

L'equazione del diodo ideale

La giunzione pn senza tensione applicata

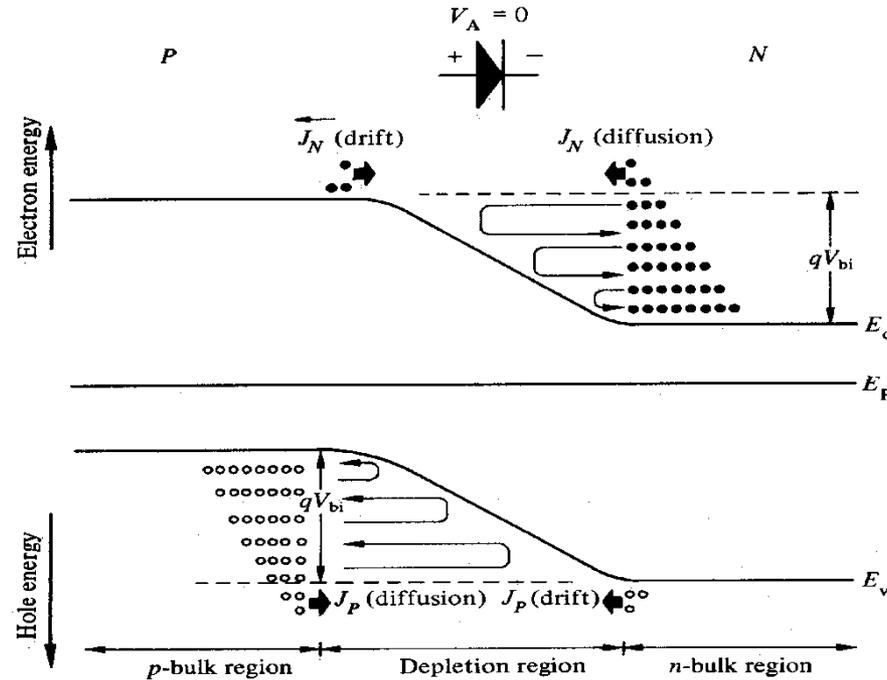


Fig. 3.1 Thermal equilibrium: energy band diagram and carrier flux.

Nel caso di **equilibrio termodinamico**, un numero esiguo di **elettroni riusciranno a diffondere dal lato n al lato p**, un numero esiguo di **elettroni riusciranno a trasferirsi dal lato p a quello n sotto l'azione del campo elettrico** che si viene a creare per via della carica spaziale creata. Stesso discorso vale ovviamente per le lacune

La giunzione pn senza tensione applicata

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

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

All'equilibrio:

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

Ma

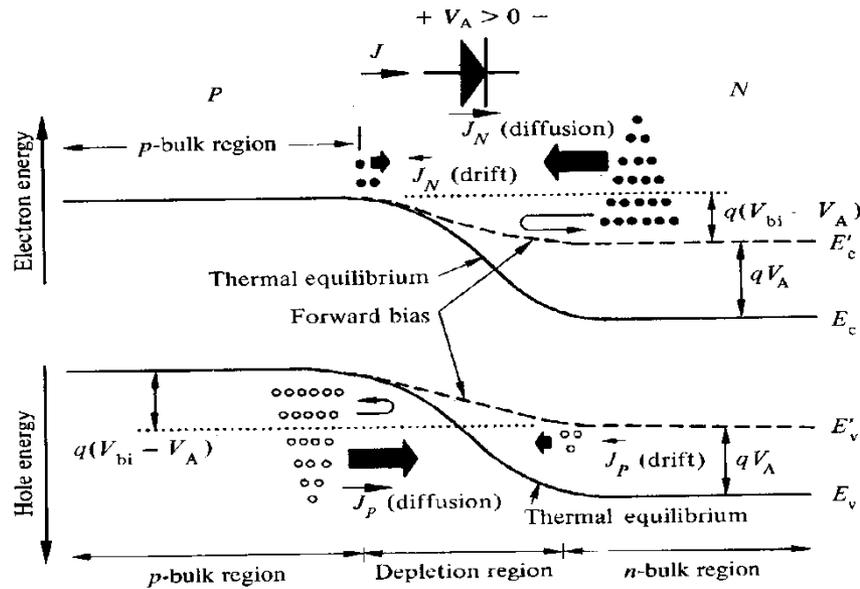
$$J_{p/drift} \neq 0 \quad J_{p/diff} \neq 0$$

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

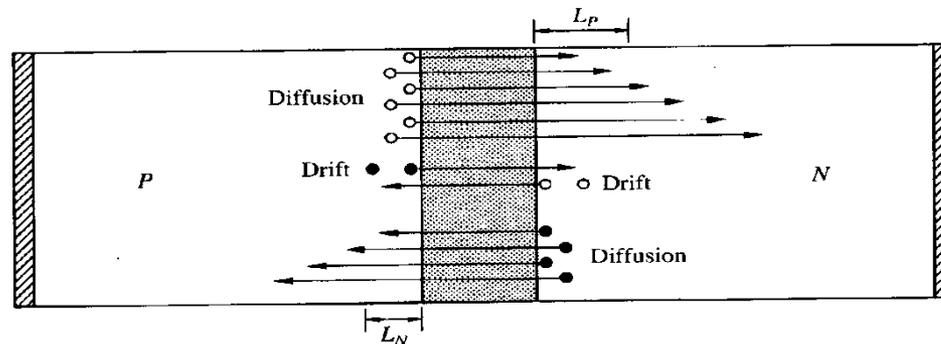
Cosa succede se applichiamo una tensione?

La giunzione pn con tensione positiva applicata

THE IDEAL DIODE VOLT-AMPERE CHARACTERISTIC



(a)



La giunzione pn con tensione positiva applicata

L'applicazione di un potenziale positivo fa sì che l'altezza di barriera diminuisca → il campo diminuisce di conseguenza

Se prima pochi elettroni potevano diffondere da n a p (e lacune da n a p), ora il numero aumenta in maniera considerevole

Al contrario, la corrente di drift tende comunque a diminuire, non varia in maniera significativa

In sostanza, **aumenta J_{diff} ma non J_{drift} , J_{tot} aumenta**

Si tratta di una corrente di elettroni in zona p e lacune in zona n!!!!

Ovvero **corrente di minoritari**

La giunzione pn con tensione positiva applicata

$$V_A > 0$$

\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 positiva

La giunzione pn con tensione positiva applicata

Cosa succede ai portatori?

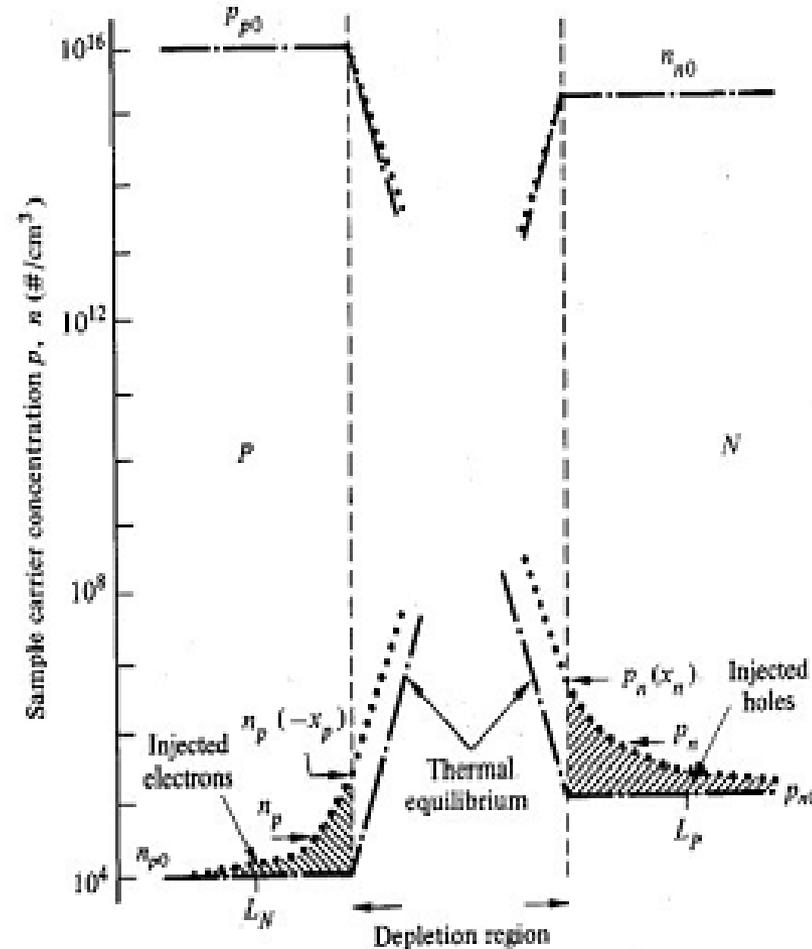
Se il potenziale decresce (la barriera di potenziale diminuisce di una quantità pari alla tensione diretta applicata), il processo di diffusione diventa dominante!

Aumenta in maniera considerevole il numero di lacune che diffondono da p a n, e di elettroni che diffondono da n a p (diventano ovviamente minoritari)

La concentrazione dei minoritari, in queste condizioni di polarizzazione, è maggiore rispetto all'equilibrio!

Il sistema tende comunque a riportarsi alle condizioni di equilibrio, per cui la concentrazione dei minoritari tenderà a riportarsi pari al valore all'equilibrio

La giunzione pn con tensione positiva applicata



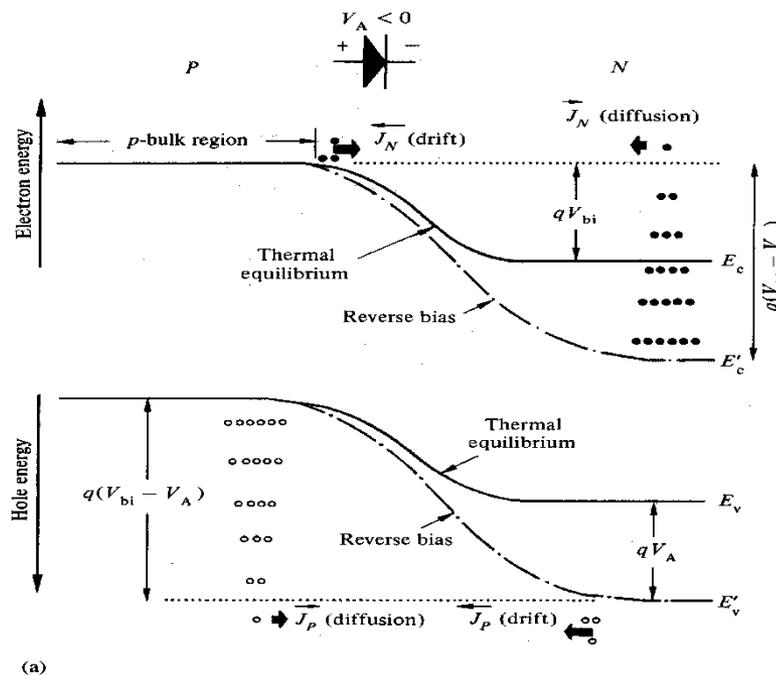
In polarizzazione diretta la concentrazione dei minoritari è maggiore rispetto al caso di equilibrio per poi convergere verso n_{p0} e p_{n0} nell'arco di L_n e L_p

La giunzione pn con tensione negativa applicata

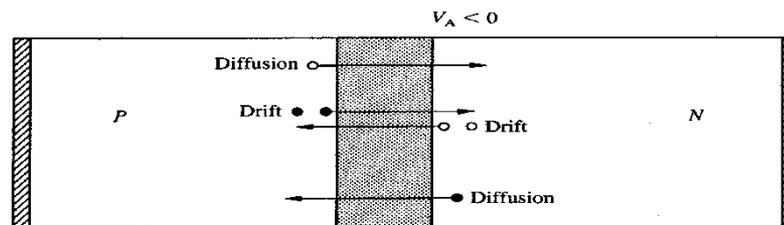
3.2

QUALITATIVE V-I CHARACTERISTICS

51



(a)



(b)

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

La giunzione pn con tensione negativa applicata

Se V_a è negativa, aumenta il potenziale nella zona di svuotamento.

