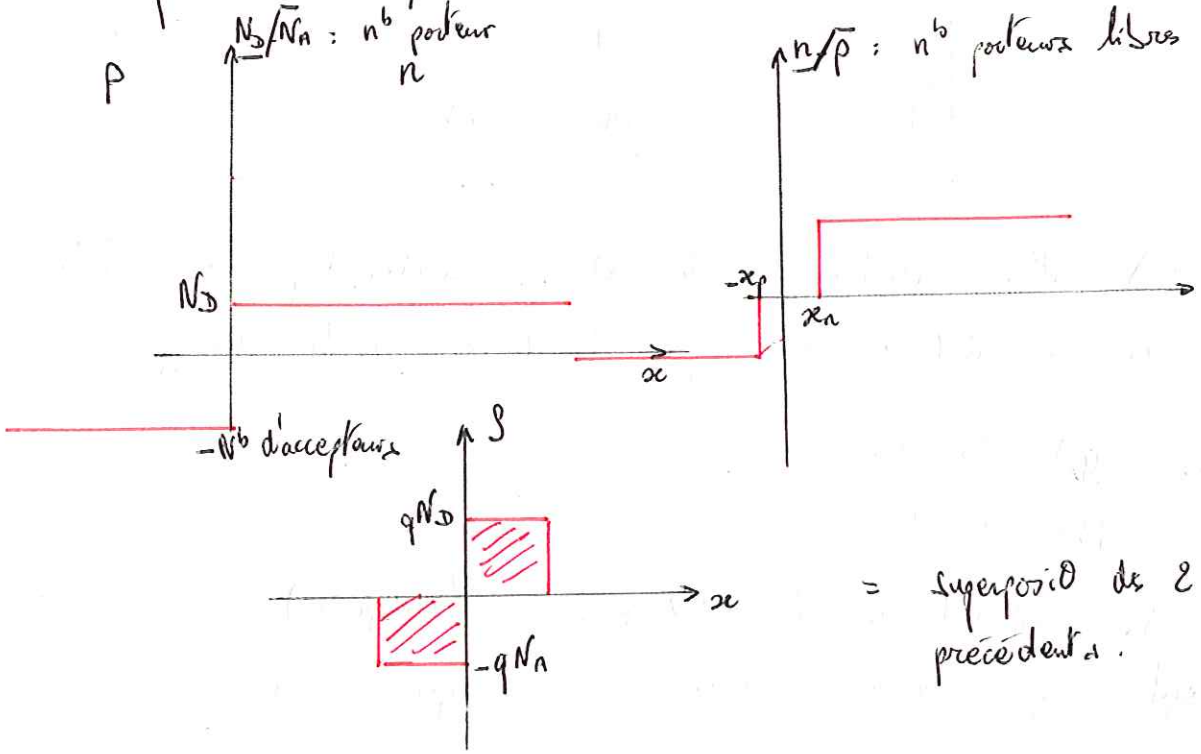
E' dérive de V

$$\frac{E_i - E_F}{kT} = \ln\frac{N_A}{n_i} \quad ; E_F = 0 \rightarrow E_i(-x_p) = kT \ln\frac{N_A}{n_i}$$

$$\frac{E_F - E_i}{kT} = \ln\frac{N_D}{n_i} \quad ; E_F = 0 \rightarrow E_i(x_n) = -kT \ln\frac{N_D}{n_i}$$

$$V(x_n) - V(-x_p) = V_{int(0)} = \frac{kT}{q} \ln\frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

répartition du potentiel à l'éq :



= superposition des 2 schémas précédents.

en dehors de SC : le ½ cond n'est pas soumis à 1 champ elec.

