

DISPOSITIVI ELETTRONICI

[Fotocopie di Appunti Tratti dal Libro 'Dispositivi Elettronici' PARTE 2]

A CURA DI ALESSANDRO PAGHI

PROFESSORE: Giovanni Pennelli (<http://www.iet.unipi.it/g.pennelli/>)

LINK AL CORSO ANNO 2016/2017: http://www.iet.unipi.it/g.pennelli/dispositivi_materiale-didattico.html

FREQUENTAZIONE: NC.

EQUAZIONE DI CONTINUITA' DINAMICA IN CONDIZIONI DI BASSA INIEZIONE

$$\frac{\partial}{\partial t} p(x, t) = -\frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} J_p(x, t) - \frac{\delta p(x, t)}{\tau_p}$$

$$qS \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} \delta p(x, t) dx = -S \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial x} J_p(x, t) dx - \frac{qS}{\tau_p} \int_{-\infty}^{\infty} \delta p(x, t) dx$$

$\downarrow$ $\frac{d}{dt} Q(t)$ $\downarrow$ $i(t)$ $\downarrow$ $\frac{Q(t)}{\tau_p}$

$$i(t) = \frac{d}{dt} Q(t) + \frac{1}{\tau_p} Q(t)$$

CIRCUITO EQUIVALENTE COMPLETO PER PICCOLI SEGNALI



GIUNZIONE PN IN COMUTAZIONE

Supponiamo la dioda pilotata da un generatore di I che in $t = 0$ passa da I ad $I + \Delta I$.

$$i(t) = \frac{d}{dt} Q(t) + \frac{1}{\tau_p} Q(t)$$

$$Q(t) = A + B e^{-t/\tau_p}$$

$$Q(t) = (I + \Delta I) \tau_p - \Delta I \tau_p e^{-t/\tau_p} = I \tau_p + \Delta I \tau_p (1 - e^{-t/\tau_p})$$

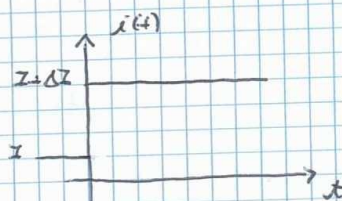
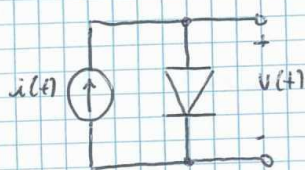
$$t=0, Q = I \tau_p$$

$$t=\infty, Q = (I + \Delta I) \tau_p$$

$$A + B = I \tau_p$$

$$A = (I + \Delta I) \tau_p$$

$$Q(t) = qS \delta p(y, x) L_p = qS L_p p_p \left(e^{\frac{V(t)}{V_T}} - 1 \right)$$

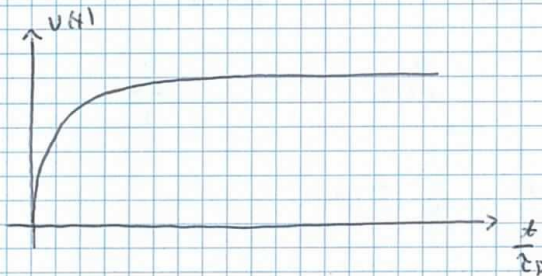


$$q \beta I_p P_F \left(e^{\frac{V(t)}{V_T}} - 1 \right) = I + \Delta I (1 - e^{-t/\tau_p})$$

τ_p

$$I_0 \left(e^{\frac{V(t)}{V_T}} - 1 \right) = I + \Delta I (1 - e^{-t/\tau_p})$$

$$V(t) = V_T \ln \left(\frac{I}{I_0} + \frac{\Delta I}{I_0} (1 - e^{-t/\tau_p}) + 1 \right)$$

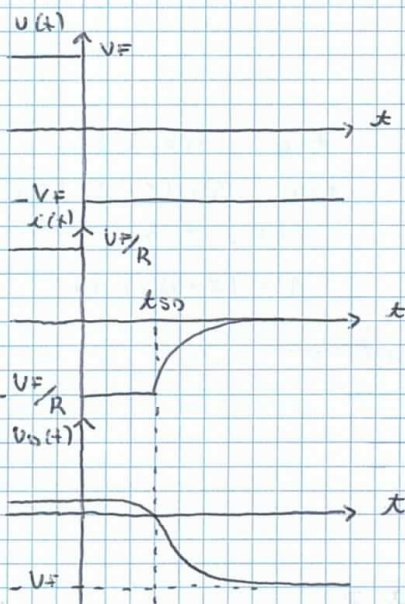


Dopo $t = 3\tau_p$ il transitorio è finito.