Aumenta anche il campo

La corrente di drift rimane anche qui pressoché costante

Mentre la probabilità che degli elettroni diffondano nella zona p e lacune nella zona n è molto minore anche rispetto a caso di tensione applicata nulla

La corrente di diff diminuisce

Di conseguenza la corrente totale è molto bassa

La giunzione pn con tensione negativa applicata

$$V_A < 0$$

\mathcal{E} cresce J_{ndrift} invariata

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

J_{pdiff} decresce \longrightarrow J_p decresce

J_{ndiff} decresce \longrightarrow J_n decresce

La giunzione pn con tensione negativa applicata

Cosa succede ai portatori?

Se il potenziale aumenta (la barriera di potenziale aumenta di una quantità pari alla tensione inversa applicata), la diffusione dei portatori diventa molto meno pronunciata.

Diminuisce in maniera considerevole il numero di lacune che diffondono da p a n, e di elettroni che diffondono da n a p (diventano ovviamente minoritari)

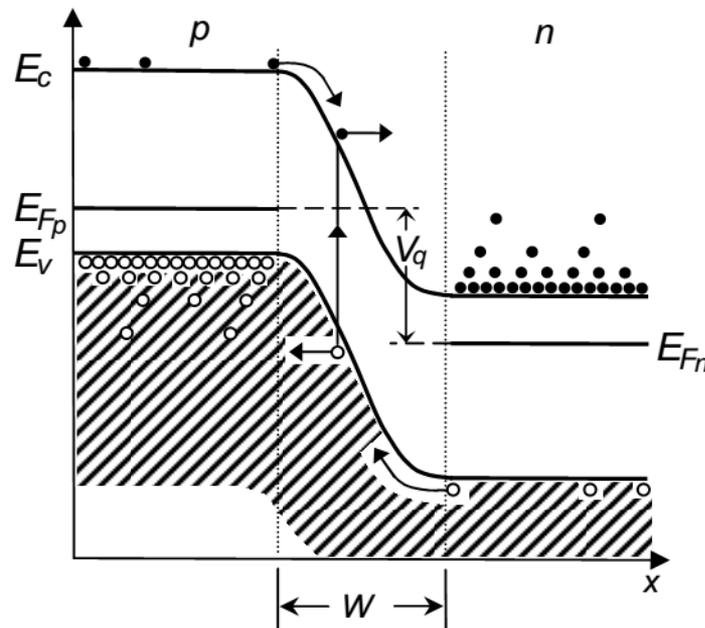
La concentrazione dei minoritari, in queste condizioni di polarizzazione, è minore rispetto all'equilibrio!

Anche in questo caso, il sistema tende comunque a riportarsi alle condizioni di equilibrio, per cui la concentrazione dei minoritari tenderà a riportarsi pari al valore all'equilibrio

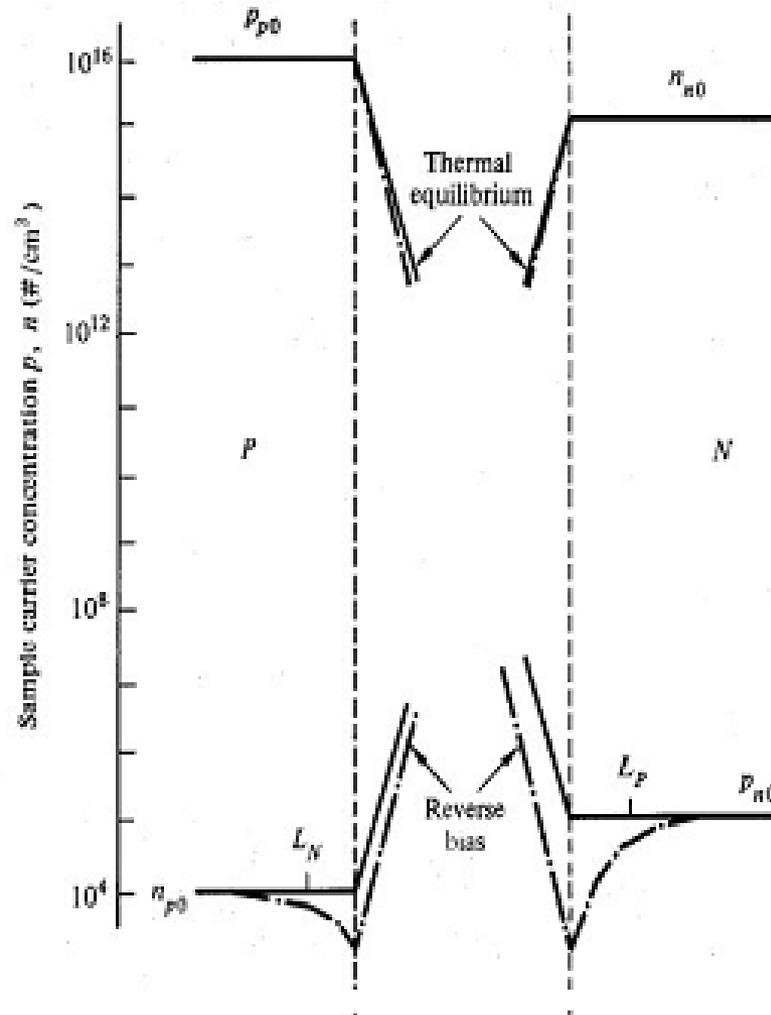
La giunzione pn con tensione negativa applicata

Perché la concentrazione di portatori minori diminuisce?

Gli elettroni della zona p e le lacune della zona n, se giungono ai margini della zona svuotata, vengono immediatamente risucchiati e "spazzati" attraverso di essa dal campo



La giunzione pn con tensione negativa applicata



In polarizzazione inversa la concentrazione dei minoritari è minore rispetto al caso di equilibrio per poi convergere verso n_{p0} e p_{n0} nell'arco di L_n e L_p

Il ruolo dei contatti

I contatti tra la giunzione e la rete ohmica rappresentano il **luogo fisico in cui i maggioritari nel semiconduttore vengono scambiati con gli elettroni** che circolano nel circuito esterno.

In diretta, le lacune che diffondono da p a n diventano minoritari, tenderanno a continuare a diffondere, ma dopo una certa distanza si ricombineranno

Si ricombinano con gli elettroni (maggioritari) presenti nel lato n

Altri elettroni verranno richiamati dal circuito esterno per controbilanciare questa perdita (si deve mantenere la neutralità di carica e la corrente deve essere costante)

Il ruolo dei contatti

In inversa i minoritari (lacune lato n) generati termicamente in prossimità della regione di svuotamento vengono spinti dal campo elettrico nella zona opposta (verso la zona p).

Qui, essendo maggioritari, possono giungere senza particolari problemi al contatto, per poi passare al circuito esterno.

Il circuito esterno per mantenere la corrente costante immette elettroni nel lato p

Equazione del diodo ideale

$$\frac{dp_n}{dt} = -\mu_p p_n \frac{dE}{dx} - \mu_p E \frac{dp_n}{dx} + D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} + G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$$

$$\frac{dn_p}{dt} = \mu_n n_p \frac{dE}{dx} + \mu_n E \frac{dn_p}{dx} + D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2} + G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$$

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

Equazione del diodo ideale

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

$$0 = D_p \frac{\partial^2 \Delta p_n}{\partial x^2} - \frac{\Delta p_n}{\tau_p}$$
$$J_p = q\mu_p p \varepsilon - qD_p \frac{dp}{dx}$$
$$J_p \cong -qD_p \frac{d\Delta p_n}{dx}$$

$$\Delta p_n = p_n - p_{n0}$$
$$p_n = p_{n0} + \Delta p_n$$

nella zona p:

$$0 = D_n \frac{\partial^2 \Delta n_p}{\partial x^2} - \frac{\Delta n_p}{\tau_n}$$
$$J_n \cong qD_n \frac{d\Delta n_p}{dx}$$
$$n_p = n_{p0} + \Delta n_p$$

Equazione del diodo ideale

in zona n:

$$0 = D_p \frac{\partial^2 \Delta p_n}{\partial x^2} - \frac{\Delta p_n}{\tau_p} \quad (158)$$

$$J_p \cong -qD_p \frac{d\Delta p_n}{dx} \quad (159)$$

$$p_n = p_{n0} + \Delta p_n \quad (160)$$

in zona p:

$$0 = D_n \frac{\partial^2 \Delta n_p}{\partial x^2} - \frac{\Delta n_p}{\tau_n} \quad (161)$$

$$J_n \cong -qD_n \frac{d\Delta n_p}{dx} \quad (162)$$

$$n_p = n_{p0} + \Delta n_p \quad (163)$$

Equazione del diodo ideale

- si risolvono le (158) e (161)
- si impongono le condizioni al contorno
- si sostituiscono le Δp_n e Δn_p nelle (159) e (162)
- 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),:

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

Equazione del diodo ideale

Dobbiamo 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

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

segue

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

Equazione del diodo ideale

Ciò significa che 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:

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

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

Equazione del diodo ideale

Analogamente

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

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 ricombinano** e perciò:

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

Equazione del diodo ideale

Torniamo alle equazioni di partenza
zona n, per $x \geq x_n$

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

$$L_p = \sqrt{\tau_p D_p} \quad \text{Lunghezza Diffusione minoritari}$$

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

Condizioni al contorno :

$$1) \Delta p_n(+\infty) = 0 \Rightarrow A_1 e^{+\infty} + A_2 e^{-\infty} = 0 \Rightarrow A_1 = 0$$