→ $\int_{\text{intS}} \text{charge} = 0$: $\Sigma q = 0$

→ $-qN_A x_p + qN_D x_n = 0$

$-qN_A x_p$: n° de charges situées à gauche ; $qN_D x_n$: à droite

→ $\frac{N_A}{N_D} = \frac{x_n}{x_p}$: les 2 surfaces précédentes sont égales. (1)'

appliquons l'équation de Poisson à la SC : $\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{\rho}{\varepsilon}$

$-x_p < x < 0$: $\frac{d^2V}{dx^2} = +qN_A/\varepsilon = -\frac{dE}{dx}$ (1)

$0 < x < x_n$: $\frac{d^2V}{dx^2} = -qN_D/\varepsilon = -\frac{dE}{dx}$ (2)

$E(-x_p) = E(x_n) = 0$

or $V_{int(0)} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$

(1) → $E = -\frac{qN_A}{\varepsilon} x + cte$

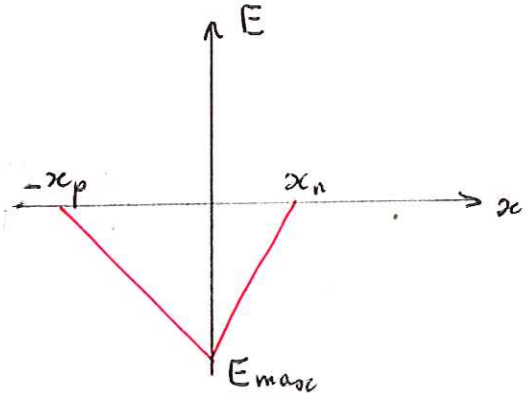
(2) → $E = \frac{qN_D}{\varepsilon} x + cte'$

$x = -x_p$: $E = 0 = \frac{qN_A}{\varepsilon} x_p + cte$

$x = x_n$: $E = 0 = \frac{qN_D}{\varepsilon} x_n + cte'$

$\frac{N_A}{N_D} = \frac{x_n}{x_p}$ → $cte = cte'$

→ $\begin{cases} E = -\frac{qN_A}{\varepsilon}(x + x_p) \\ E = +\frac{qN_D}{\varepsilon}(x - x_n) \end{cases}$



(p) $\begin{cases} V = \frac{qN_A}{\varepsilon}\left(\frac{x^2}{2} + x_p x\right) + cte \end{cases}$

(n) $\begin{cases} V = -\frac{qN_D}{\varepsilon}\left(\frac{x^2}{2} - x_n x\right) + cte' \end{cases}$

continuité du potentiel au milieu, E de forme parabolique.

$$V_{int}(0) = V(x_n) - V(-x_p)$$

$$= + \frac{qN_D}{\varepsilon}\left(\frac{x_n^2}{2}\right) + \frac{qN_A}{\varepsilon}\frac{x_p^2}{2}$$

① ' → $$V_{int}(0) = \frac{q}{2\varepsilon} x_n^2 \left[N_D + N_A \frac{N_D^2}{N_A^2}\right]$$

→ $$x_n^2 = \frac{2 V_{int}(0)\,\varepsilon}{q N_D}\left(\frac{N_A}{N_A + N_D}\right)$$

par symétrie → $$x_p^2 = \frac{2 V_{int}(0)\,\varepsilon}{q N_A}\left(\frac{N_D}{N_A + N_D}\right)$$

on "peut" remarquer que : $$E_{max} = \frac{2 V_{int}(0)}{x_n + x_p}$$

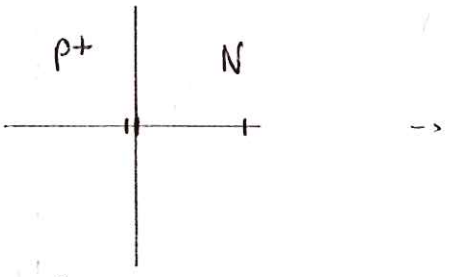
212 Jonc0 P+N eq Hem

$N_A \gg N_D$: $\frac{N_D}{N_A} \downarrow\downarrow$

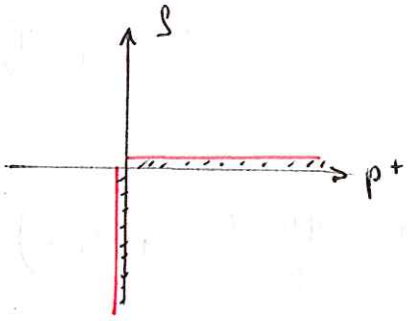
$$x_n^2 = \frac{2 V_{int_0}\,\varepsilon}{q}\frac{N_A}{N_D(N_A+N_D)} \simeq \frac{2 V_{int_0}\,\varepsilon}{q}\cdot\frac{1}{N_D}$$