Questo è un grafico di come $V(t)$ varia dopo una variazione da I a $I + \Delta I$ di corrente.

La corrente nel diodo varia istantaneamente da I a $I + \Delta I$ perché la capacità del diodo in zero corrente in modo che a $t = 0^+$ $I_0 = I + \Delta I$.

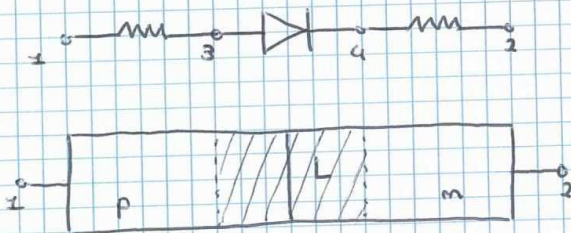
Quando si cerca di far commutare un diodo dalla polarizzazione diretta a quella inversa intervengono le ritardazioni di raggiungimento della nuova condizione fenomeni di immagazzinamento dell'eccesso di carica.



La tensione sul diodo non può cambiare istantaneamente a causa dell'inerzia del profilo d'eccesso. I varia istantaneamente da $I_F = V_F/R$ grazie al cambiamento della caduta del diodo. $I = -I_R$ si mantiene fino a che $V_0 = 0$, da questo momento in poi $V_0 = V_F$ e $I_0 = -I_F$.

$$t_{SD} = \tau_p \ln(2)$$

RESISTENZE PARASSITE E LORO EFFETTO SULLA CARATTERISTICA DIRETTA DEL DIODO



L : zone di carica spaziale + zone quasi neutre

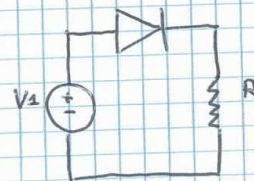
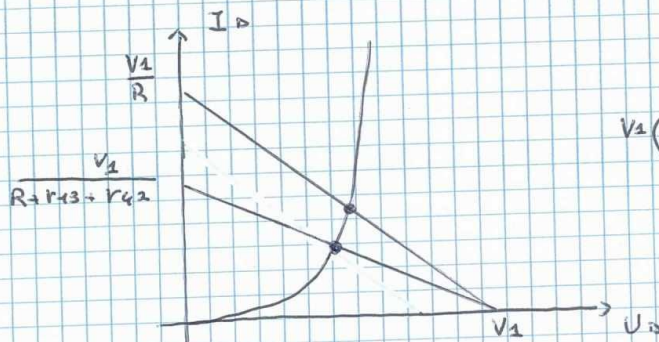
Un'estremo di L si comporta come un resistore. Inoltre i contatti A_e/p^+ e A_e/n presentano delle resistenze di contatto

$$R_c = \frac{r_c}{S}$$

S : superficie di contatto

r_c : resistenza specifica di contatto.

La caratteristica ideale è $I = f(V_d)$ mentre quella misurata è $I = f^*(V_{d2})$



MODELLO A CONTROLLO DI CARICA

DIODO A BASE LUNGA

Per una giunzione p^+n :

$$Q = q \frac{m_i^2}{N_D} L_p \left(e^{\frac{V}{V_T}} - 1 \right)$$

Per una giunzione pn generica:

$$Q = \left(q \frac{m_i^2}{N_D} L_p + q \frac{m_i^2}{N_A} L_n \right) \left(e^{\frac{V}{V_T}} - 1 \right)$$

Consideriamo la giunzione p^+n :

Le lacune in eccesso formano un tempo di vita medio di τ_p secondi $\rightarrow$ la carica Q del profilo viene rinnovata ogni τ_p secondi con lacune fornite dalla batteria. La batteria deve fornire carica Q ogni τ_p secondi:

$$J = \frac{Q}{\tau_p} = q \frac{L_p}{\tau_p} \frac{m_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{V}{V_T}} - 1 \right)$$

nel caso di giunzione pn generica:

$$J = \left(q \frac{m_i^2}{N_D} \frac{L_p}{\tau_p} + q \frac{m_i^2}{N_A} \frac{L_n}{\tau_n} \right) \left(e^{\frac{V}{V_T}} - 1 \right) = \frac{Q_n}{\tau_n} + \frac{Q_p}{\tau_p}$$

con Q_n carica dovuta all'eccesso di elettroni iniettati in p , Q_p carica dovuta all'eccesso di lacune iniettate in n .

