

CHAP 12

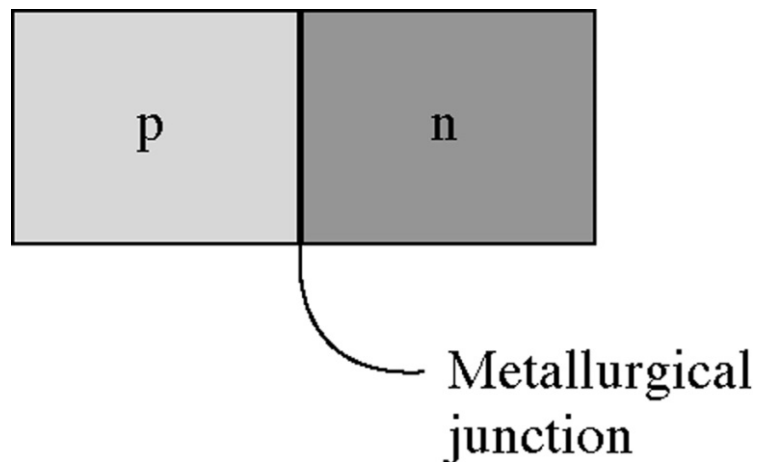
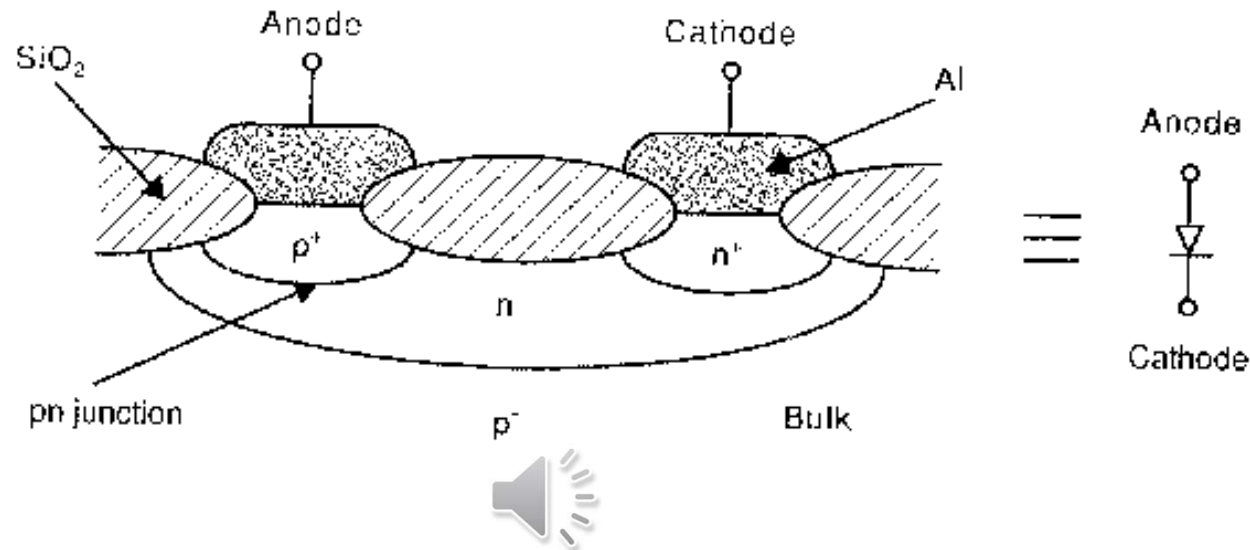


Homo-jonction à semi-conducteur

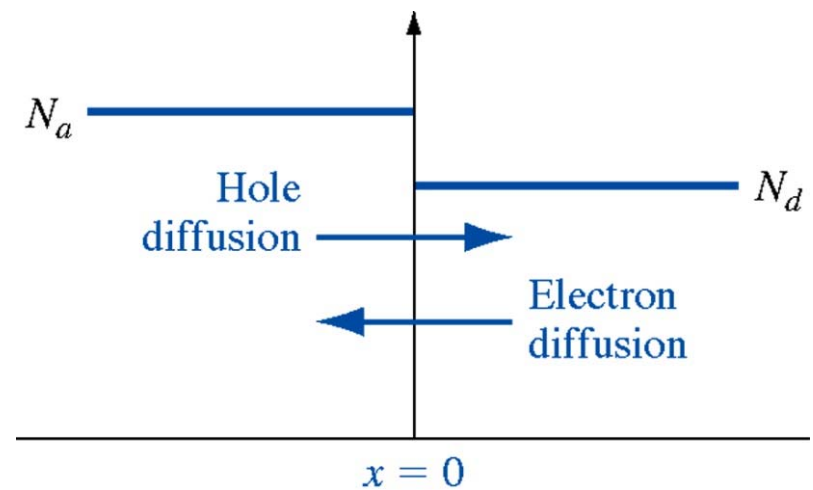
Homojonction PN

- Composant à réponse non linéaire
- Dispositifs redresseur ou « rectifier devices »
- 2 types pour arriver au « même » résultat:
 - Jonction PN (notre propos)
 - Jonction à contact Schottky (chapitre suivant)

Mécanisme de formation de la jonction PN

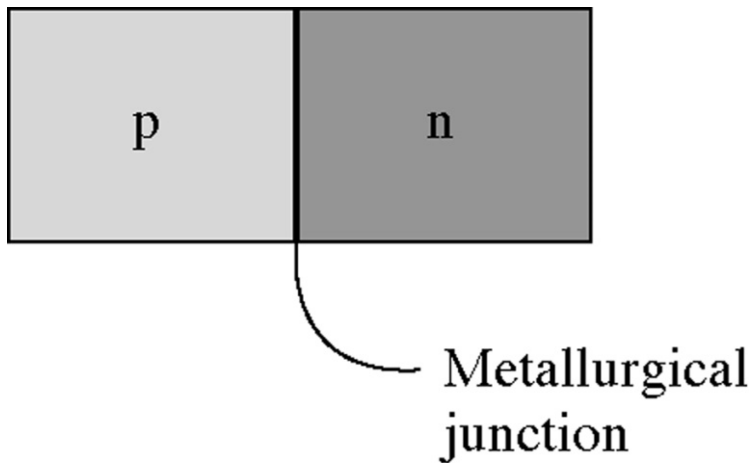


(a)

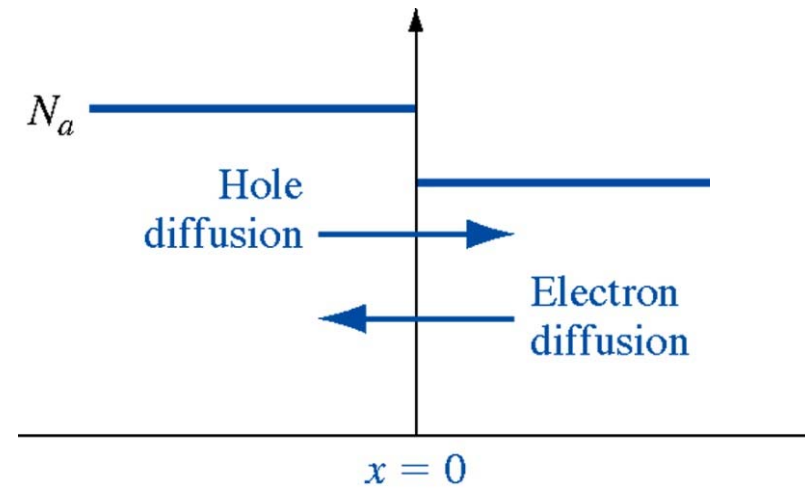


(b)

Mécanisme de formation de la jonction PN



(a)

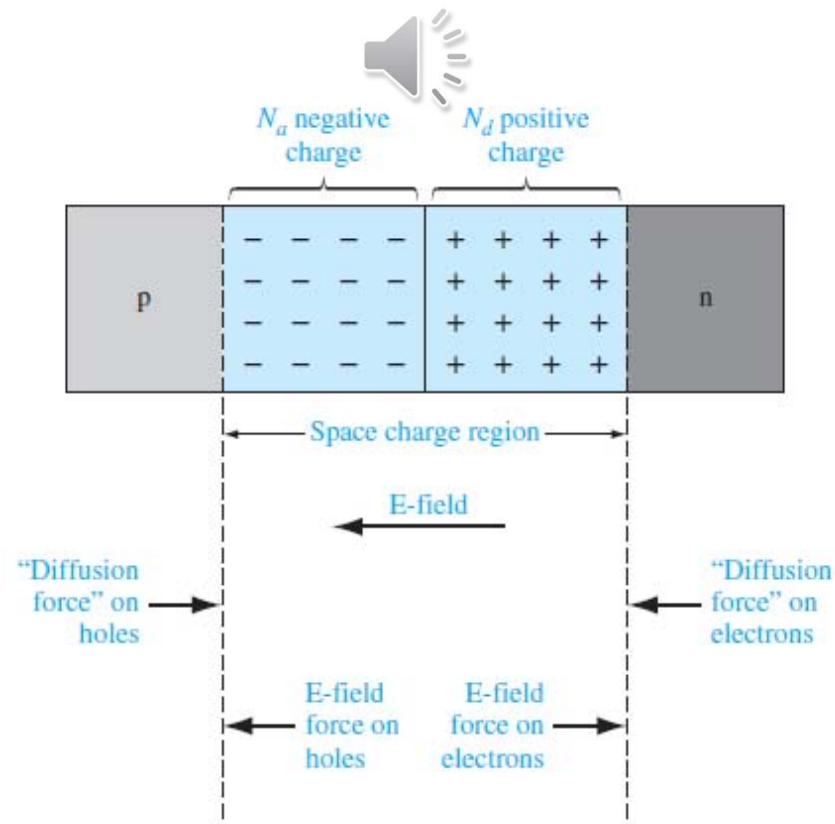


(b)

