

Fig. 3.1 Thermal equilibrium: energy band diagram and carrier flux.

$$J_p = J_{p/drift} + J_{p/diff} = q\mu_p p \varepsilon - qD_p \frac{dp}{dx}$$

$$J_n = J_{n/drift} + J_{n/diff} = q\mu_n n \varepsilon + qD_n \frac{dn}{dx}$$

all' equilibrio:

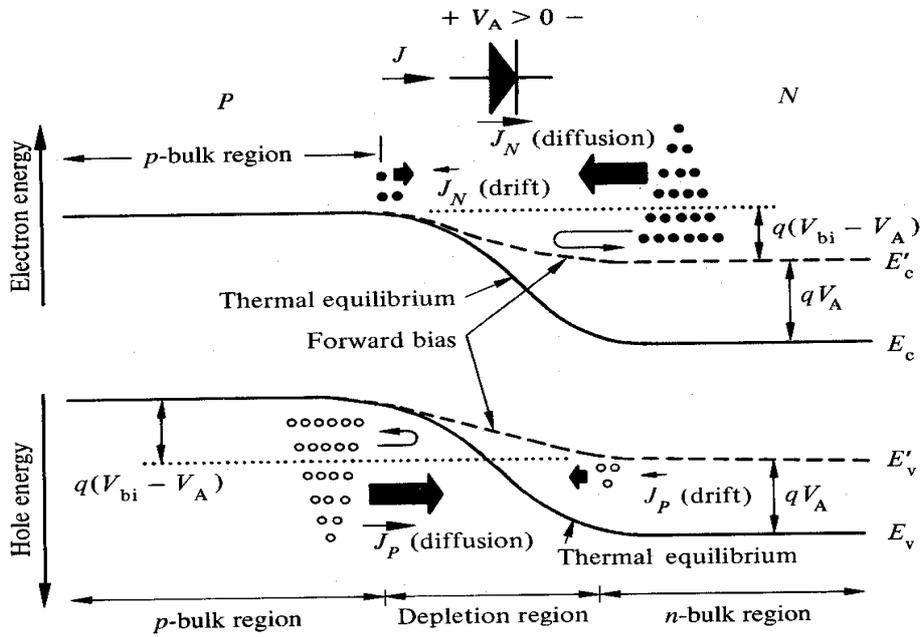
$$J_p = 0 \quad J_n = 0 \quad J = J_p + J_n = 0$$

ma

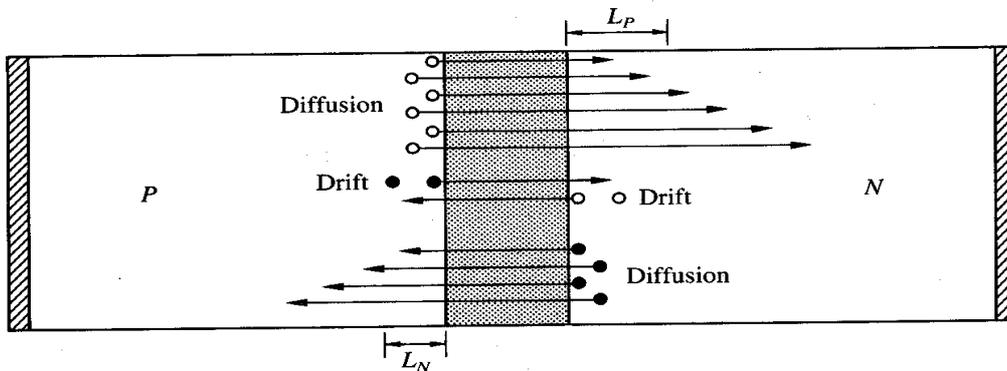
$$J_{p/drift} \neq 0 \quad J_{p/diff} \neq 0$$

$$J_{n/drift} \neq 0 \quad J_{n/diff} \neq 0$$

THE IDEAL DIODE VOLT-AMPERE CHARACTERISTIC



(a)