DIODO A BASE CORTA

da carica immagazzinata, in nV si trova integrando il profilo. Essendo il profilo lineare, basta calcolare l'area del triangolo con:

base: W_m, x_m

altezza: $p_0 (e^{\frac{V}{V_T}} - 1)$

$$Q = q \frac{1}{2} p_0 \left(e^{\frac{V}{V_T}} - 1 \right) (W_m, x_m) \quad (C/m^2)$$

$$x_m \ll W_m \Rightarrow W_m - x_m \approx W_m \Rightarrow Q = q \frac{1}{2} p_0 \left(e^{\frac{V}{V_T}} - 1 \right) W_m$$

In questo caso $\frac{Q}{\tau_p}$ non ha niente a che vedere con l'espressione per la corrente del diodo a base corta.

τ_r : tempo di transito: tempo che una lacuna, iniettata in x_m , impiega per arrivare al contatto.

τ_r dipende dalla velocità di diffusione v_{diff} .

Densità di corrente di diffusione:

$$J = -q D_p \frac{d}{dx} \delta p(x) = q v_{diff}(x) \delta p(x)$$

$$\rightarrow v_{diff}(x) = -D_p \cdot \frac{1}{\delta p(x)} \frac{d}{dx} \delta p(x)$$

Un caso di profilo lineare: $v_{diff}(x) = D_p \cdot \frac{1}{W_m \left(1 - \frac{x}{W_m}\right)}$

Se $x \uparrow$, $v_{diff}(x) \uparrow$

Tempo che impiega una lacuna per andare da x_m al contatto in W_m .

dx viene percorsa in $dt = \frac{dx}{v_{diff}(x)}$

$$\tau_r = \int_0^{W_m} \frac{dx}{v_{diff}(x)} = \frac{1}{D_p} \int_0^{W_m} W_m \left(1 - \frac{x}{W_m}\right) dx = \frac{W_m^2}{2 D_p}$$

Ogni τ_r secondi, le lacune partono da x_m e arrivano al contatto megaleno in W_m e si ricombinano istantaneamente con gli elettroni forniti dalla batteria.

Le lacune vengono rimpiazzate da nuove lacune iniettate da p^+ .

$$J = \frac{Q}{\tau_r} = q \frac{1}{2} p_0 \left(e^{\frac{V}{V_r}} - 1\right) W_m \frac{2 D_p}{W_m^2} = q \frac{D_p}{W_m} \frac{n_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{V}{V_r}} - 1\right)$$

Prendiamo l'espressione completa della corrente nel diodo con base generica:

$$J = q \frac{D_p}{L_p} \coth\left(\frac{W_m}{L_p}\right) p_0 \left(e^{\frac{V}{V_r}} - 1\right) = q \frac{D_p}{L_p} \frac{e^{\frac{W_m}{L_p}} + e^{-\frac{W_m}{L_p}}}{e^{\frac{W_m}{L_p}} - e^{-\frac{W_m}{L_p}}} \delta p(0)$$

approssimiamo al II ordine: $e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2} + o(x^2)$

$$J = q \frac{D_p}{L_p} \frac{1 + \frac{W_m}{L_p} + \frac{W_m^2}{2L_p^2} + 1 - \frac{W_m}{L_p} + \frac{W_m^2}{2L_p^2}}{1 + \frac{W_m}{L_p} + \frac{W_m^2}{2L_p^2} - 1 + \frac{W_m}{L_p} - \frac{W_m^2}{2L_p^2}} \delta_p(\phi)$$

$$= q \frac{D_p}{L_p} \frac{2 + \frac{W_m^2}{L_p^2}}{2 \frac{W_m}{L_p}} \delta_p(\phi) = q \frac{D_p}{L_p} \frac{L_p}{W_m} \delta_p(\phi) + q \frac{D_p}{L_p} \frac{W_m}{2L_p} \delta_p(\phi)$$

corrente nel diodo a base corta
 $\frac{Q}{\tau_p}$

$$J = \frac{Q}{\tau_r} + \frac{Q}{\tau_p}$$

Con un'approssimazione al 1° ordine: $J = \frac{Q}{\tau_r}$

La comparsa di τ_p significa che per sostenere la corrente di diffusione, è necessario che le portate dell'eccesso dei portatori dipenda da $x \rightarrow$ qualche lacuna si ricomincia nel silicio.

$$\tau_r = \frac{W_m^2}{2D_p}$$

BASE CORTA: $W_m \ll L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$

$$\rightarrow \frac{W_m^2}{D_p} \ll \tau_p$$

$$\text{quindi: } \frac{W_m^2}{2D_p} \ll \tau_p$$

$$\tau_r \ll \tau_p$$

Per cui $Q/\tau_r \gg Q/\tau_p$

Se la base è corta, le lacune impiegano τ_r secondi per arrivare al contatto ($\tau_r \ll \tau_p$) e quindi quasi tutte le lacune riescono a sopravvivere fino al contatto. Pochissime si ricominciano nel silicio con gli elettroni forniti dal contatto stesso.