Accepteur



Donneur

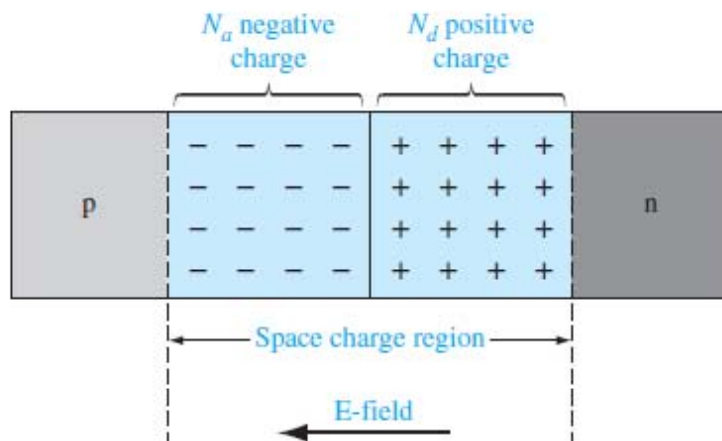


Mécanisme de formation de la jonction PN

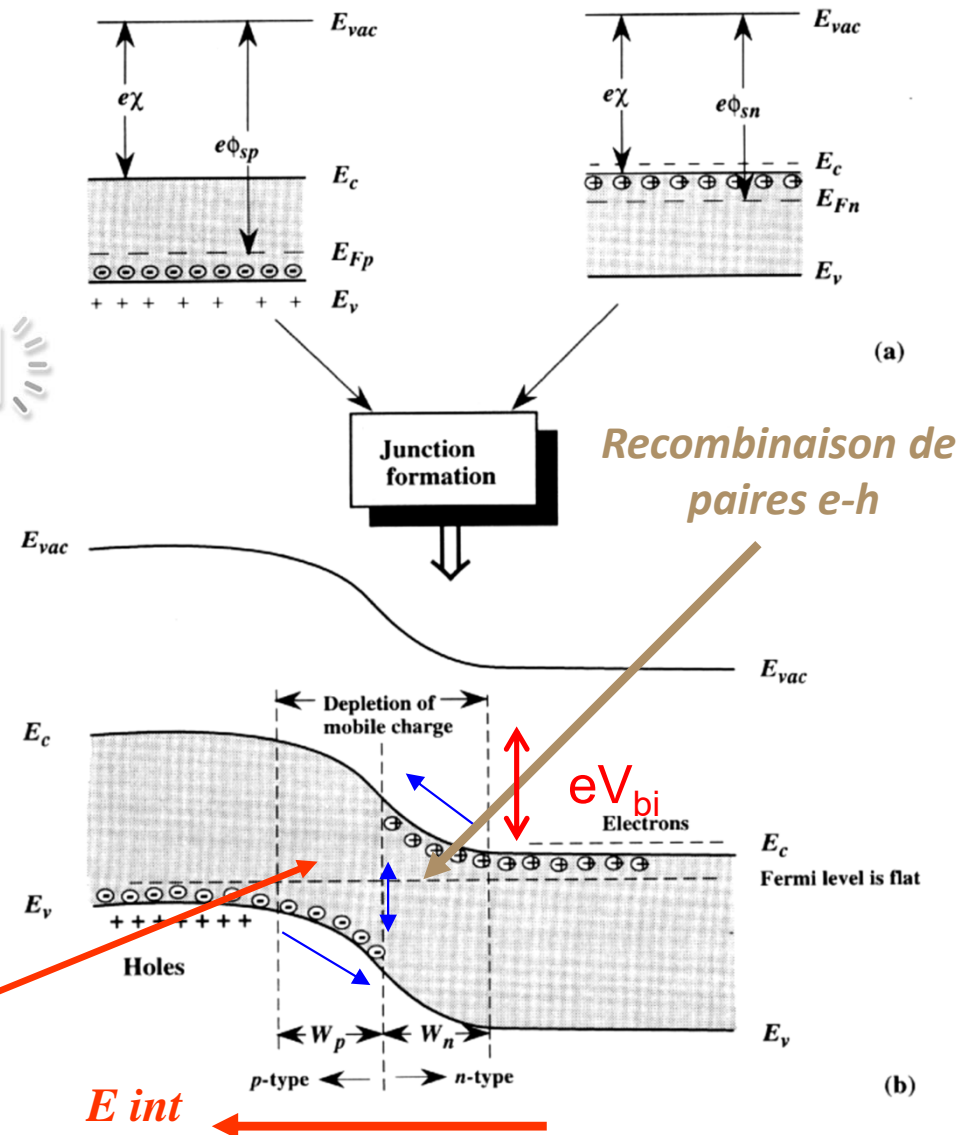
• Processus de mise à l'équilibre

1° phase : processus de diffusion

2° phase : Apparition d'un E interne:
équilibre la diffusion



Niveau de Fermi aligné:
équilibre thermodynamique



• *Tension de diffusion V_D ou « built in potential V_{bi} »*


- Définition : différence de potentiel entre la région N et la région P



$$V_D = V_{bi} = V_N - V_P$$

Equation du courant de trous: $J_p(x) = e \left[\mu_p p(x) E(x) - D_p \frac{dp(x)}{dx} \right] = 0$

Soit encore $\frac{\mu_p}{D_p} E(x) = \frac{1}{p(x)} \frac{dp(x)}{dx}$ ou $\frac{-e}{kT} \frac{dV(x)}{dx} = \frac{1}{p(x)} \frac{dp(x)}{dx}$

Soit $dV(x) = -\frac{kT}{e} \frac{dp(x)}{p(x)}$  $\int_{V_n}^{V_p} dV(x) = -\frac{kT}{e} \int_{p_n}^{p_p} \frac{dp(x)}{p(x)}$

En intégrant de la région N à la région P: $V_D = V_{Bi} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{p_p}{p_n}\right)$

Soit finalement: $V_D = V_{bi} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right)$ avec $p_p = N_A$, $p_n = \frac{n_i^2}{N_D}$

• Champ, potentiel et largeur de zone d'espace (1)

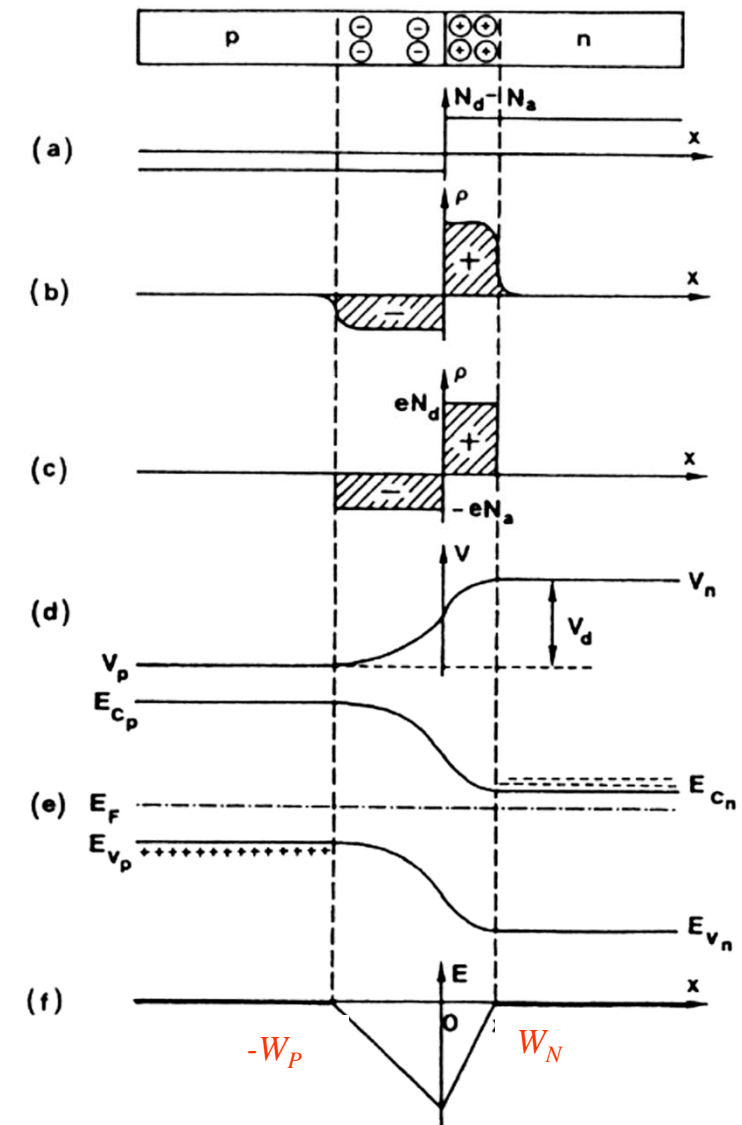
• Equation de Poisson:

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_{sc}} = -\frac{e}{\epsilon_{sc}} [N_D(x) - N_A(x) + p(x) - n(x)]$$

■ Dans la région N et P:

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_{sc}} N_D \quad 0 < x < W_N$$

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = +\frac{e}{\epsilon_{sc}} N_A \quad -W_P < x < 0$$



• Champ, potentiel et largeur de zone d'espace (2)

■ Champ électrique $E(x)$

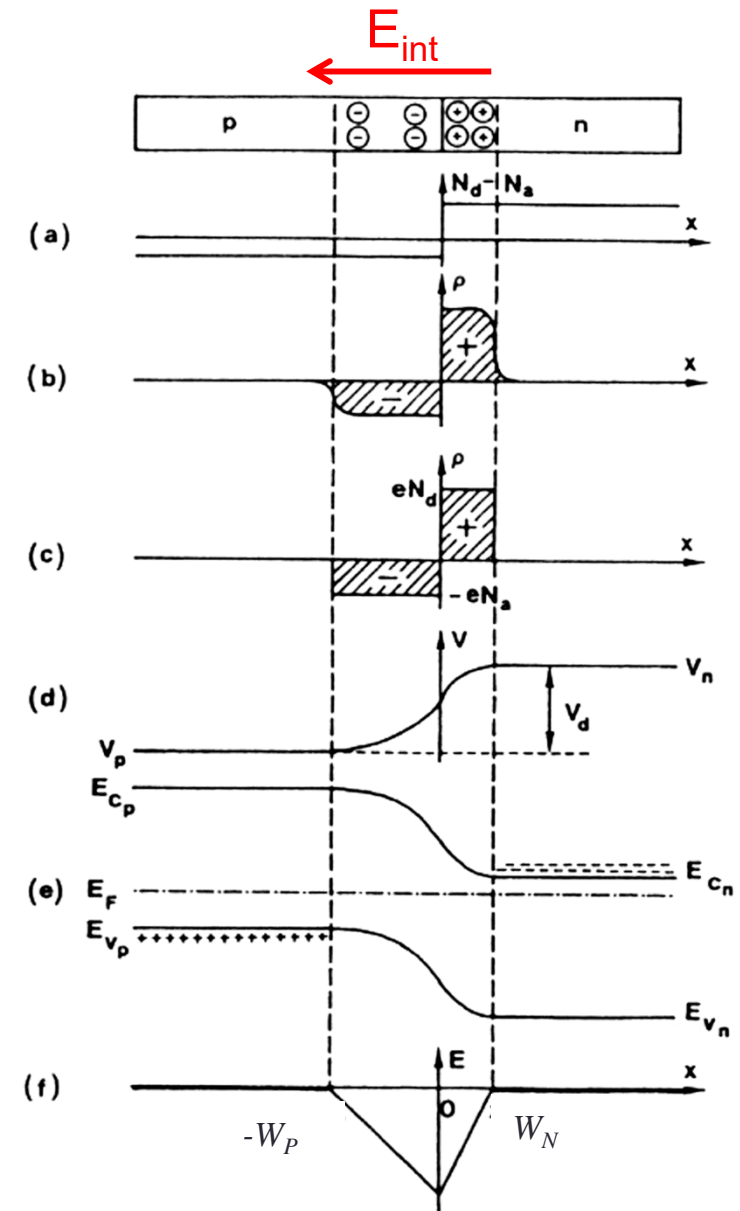
$$E_n(x) = + \frac{eN_D}{\epsilon_{sc}} (x - W_N)$$

$$E_p(x) = - \frac{eN_A}{\epsilon_{sc}} (x + W_P)$$

■ Continuité du champ en $x=0$:

$$N_D W_N = N_A W_P$$

$$E_M = - \frac{eN_D W_N}{\epsilon_{sc}} = - \frac{eN_A W_P}{\epsilon_{sc}}$$



• Champ, potentiel et largeur de zone d'espace (3)