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

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

Equazione del diodo ideale

$$\begin{aligned}\Delta p_n(x) &= p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{-(x-x_n)/L_p} \\ J_p(x) &= -qD_p \frac{d\Delta p_n}{dx} = \\ &= -qD_p \left(-\frac{1}{L_p} \right) p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{-(x-x_n)/L_p} = \\ J_p(x) &= q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{-(x-x_n)/L_p}\end{aligned}\tag{164}$$

Analogamente in zona p, $x \leq -x_p$

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

Equazione del diodo ideale

condizioni al contorno:

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

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

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

soluzione finale

$$\Delta n_p(x) = n_{p0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{(x+x_p)/L_n} \quad (165)$$

da cui:

$$J_n(x) = qD_n \frac{d\Delta n_p}{dx} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{(x+x_p)/L_n} \quad (166)$$

Equazione del diodo ideale

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

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

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

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

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

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

$$J = \left(\frac{qD_p}{L_p} p_{n0} + \frac{qD_n}{L_n} n_{p0} \right) \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \quad (167)$$



$$J = J_s \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \quad (168)$$

Equazione del diodo ideale

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

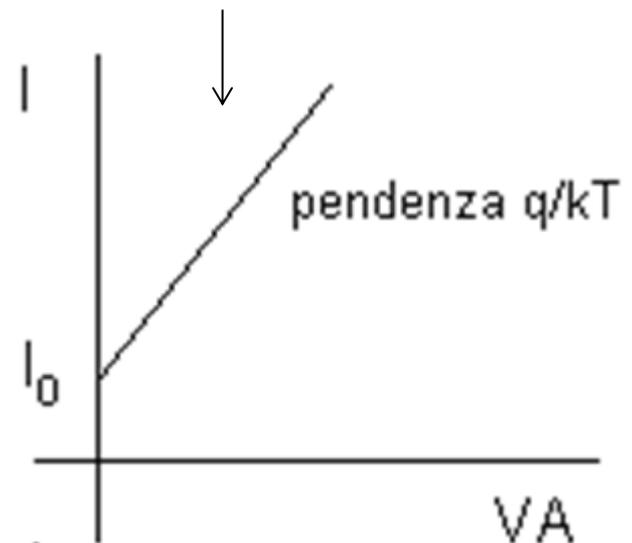
$$I_0 = J_s A = qA \left[\frac{D_n}{L_n} n_{p0} + \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \right] \quad (169)$$

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



Equazione del diodo ideale

tensione inversa

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

$$I \cong -I_0 \quad \text{corrente inversa di saturazione}$$

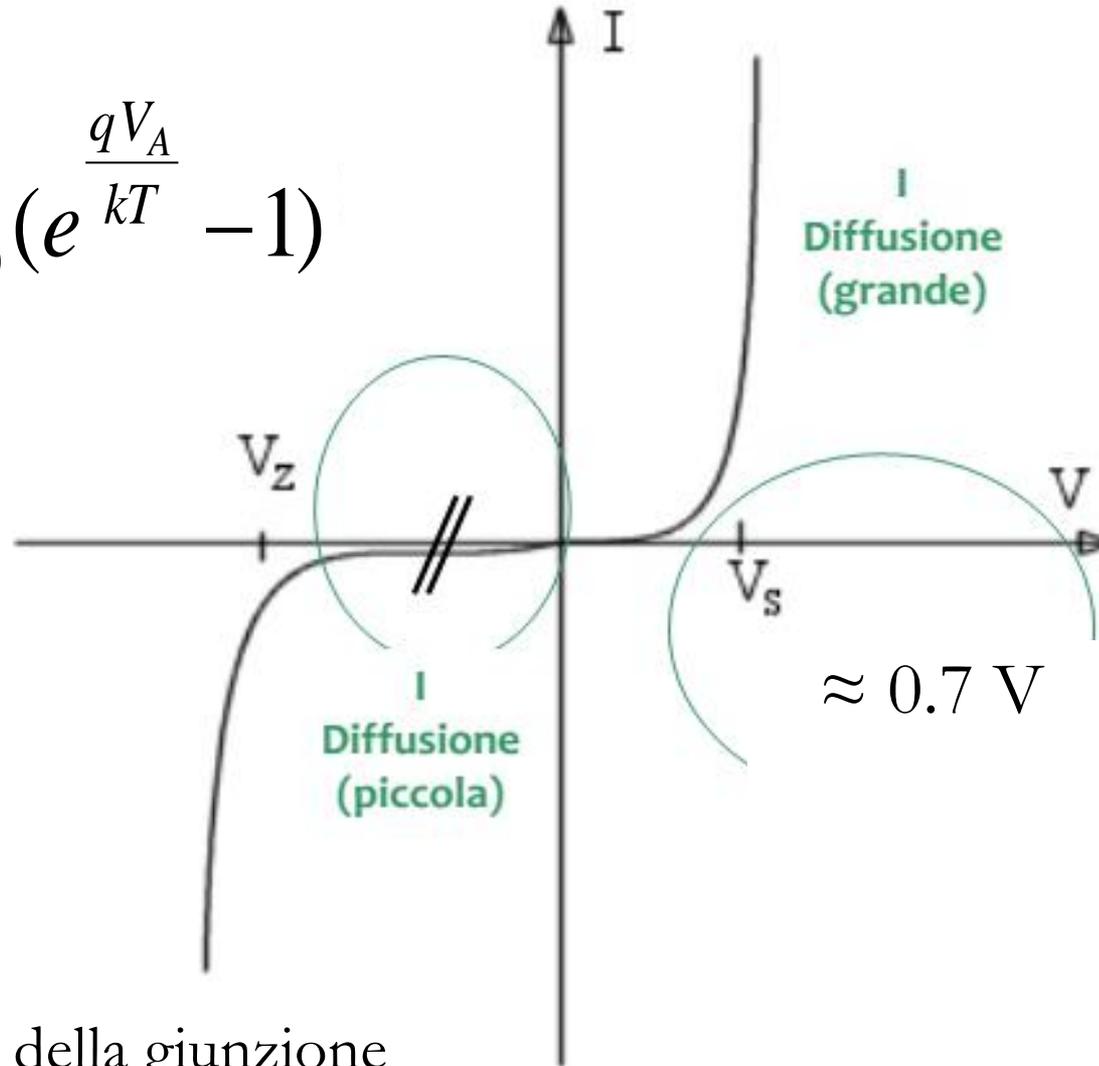
$$I_0 = qA \left[\frac{D_n}{L_n} n_{p0} + \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \right]$$

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A} \quad p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}$$

$$I_0 = qA \left[\frac{D_n}{L_n} \frac{n_i^2}{N_A} + \frac{D_p}{L_p} \frac{n_i^2}{N_D} \right] = qAn_i^2 \left[\frac{D_n}{L_n N_A} + \frac{D_p}{L_p N_D} \right] \quad (170)$$

Equazione del diodo ideale

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



Rottura della giunzione

Equazione del diodo ideale

n_i cresce con T , quindi I_0 dipende fortemente da T (e dal band gap del materiale).

Inoltre, vi è una dipendenza inversa dal drogaggio.

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

In altre parole occorre sottolineare ancora una volta che **la corrente in un diodo è composta prevalentemente da portatori che diffondono** in una regione in cui essi diventano **minoritari!**

Equazione del diodo ideale

Esaminando le espressioni:

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

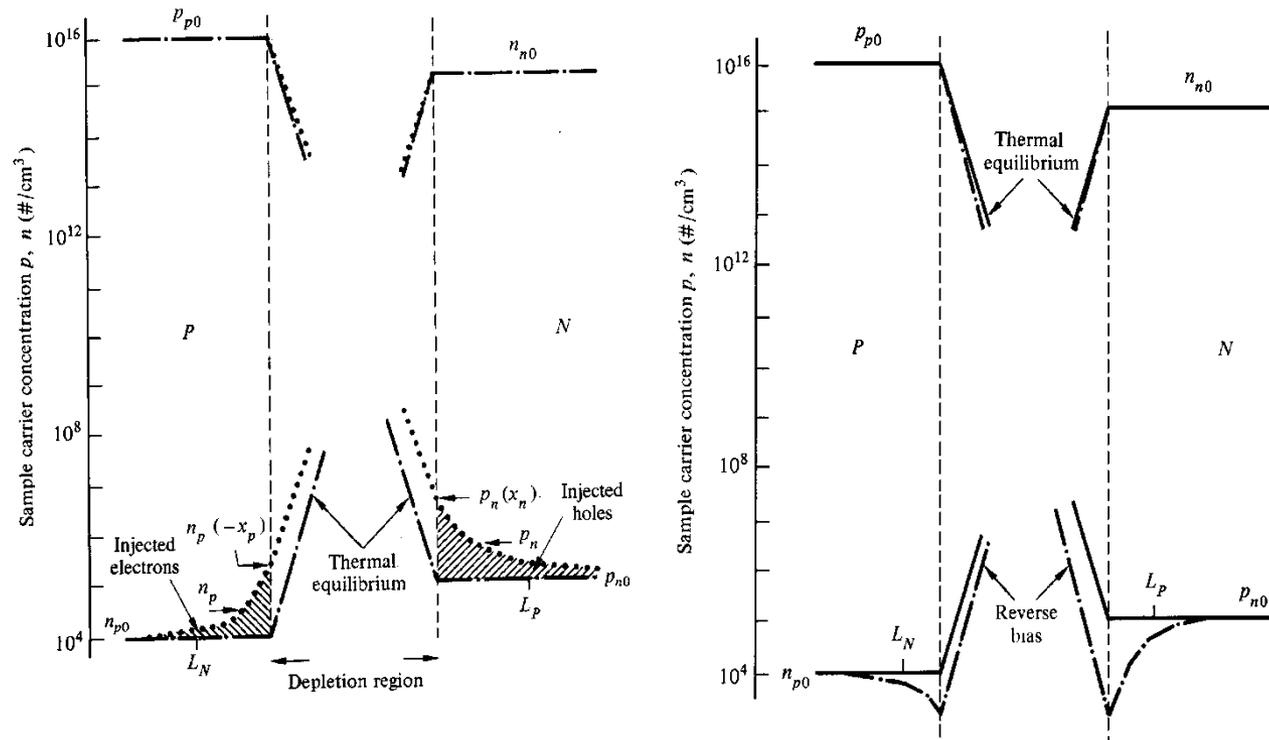
$$J_n = \frac{qD_n}{L_n} n_{p0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right)$$

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

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.