In prima approssimazione è corretto: $J = \frac{Q}{\tau_r}$

POLARIZZAZIONE INVERSA

CORRENTE IN POLARIZZAZIONE INVERSA

$V < \phi$, calcoliamo il profilo dei portatori minoritari iniettati e il profilo dell'eccesso dei portatori minoritari.

$$V < \phi, |V| > 3 \div 5 V_T \rightarrow e^{\frac{V}{V_T}} = e^{-\frac{|V|}{V_T}} \approx \phi$$

$$\delta p(x_m) = p_0 (e^{\frac{V}{V_T}} - 1) \approx -p_0$$

$$p(x_m) = p_0 e^{\frac{V}{V_T}} \approx \phi$$

Per il diodo a base lunga, la soluzione generale dell'equazione di continuità è:

$$\delta p(x) = A e^{-x/L_p} + B e^{x/L_p}$$

Condizioni al contorno:

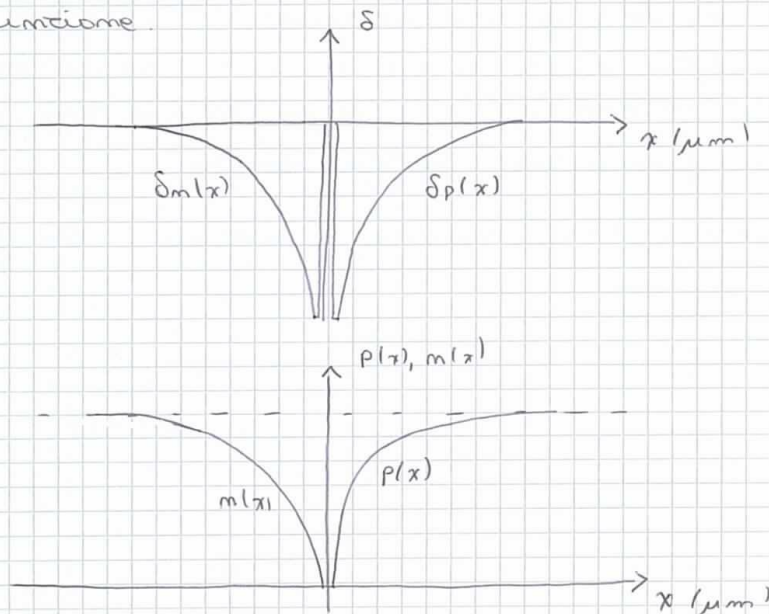
$$\lim_{x \rightarrow \infty} \delta p(x) = \phi$$

$$\delta p(x_m = \phi) = -p_0$$

$$\rightarrow \delta p(x) = -p_0 e^{-\frac{x}{L_p}}$$

$$p(x) = p_0 + \delta p(x) = p_0 (1 - e^{-\frac{x}{L_p}})$$

La concentrazione di lacune in x_m è ϕ , per $V < \phi$, e cresce esponenzialmente fino a tornare a p_0 lontano dalla giunzione.



Corrente nel diodo a base lunga in inversa:

$$J = -q D_p \left. \frac{d}{dx} p(x) \right|_{x=x_m} = -q \frac{D_p}{L_p} p_0 = -q \frac{D_p}{L_p} \frac{n_i^2}{N_D} = -J_0$$

La corrente per $V_L \phi$ deriva dal fatto che la barriera presenta la diffusione dei maggioritari ma facilita la diffusione dei pochi minoritari.

Questa barriera facilita il flusso di lacune da n a p e di elettroni da p a n .

La corrente di saturazione inversa può essere aumentata notevolmente se incrementiamo la concentrazione dei portatori minoritari.

GIUNZIONE ILLUMINATA: FOTODIODO E CELLA SOLARE

Illuminando la giunzione $p-n$ si crea una rete di generazione G_{opt} di elettroni-lacune. La concentrazione di minoritari viene quindi alterata grazie all'arrivo di fotoni.