■ Potentiel électrique $E(x)$

$$V_n(x) = -\frac{eN_D}{2\epsilon_{sc}}(x - W_N)^2 + V_n$$

$$V_p(x) = \frac{eN_A}{2\epsilon_{sc}}(x + W_P)^2 + V_p$$

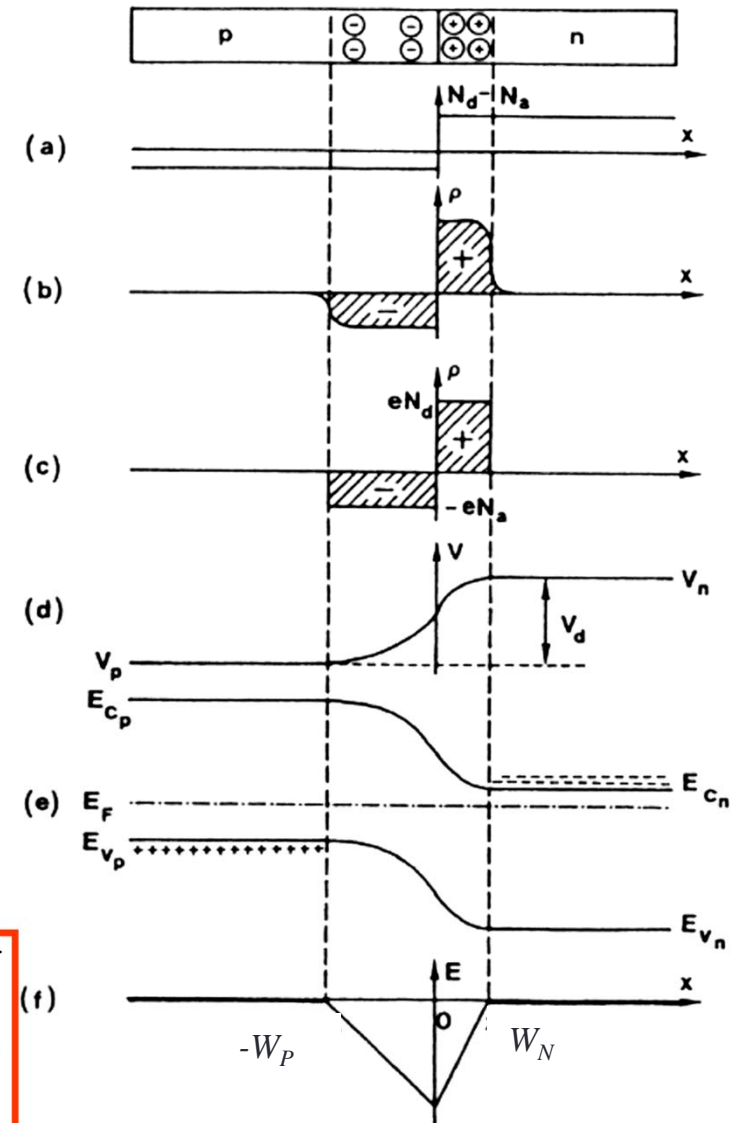
■ Zone de charge d'espace (ZCE)

$$V_n(0) = V_p(0) \Rightarrow -\frac{eN_D W_n^2}{2\epsilon_{sc}} + V_N = \frac{eN_A W_p^2}{2\epsilon_{sc}} + V_P$$

$$W_p(V_{bi}) = \sqrt{\frac{2\epsilon_{sc}}{e} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} V_{bi}}$$

$$W_n(V_{bi}) = \sqrt{\frac{2\epsilon_{sc}}{e} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} V_{bi}}$$

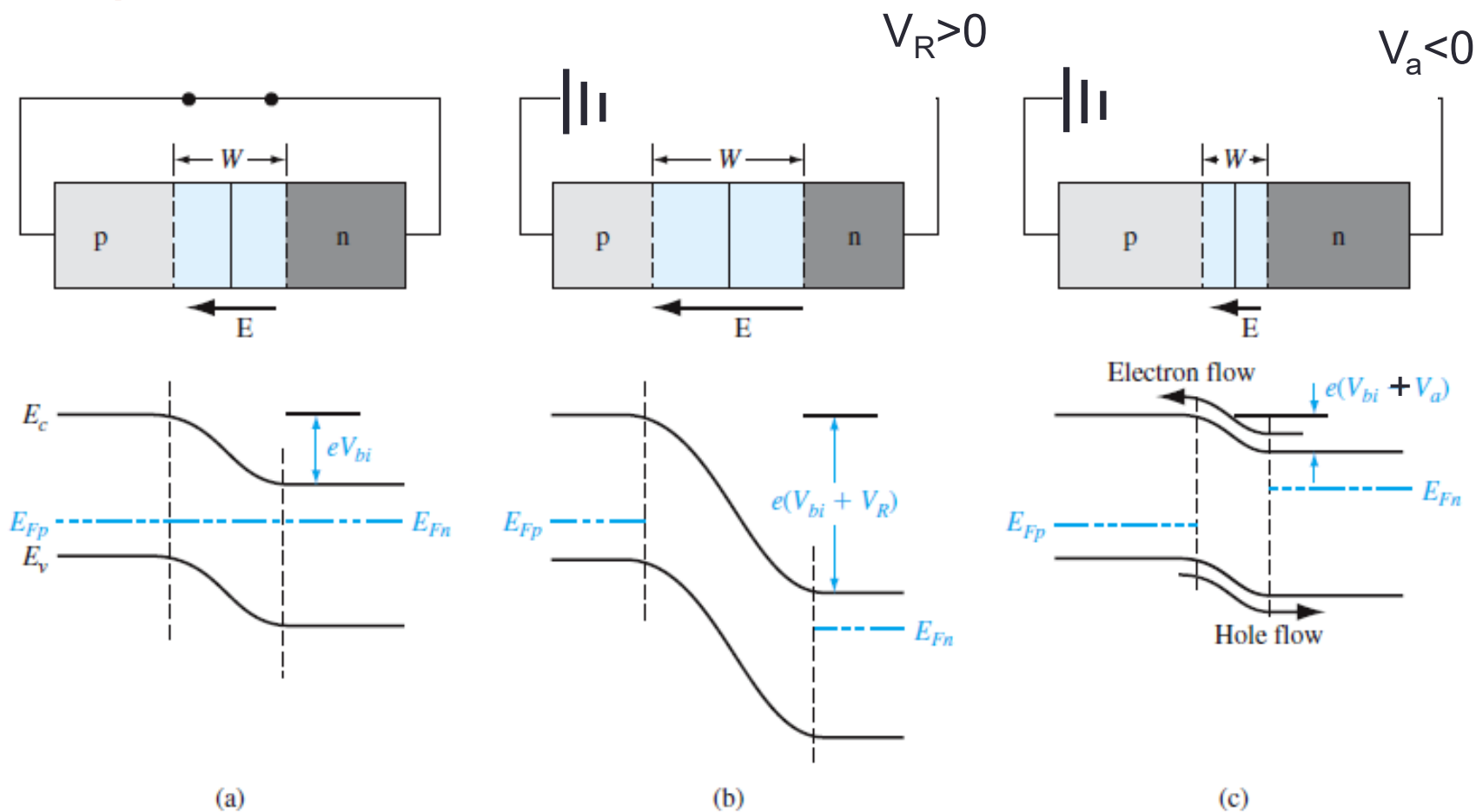
$$W(V_{bi}) = \sqrt{\frac{2\epsilon_{sc}}{e} \frac{N_D + N_A}{N_A N_D} V_{bi}}$$



Attention: tout ce que l'on vient de voir était pour $V=0$. Lorsque la diode est polarisée par une tension V_A sur P, V_{bi} doit être remplacée par $V_{bi} - V_A$



• Composant redresseur ?



Force Diffusion
=
Force Electrique

Force Diffusion
<
Force Electrique

Force Diffusion
>
Force Electrique

Jonction PN sous polarisation

- Cette polarisation va rompre l'équilibre entre les forces de diffusion et de conduction: => apparition d'un courant ?



- Hypothèses simplificatrices:
 - ZCE vide de porteurs
 - Faible injection
 - Approximation de Boltzmann
 - Toute la tension V_A appliquée sur la jonction
 - Pas de phénomènes de Génération - Recombinaison

Jonction PN sous polarisation

À l'équilibre, courant nul \Leftrightarrow deux composantes (diff et cond) s'opposent. Pris à part, l'ordre de grandeur de ces composantes 10^4 A/cm^2 (soit 1A pour diode typique) or en faible injection I est de l'ordre de qq mA à qq 10 mA



• **Approximation de Boltzmann:** L'approximation de Boltzmann consiste à dire que la résultante des courants étant **faible devant les composantes de ce courant**, on considère que l'on est encore en quasi-équilibre et donc que l'équation du courant est encore valide en remplaçant V_d par $V_d - V_a$:

$$\frac{-e}{kT} \frac{dV(x)}{dx} \approx \frac{1}{p(x)} \frac{dp(x)}{dx}$$

Densité de porteurs injectés à la frontière de la ZCE

$$V_{bi} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{p_p}{p_n}\right) \Rightarrow \frac{p_p}{p_n} = \exp\left(\frac{eV_{bi}}{kT}\right)$$

- Si $V_a = 0$ $\frac{p(W_N)}{p_p} = \frac{p_n}{p_p} = \exp\left(-\frac{eV_{bi}}{kT}\right)$
- Si $V_a \neq 0$ $\frac{p'(W_N)}{p_p} = \frac{p'_n}{p_p} = \exp\left(-\frac{e(V_{bi} - V_A)}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{eV_{bi}}{kT}\right) \times \exp\left(\frac{eV_A}{kT}\right) = \frac{p_n}{p_p} \exp\left(\frac{eV_A}{kT}\right)$

$$p'_n = p_n \exp\left(\frac{eV_A}{kT}\right) = \frac{n_i^2}{N_D} \exp\left(\frac{eV_A}{kT}\right)$$



$$n'_p = n_p \exp\left(\frac{eV_A}{kT}\right) = \frac{n_i^2}{N_A} \exp\left(\frac{eV_A}{kT}\right)$$

$$n'_p * p_p = p'_n * n_n = n_i^2 \exp\left(\frac{eV_A}{kT}\right)$$

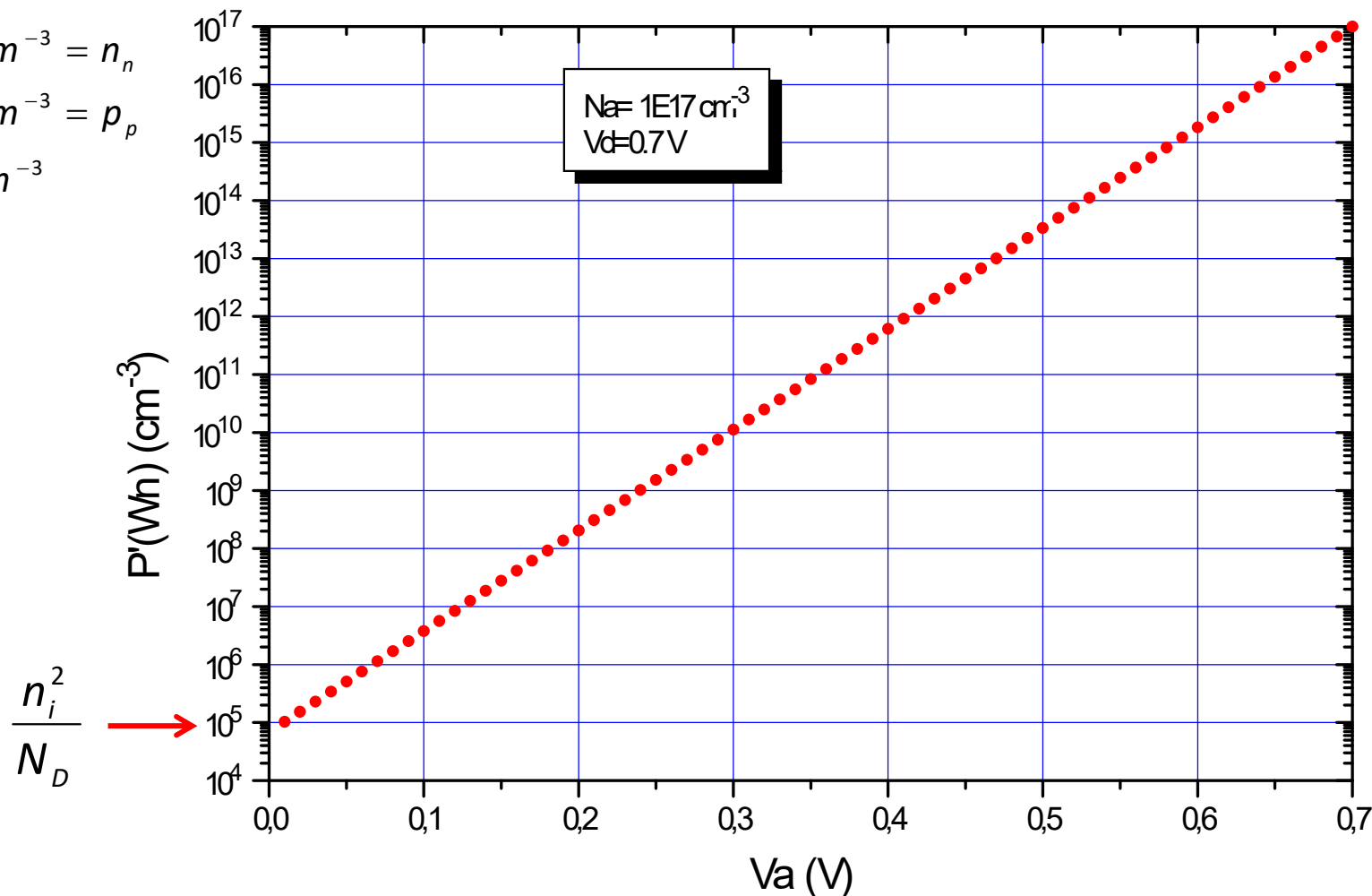
Variation de la densité de trous injectés en fonction de V_a

$$p'_n = p_p \exp\left(-\frac{e(V_{bi} - V_A)}{kT}\right) = N_A \exp\left(-\frac{e(0,7 - V_A)}{kT}\right) = p_n \exp\left(\frac{eV_A}{kT}\right) = \frac{n_i^2}{N_D} \exp\left(\frac{eV_A}{kT}\right)$$