Equazione del diodo ideale: precisazioni

Concentrazione dei portatori in polarizzazione diretta e inversa:



le relazioni viste in precedenza dipendono dalla lunghezza di diffusione dei portatori

In polarizzazione diretta la concentrazione dei minoritari è maggiore rispetto al caso di equilibrio per poi convergere verso n_{p0} e p_{n0} nell'arco di L_n e L_p

Equazione del diodo ideale: precisazioni

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 a base lunga e diodo a base corta

Equazione del diodo ideale

Fino ad ora abbiamo considerato le regioni di bulk come se fossero infinitamente estese (approssimazione di diodo a base lunga)

Ritorniamo alla soluzione analitica

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

Per determinare A_1 e A_2 dobbiamo imporre le condizioni al contorno.

Il contatto è caratterizzato da una determinata velocità di ricombinazione s , e consideriamo W_1 la posizione del contatto metallico

$$\Delta p_n(W_1) = \frac{W_1}{qs}$$

$$s = \infty \Rightarrow \Delta p_n(W_1) = 0$$

Equazione del diodo ideale

Se il diodo non è a base lunga le condizioni cambiano

$$\Delta p_n(W_1) = A_1 e^{\frac{-W_1}{L_p}} + A_2 e^{\frac{W_1}{L_p}} = 0$$

$$\Delta p_n(x_n) = A_1 e^{\frac{-x_n}{L_p}} + A_2 e^{\frac{x_n}{L_p}} = p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right)$$

A_2 non può più essere $=0$

$$\Delta p_n(W_1) = A_1 e^{\frac{-W_1}{L_p}} + A_2 e^{\frac{W_1}{L_p}} = 0 \Rightarrow A_1 = -A_2 e^{\frac{2W_1}{L_p}}$$

sostituisco

$$\Delta p_n(x_n) = A_1 e^{\frac{-x_n}{L_p}} + A_2 e^{\frac{x_n}{L_p}} = p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right)$$

$$A_2 = \frac{p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right)}{e^{\frac{x_n}{L_p}} - e^{\frac{(2W_1 - x_n)}{L_p}}}$$

Equazione del diodo ideale

Dopo un po' di calcoli si trova:

$$\Delta p_n(x) = p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \frac{\sinh \frac{W_1 - x}{L_p}}{\sinh \frac{W_1 - x_n}{L_p}} \quad (171)$$

$$J_p(x) = \frac{qD_p}{L_p} p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \frac{\cosh \frac{W_1 - x}{L_p}}{\sinh \frac{W_1 - x_n}{L_p}}$$

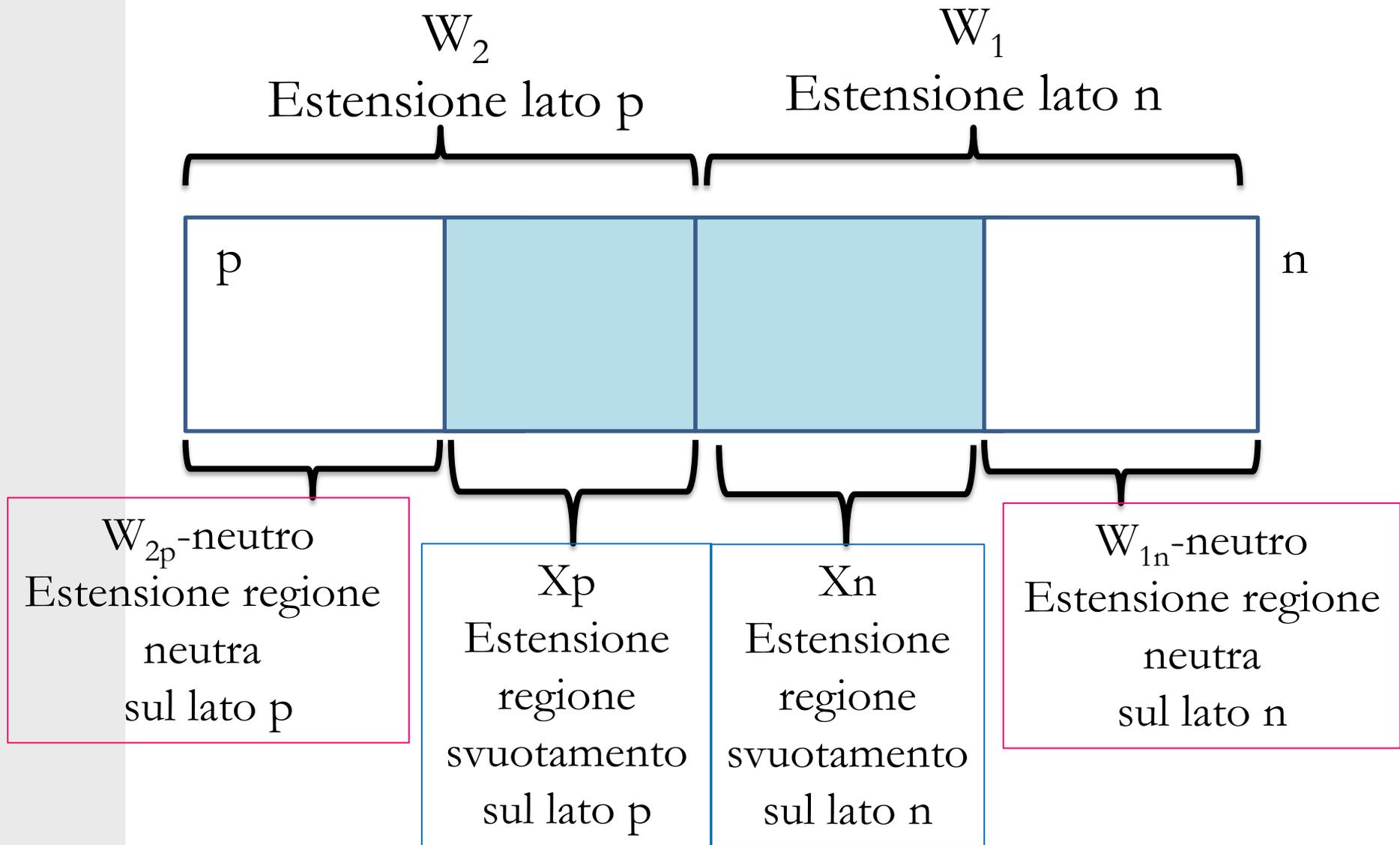
$$J_p(x_n) = \frac{qD_p}{L_p} p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \coth \frac{W_1 - x_n}{L_p} \quad (172)$$

$$J_n(-x_p) = \frac{qD_n}{L_n} n_{p0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \coth \frac{W_2 - x_p}{L_n} \quad (173)$$

Dalla (159)

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

Equazione del diodo ideale



Equazione del diodo ideale

Vediamo alcuni casi particolari:

$$J_p(x_n) = \frac{qD_p}{L_p} p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \coth \frac{W_1 - x_n}{L_p}$$

$$J_n(-x_p) = \frac{qD_n}{L_n} n_{p0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \coth \frac{W_2 - x_p}{L_n}$$

$$\left. \begin{array}{l} |W_1 - x_n| \gg L_p \\ |W_2 - x_p| \gg L_n \end{array} \right\} \Rightarrow \coth(x) = 1$$

$$J_{tot} = J_p + J_n = qn_i^2 \left(\frac{D_p}{N_D L_p} + \frac{D_n}{N_A L_n} \right) \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right)$$

Coincide con l'equazione del diodo a base lunga trovata in precedenza

Equazione del diodo ideale

Per quel che concerne il diodo a base corta:

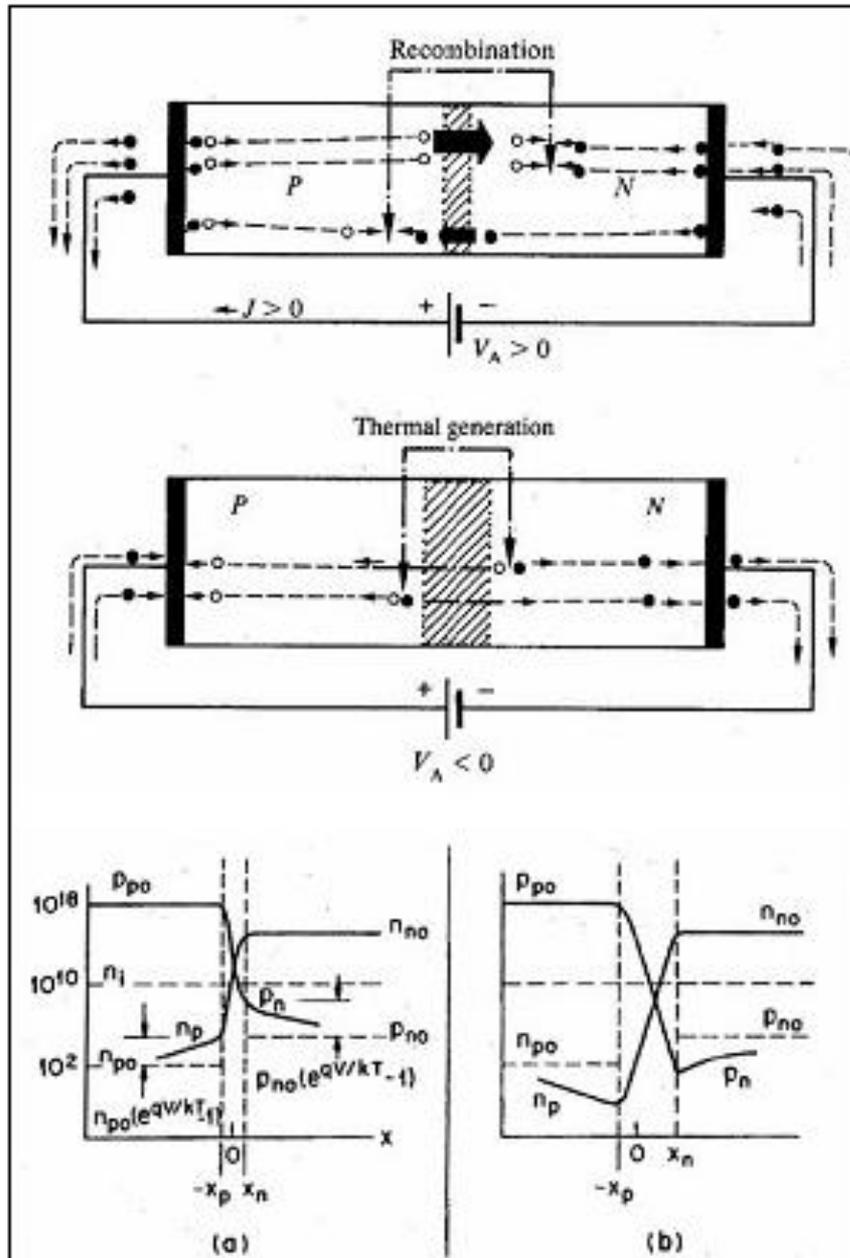
$$J_p(x_n) = \frac{qD_p}{L_p} p_{n0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \coth \frac{W_1 - x_n}{L_p}$$

$$J_n(-x_p) = \frac{qD_n}{L_n} n_{p0} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \coth \frac{W_2 - x_p}{L_n}$$

$$\left. \begin{array}{l} |W_1 - x_n| \ll L_p \\ |W_2 - x_p| \ll L_n \end{array} \right\} \Rightarrow \coth(x) \cong \frac{1}{x}$$

$$J_{tot} = qn_i^2 \left(\frac{D_p}{N_D |W_1 - x_n|} + \frac{D_n}{N_A |W_2 - x_p|} \right) \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \quad (174)$$

Equazione del diodo ideale



Equazione del diodo ideale

In diretta (figura a) la concentrazione di lacune in $x = x_n$ è certamente maggiore al valore di equilibrio

per mantenere la neutralità di carica vengono richiamati elettroni dal circuito esterno, la cui concentrazione è chiaramente simile a quella delle lacune;

allontanandosi da x_n verso il contatto, le lacune in eccesso cominciano a ricombinarsi e la loro concentrazione decresce esponenzialmente con la distanza.