Equazione di continuità stazionaria:

$$\phi = D_p \frac{d^2}{dx^2} \delta p(x) + G_{opt} + G_{th} - R$$

nel caso di bassa iniezione: $R - G_{th} = \frac{\delta p}{\tau_p}$

$$\phi = D_p \frac{d^2}{dx^2} \delta p(x) - \frac{\delta p(x)}{\tau_p} + G_{opt} \quad \text{EQ. DIFF. NON OMOGENEA}$$

Soluzione particolare: $\delta p(x) = G_{opt} \cdot \tau_p$

$$\delta p(x) = A e^{-x/L_p} + B e^{x/L_p} + G_{opt} \cdot \tau_p$$

Condizioni al contorno a base lunga: $B = 0$

$$\delta p(0) = A + G_{opt} \cdot \tau_p$$

$$A = \delta p(0) - G_{opt} \cdot \tau_p$$

$$\delta p(x) = (\delta p(0) - G_{opt} \tau_p) e^{-\frac{x}{L_p}} + G_{opt} \cdot \tau_p$$

$\delta p(0)$ determinata da relazione di Shockley

$$\rightarrow J = -q D_p \left. \frac{d}{dx} \delta p(x) \right|_{x=x_m}$$

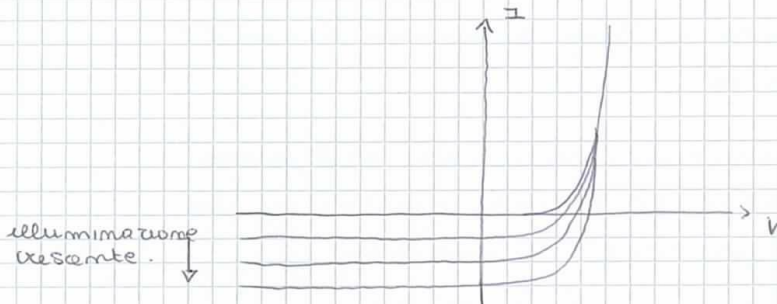
$$J_{light} = q \frac{D_p}{L_p} p_0 \left(e^{\frac{V}{V_T}} - 1 \right) - q \frac{D_p}{L_p} G_{opt} \cdot \tau_p = J - q \frac{D_p}{L_p} G_{opt} \cdot \tau_p$$

Per $V > \phi$ le termine esponenziale cresce e il termine costante che dipende dalla illuminazione.

Per $V < \phi$:

$$J_{\text{light}} = -J_0 - q \frac{D_p}{L_p} G_0 x_p \tau_p$$

La corrente di saturazione inversa è aumentata.



BREAK-DOWN DELLA GIUNZIONE pn

Correnti e tensioni elevate possono portare alla rottura della giunzione: BREAK-DOWN della giunzione.

Questo fenomeno limita di fatto la massima tensione inversa applicabile in una giunzione pn.

Cause principali del BREAK-DOWN della giunzione:

- 1) EFFETTO ZENER: dovuto al forte piegamento delle bande per tensioni elevate che porta al passaggio dei maggioritari per effetto tunnel.
- 2) EFFETTO A VALANGA: i minoritari che attraversano la giunzione in inversa vengono accelerati dal campo elettrico. Per campi elevati, i portatori possono acquistare abbastanza energia cinetica da generare coppie elettrone-lacuna, urtando gli atomi del reticolo. A loro volta ogni elettrone e lacuna generato dall'impatto viene accelerato dal campo elettrico, acquistando energia sufficiente per generare altre coppie elettrone-lacuna quando superano degli urti. Superato un certo campo E , l'effetto valanga si aumenta a dismisura la corrente.

P: probabilità che un portatore accelerato da E generi una coppia elettrone-lacuna.

$$P = \left(\frac{E}{E_{BD}} \right)^\alpha$$

$E_{BD} = E_{BREAKDOWN}$ è un campo di riferimento

$$\text{Se } E_{MAX} \approx E_{BD} \Rightarrow P \approx 1$$

$$E_{MAX} = \frac{q N_A x_p}{\epsilon_s} = \frac{q}{\epsilon_s} \cdot \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} W(V)$$

Consideriamo gli elettroni che da P diffondono in n .
min: elettroni che entrano nella regione di svuotamento

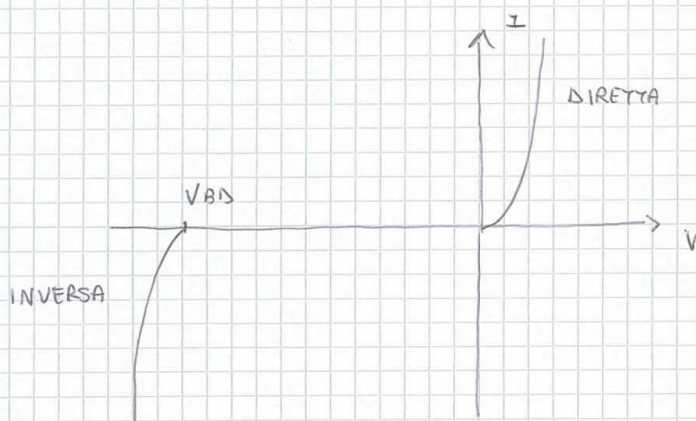
Gli elettroni in uscita sono m_{in} più quelli generati negli impatti $P m_{in}$. A loro volta questi generano altri elettroni $P(P m_{in})$ e così via

$$\begin{aligned} \text{Elettroni totali in uscita: } m_{out} &= m_{in} + P m_{in} + P^2 m_{in} + \dots \\ &= m_{in} \sum_{i=0}^{\infty} P^i \end{aligned}$$

$$m_{out} = \frac{m_{in}}{1-P}, \quad P \rightarrow 1 \text{ allora } m_{out} \rightarrow \infty$$