$$V_A > 0$$

\mathcal{E} decresce J_{ndrift} invariata

$V_{bi} - V_A$ decresce J_{pdrift} invariata

J_{pdiff} cresce \longrightarrow J_p cresce

J_{ndiff} cresce \longrightarrow J_n cresce

quindi J è crescente con V_A , diretta da sn verso dx

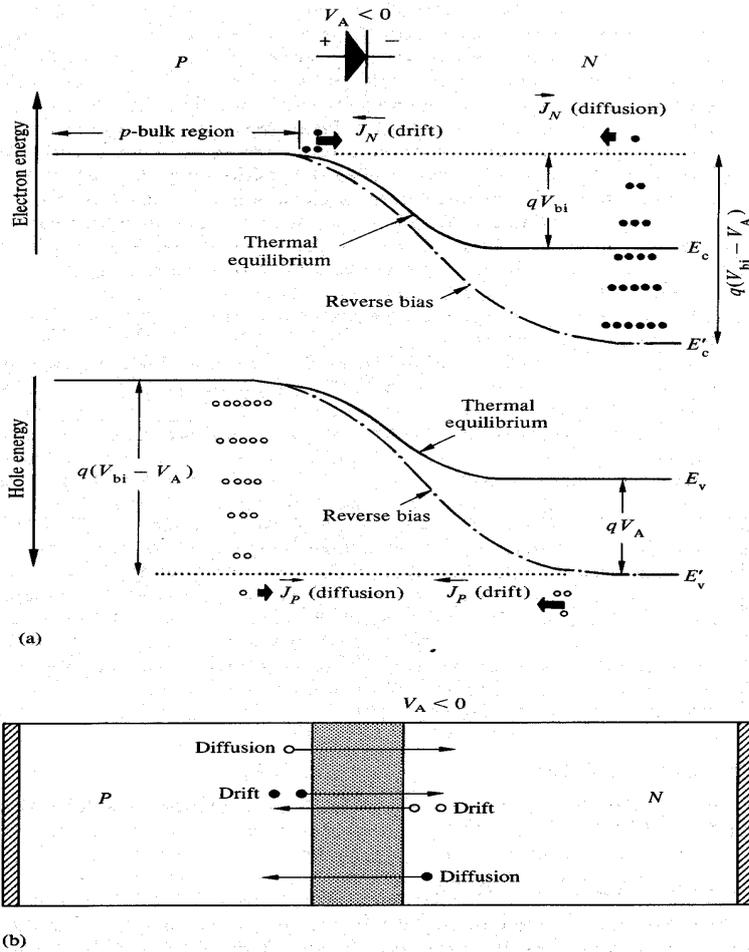


Fig. 3.4 (a) Energy band diagram for reverse bias (---) and at thermal equilibrium (—); (b) $V_A < 0$ carrier flux.

$V_A < 0$:

\mathcal{E}	crește		J_{ndrift}	invariata
$V_{bi} - V_A$	crește		J_{pdrift}	invariata
J_{pdiff}	decrește	\longrightarrow	J_p	decrește
J_{ndiff}	decrește	\longrightarrow	J_n	decrește

Equazione del diodo ideale

assunzione di partenza:

1. Non ci sono sorgenti esterne di generazione di carica
2. Valgono le approssimazioni di svuotamento e di neutralità
3. Si cerca una soluzione stazionaria

$$\frac{d}{dt} = 0$$

4. $G=0$, $R=0$ nella regione di svuotamento (quindi le correnti sono costanti nella regione svuotata)
5. Basso livello di iniezione
6. $\varepsilon \cong 0$ per i minoritari nelle regioni di bulk
7. N_A , N_D costanti

In queste condizioni, si possono scrivere le equazioni di continuita' per i minoritari, rispettivamente, nella zona n:

$$0 = D_p \frac{\partial^2 \Delta p_n}{\partial x^2} - \frac{\Delta p_n}{\tau_p}$$

$$J_p = q\mu_p p \varepsilon - qD_p \frac{dp}{dx} \quad p_n = p_{n0} + \Delta p_n$$

$$J_p \cong -qD_p \frac{d\Delta p_n}{dx}$$

nella zona p:

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

$$J_n \cong qD_n \frac{d\Delta n_p}{dx}$$

$$n_p = n_{p0} + \Delta n_p$$

• **Strategia per trovare l'equazione del diodo**

in zona n:

$$0 = D_p \frac{\partial^2 \Delta p_n}{\partial x^2} - \frac{\Delta p_n}{\tau_p} \quad 1a$$

$$J_p \cong -qD_p \frac{d\Delta p_n}{dx} \quad 2a$$

$$p_n = p_{n0} + \Delta p_n \quad 3a$$

in zona p:

$$0 = D_n \frac{\partial^2 \Delta n_p}{\partial x^2} - \frac{\Delta n_p}{\tau_n} \quad 1b$$

$$J_n \cong -qD_n \frac{d\Delta n_p}{dx} \quad 2b$$

$$n_p = n_{p0} + \Delta n_p \quad 3b$$

- si risolvono le (1)
- si impongono le condizioni al contorno
- si sostituiscono le Δp_n e Δn_p nelle (2)
- si sostituiscono $J_p(x)$ e $J_n(x)$ in $J(x) = J_p(x) + J_n(x)$

Poiché, per ipotesi, $J_p = \text{cost}$, $J_n = \text{cost}$ nella zona di svuotamento (ip. 4),:

$$J(\text{depl}) = J_p(x_n) + J_n(-x_p)$$

• **Determinazione delle condizioni al contorno**

scopo: trovare

$$\Delta n_p(-x_p), \Delta p_n(x_n)$$

$$\Delta n_p(-\infty), \Delta p_n(+\infty)$$

ricordiamo che:

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{p0} n_{n0}}{n_i^2} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}}$$

essendo

$$n_{p0} p_{p0} = n_i^2$$

dunque

$$n_{n0} = n_{p0} e^{\frac{qV_{bi}}{kT}} \quad p_{p0} = p_{n0} e^{\frac{qV_{bi}}{kT}}$$

Cioè le concentrazioni di elettroni e lacune ai confini della zona di svuotamento, sono legate alla V_{bi} . Se la tensione passa da V_{bi} a $V_{bi} - V_A$, ci si aspetta che valga la stessa relazione, cioè:

$$n_n = n_p e^{\frac{q(V_{bi} - V_A)}{kT}} \quad p_p = p_n e^{\frac{q(V_{bi} - V_A)}{kT}}$$

Applicando l'ipotesi di basso livello di iniezione, $n_n \cong n_{n0}$ si ha:

$$n_{p0} e^{\frac{qV_{bi}}{kT}} = n_p e^{\frac{q(V_{bi} - V_A)}{kT}}$$

$$n_p = n_{p0} e^{\frac{qV_A}{kT}} \Rightarrow \Delta n_p = n_{p0} (e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1)$$

analogamente

$$p_n = p_{n0} e^{\frac{qV_A}{kT}} \Rightarrow \Delta p_n = p_{n0} (e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1)$$

Invece le condizioni al contorno agli estremi delle regioni di bulk, si trovano assumendo che entrambe le regioni siano infinitamente estese al di là di $-x_p$ e x_n .

Ciò implica che i minoritari (che hanno lunghezza di diffusione L_p e L_n), si ricombinino e perciò:

$$\Delta n_p(-\infty) = 0, \Delta p_n(+\infty) = 0$$

Torniamo alle equazioni di partenza

zona n, $x \geq x_n$

$$\frac{d^2 \Delta p_n}{dx^2} - \frac{\Delta p_n}{\tau_p D_p} = 0, \tau_p D_p = L_p^2$$

soluzione
$$\Delta p_n(x) = A_1 e^{\frac{x}{L_p}} + A_2 e^{\frac{-x}{L_p}}$$

Condizioni al contorno:

$$1) \Delta p_n(+\infty) = A_1 e^{+\infty} + A_2 e^{-\infty}$$

$$2) \Delta p_n(x_n) = A_2 e^{\frac{-x_n}{L_p}} = p_{n0} (e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1)$$

$$A_2 = p_{n0} (e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1) e^{\frac{x_n}{L_p}}$$

soluzione finale

$$\Delta p_n(x) = p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{-(x-x_n)/L_p}$$

$$\begin{aligned} J_p(x) &= -qD_p \frac{d\Delta p_n}{dx} = \\ &= -qD_p \left(-\frac{1}{L_p} \right) p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{-(x-x_n)/L_p} = \\ &= q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{-(x-x_n)/L_p} \end{aligned}$$