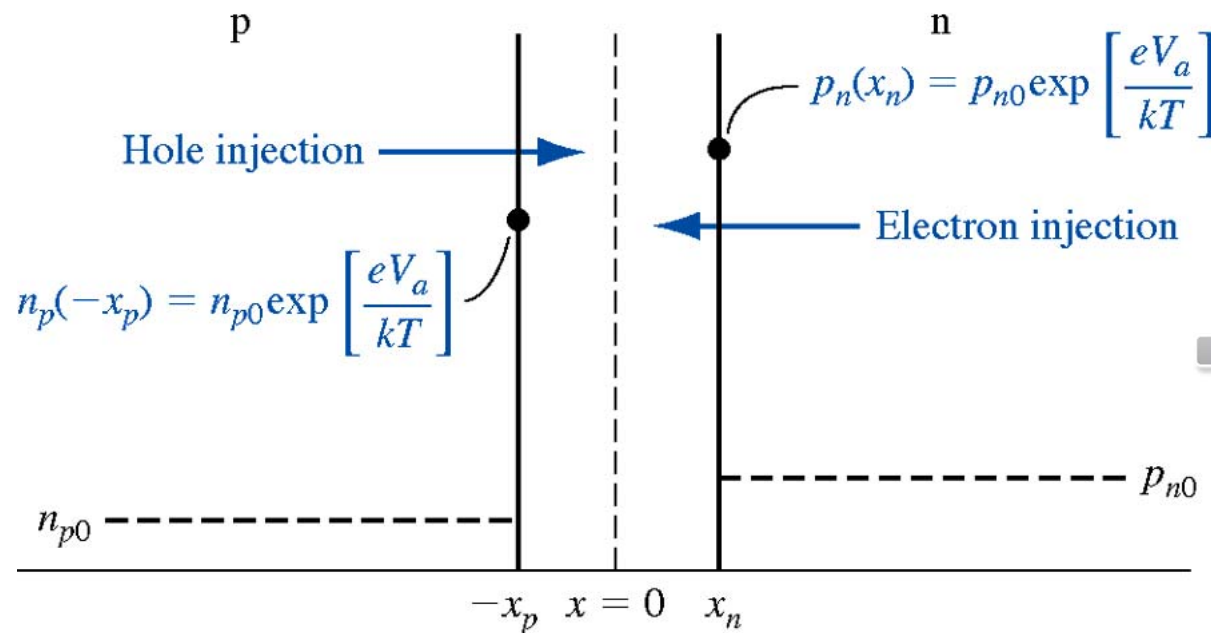
$$N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3} = n_n$$

$$N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3} = p_p$$

$$n_i^2 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

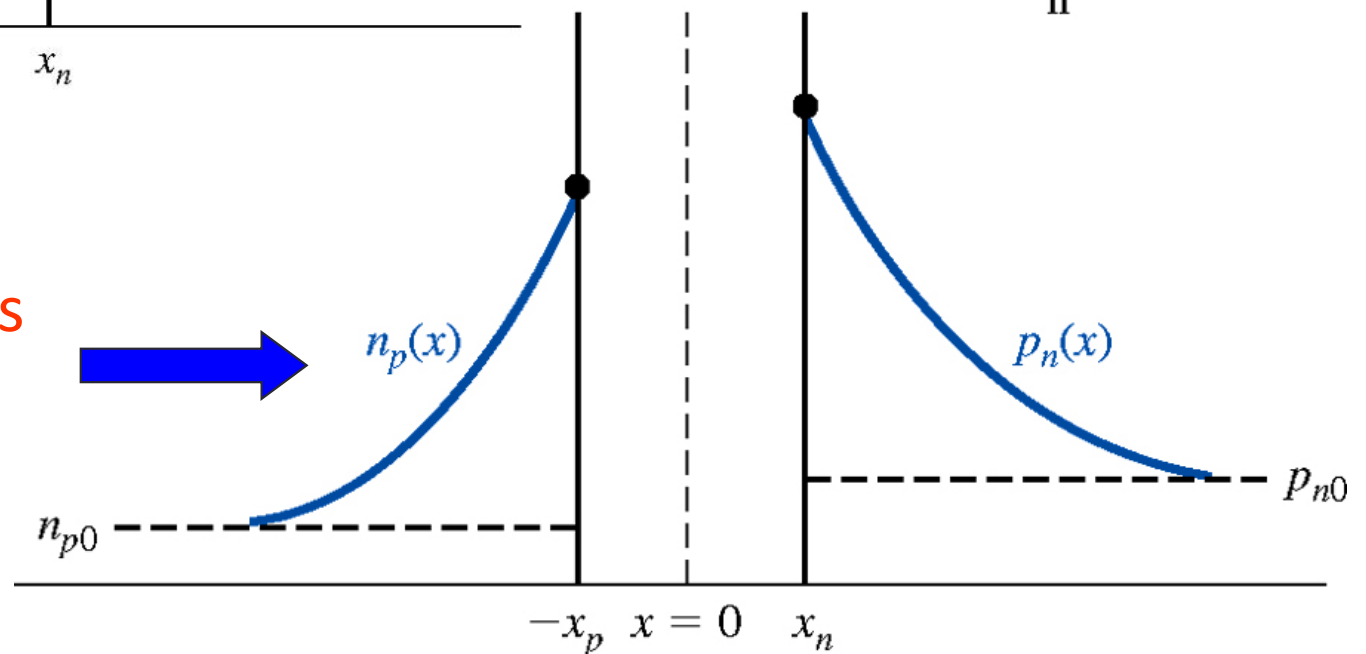


Injection de porteurs



En polarisation directe, phénomènes de diffusion

Une fois injectés, les porteurs diffusent



Distribution des porteurs dans les régions neutres



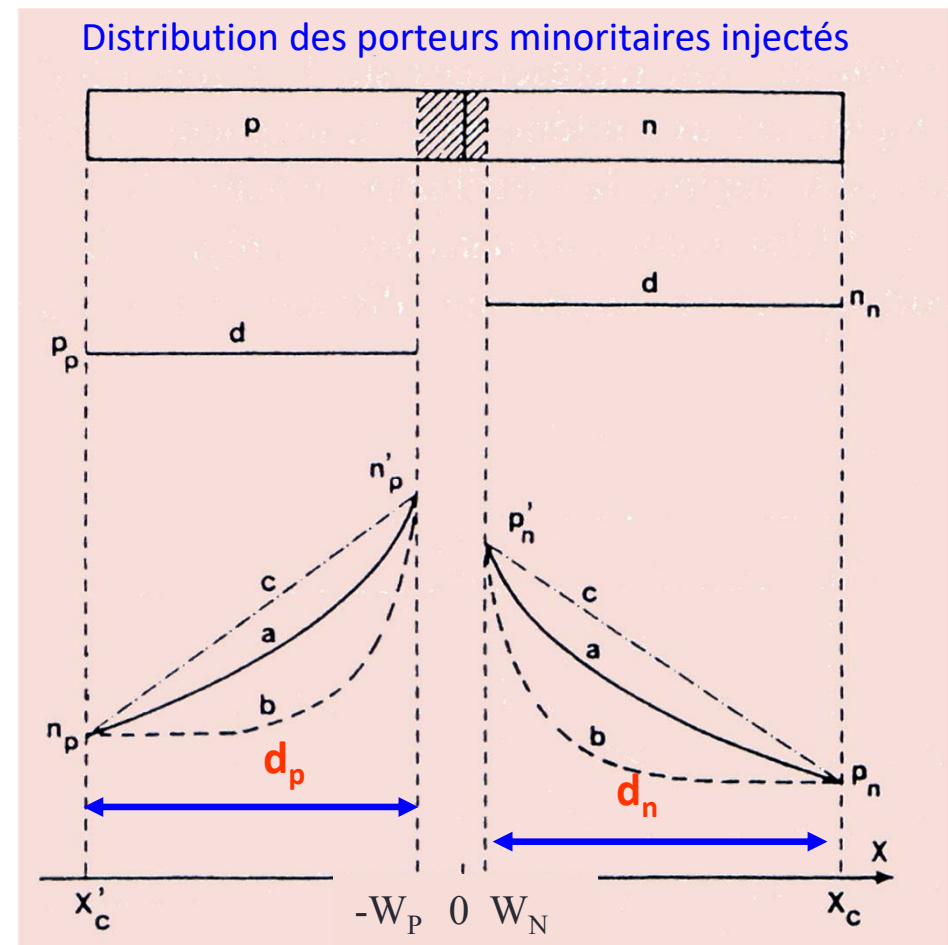
- Une fois les porteurs injectés, ils vont diffuser dans la région neutre et se recombiner avec les porteurs majoritaires

$$J_p(x) = -eD_p \frac{\partial p}{\partial x} \Rightarrow \frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_n}{\tau_p}$$

- La distribution va être fonction de la géométrie de la région

$$p - p_n = Ae^{-x/L_p} + Be^{+x/L_p}$$

- Les paramètres discriminatoires :
la **longueur de diffusion** $L_{Dn,p}$ des électrons et des trous et la **largeur des régions neutres** $d_{n,p}$



a: région qcq, b: longue, c: courte,

Distribution des porteurs dans les régions neutres

- Régions longues ($d_{n,p} \gg L_{p,n}$)

$$p'(x) - p_n = p_n \left(e^{\frac{eV_a}{kT}} - 1 \right) e^{(W_N - x)/L_p}$$

$$n'(x) - n_p = n_p \left(e^{\frac{eV_a}{kT}} - 1 \right) e^{(x + W_p)/L_n}$$

- Régions courtes ($d_{n,p} \ll L_{p,n}$)

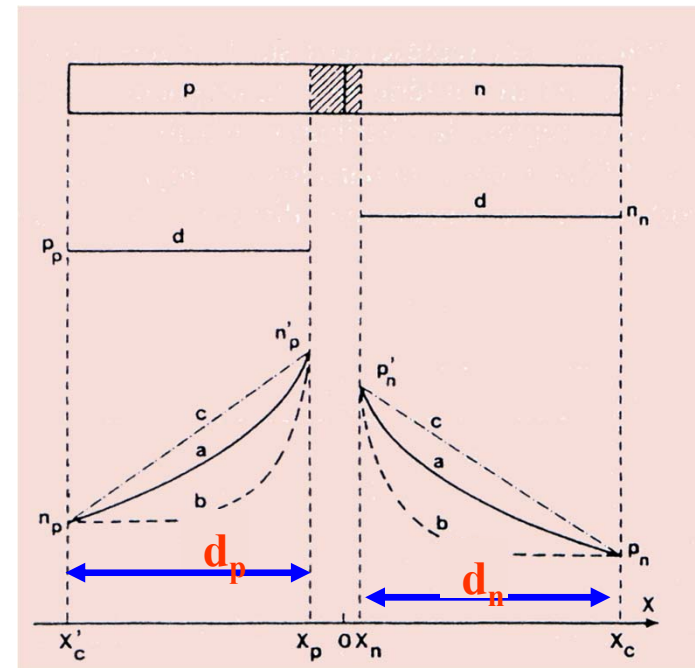
$$p'(x) - p_n = \frac{p_n}{d_n} \left(e^{\frac{eV_a}{kT}} - 1 \right) (x_c - x)$$

$$n'(x) - n_p = \frac{n_p}{d_p} \left(e^{\frac{eV_a}{kT}} - 1 \right) (x'_c + x)$$