Se la polarizzazione inversa supera, in v.a., una tensione V_{BD} per cui $E_{MAX} \approx E_{BD}$ la corrente nel diodo aumenta repentinamente.

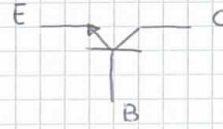
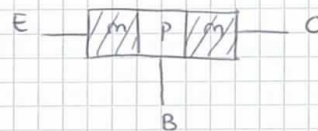
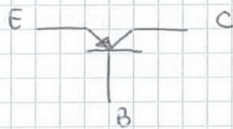
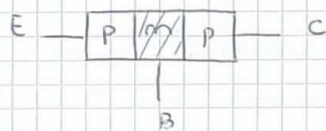
DIODI ZENER: Diodi con V_{BD} ben definite



IL TRANSISTORE BIPOLARE

INTRODUZIONE

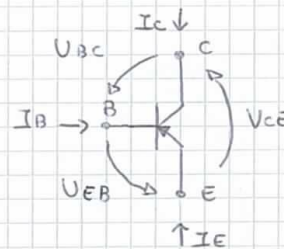
Il transistor bipolare (Bipolar Junction Transistor, BJT) è composto da due giunzioni pn-mp (pmp) e da due giunzioni mp-pn (mpn).



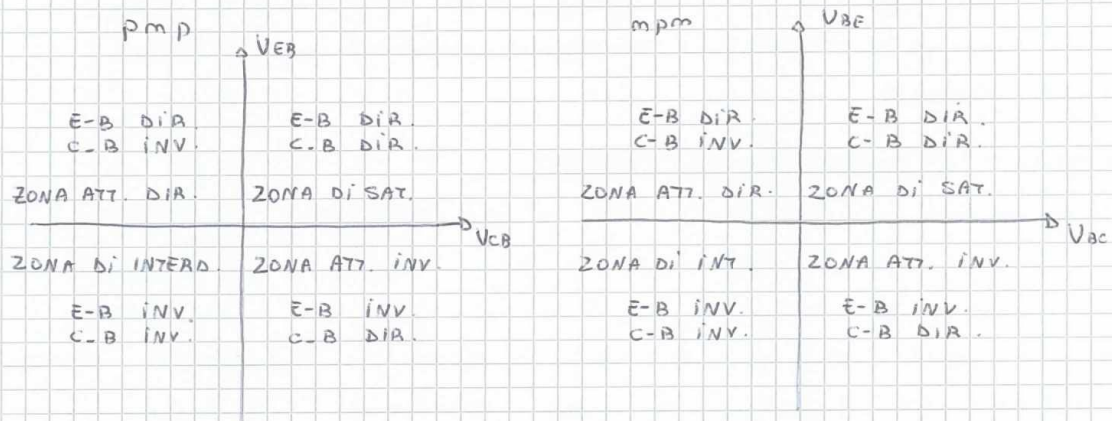
La parte centrale è chiamata BASE ed è posta tra due giunzioni, costituite dall'EMETTITORE e dal COLLETTORE. Il funzionamento del BJT si basa sulle due giunzioni: emettitore-base EB e collettore-base CB che sono pn nel caso BJT pmp e mp nel caso BJT mpn. Tipicamente l'emettitore è fortemente drogato (p^+ o n^+) e il collettore è debolmente drogato. Normalmente i transistori risultano quindi essere p^+mp o m^+pn .

Non sono utilizzate queste convenzioni:

$$I_E + I_B + I_C = \neq$$
$$V_{EB} + V_{BC} + V_{CE} = \neq$$



Zone di funzionamento dei BJT pnp e npn



La zona più importante è la zona attiva diretta, in cui la giunzione emettitore-base è polarizzata in diretta ed invia portatori minoritari nella base, mentre la giunzione collettore-base è polarizzata in inversa e porta via portatori minoritari dalla base.