zona p, $x \leq -x_p$

$$\frac{d^2 \Delta n_p}{dx^2} - \frac{\Delta n_p}{\tau_n D_n} = 0, \tau_n D_n = L_n^2$$

soluzione

$$\Delta n_p(x) = A_1 e^{\frac{x}{L_n}} + A_2 e^{\frac{-x}{L_n}}$$

condizioni al contorno:

$$1) \Delta n_p(-\infty) = A_1 e^{\frac{-\infty}{L_n}} + A_2 e^{\frac{+\infty}{L_n}} = A_2 e^{\frac{+\infty}{L_n}} = 0$$

$$2) \Delta n_p(-x_p) = A_1 e^{\frac{-x_p}{L_n}} = n_{p0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right)$$

$$A_1 = n_{p0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{\frac{x_p}{L_n}}$$

soluzione finale

$$\Delta n_p(x) = n_{p0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{(x+x_p)/L_n}$$

da cui:

$$J_n(x) = qD_n \frac{d\Delta n_p}{dx} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{(x+x_p)/L_n}$$

zona di svuotamento: $-x_p \leq x \leq x_n$

$$J_p = \text{cost} = J_p(x_n)$$

$$J_n = \text{cost} = J_n(-x_p)$$

$$J = J_n + J_p = J_n(-x_p) + J_p(x_n)$$

$$J_p(x_n) = \frac{qD_p}{L_p} p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right)$$

$$J_n(-x_p) = \frac{qD_n}{L_n} n_{p0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right)$$

$$J = \left(\frac{qD_p}{L_p} p_{n0} + \frac{qD_n}{L_n} n_{p0} \right) \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right)$$



$$J = J_s \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right)$$

Per passare da J ad I, basterà moltiplicare per l' area della giunzione, ottenendo:

$$I = I_0 \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right)$$

con:

$$I_0 = J_s A = qA \left[\frac{D_n}{L_n} n_{p0} + \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \right]$$

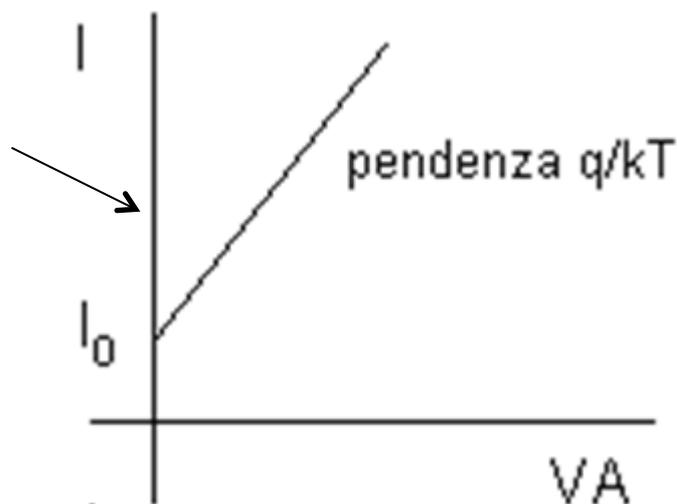
Commento ai risultati:

tensione diretta

$$e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \cong e^{\frac{qV_A}{kT}}$$

$$\rightarrow \ln I = \ln I_0 + \frac{qV_A}{kT}$$

In scala
log



tensione inversa

$$e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \cong -1$$

$I \cong -I_0$ corrente inversa di saturazione

$$I_0 = qA \left[\frac{D_n}{L_n} n_{p0} + \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \right] =$$

$$= qA \left[\frac{D_n}{L_n} \frac{n_i^2}{N_A} + \frac{D_p}{L_p} \frac{n_i^2}{N_D} \right] = qA n_i^2 \left[\frac{D_n}{L_n N_A} + \frac{D_p}{L_p N_D} \right]$$

n_i cresce con T, quindi lo dipende fortemente da T (e dal band gap del materiale).

Inoltre nelle zone meno drogate ci sono più portatori di minoranza e quindi un maggiore contributo alla corrente inversa.