$$x_p^2 = \frac{2 V_{int_0}\,\varepsilon}{q}\frac{N_D}{N_A(N_A+N_D)}$$

→ $x_p \ll x_n$

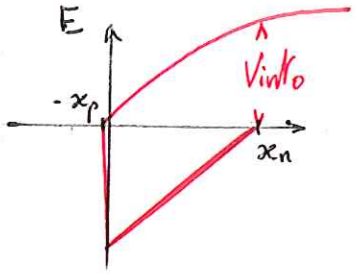


→



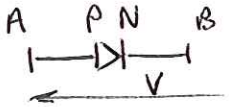
$N_A = 10^{18}\ cm^{-3}$
$N_D = 10^{15}\ cm^{-3}$
} $x_p = \frac{x_n}{1000000}$

champ max : $|E_{max}| \simeq \frac{2\,V_{int0}}{x_n}$



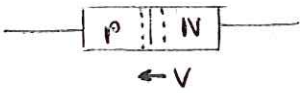
Hr le champ électrique se trouve ds la région n.
Les propriétés essentielles de la jonc0 sont dominées par la région la + dopée.
la chute de potentiel se fait ds —— N.

213 jonc0 polarisée V (hors éq)



V>0 : direct. V<0 : inverse.

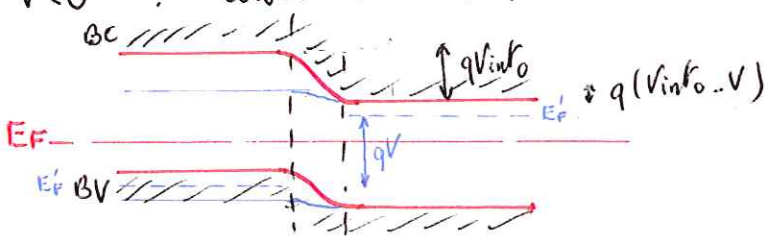
polarisa0 direct : courant ↗
—— inverse : —— ↘



Hr la tension est appliquée à sc (supposé).

-> on néglige les chutes de pot ds les zons neutres.
contact sc/Métal = ohmiques.
la ddp est appliquée à la barrière de pot.

-> pour 1 e^- : chute de pot entraine $-qV$.
-> e vue par l'e^- est diminuée de qV
si V>0 : la dénivella0 entre bande côté p et n va se trouver ↓.
V<0 : contraire : ↗.



dénivella0 entre bande ↓ -> les porteurs passent facilement de p -> n.
la zone de sc ↓.

pour $V < 0$: $-qV > 0$ → la ≠ entre p et N ↗ : $q(V_{int_0} + \lvert V \rvert)$

→ les porteurs passent plus difficilement, voire infranchissable.

la zone SC est ↗.

213 Capa de la zone SC

zone SC : vide de porteurs → capa.

→ $C = \dfrac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{x_n + x_p}$ par u de surface

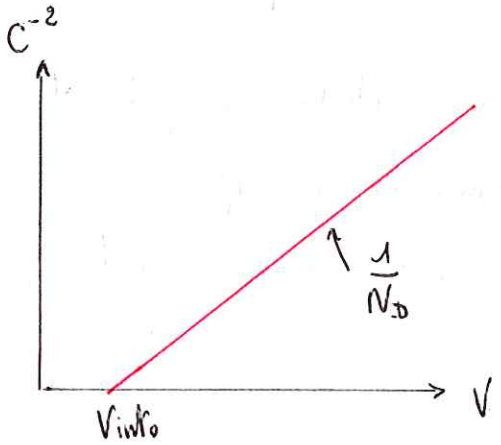
→ $C^2 = \dfrac{\varepsilon^2}{x_n^2 + x_p^2 + 2 x_n x_p}$

$= \dfrac{q\varepsilon}{2V_{int_0}} \dfrac{N_D + N_A}{\frac{N_A}{N_D} + \frac{N_D}{N_A} + 2}$