Per un pnp: $V_{BE} < 0$, $V_{BC} < 0$

Per un npn: $V_{BE} > 0$, $V_{BC} > 0$

Se la base è molto corta intorno che, in zona attiva diretta, la corrente di collettore è proporzionale alla corrente di base. In questa zona il BJT può funzionare da dispositivo controllato.

Se entrambe le giunzioni sono polarizzate in diretta, la corrente dipenderà esponenzialmente dalle tensioni e si perde questa funzione di controllo (zona di saturazione).

Se le giunzioni sono entrambe polarizzate in inversa, il BJT conduce pochissima corrente (zona di interdizione).

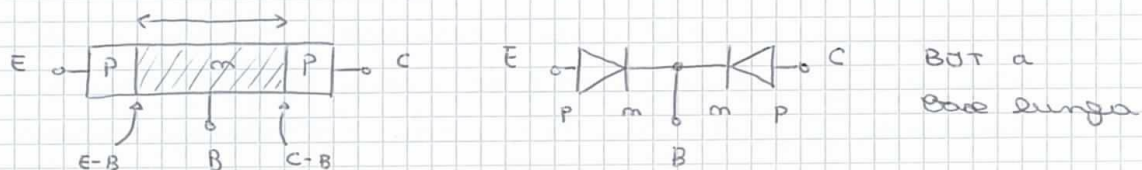
Nella zona attiva inversa, la giunzione emettitore-base è polarizzata in inversa e la giunzione collettore-base è polarizzata in diretta.

Se il transistor fosse simmetrico, col drogaggio di collettore uguale al drogaggio di emettitore, le due zone sono assolutamente equivalentemente del tutto equivalenti.

MODELLO A CONTROLLO DI CARICA

Il funzionamento del BJT è basato sull'iniezione di minoritari nella base, che sono lacune nel caso di un pnp.

Se le due giunzioni sono molto più distanti della lunghezza di diffusione delle lacune, le due giunzioni si comportano in maniera indipendente: due diodi back to back con elettrodo centrale.



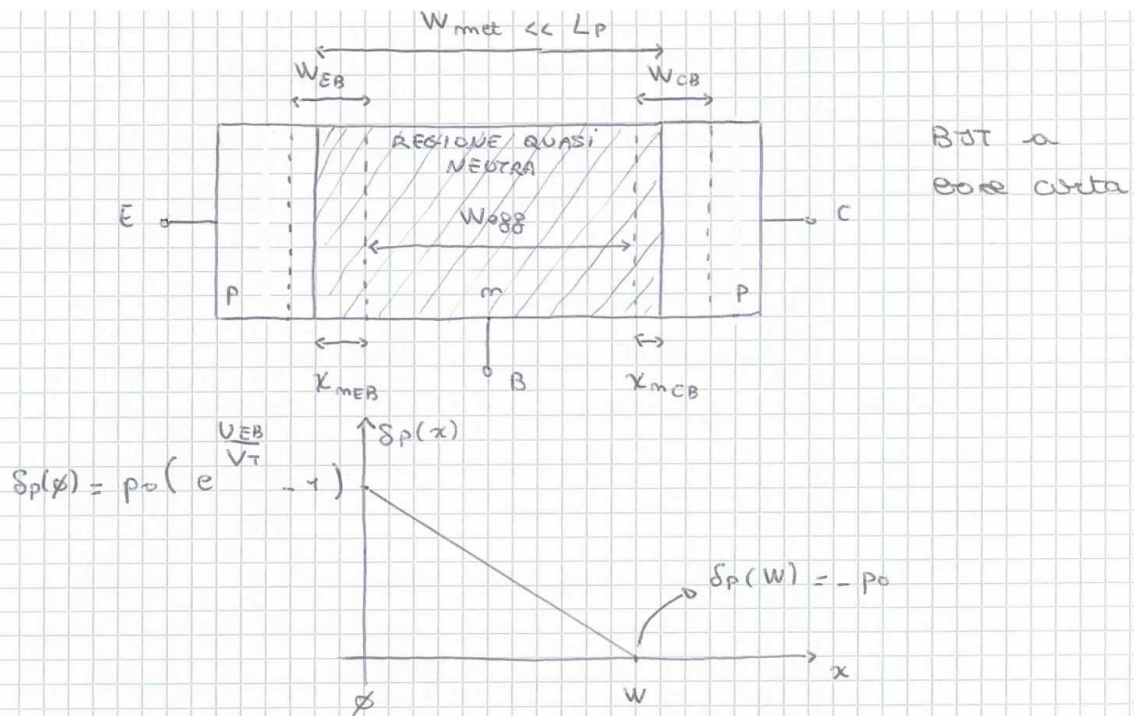
$$W_{met} \gg L_p$$

Se la distanza tra i piani della giunzione è piccola, e comparata con la lunghezza di diffusione dei minoritari, allora le due giunzioni non funzionano più in maniera indipendente.