- Régions qcq

$$p'(x) - p_n = \frac{p_n}{\text{sh}\left(\frac{d_n}{L_p}\right)} \left(e^{\frac{eV_a}{kT}} - 1 \right) \text{sh}\left[\frac{(x_c - x)}{L_p}\right]$$

$$n'(x) - n_p = \frac{n_p}{\text{sh}\left(\frac{d_p}{L_n}\right)} \left(e^{\frac{eV_a}{kT}} - 1 \right) \text{sh}\left[\frac{(x + x'_c)}{L_n}\right]$$



Courant de porteurs minoritaires dans les régions neutres

- La distribution connue, on peut facilement calculer le courant qui est un **courant de diffusion**:



$$J_p(x) = -eD_p \frac{dp(x)}{dx}$$

$$J_n(x) = eD_n \frac{dn(x)}{dx}$$

- Hypothèse : **pas de Phénomènes de G-R dans la ZCE**

$$J(V) = J_p(-W_p) + J_n(-W_p) = J_p(W_n) + J_n(-W_p)$$

- On obtient la formule classique:

$$J(V) = J_s (e^{eV/kT} - 1) = (J_{sp} + J_{sn}) \times (e^{eV/kT} - 1)$$

*J_s est le courant de saturation de la diode,
ou courant inverse théorique*

Courant de porteurs minoritaires dans les régions neutres

- Régions courtes

$$J_S = \frac{en_i^2 D_p}{N_D d_n} + \frac{en_i^2 D_n}{N_A d_p}$$

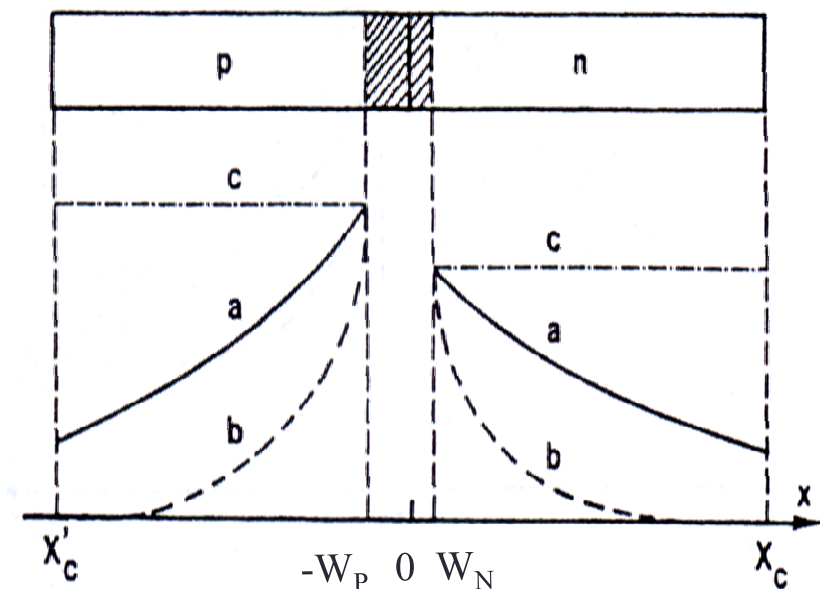
- Régions longues

$$J_S = \frac{en_i^2 D_p}{N_D L_p} + \frac{en_i^2 D_n}{N_A L_n}$$

- Régions qcq

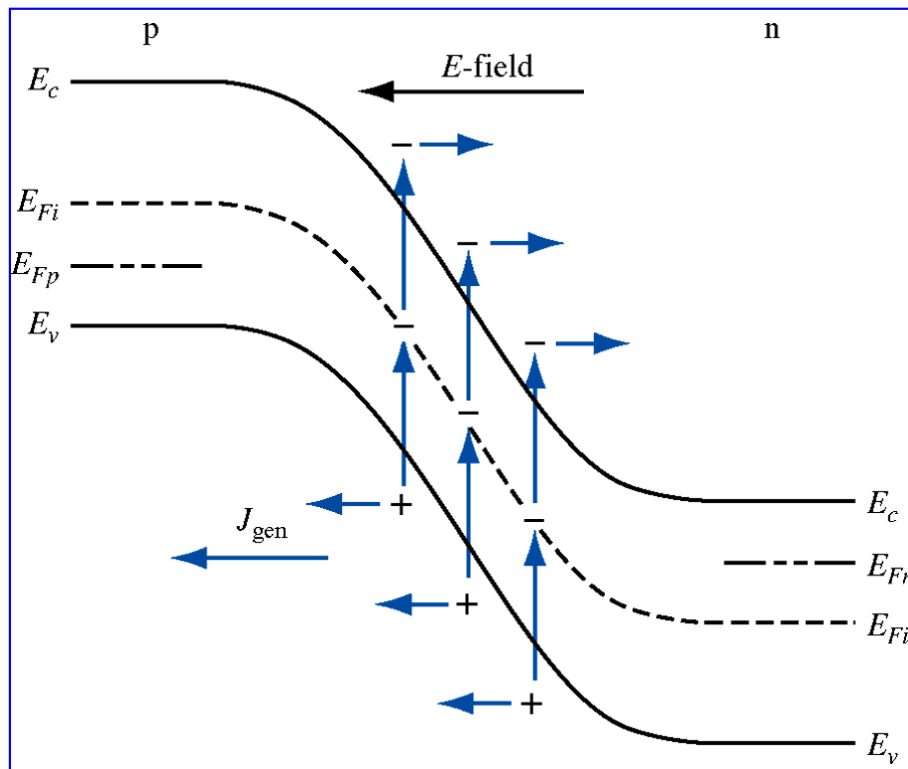
$$J_S = \frac{en_i^2 D_p}{N_D L_p \operatorname{th}\left(\frac{d_n}{L_p}\right)} + \frac{en_i^2 D_n}{N_A L_n \operatorname{th}\left(\frac{d_p}{L_n}\right)}$$

a: région qcq, b: longue, c: courte,

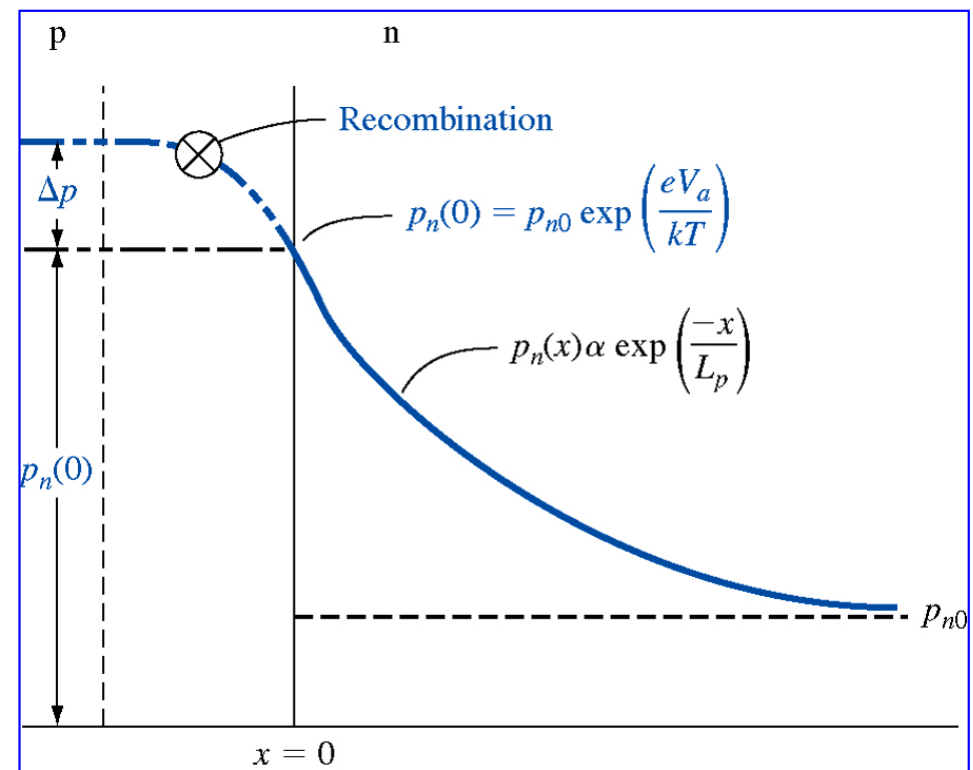


Courant de porteurs minoritaires

Génération – Recombinaison dans la ZCE



Génération en
Polarisation inverse



Recombinaison en
Polarisation directe

La diode réelle : Phénomènes de génération-recombinaison dans la ZCE

- On affine le modèle \Leftrightarrow on tient compte de la G-R dans la ZCE
- Mécanisme connu (Shockley-Read)

$$r = \frac{1}{\tau} \frac{pn - n_i^2}{2n_i + p + n}$$



- On sait également que : $p(W_N)n(W_N) = p(W_P)n(W_P) = n_i^2 \exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right)$
- Si on suppose np constant dans la ZCE et $\gg n_i^2$ (en polarisation directe), le taux r est max pour $n=p$, soit encore:

$$r_{\max} = \frac{n_i}{2\tau} \exp\left(\frac{eV_a}{2kT}\right)$$

La diode réelle : Phénomènes de génération-recombinaison dans la ZCE

- Le courant de génération recombinaison dans la ZCE s'écrit alors:



$$\cancel{\frac{dn}{dt}} = \frac{1}{e} \frac{dJ_n}{dx} + \cancel{g} - r \Leftrightarrow 0 = \frac{1}{e} \frac{dJ_n}{dx} - r \Rightarrow dJ_n = e r dx$$

$$\int_{J_n(Wp)}^{J_n(Wn)} dJ_n = J_n(Wn) - J_n(Wp) = e \int_{Wp}^{Wn} r dx = e W_T r \quad \text{si } r \text{ est constant}$$

En fait pour r , on prendra sa valeur max r_{max}

La diode réelle : Phénomènes de génération-recombinaison dans la ZCE



- En polarisation inverse ($pn \ll n_i^2$), le taux est négatif ($r = -\frac{n_i}{2\tau} < 0$) et devient un taux net de génération

$$J_{GR} = e \int_{W_p}^{W_N} r dx = e W_T \times \left(\frac{-n_i}{2\tau_m} \right) = -\frac{en_i}{2\tau_m} W_T$$

- En polarisation directe, le taux est $r_{max}=cte$ et le courant est un courant de recombinaisons.

$$r_{max} = \frac{n_i}{2\tau} \exp\left(\frac{eV_a}{2kT}\right)$$

$$J_{GR} = e W_T \times \frac{n_i}{2\tau_m} \exp\left(\frac{eV_a}{2kT}\right) = \frac{en_i}{2\tau_m} \times W_T \times \exp\left(\frac{eV_a}{2kT}\right)$$

La diode réelle : Phénomènes de génération-recombinaison dans la ZCE

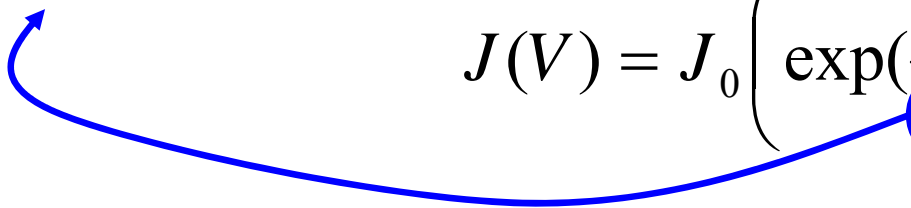
- Le courant de génération recombinaison dans la ZCE s'écrit alors:

$$J_{GR} = J_{GR}^0 \left(\exp\left(\frac{eV_a}{2kT}\right) - 1 \right) \quad J_{GR}^0 = \frac{en_i}{2\tau} W_T$$

- Le courant global en intégrant cet effet s'écrit:

$$J(V_a) = J_s \left(\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right) + J_{GR}^0 \left(\exp\left(\frac{eV_a}{2kT}\right) - 1 \right)$$