→ $\boxed{C = \sqrt{\dfrac{q\varepsilon}{2V_{int_0}} \dfrac{N_A N_D}{N_D + N_A}}}$ par u de S. $V_{int} = V_{int_0} - V$

cas de la jonc0 p^+N : $N_D \ll N_A$

→ $C = \sqrt{\dfrac{q\varepsilon N_D}{2V_{int_0}}}$

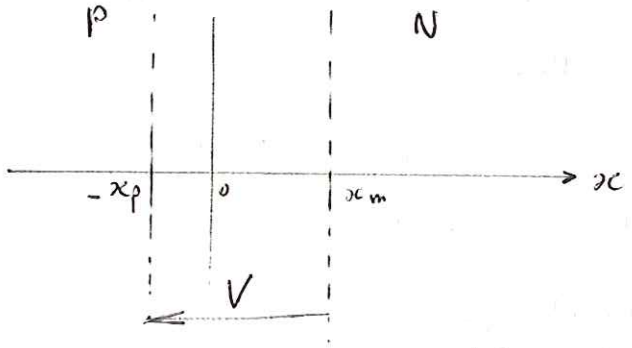


mesure de capa permet d'atteindre N_D et V_{int_0}.

3 Caractéristique courant Tension

31 Cas idéal : théorie de Schockley

étude des lim de la zone SC



- eq Herm :

$$n_i^2 = N_A N_D \exp\left(-\frac{qV_{int_0}}{kT}\right)$$

région p : n^b de trous à l'éq ds cette région : $p_{p_0} \simeq N_A$

$$n_i^2 = p_n \rightarrow n_{p_0} \simeq N_D \exp\left(-\frac{qV_{int_0}}{kT}\right)$$

valable jusqu'à $-x_p$.

région n : $n_{n_0} \simeq N_D$

$$\rightarrow p_{n_0} \simeq N_A \exp\left(-\frac{qV_{int_0}}{kT}\right)$$

valable à partir de x_n

- applicat° de V :

on suppose la ℓ ℓ des majoritaires et inchangée.

$$\rightarrow p_p = p_{p_0} = N_A$$

on suppose la minoritaire tels que :

$$\underset{(-x_p)}{n_p} = N_D \exp\left(-\frac{qV_{int}}{kT}\right)$$

$$= n_{p_0} \exp\left(+\frac{qV}{kT}\right)$$

$\Rightarrow$ $V>0$: n^b de minoritaire ↗ : injec° de porteur minoritaires.

$V<0$: ↘ :

$n_n \simeq N_D$, $\underset{(x_n)}{p_n} \simeq N_A \exp\left(-\frac{qV_{int}}{kT}\right) = p_{n_0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$

jonc° $P^+ N$ Si

propriétés liées à la région la - dopée : $N_D = 10^{15}\ cm^{-3}$

$n_i = 10^{10}\ cm^{-3}$

$\rightarrow \quad p_{no} = 10^5\ cm^{-3}$

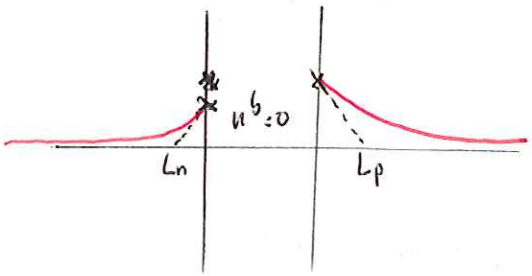
$V = 0{,}4\ V$: $p_n(x_n) = 10^5 \exp\left(\frac{0{,}4}{kT}\right) = 10^{12}\ cm^{-3} \simeq 10^7\, p_{no}$

$n_n(x_n) - N_D = p_n(x_n) - p_{no}$

10^{12} $\quad N_D \simeq 10^{15}$ $\quad 10^{12}$

$\longrightarrow$ n° de majoritaires n'a pas bougé.

n° de minoritaires $\times\ 10^5$



étudions l'extérieur de la zone de SC :

* répartition des minoritaires :

éq de courant : $j_n = q_n \mu_n E + q D_n \frac{dn}{dx}$

$j_p = q_p \mu_p E + q D_p \frac{dp}{dx}$

$$\frac{dn}{dt} = 0 = -\frac{n - n_o}{\tau_n} + \frac{1}{q}\frac{dj_n}{dx}$$

$$\frac{dp}{dt} = 0 = -(p - p_{no})/\tau_p - \frac{1}{q}\frac{dj_p}{dx}$$

champ élec à l'ext de SC = 0 puisqu'il est appliqué seulement à SC.