In polarizzazione inversa invece (figura b), il termine $p_n(x_n) = p_{n0} \exp[qV_A/kT]$ diviene trascurabile

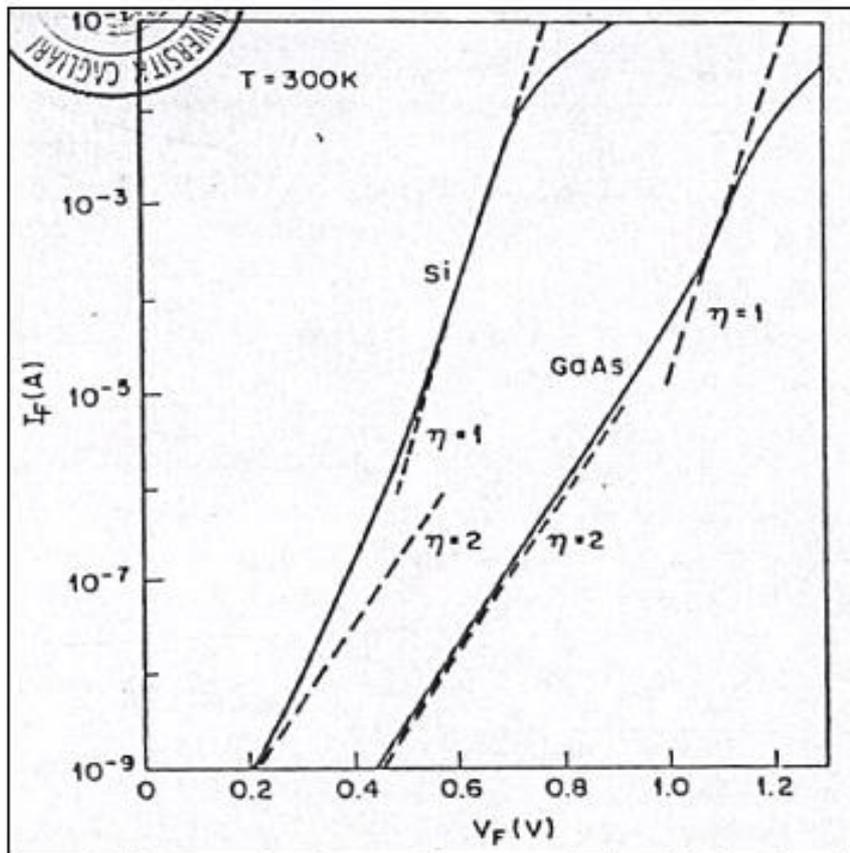
le lacune in zona n incominciano a diffondere verso x_n , ma solo quelle generate ad una distanza media pari ad una lunghezza di diffusione riescono ad arrivare a tale punto, dove individuano un campo favorevole al loro drift verso p .

Il diodo reale

Equazione del diodo reale

Prenderemo ora in considerazione dei fenomeni che fino ad ora abbiamo volutamente trascurato.

Nella caratteristica I-V dei diodi reali, ci sono diverse variazioni rispetto alla curva ideale ricavata in precedenza.

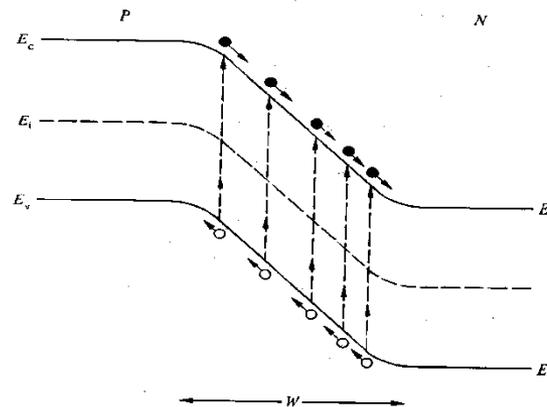
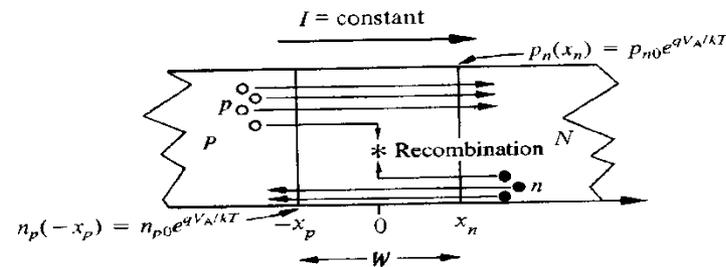


$$J = J_{S1} \left(e^{\frac{qV}{\eta kT}} - 1 \right)$$

Equazione del diodo reale

Tali variazioni sono attribuibili a diversi effetti:

- generazione e ricombinazione di coppie e/h nella zona di svuotamento
- caduta di tensione associata alle zone neutre
- alto livello di iniezione



Equazione del diodo reale

Presenza di **fenomeni di generazione e ricombinazione**

Per basse correnti è **possibile trascurarli** nei diodi al **Germanio**

Mentre **sono predominanti nei diodi al Silicio e all'Arseniuro di Gallio**

- Coinvolgono in particolare la regione di svuotamento, generando delle correnti
- Nelle regioni di bulk ogni disequilibrio viene compensato

Effetti di generazione e ricombinazione

In qualunque semiconduttore, **ogni volta che si perturba l'equilibrio** in un qualche modo, **c'è la tendenza a riportare il sistema all'equilibrio**. In particolare, se c'è un **eccesso di portatori**, il fenomeno della **ricombinazione** fa sì che le concentrazioni ritornino al loro valore di equilibrio ($pn = n_i^2$).

All'equilibrio l'eventuale generazione termica di portatori deve essere controbilanciata dalla ricombinazione e deve essere verificata la legge di azione di massa.

Chiamati G_{th} e R_{th} i tassi di generazione e ricombinazione termica

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = G_{th} - R_{th} = 0 \Rightarrow G_{th} = R_{th}$$

Effetti di generazione e ricombinazione

In un semiconduttore fuori equilibrio, per esempio un semiconduttore soggetto ad un processo di illuminazione, oltre al tasso di generazione termica vi sarà anche un tasso di generazione dovuta alla luce

$$G_{tot} = G_{th} + G_l$$

Anche in questo caso a regime la concentrazione dei portatori dovrà essere costante. Il sistema tenderà a riportarsi alle condizioni di equilibrio

Il tasso di ricombinazione aumenta per controbilanciare la generazione aggiuntiva

$$R_{tot} = R_{th} + U \quad U \text{ tasso netto di ricombinazione}$$

Effetti di generazione e ricombinazione

In generale si ha

$$\frac{dp_n}{dt} = G_{tot} - R_{tot} = G_{th} + G_l - R_{th} - U$$

$$\frac{dp_n}{dt} = 0 \Rightarrow G_l - U = 0 \Rightarrow G_l = U$$

A regime, il tasso di generazione è uguale a quello di ricombinazione.

La ricombinazione può avvenire in due modalità:

- **diretta** “salto” di un elettrone della banda di conduzione nella banda di valenza
- **indiretta**, mediata da livelli energetici interni al gap proibito.

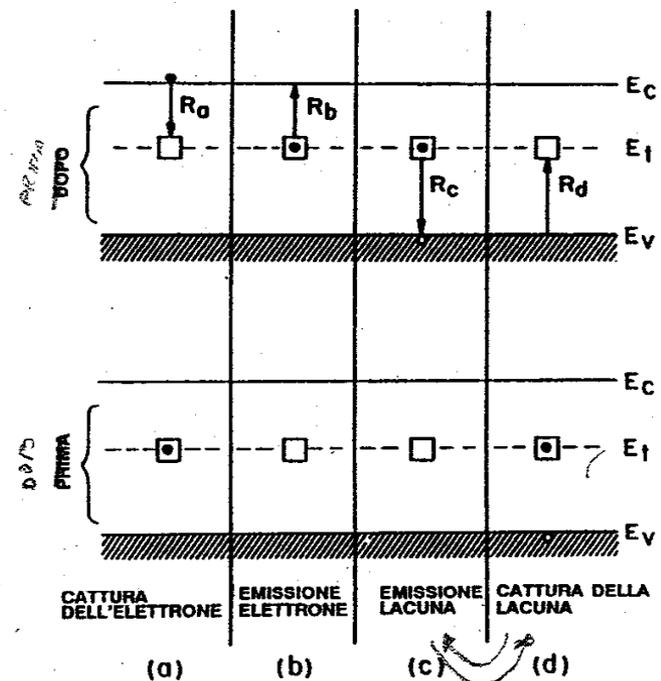
Effetti di generazione e ricombinazione

Questi livelli possono essere dovuti a diversi fenomeni, ad esempio ad impurità e/o difetti cristallografici, non necessariamente vicine ad una delle due bande (conduzione o valenza).

La presenza di stati intergap riduce notevolmente il tempo di vita medio dei portatori

Queste impurità sono dette

CENTRI DI RICOMBINAZIONE



Effetti di generazione e ricombinazione

All'equilibrio, la ricombinazione è ugualmente presente ma è del tutto casuale, così come anche esiste la possibilità inversa, ovvero che un elettrone salti dalla banda di valenza a quella di conduzione a causa di una fluttuazione casuale della sua energia.