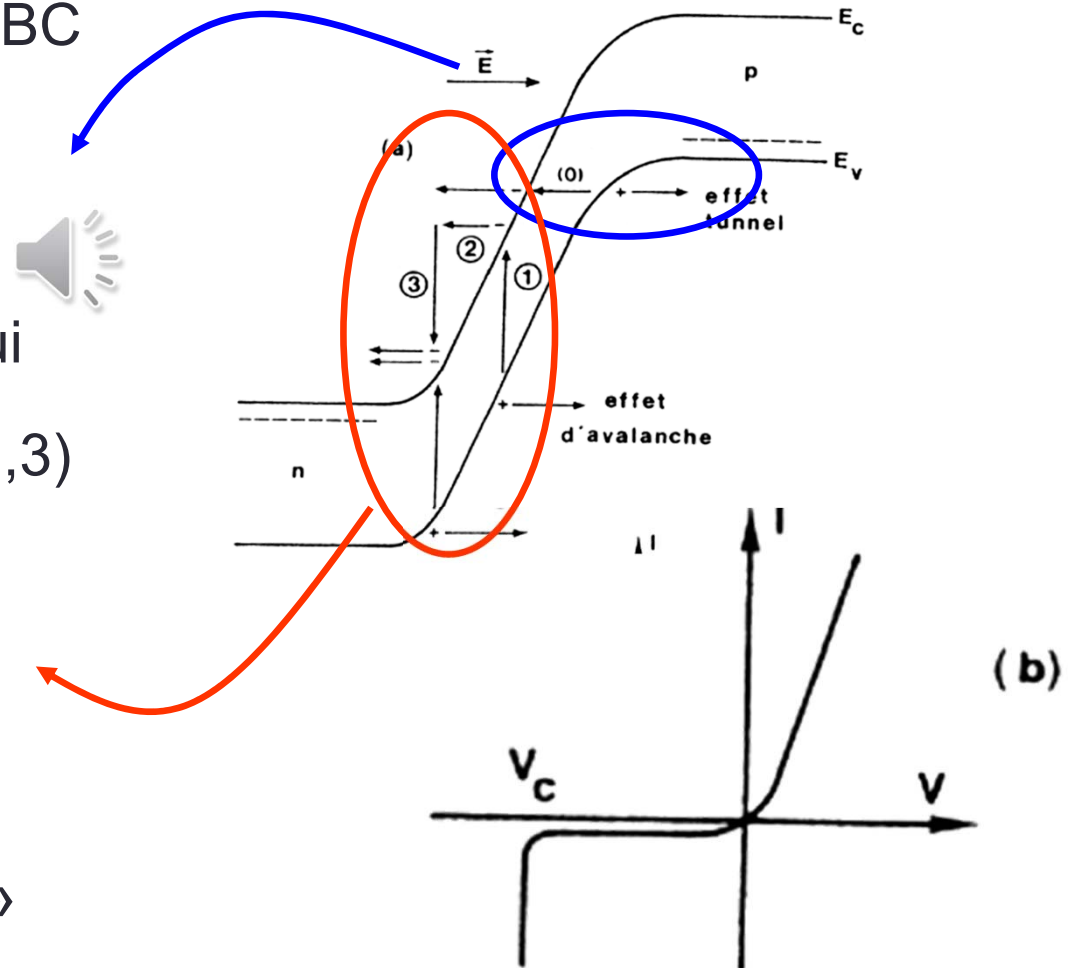
- Facteur d'idéalité:

$$J(V) = J_0 \left(\exp\left(\frac{eV_a}{nkT}\right) - 1 \right)$$


Diode en polarisation inverse / claquage de la jonction

$$J_{inverse} = -J_S = -\left(\frac{en_i^2 D_p}{N_D d_n} + \frac{en_i^2 D_n}{N_A d_p}\right)$$

- Effet thermique
- **Effet Zener:**
 - Passage direct de la BV à la BC par effet tunnel (0) si champ électrique supérieur à $E_{critique}$
- **Effet Avalanche:**
 - Avant le « tunneling », accélération des électrons qui excitent par impact des électrons de BV vers BC (1,2,3) etc....



$$V_{BD} = \frac{\epsilon \cdot E_C^2}{2eN_B}$$

- Perçage ou « punchthrough »

Jonction en régime dynamique: capacités de la jonction

- Capacités associées à charges
- 2 types de charges dans la jonction
 - Fixes (les dopants ionisés) dans la ZCE
 - Mobiles (les e^- et h^+) injectés en direct
- 2 types de capacités
 - Capacité de transition ou de la jonction
 - Capacité de diffusion ou stockage



Capacité de transition ou de jonction

Elle est simplement associée à la charge Q contenue dans la ZCE

$$|Q| = eAN_A W_P = eAN_D W_N$$

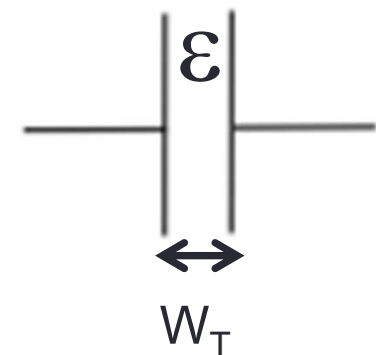
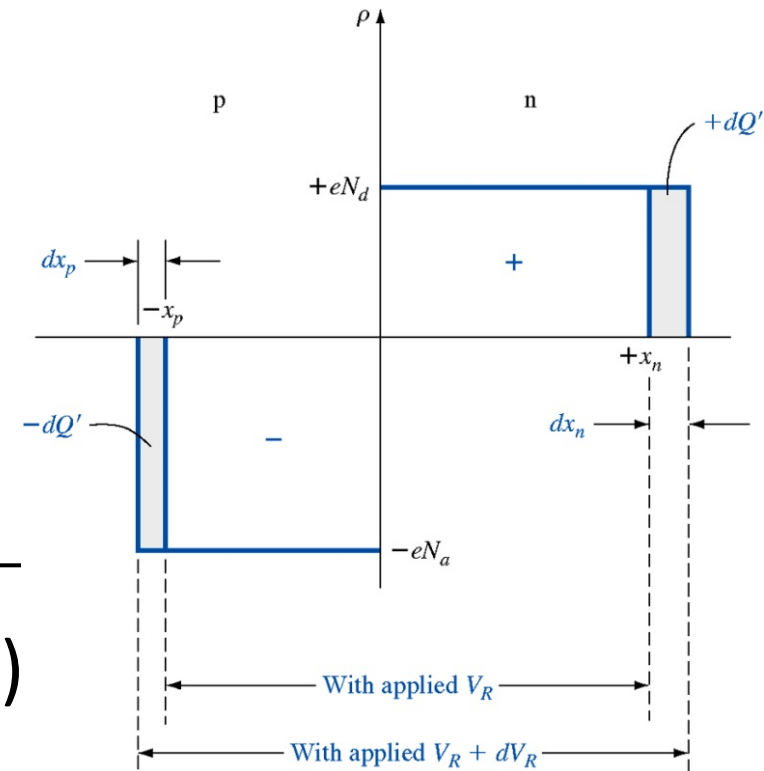
$$C_T = \left| \frac{dQ'}{dV} \right|$$



$$W_p(V_d + V_A) = \sqrt{\frac{2\epsilon_{sc}}{e} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} (V_d - V_A)}$$

Soit:

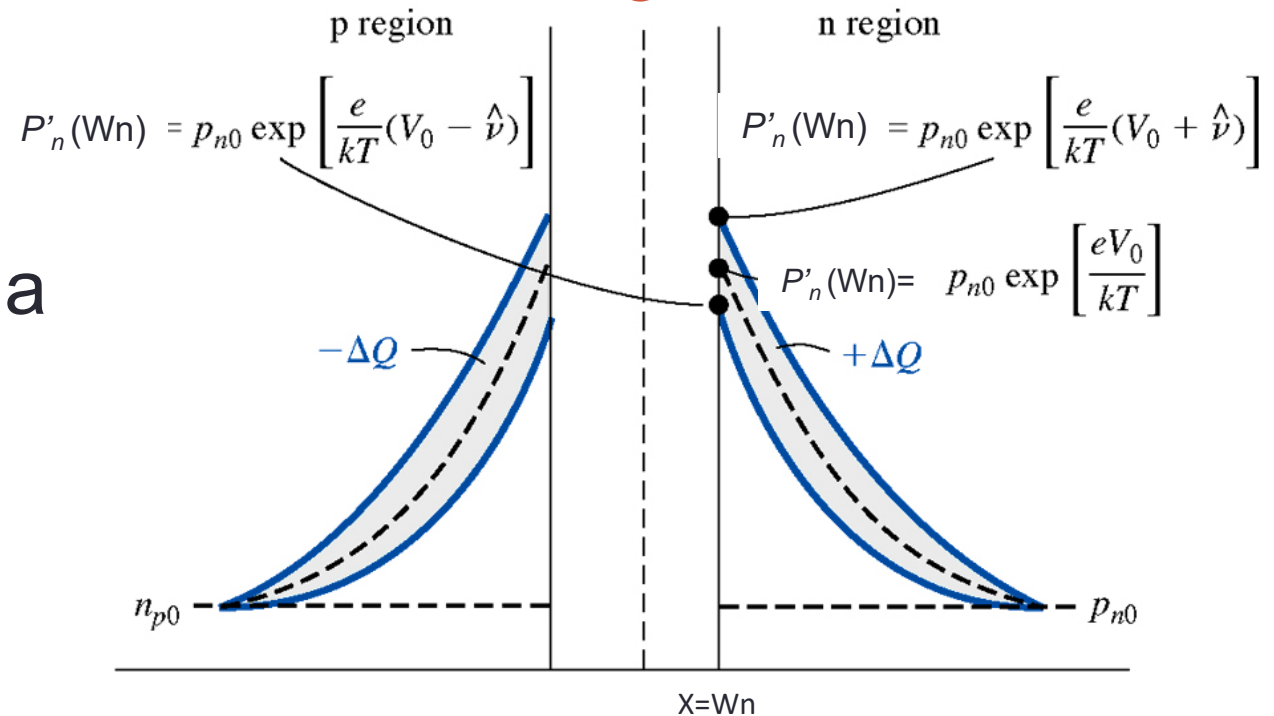
$$C_T = \frac{A}{2} \sqrt{\frac{2e\epsilon}{(V_{bi} - V_A) (N_A + N_D)}} = \frac{A\epsilon}{W_T}$$



Capacité de diffusion ou de stockage

$$v(t) = V_0 + \hat{v} \sin(\omega t)$$

- Traduit le retard entre la tension et le courant
- Associée aux charges injectées dans les régions neutres:




$$Q_{Sp} = A \int_{W_N}^{X_c} e \underbrace{(p'(x) - p_{n0})}_{\text{Densité de trous excédentaires dans la région neutre N}} dx$$

Densité de trous excédentaires
dans la région neutre N

$$Q_{Sp} = e(p'(W_n) - p_{n0})L_p \left[\coth\left(\frac{d_n}{L_p}\right) - \frac{1}{\text{sh}\left(\frac{d_n}{L_p}\right)} \right]$$

Capacité de diffusion ou de stockage

- L'expression précédente peut se mettre sous la forme:

$$Q_{Sp} = \tau_{(p)} J_P (W_N) \quad \text{avec} \quad \tau_{(p)} = \tau_P \left(1 - \frac{1}{ch\left(\frac{d_n}{L_P}\right)} \right)$$


- L'expression du temps peut être simplifiée en fonction de la « géométrie » de la diode:

- *Diode courte*: $\tau_{(p)} = \tau_t = \frac{d_n^2}{2D_P} \Leftrightarrow$ temps de transit