$\rightarrow$ néglige $q_p \mu_n E$

région p : mino = e^-

$$0 = -\frac{n - n_o}{\tau_n} + \frac{1}{q}\frac{\partial j_n}{\partial x} = -\frac{n - n_o}{\tau_n} + \frac{q}{q} D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$$

$$\rightarrow \boxed{\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n - n_0}{D_n \tau_n} = 0} \qquad \text{pour} \quad x < -x_p$$

région n :

$$\boxed{\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_0}{D_p \tau_p} = 0} \qquad \text{pour} \quad x > x_n$$

p_0 et n_0 = cte $\Rightarrow$ $\dfrac{\partial^2 (p - p_0)}{\partial x^2} = + \dfrac{p - p_0}{D_p \tau_p}$ id pour $n - n_0$.

$$\rightarrow \quad r^2 - \frac{1}{D_n \tau_n} = 0$$

$$\rightarrow \quad n - n_0 = A \exp - \frac{x}{\sqrt{D_n \tau_n}} + B \exp \frac{x}{\sqrt{D_n \tau_n}}$$

$$p_n - p_0 = A' \exp - \frac{x}{\sqrt{D_p \tau_p}} + B' \exp \frac{x}{\sqrt{D_p \tau_p}}$$

a : jonc0 longue :

$\sqrt{D_n \tau_n} = L_n$ $\qquad$ $\sqrt{D_p \tau_p} = L_p$ $\qquad$ on néglige x_p et x_n en les prenant ô origine.

long si $W_n \gg L_n$ et $W_p \gg L_p$

q^d $x = W_n$: $\dfrac{W_n}{n_p}$ $\rightarrow$ $B' = 0$ sinon n^b mino ??

q^d $x = -W_p$: et $A = 0$

$$\rightarrow \quad p - p_{n_0} = \underbrace{\left(p_{n_0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - p_{n_0} \right)}_{p_n(0)} \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right)$$

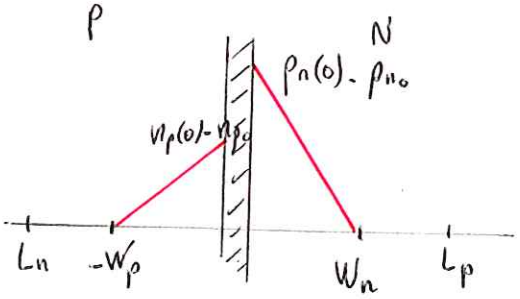
$p_n(0) - p_{n_0} = A'$ $\rightarrow$ exponentielle décroissante

$$n(x) - n_0 = \left(n_{p_0} \exp \frac{qV}{kT} - n_{p_0} \right) \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right)$$

$$p_n(0) = p_{n_0} \exp \frac{qV}{kT}$$

b : jonc0 courte :

SC r_j petite devant L_p et L_n, mais $W_n \ll L$.



$x < L$

$$\rightarrow \quad n_p(x) - n_0 \simeq A\left(1 - \frac{x}{L_n}\right) + B\left(1 + \frac{x}{L_n}\right) \quad \text{dév lim.}$$

$$n_p(W_p) - n_{p_0} = 0 \simeq A\left(1 - \frac{W_p}{L_n}\right) + B\left(1 + \frac{W_p}{L_n}\right)\frac{x}{L_p}$$

$$\rightarrow \quad n(x) - n_0 = \left(n(0) - n_0\right)\frac{W_p - |x|}{W_p} \quad \text{région } p \quad x < -x_p$$

$$\rightarrow \quad p(x) - p_0 = \left(p(0) - p_0\right)\frac{W_n - |x|}{W_n} \quad \text{région } n \quad x > x_n$$