I due eventi sono equiprobabili, e perciò, nel caso di ricombinazione diretta:

$$G = R = \beta n_0 p_0$$

Fuori equilibrio, il tasso di ricombinazione è proporzionale al prodotto delle concentrazioni di elettroni e lacune:

$$R_{tot} = \beta p n$$

Effetti di generazione e ricombinazione

Consideriamo, ad esempio, di **illuminare un semiconduttore di tipo n** con una luce di energia tale da generare coppie di elettroni e lacune, allora:

$$n_n = n_{n0} + \Delta n_n$$

$$p_n = p_{n0} + \Delta p_n$$

$$R_{tot} = \beta(n_{n0} + \Delta n_n)(p_{n0} + \Delta p_n)$$

Ricordiamo che

$$U = R_{tot} - R_{th}$$

Effetti di generazione e ricombinazione

Da cui, sostituendo le espressioni trovate prima:

$$\begin{aligned}U &= \beta(n_{n0} + \Delta n_n)(p_{n0} + \Delta p_n) - \beta n_{n0} p_{n0} = \\&= \beta(n_{n0} p_{n0} + n_{n0} \Delta p_n + p_{n0} \Delta n_n + \Delta n_n \Delta p_n) - \beta n_{n0} p_{n0} = \\&= \beta(n_{n0} \Delta p_n + p_{n0} \Delta n_n + \Delta n_n \Delta p_n) = \beta(n_{n0} + p_{n0} + \Delta p_n) \Delta p_n = \\&\approx \beta n_{n0} \Delta p_n = \frac{\Delta p_n}{(1/\beta n_{n0})} = \frac{\Delta p_n}{\tau_p}\end{aligned}$$

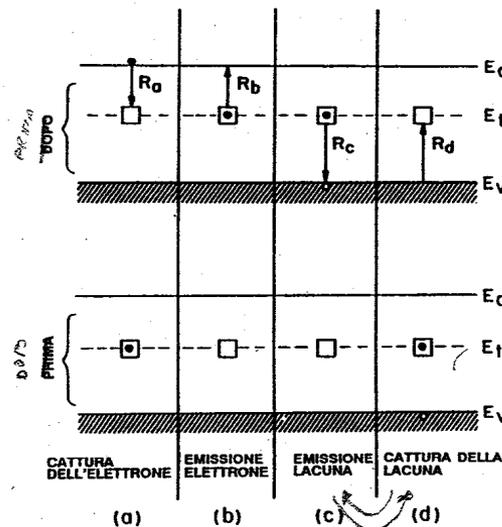
Con τ_p pari al tempo di ricombinazione (tempo di vita)

Effetti di generazione e ricombinazione

Ricombinazione indiretta:

In ogni semiconduttore, durante il processo di fabbricazione difetti cristallografici e impurità → creano stati energetici dentro il band gap

È una ricombinazione assistita da livelli energetici intra gap (detti centri di ricombinazione) che aiutano il passaggio di portatori da una banda all'altra.



Effetti di generazione e ricombinazione

Ra: cattura di un elettrone della banda di conduzione da parte dello stato localizzato.

È proporzionale alla concentrazione di elettroni n , e alla concentrazione di stati vuoti $N_T[1-F(E_T)]$ e alla probabilità che il centro catturi un elettrone $\sigma_n v_{th}$

$$R_a = \sigma_n v_{th} n N_t (1 - F)$$

Rb: emissione termica di elettroni dal centro in banda di conduzione

È proporzionale alla concentrazione dei centri occupati $N_T[F(E_T)]$ e alla probabilità di emissione termica dell'elettrone e_n

$$R_b = e_n N_t F$$

Effetti di generazione e ricombinazione

R_c: cattura di una lacuna della banda di valenza da parte dello stato localizzato.

È proporzionale alla concentrazione di lacune p , e alla concentrazione di stati occupati da elettroni $N_T F(E_T)$ e alla probabilità che il centro catturi un elettrone $\sigma_p v_{th}$

$$R_c = \sigma_p v_{th} p N_t F$$

R_d: emissione termica di lacune dal centro in banda di valenza

È proporzionale alla concentrazione dei centri liberi $N_T [1 - F(E_T)]$ e alla probabilità di emissione termica della lacuna dal centro e_p

$$R_d = e_p N_t [1 - F]$$

Effetti di generazione e ricombinazione

In presenza di un processo di generazione, ad esempio se illuminiamo un campione di semiconduttore n con una luce in grado di generare coppie elettrone/ lacuna si avrà:

$$\frac{dn_n}{dt} = G_L - (R_a - R_b)$$

$$\frac{dp_n}{dt} = G_L - (R_c - R_d)$$

Effetti di generazione e ricombinazione

A regime, entrambi i primi membri vanno a 0, e quindi:

$$0 = G_L - (R_a - R_b)$$

$$0 = G_L - (R_c - R_d)$$

$$G_L = R_a - R_b = R_c - R_d$$

Sostituendo i valori delle varie velocità di ricombinazione (con anche le costanti di proporzionalità il cui valore non è qui dettagliato) si ottiene:



Effetti di generazione e ricombinazione

$$\begin{aligned} \frac{dp_n}{dt} = \frac{dn_n}{dt} = U = \\ = \frac{v_{th} \sigma_n \sigma_p N_t (p_n n_n - n_i^2)}{\sigma_p (p_n + n_i e^{\frac{E_i - E_t}{kT}}) + \sigma_n (n_n + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}})} \end{aligned} \quad (175)$$

In inversa: $p_n \ll n_i$ (176)

$$U = - \frac{v_{th} \sigma_n \sigma_p N_t n_i}{\sigma_p e^{\frac{E_i - E_t}{kT}} + \sigma_n e^{\frac{E_t - E_i}{kT}}}$$

Questa è una ricombinazione negativa, e cioè una generazione

Effetti di generazione e ricombinazione

$$\sigma_n = \sigma_p = \sigma_0$$

$$G = -U = \frac{v_{th} \sigma_0 N_t n_i}{2 \cosh\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)} = \frac{n_i}{\tau_g}$$

In diretta:

$$U = \frac{\sigma_0 v_{th} N_t n_i^2 (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)}{n_n + p_n + 2n_i \cosh\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)}$$

Le correnti nel diodo reale

Effetti di generazione e ricombinazione

Assumiamo che la concentrazione di centri di G/R N_t e la tipologia di trappole sia identica nelle due regioni svuotate

In inversa si ottiene un corrente di generazione pari a:

$$J_{gen} = \int_{-x_p}^{x_n} qGdx = qGW = q \frac{Wn_i}{\tau_g}$$

Questo contributo si somma alla corrente inversa dovuta al drift dei minoritari e ha lo stesso verso, per cui la corrente complessiva è data da:

$$J_{tot} = J_S - J_{gen}$$

Effetti di generazione e ricombinazione

Si ottiene un corrente

$$J_R = -q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} - q \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \frac{n_i^2}{N_A} - q \frac{W n_i}{\tau_g} \quad (177)$$

Effetti di generazione e ricombinazione

In diretta

La concentrazione di portatori è maggiore rispetto all'equilibrio

Il fenomeno predominante è la ricombinazione:

$$p_n = p_{n0} e^{\frac{qV}{kT}} \quad (178)$$

$$n_n \cong n_{n0}$$

$$p_n n_n = n_{n0} p_{n0} e^{\frac{qV}{kT}} = n_i^2 e^{\frac{qV}{kT}}$$

$$U = \frac{v_{th} \sigma_0 N_t n_i^2 (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)}{p_n + n_n + 2n_i \cosh[(E_i - E_F)]}$$

Equazione del diodo reale

Si può dimostrare che:

$$U \cong \frac{v_{th} \sigma_0 N_t n_i e^{\frac{qV}{2kT}}}{2}$$

$$\tau_r = 1 / v_{th} \sigma_0 N_t$$

$$U = \frac{n_i e^{\frac{qV}{2kT}}}{2\tau_r} \quad (179)$$

Da cui:

$$J_{rec} = \int_{-x_p}^{x_n} qU dx \cong \frac{qWn_i}{2\tau_r} e^{\frac{qV}{2kT}} \quad (180)$$

Equazione del diodo reale

$$J_{dir,Tot} = qn_i^2 \left[\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_D} \right] e^{\frac{qV}{kT}} + q \frac{Wn_i}{2\tau_r} e^{\frac{qV}{2kT}} \quad (181)$$

È importante osservare come:

- se la ricombinazione è trascurabile prevale il primo esponenziale
- se è dominante prevale il secondo
- se due contributi sono confrontabili, si avrebbe una situazione intermedia.

Più in generale, considerando η come fattore di idealità

$$J_F \propto e^{\frac{qV}{\eta kT}}$$

$$J = J_{S1} (e^{\frac{qV}{\eta kT}} - 1)$$

$\eta = 1$ diffusione
 $\eta = 2$ generazione

(182)

Equazione del diodo reale: inversa

In inversa, la corrente di saturazione è data dalla somma dei due contributi:

$$I = -(I_S + I_{gen})$$

I_S è indipendente da V mentre I_{gen} dipende dalla V attraverso W .

Nella caratteristica I-V si osserverà la mancanza di un effetto di saturazione inversa!!

Altra osservazione:

$$I_S = qAn_i^2 \left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right)$$

$$I_{gen} = qAn_i \frac{W}{\tau_g}$$

Equazione del diodo reale: inversa

La dipendenza dalla temperatura di queste due quantità risiede principalmente in n_i

- a temperatura alte tenderà a prevalere I_S ,
- T basse prevarrà I_{gen} (a seconda del materiale!!!)

$$E_{gGe} = 0.67$$

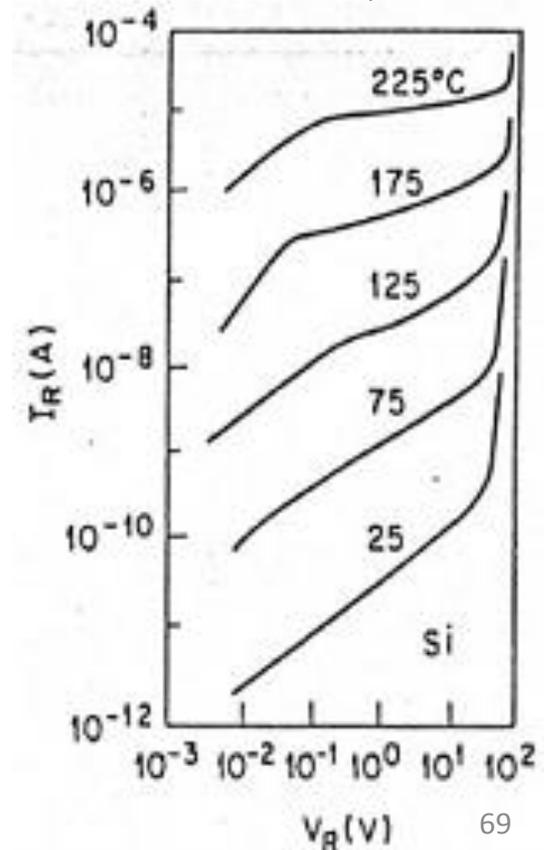
$$E_{gSi} = 1.12 \quad \text{a } T=300\text{K}$$