- *Diode longue*: $\tau_{(p)} = \tau_P \Leftrightarrow$ durée de vie

Capacité de diffusion ou de stockage

- Cette étude dans la région N est valable dans la région P, et en final on obtient:



$$Q_S = Q_{Sn} + Q_{Sp} = \tau_{(n)} J_n (-W_P) + \tau_{(p)} J_p (W_N)$$

Soit à partir de :

$$C_S = \frac{dQ_S}{dV}$$

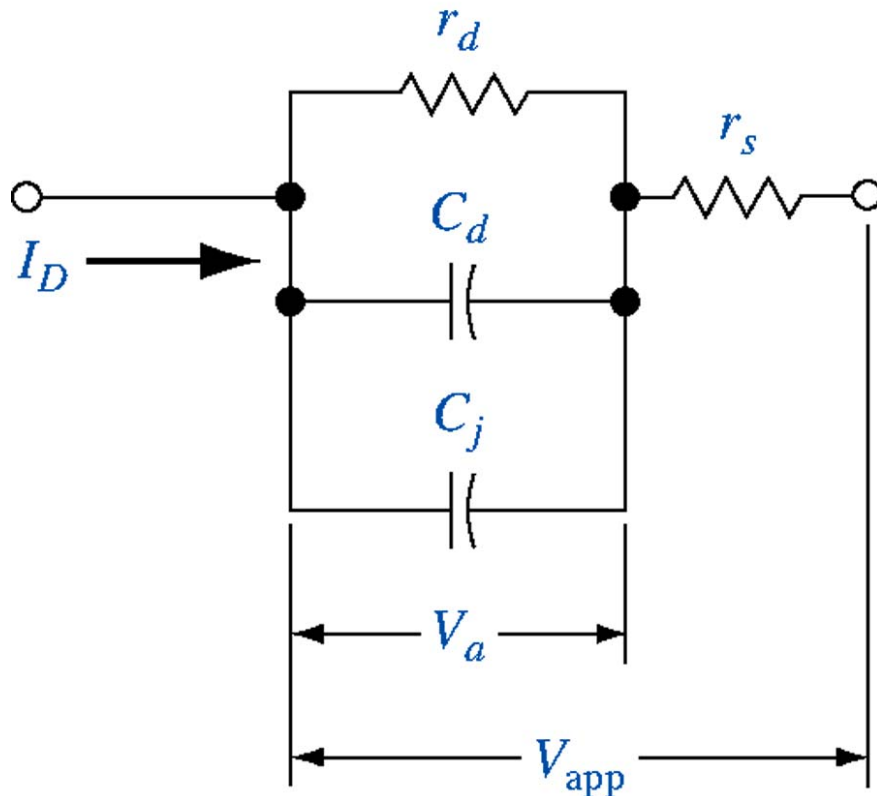
$$C_S = C_{Sn} + C_{Sp} = \frac{e}{kT} K (\tau_{(n)} I_n + \tau_{(p)} I_p)$$

Facteur qui dépend de la géométrie

(2/3 \Leftrightarrow courte)

(1/2 \Leftrightarrow longue)

Schéma équivalent jonction pn



résistance dynamique:

$$r_d = \frac{dV}{dI} = \frac{kT}{e} \frac{1}{I}$$

capacité de diffusion (en direct):

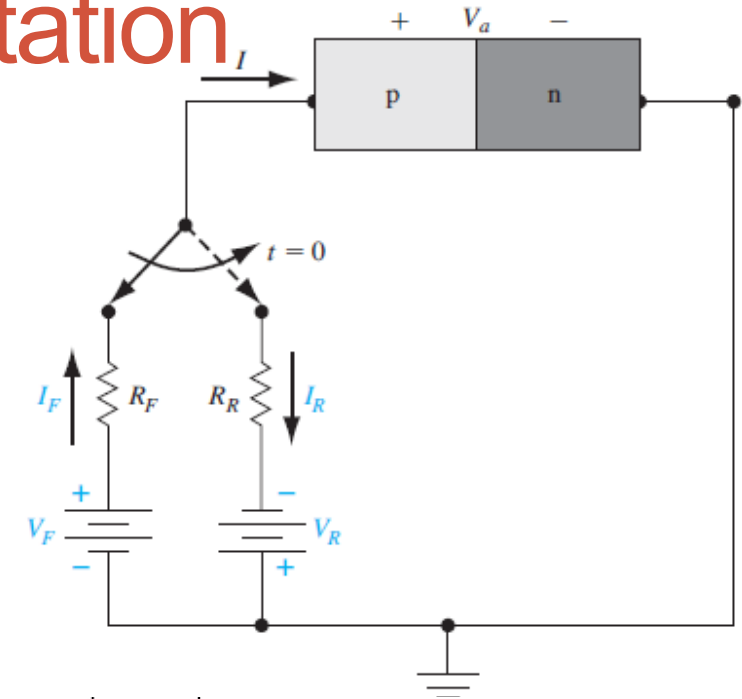
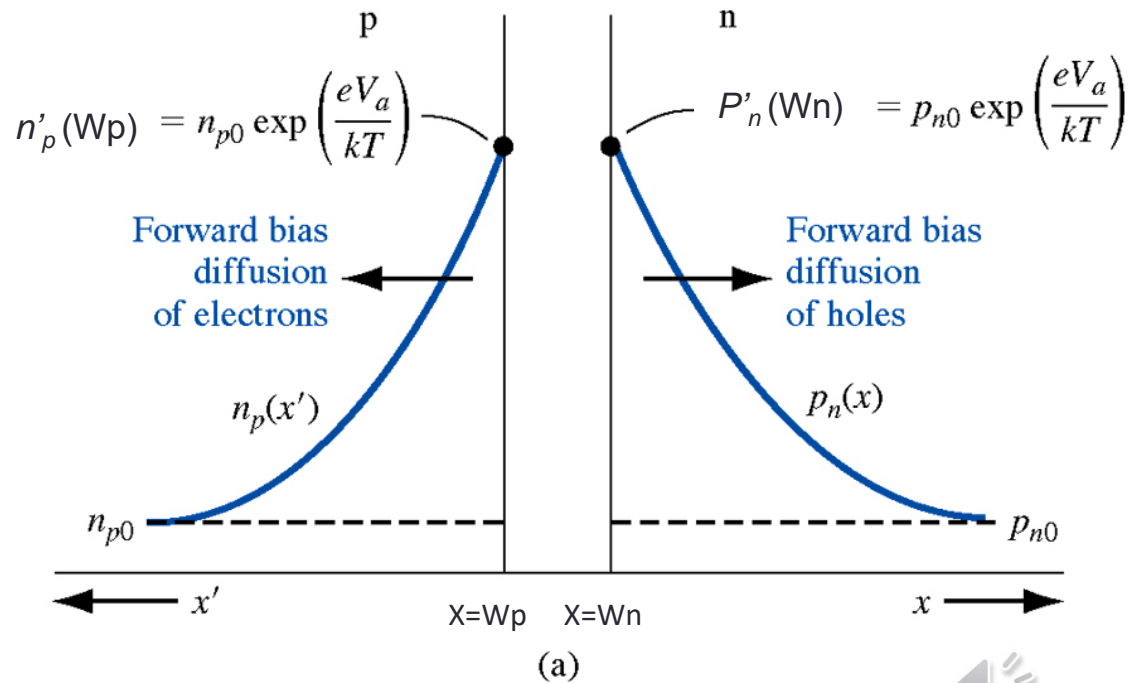
$$C_d = C_s = C_{sn} + C_{sp} = \frac{e}{kT} K(\tau_{(n)} I_n + \tau_{(p)} I_p)$$

capacité de jonction (essentiellement en inverse):

$$C_T = C_J = \frac{A}{2} \sqrt{\frac{2e\epsilon}{(V_{bi} - V_A)(N_A + N_D)}} = \frac{A\epsilon}{W_T}$$