Calculons le courant :

densité de courant des minos ds les zones neutres.

$$j_p = -q D_p \frac{\partial p}{\partial x} \qquad j_n = q D_n \frac{\partial n}{\partial x} \qquad \cancel{\text{courte}}$$

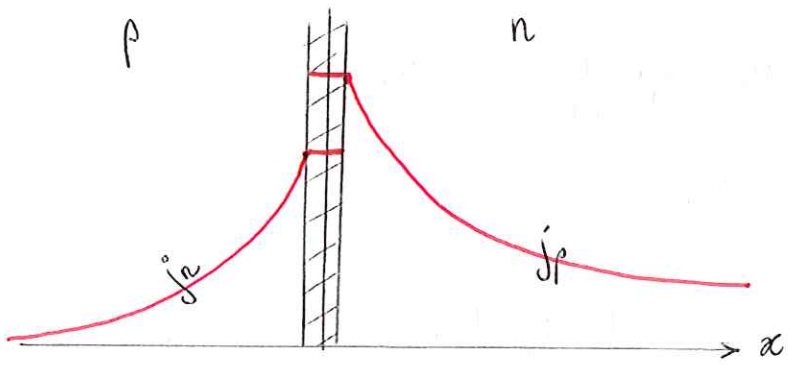
a j_c longue :

région n :

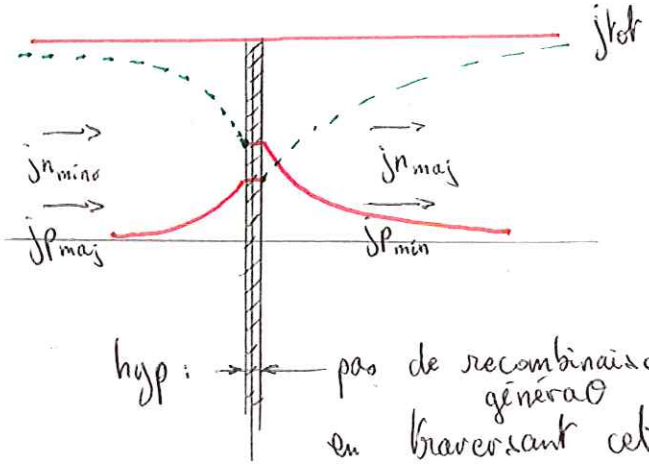
$$j_p = -\frac{q D_p}{L_p}\left(p_{n_0} \exp\frac{qV}{kT} - p_{n_0}\right)\exp\left(-\frac{x}{L_p}\right)$$

région p :

$$j_n = \frac{q D_n}{L_n}\left(n_{p_0} \exp\frac{qV}{kT} - n_{p_0}\right)\exp\left(+\frac{x}{L_n}\right)$$



$j_{tot} = j_{maj} + j_{min}$



hyp : pas de recombinaisons de paire e-t, générao en traversant cette zone, la densité de courant ne change pas.

$(\bar{x}_p x_n) \simeq 0$

Les 2 densités restent ds, donc la densité de courant totale reste constante ⟶ le courants maj ↓ et ↗ en p et n

Côté p, en $\bar{x}_p$, on connaît j_{pmaj} et j_{nmin}, donc j_{tot}.

$$\rightarrow \quad \frac{qD_p}{L_p} p_{no}\left(\exp\frac{qV}{kT} - 1\right) + \frac{qD_n}{L_n} n_{po}\left(\exp\frac{qV}{kT} - 1\right) = j_{tot}(o).$$

→ Très près de la jonc0, le courant est beaucoup + dû aux minoritaires.

$$\underline{j_{tot} = j_s\left(\exp\frac{qV}{kT} - 1\right)} \quad \text{où} \quad \underline{j_s = \frac{qD_p}{L_p} p_{no} + \frac{qD_n}{L_n} n_{po}}$$