$$E_{gGaAs} = 1.43$$

$$E_{gGe} = 0.744 \quad \text{a } T=0\text{ K}$$

$$E_{gSi} = 1.17$$

$$E_{gGaAs} = 1.53$$



Equazione del diodo reale: diretta

In polarizzazione diretta:

$$I = I_S e^{\frac{qV_A}{kT}} + I_{rec} e^{\frac{qV_A}{2kT}}$$

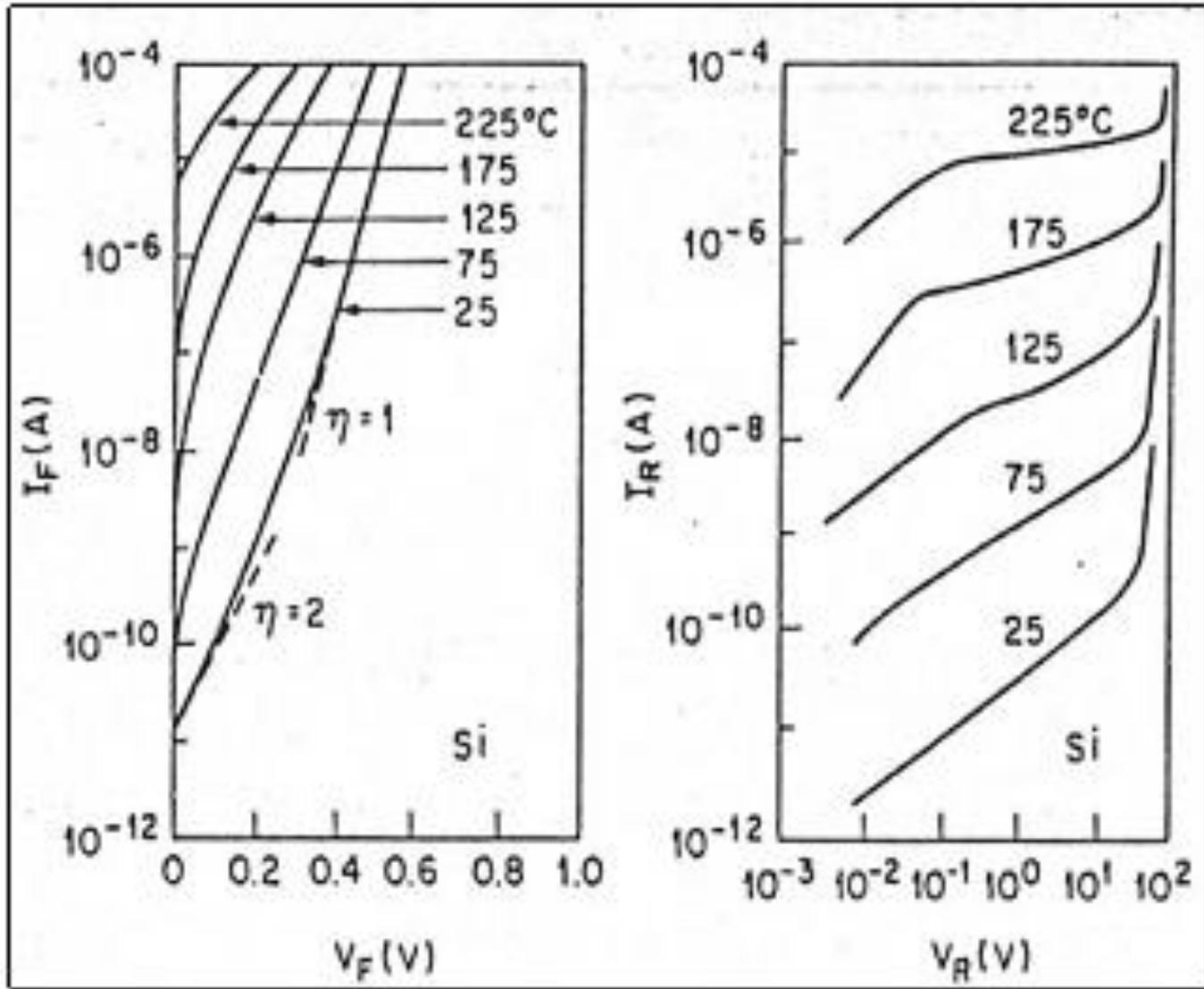
Per i diodi in Ge, I_{rec} a temperatura ambiente è piccolo rispetto ad I_S .

Per i diodi in Si e GaAs invece, a temperatura ambiente, I_{rec} prevale rispetto ad I_S , ma essendo:

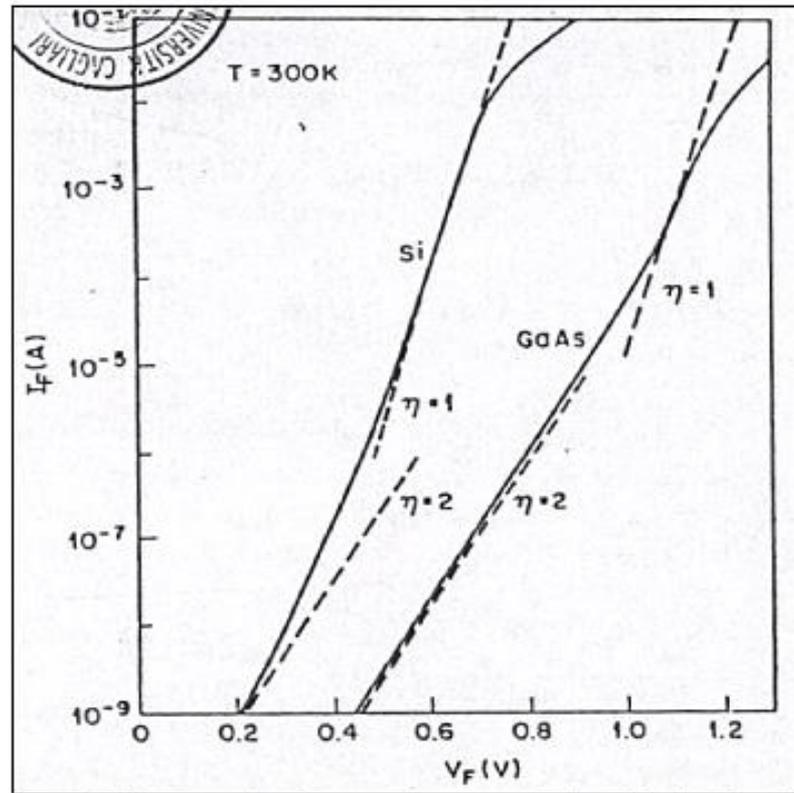
$$I_{rec} \propto e^{\frac{qV_A}{2kT}}$$

per alti valori di V_A la componente di diffusione torna a prevalere

Equazione del diodo reale



Equazione del diodo reale



Bassi livelli di corrente $\rightarrow \eta = 2$, (*ricombinazione*)

Oltre questi livelli $\rightarrow \eta = 1$, (*diffusione*)

Ancora più in alto $\rightarrow \eta$ *Sale di nuovo*

Perché?

Equazione del diodo reale: Effetti Resistenza

1) Effetto della resistività nelle regioni neutre

$$I \cong I_s e^{\frac{q(V-IR)}{kT}}$$

$$R_s = \rho_s \frac{L}{A}$$

$$\rho_n = \frac{1}{qn\mu_n}$$

$$\rho_p = \frac{1}{qp\mu_p}$$

La corrente diminuisce di un fattore pari a:

$$I_s e^{(IR/kT)}$$

Più cresce I maggiore è tale contributo!!

In sostanza, la caratteristica I-V avrà una pendenza meno marcata $\rightarrow \eta$ aumenta

Equazione del diodo reale: inversa

2) A correnti ancora più elevate (alto livello di iniezione)

Sappiamo che in condizioni di equilibrio termodinamico vale la legge di azione di massa

$$p_{n0}n_{n0} = n_i^2$$

Semiconduttori di tipo n (analogo per un semiconduttore di tipo p)

Quando alla giunzione applichiamo una tensione V ($V > 0$), la concentrazione dei portatori aumenta rispetto al valore che essa assume all'equilibrio termodinamico.

Equazione del diodo reale: inversa

L'incremento di questi portatori si può esprimere come:

$$n_n \cong n_{n0}$$

$$p_n = p_{n0} \cdot e^{\frac{qV}{kT}}$$

$$\begin{cases} n_n p_n = n_i^2 \cdot e^{\frac{qV}{kT}} & \text{lato } n \\ n_p p_p = n_i^2 \cdot e^{\frac{qV}{kT}} & \text{lato } p \end{cases}$$

Quando si raggiunge la condizione di alta iniezione?

Equazione del diodo reale: inversa

Quando la **concentrazione** dei portatori **minoritari** iniettati attraverso la giunzione diventa **confrontabile con la concentrazione dei portatori maggioritari** presenti in quello stesso lato della giunzione ($p_n \approx n_n$).

A questo punto le approssimazioni fatte per la determinazione della corrente non sono più valide.

$$p_n \cong n_n$$

$$n_n p_n = n_i^2 \cdot e^{\frac{qV}{kT}}$$

$$p_n^2 \cong n_i^2 \cdot e^{\frac{qV}{kT}}$$

$$p_n \cong n_i \cdot e^{\frac{qV}{2kT}}$$



$$I_D \approx e^{\frac{qV}{2kT}}$$

Esercizio

In una giunzione brusca $p^+ - n$ in Silicio di area $A = 1 \text{ mm}^2$, $n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_n = \tau_p = 1 \text{ } \mu\text{s}$, lunghezza della regione p pari a $W_p = 1 \text{ mm}$, lunghezza della regione n pari a $W_n = 0.5 \text{ mm}$ e tensione di built in $V_{bi} = 0.898 \text{ V}$, si misura , per una tensione inversa $V_a = - 5 \text{ V}$, una capacità pari a 120 pF .

1. Determinare il drogaggio del semiconduttore.

Eseguendo una seconda misura, si fa scorrere nel dispositivo una corrente pari a 12.5 mA .

2. Determinare il potenziale applicato ai capi del diodo (supponendo il diodo perfettamente ideale e trascurando i valori delle resistenze serie).

$$C_j = \sqrt{\frac{q\epsilon_s}{2} \frac{NaNd}{Na + Nd} \frac{1}{V_{bi} - V_a}}$$

$$Na \gg Nd \Rightarrow \frac{NaNd}{Na + Nd} \cong \frac{NaNd}{Na} = Nd \Rightarrow C_j \cong \sqrt{\frac{q\epsilon_s}{2} Nd \frac{1}{V_{bi} - V_a}}$$

$$C_j = \frac{C}{A} = \frac{120 \text{ pF}}{10^{-2} \text{ cm}^2} = \frac{120 \cdot 10^{-12}}{10^{-2}} = 120 \cdot 10^{-10} \frac{F}{\text{cm}^2}$$

$$C_j^2 = \frac{q\epsilon_s Nd}{2(V_{bi} - V_a)} \Rightarrow N_D = \frac{2(0.898 + 5)}{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 11.9 \cdot 8.85 \cdot 10^{-14}} \cdot (120 \cdot 10^{-10})^2$$

$$N_D = \frac{1.698 \cdot 10^5 \cdot 10^{-20}}{1.685 \cdot 10^2 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-14}} \cong 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

Come ricaviamo N_A ?