Esaminando le espressioni:

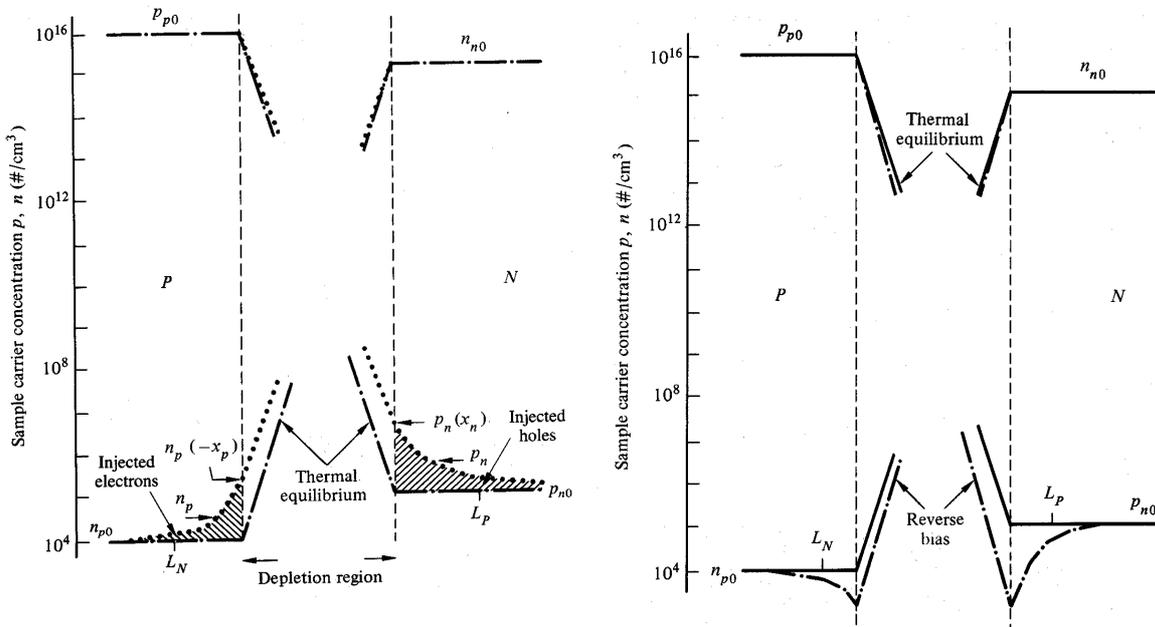
$$J_p = \frac{qD_p}{L_p} p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right)$$

$$J_n = \frac{qD_n}{L_n} n_{p0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right)$$

Si osserva che se $N_A > N_D$ e quindi $p_{n0} > n_{p0}$, allora $J_p > J_n$.

Cioè se si ha una giunzione brusca asimmetrica tipo p⁺n, la corrente in polarizzazione diretta è prevalentemente composta da lacune che diffondono da p verso n.

Concentrazione dei portatori in polarizzazione diretta e inversa:



Diretta:

$$n_p(x) = n_{p0} + n_{p0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{-(x+x_p)/L_n}$$

$$p_n(x) = p_{n0} + p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{-(x-x_n)/L_p}$$

I portatori di minoranza si ricombinano secondo una legge governata da L_n , L_p .

Inversa:

le concentrazioni dei portatori di minoranza sono al di sotto loro valore di equilibrio.

L_n , L_p hanno un diverso significato fisico: solo i portatori di minoranza generati termicamente entro L_n , L_p contribuiscono alla corrente.

Diodo = giunzione + contatti metallici

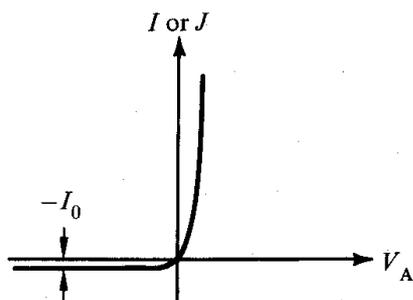
Qual è la funzione dei contatti?

I contatti sono il luogo in cui i maggioritari nel semiconduttore vengono scambiati con elettroni che scorrono nel circuito esterno.

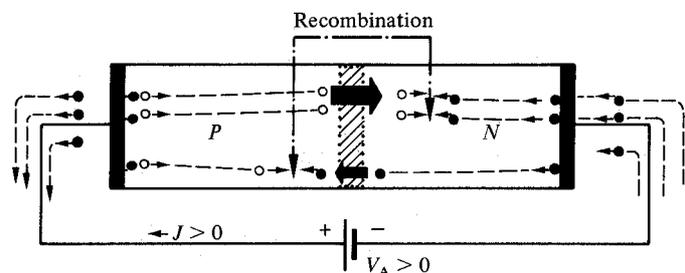
Contatto metallo-zona p: per creare una lacuna, un elettrone deve saltare nel circuito esterno.