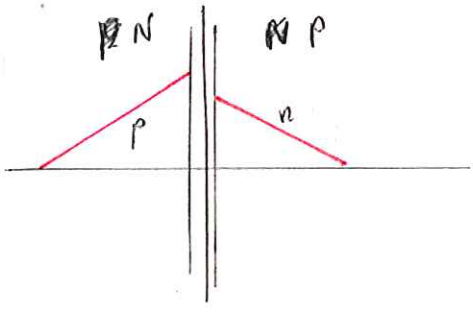
j_s est le courant de saturao.

$$\rightarrow \quad j_s = \left(\frac{qD_p}{L_p}\cdot\frac{1}{N_D} + \frac{qD_n}{L_n}\cdot\frac{1}{N_A}\right) n_i^2$$

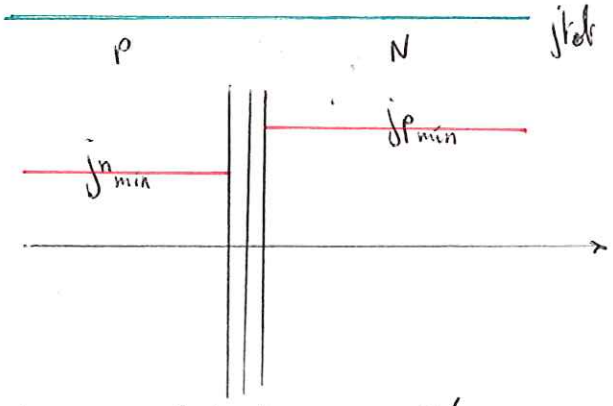
on a l'expression de j_s en fct du dopage du semi cond.

♣ jonc0 courte :

Profil des porteurs linéaire.



la dens de courant des minos est cte (dérivé d'1 droite = cte).



alors $L_p \to W_n$ et $L_n \to W_p$

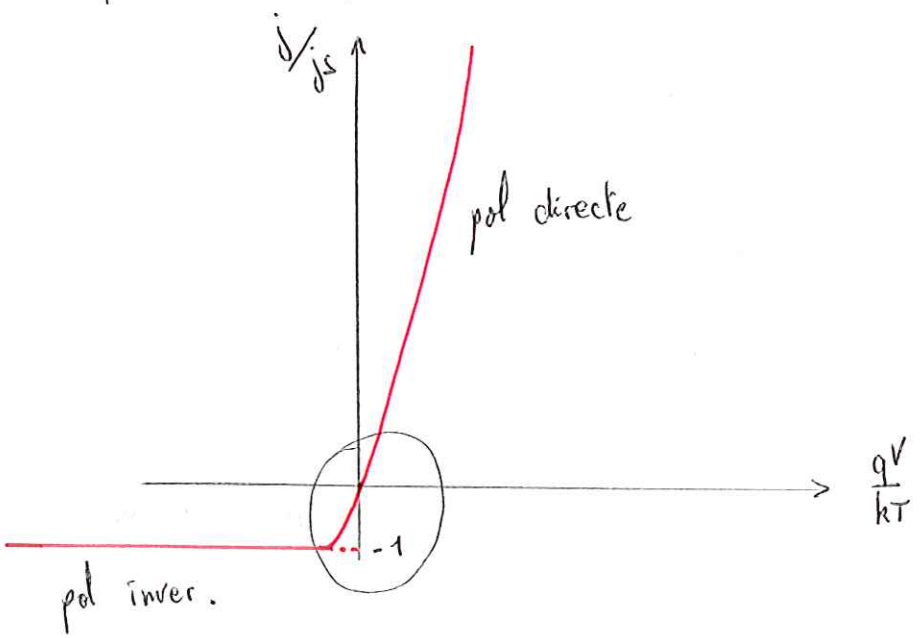
Le courant js d'1 jonc0 courte sera + gd que le courant d'1 jonc0 longue, pour les mê matériaux (dopage), car les $W < L$

Ds le 2 cas, si $V<0$, l'exp négligeable devant 1, et $J \simeq -J_s$.