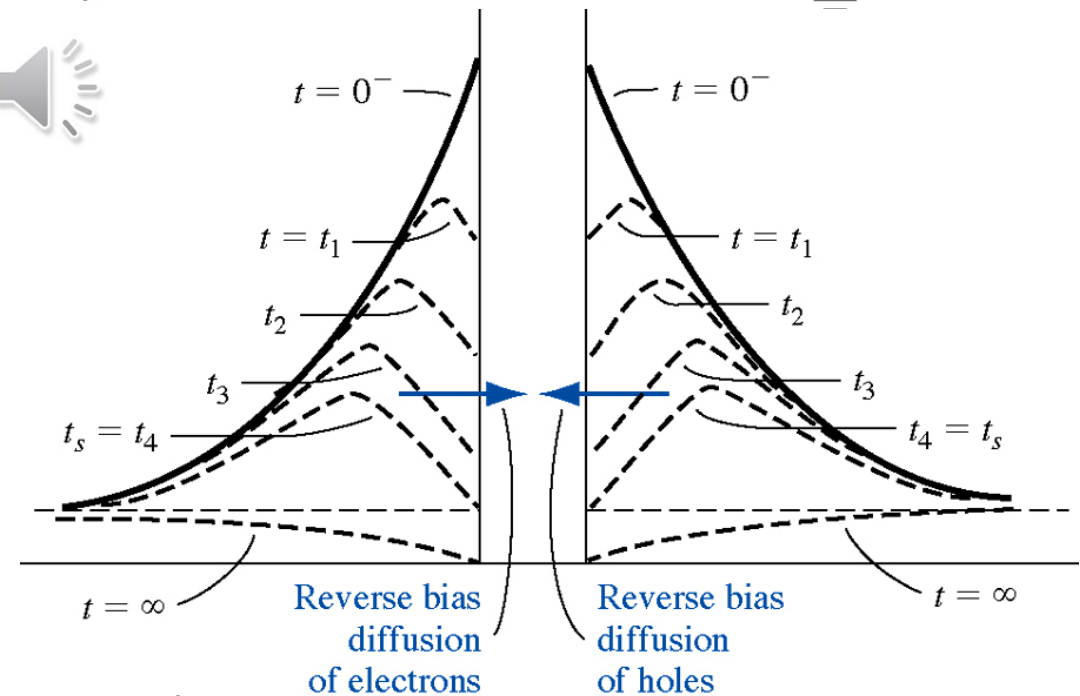
r_s résistance série

Jonction PN en commutation



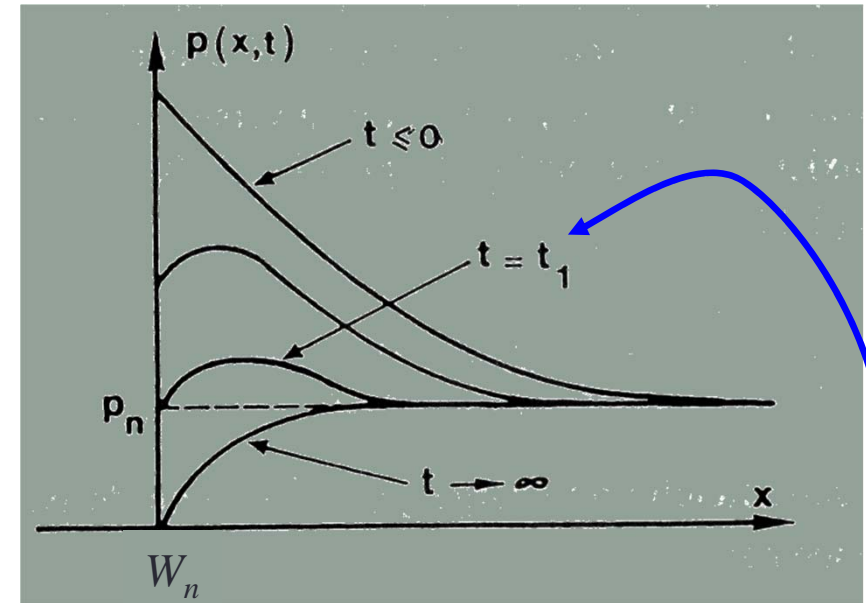
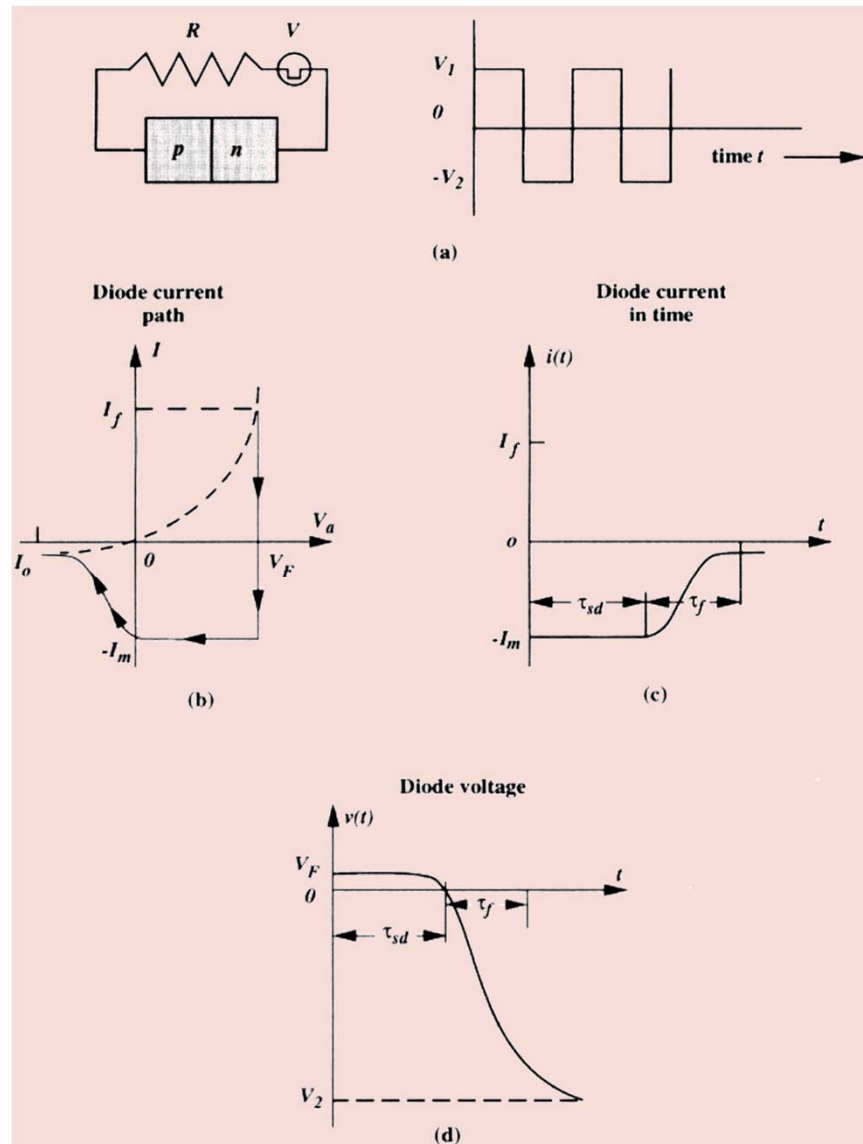
$$V_a(t) = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{p'_n(W_n, t)}{p_{n0}}\right)$$

$$V_a(t) > 0 \text{ pour } t \leq t_4 = t_s$$



(D'après Neamen)

Jonction PN en commutation



Tant que l'excédent de trous en W_n est positif

⇔ Diode polarisée en direct

$$p'_n - p_n = p_n e^{\frac{eV_a}{kT}}$$

$\tau_{sd} \Leftrightarrow$ Temps de stockage ie $p'(W_N) = p_n$

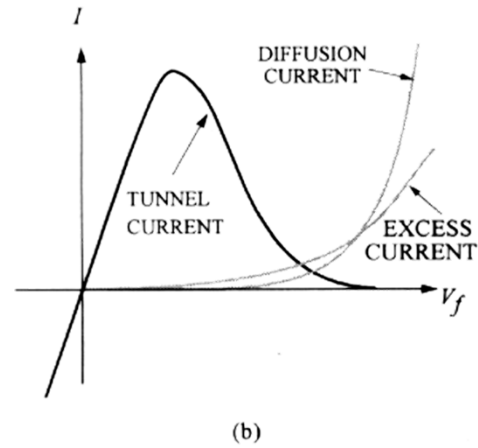
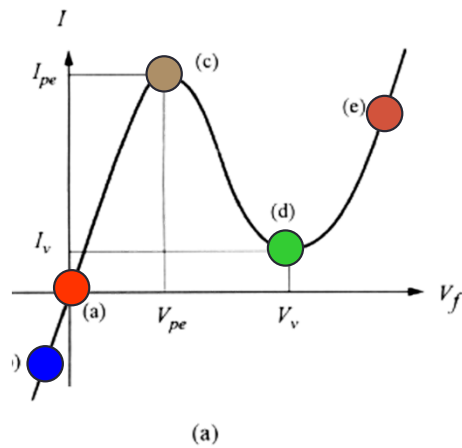
Jonction PN en commutation

- Problème majeur dans les composants à porteurs minoritaires:
 - Suivant que la diode est longue ou courte , le temps total (stockage + montée) s'écrit:

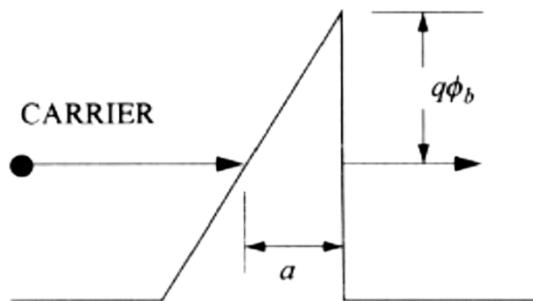
$$\tau_r = \frac{J_d}{J_i} \frac{d_n^2}{2D_p} \quad \text{pour } d_n \ll L_p$$

$$\tau_r = \frac{J_d}{J_i} \tau_p \quad \text{pour } d_n \gg L_p$$

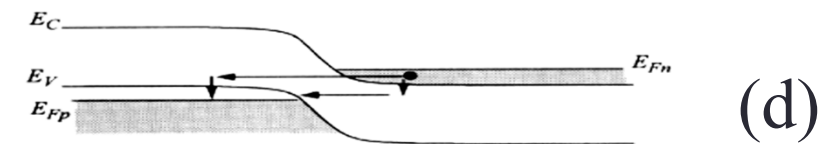
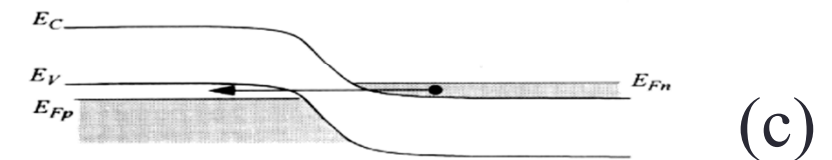
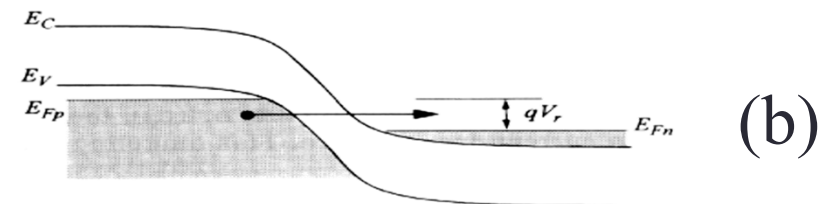
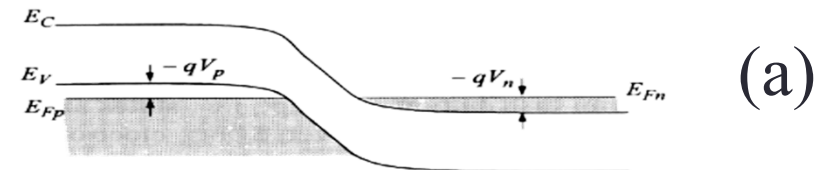
Diode Tunnel – diode Backward



$$I_t = I_{pe} \left(\frac{V_a}{V_{pe}} \right) \exp \left(1 - \frac{V_a}{V_{pe}} \right)$$

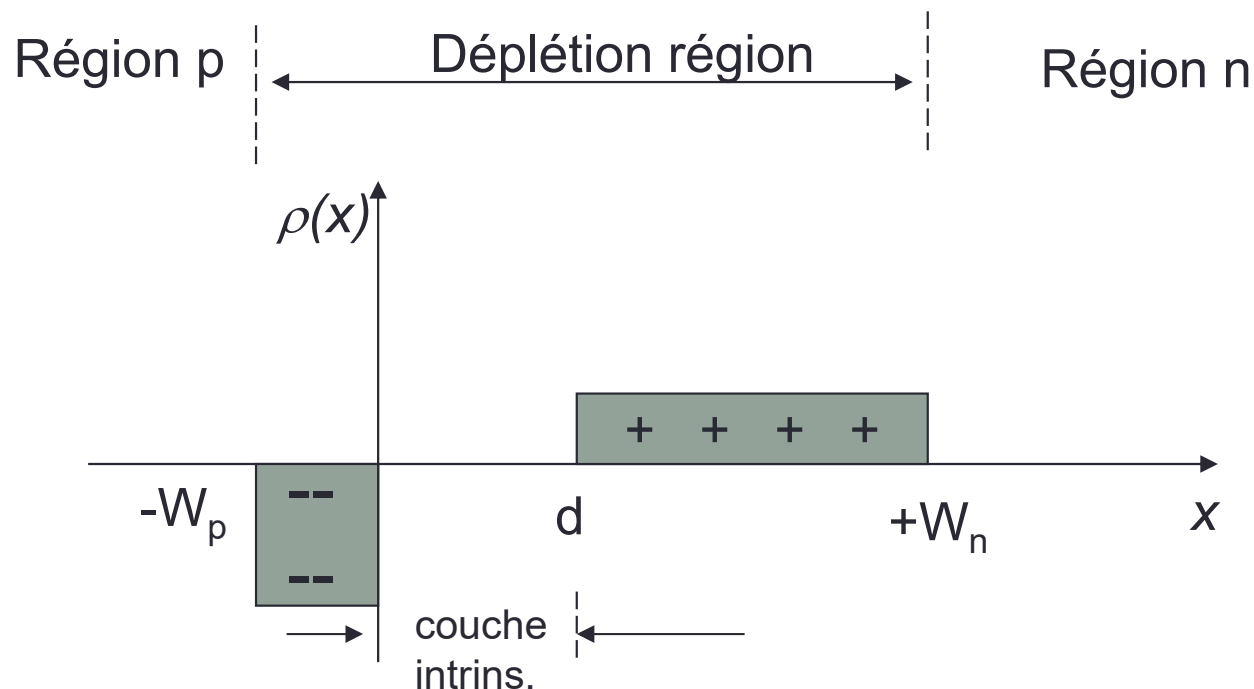


$$T_t \approx \exp \left(- \frac{4a\sqrt{2m^*e\phi_b}}{3\hbar} \right)$$



Diodes PIN

- Dispos VLSI modernes \Leftrightarrow très fort champ électrique
- Pb d'avalanche et effet de porteurs chauds
- Solutions:
 - Réduction du champ par augmentation de la ZCE
 - Incorporation d'une couche « non dopée » dite intrinsèque d'où le nom !



Diodes PIN

champ max (dans la zone intrinsèque)

$$E_m = -\frac{eN_A x_p}{\epsilon_{Si}} = -\frac{eN_D (x_n - d)}{\epsilon_{Si}}$$

Tension de diffusion ("built in potential")

$$V_{bi} = \frac{|E_m|}{2} (x_p + x_n + d) = \frac{|E_m|}{2} (W_d + d)$$

largeur de la ZCE

$$W_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}}{e} \frac{(N_A + N_D)}{N_A N_D} V_{bi} + d^2} = \sqrt{W_{d0}^2 + d^2}$$

capacité

$$\frac{C_T}{C_{T0}} = \frac{W_{d0}}{W_d} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{d^2}{W_{d0}^2}}}$$

champ électrique

$$\frac{E_m}{E_{m0}} = \frac{W_d}{W_d + W_{d0}} = \sqrt{1 + \frac{d^2}{W_{d0}^2}} - \frac{d}{W_{d0}}$$