La lacuna creata si muove verso la giunzione, diffonde attraverso la zona di svuotamento e viene iniettata nella regione n. Adesso è un minoritario ed è destinato a ricombinarsi con un maggioritario che proviene dal circuito esterno attraverso il contatto.

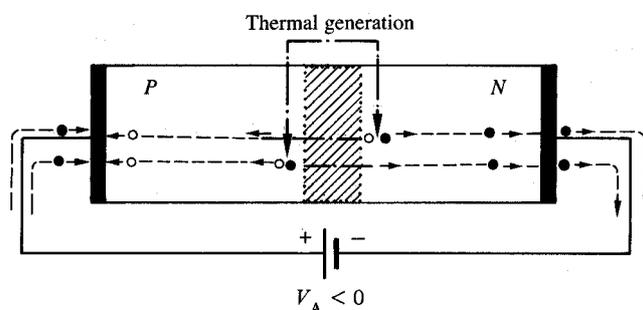
In inversa i minoritari generati termicamente nelle immediate vicinanze della zona di svuotamento vengono trascinati dal campo elettrico nella zona opposta, dove, da maggioritari, migrano verso il contatto. Qui l' eccesso di portatori finisce nel circuito esterno.



(a) Volt-ampere characteristic



(b) Major diffusion particle fluxes for forward bias, $V_A > 0$



In polarizzazione diretta:

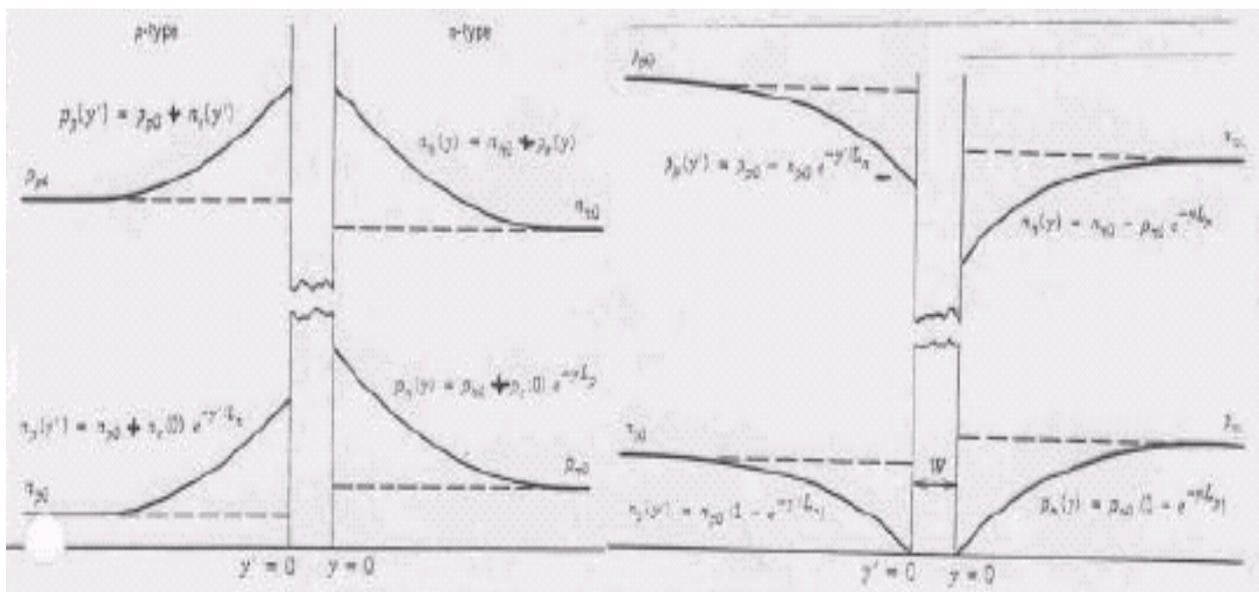
la concentrazione di lacune in $x=x_n$ è superiore al valore di equilibrio.