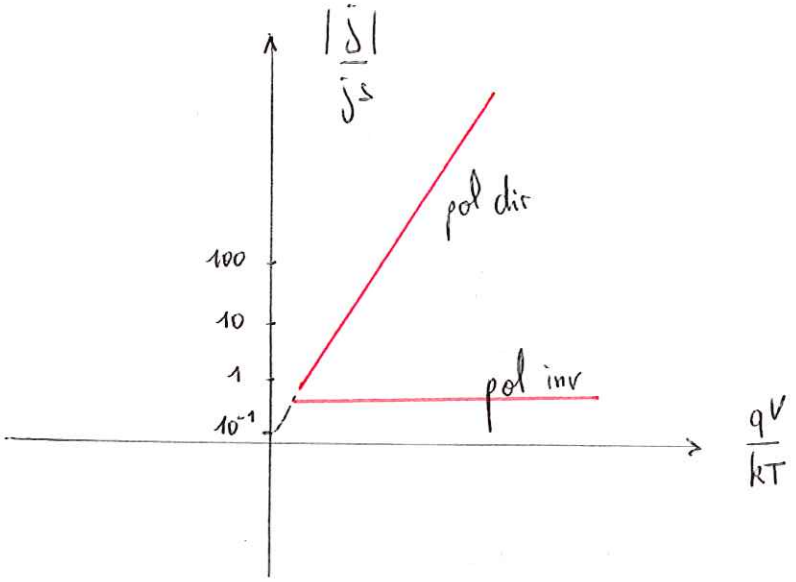
si $V>0$, 1 ——— ——— l'exp, et

$$j \simeq j_s \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

Caractéristique de la jonc0 :



ou :



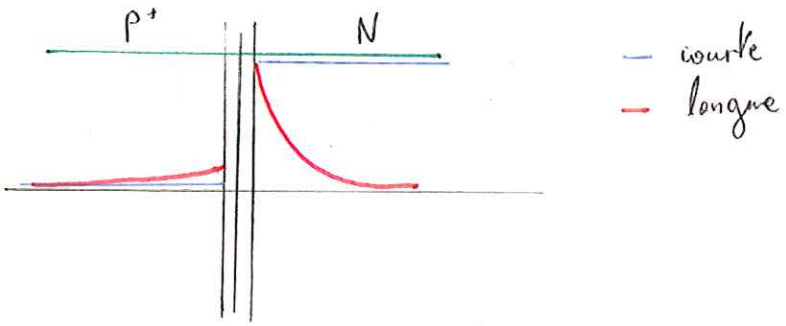
ds les hyp de Schottkley.

C jonc0 P⁺N :

$N_A \gg N_D \rightarrow \frac{1}{N_A} \ll \frac{1}{N_D}$

$\rightarrow j_S = \frac{q D_p}{L_p} \frac{1}{N_D} n_i^2$

→ la densité de courant totale est ~ due à la dens de cou des ℓ minoritaires de la région n.



4 Dépendance du courant avec T

En fc0 de T, essentiellem⁺ le n^b de porteurs intrinsèque joue. Aussi de D, L, mais beaucoup - influants.

$$n_i^2 = T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$$

→ en pol dir :

$$j_{tot} = j_s \exp \frac{qV}{kT}$$

$$\rightarrow \quad j_{tot} = T^3 \exp\left(\frac{qV - E_g}{kT}\right)$$

$$\rightarrow \quad \frac{dj}{j} = \left(\frac{3T^2}{T^3} - \frac{qV - E_g}{kT^2}\right) dT$$

$$\rightarrow \quad \frac{dj}{dT} = j\left[3 + \frac{E_g - qV}{kT}\right] \cdot \frac{1}{T}$$

→ on choisit 1 mat à large bande interdite, et la tension est comprise entre $\frac{kT}{q}$ (tension thermique) et E_g. Pour mesurer T.

$$\frac{kT}{q} < V < E_g$$

5 Diode en petits signaux

pol dir V_0, superpos° d'1 signal ~ de pulsa° ω :

$$\rightarrow \quad V(t) = V_0 + V_1 \exp j\omega t$$

il faut $V_1 \ll V_0$ (petits signaux), mais $qV_1 \gg kT$, car tension thermique ≃ bruit de fond.