Conosciamo la tensione di built in

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2}\right) \Rightarrow N_A = \frac{n_i^2}{N_D} e^{\frac{V_{bi}}{kT/q}} = \frac{10^{20}}{10^{16}} e^{\frac{0.898}{0.026}} =$$
$$= 10^4 \cdot 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

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

$$V(I) = \frac{kT}{q} \left(\ln \left(\frac{I}{I_0} + 1 \right) \right)$$

Per risolvere questo quesito, dato che conosciamo la corrente che scorre nel dispositivo, dobbiamo determinare I_0

Diodo è a base lunga o a base corta?

$$I_0 = qn_i^2 A_g \left[\frac{D_p}{L_p N_d} \coth \frac{W_1 - x_n}{L_p} + \frac{D_n}{L_n N_a} \coth \frac{W_2 - x_p}{L_n} \right]$$

Occorre confrontare la lunghezza delle regioni neutre con la lunghezza di diffusione dei portatori (MINORITARI)

ATTENZIONE!!! Sul lato n dovrò utilizzare la lunghezza di diffusione delle lacune, e, viceversa, sul lato p quella degli elettroni

$$|W_n - x_n| \gg L_p \quad |W_p - x_p| \gg L_n$$

$$L_{n,p} = \sqrt{D_{n,p} \cdot \tau_{n,p}}$$

$$I_0 = qn_i^2 A_g \left[\frac{D_p}{L_p N d} \coth \frac{W_1 - x_n}{L_p} + \frac{D_n}{L_n N a} \coth \frac{W_2 - x_p}{L_n} \right]$$

- **Diodo a base lunga se**

$$|W1 - x_n| \gg L_p \text{ e } |W2 - x_p| \gg L_n;$$

ciò significa che la lunghezza della base è molto più grande della distanza media che i portatori minoritari percorrono prima di ricombinarsi; cioè **la maggior parte dei portatori minoritari** iniettati attraverso la giunzione **si ricombina** all'interno della regione neutra.

- **Diodo a base lunga se**

$$|W1 - x_n| \ll L_p \text{ e } |W2 - x_p| \ll L_n$$

ciò significa che la lunghezza della base è molto più piccola della distanza media che i portatori minoritari percorrono prima di ricombinarsi; cioè **buona parte dei portatori minoritari iniettati** attraverso la giunzione **attraversa la regione neutra senza ricombinarsi.**

Occorre verificare la condizione su entrambi i lati, un diodo può infatti essere a base corta su un lato e a base lunga sull'altro!!!

$$I_0 = qn_i^2 A_g \left[\frac{D_p}{L_p Nd} \coth \frac{W_1 - x_n}{L_p} + \frac{D_n}{L_n Na} \coth \frac{W_2 - x_p}{L_n} \right]$$

Se il diodo è a base lunga

$$|W_1 - x_n| \gg L_p, |W_2 - x_p| \gg L_n \Rightarrow \frac{|W_1 - x_n|}{L_p} \gg 1, \frac{|W_2 - x_p|}{L_n} \gg 1$$

$$x \gg 1 \Rightarrow \coth(x) \cong 1$$

$$I_0 = qn_i^2 A_g \left[\frac{D_p}{L_p Nd} + \frac{D_n}{L_n Na} \right]$$

Se il diodo è a base corta

$$|W_1 - x_n| \ll L_p, |W_2 - x_p| \ll L_n \Rightarrow \frac{|W_1 - x_n|}{L_p} \ll 1, \frac{|W_2 - x_p|}{L_n} \ll 1$$

$$x \ll 1 \Rightarrow \coth(x) \cong \frac{1}{x}$$

$$I_0 = qn_i^2 A_g \left[\frac{D_p}{Nd|W_1 - x_n|} + \frac{D_n}{Na|W_2 - x_p|} \right]$$

Dobbiamo determinare la larghezza della regione svuotata sia sul lato n che sul lato p, e di conseguenza se il diodo è a base lunga o a base corta

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q} \frac{Na + Nd}{NaNd} V_{bi}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1.053 \cdot 10^{-12}}{1.602 \cdot 10^{-19}} \frac{10^{16} + 10^{19}}{10^{16} \cdot 10^{19}} \cdot 0.898}$$

$$= \sqrt{1.18 \cdot 10^{-9}} \cong 0.344 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

In realtà va fatto per (Vbi-V)

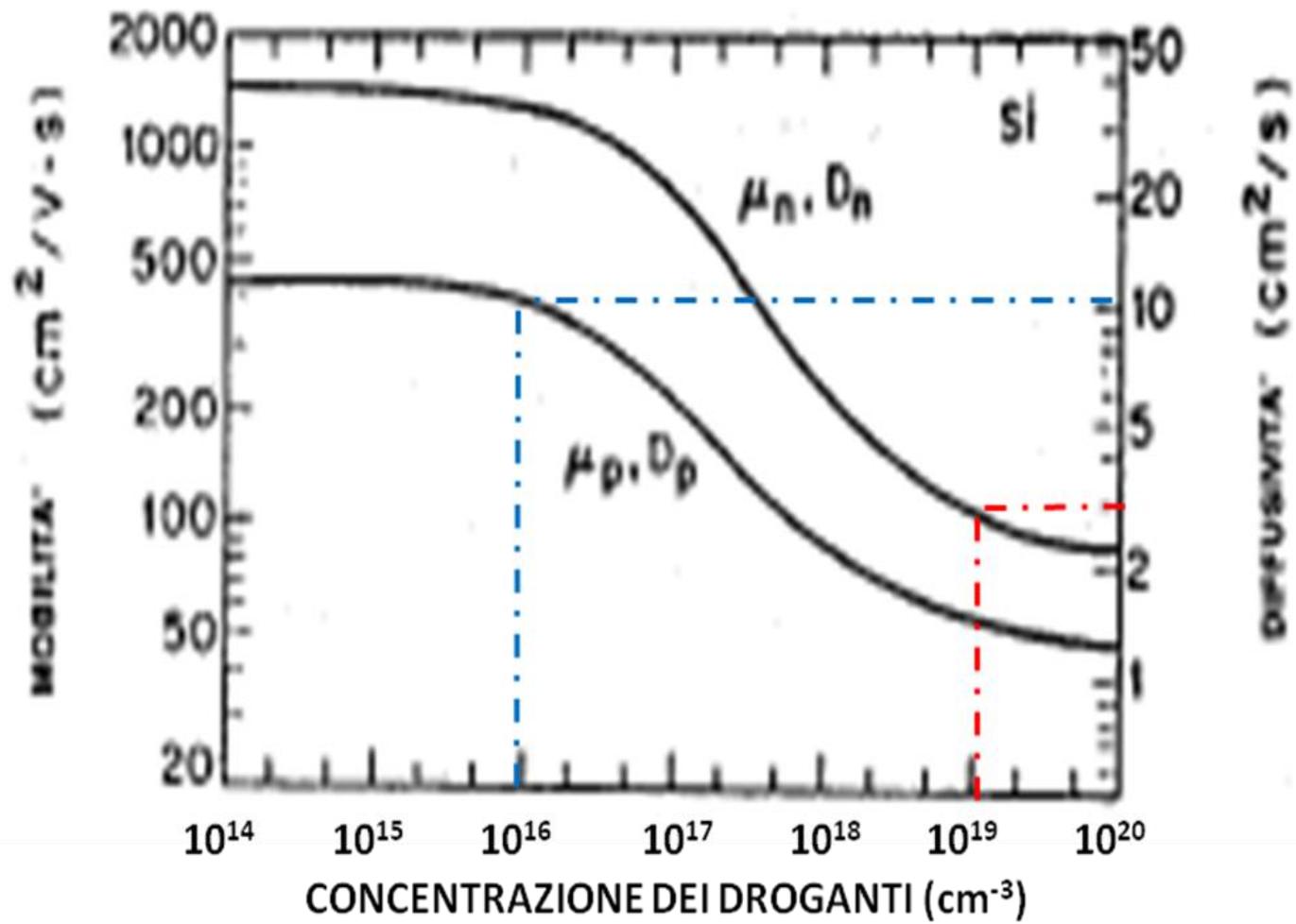
Ma se è a base lunga in inversa lo è anche in diretta

$$x_n = \frac{Na}{Na + Nd} W = \frac{10^{19}}{10^{19} + 10^{16}} \cdot 0.344 \cdot 10^{-4} \cong 0.3436 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

$$x_p = \frac{Nd}{Na + Nd} W = \frac{10^{16}}{10^{19} + 10^{16}} \cdot 0.344 \cdot 10^{-4} \cong 0.3436 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

Come ci aspettavamo la regione svuotata è quasi completamente estesa sul lato meno drogato del diodo, ovvero sul lato n

A questo punto devo calcolarmi la lunghezza di diffusione dei minoritari



$$N_a = 10^{19} \text{ cm}^{-3} \rightarrow D_n = 3 \text{ cm}^2 / \text{s}$$

$$N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3} \rightarrow D_p = 10 \text{ cm}^2 / \text{s}$$

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} = \sqrt{3 \cdot 10^{-6}} \cong 1.732 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} = \sqrt{10 \cdot 10^{-6}} \cong 3.16 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$$

$$|W_n - x_n| = |0.5 \cdot 10^{-1} - 0.3436 \cdot 10^{-4}| = 49.96 \cdot 10^{-3} \gg 3.16 \cdot 10^{-3}$$

$$|W_p - x_p| = |1 \cdot 10^{-1} - 0.342 \cdot 10^{-8}| \cong 10^{-1} \gg 1.732 \cdot 10^{-3}$$

A questo punto possiamo concludere che il diodo è a base lunga su entrambi i lati, da cui

$$I_0 = qn_i^2 A_g \left[\frac{D_p}{L_p Nd} + \frac{D_n}{L_n Na} \right] =$$

$$= 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{20} \cdot 10^{-2} \left[\frac{10}{3.16 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{16}} + \frac{3}{1.732 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{19}} \right] =$$

$$I_0 = 5,05 \cdot 10^{-13} \text{ A}$$

$$V(I) = \frac{kT}{q} \left(\ln \left(\frac{I}{I_0} + 1 \right) \right) =$$

$$= 0.0259 \cdot \left(\ln \left(\frac{12.5 \cdot 10^{-3}}{5,05 \cdot 10^{-13}} + 1 \right) \right) \cong 0.622 \text{ V}$$