Per mantenere la neutralità di carica, degli elettroni vengono richiamati dal circuito esterno.

Allontanandosi da x_n verso il contatto, le lacune in eccesso si ricombinano e la loro concentrazione decresce esponenzialmente con x . La stessa cosa vale per la corrente.

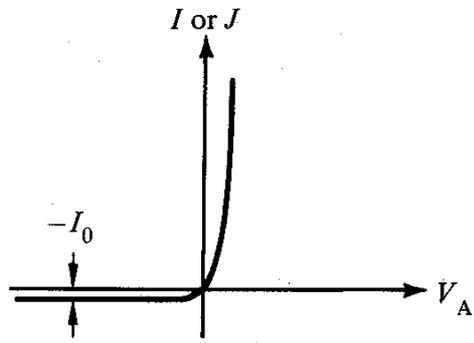
Gli elettroni necessari a mantenere la neutralità hanno all'incirca la stessa distribuzione, rispetto a x , delle lacune.

La corrente totale ($I = I_p + I_n$) è costante attraverso il diodo:

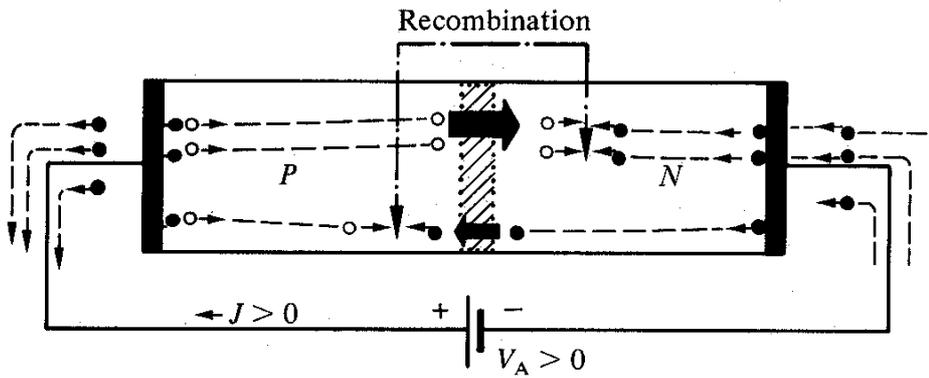


In polarizzazione inversa:

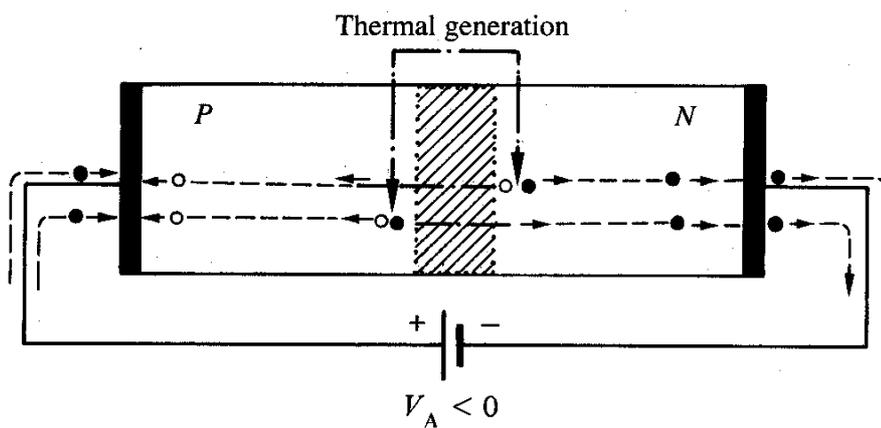
per $V > 0.1 \text{ V}$ $p_n(x_n) = p_{no} e^{\frac{qV_A}{kT}}$ diventa trascurabile. Le lacune in zona n allora tendono a diffondere verso x_n . Ma solo quelle generate ad una distanza media pari ad una lunghezza di diffusione riescono ad arrivare in x_n dove poi trovano un campo favorevole alla loro migrazione in p.



(a) Volt-ampere characteristic



(b) Major diffusion particle fluxes for forward bias, $V_A > 0$



(c) Major drift particle fluxes for reverse bias, $V_A < 0$

CAPITOLO 3