$W_{metallurgica}$: larghezza metallurgica di base
 → distanza tra i piani delle due giunzioni

$W_{effettiva}$: larghezza effettiva di base
 → distanza tra gli estremi delle regioni di iniezione delle giunzioni E-B e B-C.

W : $W_{effettiva}$ indica l'ampiezza della regione quasi neutra della base.



$$W_{eff} = W_{met} - x_{mEB} - x_{mCB}$$

x_{mEB} : parte della regione di accretamento della giunzione BE che penetra nella base.

x_{mCB} : parte della regione di accretamento della giunzione BC che penetra nella base.

Per un BJT pnp con:

- emettitore drogato p: $N_{A \text{ emettitore}}$
- base drogata n: $N_{D \text{ base}}$
- collettore drogato p: $N_{A \text{ collettore}}$

$$x_{mEB} = W_{EB} \cdot \frac{N_{A \text{ em}}}{N_{A \text{ em}} + N_{D \text{ base}}}$$

$$x_{mCB} = W_{CB} \cdot \frac{N_{A \text{ col}}}{N_{A \text{ col}} + N_{D \text{ base}}}$$

Ricorda che in W risulta $E \approx \phi$, mentre in W_{EB} e W_{CB} il campo elettrico è molto elevato e qui si suppongono concentrate le due cadute V_{EB} e V_{CB} .

nella regione W, la corrente è di diffusione.

In un BJT Bm costruito e' emettitore è giustamente drogato, quindi $x_{mEB} \approx W_{EB}$; per il collettore la regione di iniezione penetra maggiormente nel collettore se $N_{A\text{collettore}} < N_{D\text{base}}$.

In zona attiva diretta avremo che $W_{EB}(x_{mEB})$ è piccola, poiché la giunzione EB è polarizzata in diretta, mentre W_{EC} è grande, poiché la giunzione BC è polarizzata in inversa.

Osservando il grafico a pagina precedente, e' evidente degli assi $x = \phi$ è posta all'estremo della regione di iniezione BE, mentre l'estremo della regione di iniezione BC nella base si trova in $x = W_{EB}$.

Nel grafico si riporta l'andamento del profilo dell'eccesso dei portatori minoritari nella base, per condizioni di polarizzazione in zona attiva diretta.

In x_{mEB} la relazione di Shockley dice che:

$$(V_{EB} > \phi)$$
$$\delta p(x_{mEB}) = \delta p(\phi) = p_0 \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right)$$
$$\delta p(\phi) = \frac{n_i^2}{N_{D\text{base}}} \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right)$$

In x_{mCB} :

$$\delta p(x_{mCB}) = \delta p(W) = p_0 \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right)$$
$$\delta p(W) = \frac{n_i^2}{N_{D\text{base}}} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right)$$

e nel caso di zona attiva diretta con $V_{CB} < \phi$:

$$\delta p(W) = -p_0$$

nel diodo a base corta: $I = \frac{Q}{\tau_r} + \frac{Q}{\tau_p}$

nel BJT: le lacune vengono iniettate dall'emettitore in x_{nEB} e molte di loro ricombinano in x_{nCB} con un tempo di transito τ_r . Qui vengono portate via dal campo elettrico del collettore, poiché la giunzione BC è polarizzata in inversa.

nel collettore la corrente è uscente (negativa con la convenzione usata):

$$I_c = - \frac{Q}{\tau_r}$$

Dato Q , con buona approssimazione può essere calcolata come l'area del triangolo di carica $q_p(x)$ e base W :

$$Q = q \frac{1}{2} p_0 \left(e^{V_{EB}/V_T} - 1 \right) \cdot W$$

Calcolare Q così, significa trascurare p_0 in x_{nCB} , che è un'approssimazione molto buona per $V_{EB} \gg \phi$.

Dalla trattazione del diodo: $\tau_r = \frac{W^2}{2D_p}$

Il collettore, polarizzato in inversa, è capace di portare via le lacune che ricombinano in x_{nCB} ma non può fornire gli elettroni necessari a sostenere il profilo Q . Non è capace di gestire le poche lacune che si ricombinano nella base. Quindi la carica Q del profilo, che si rinnova ogni τ_p secondi, non può essere fornita dal collettore, ma deve essere fornita dalla base. La base deve fornire gli elettroni necessari per la ricombinazione delle poche lacune che non ricombinano sul collettore, ma che si ricombinano tra ϕ e W .

$$I_B = - \frac{Q}{\tau_p}$$

$$I_E = \frac{Q}{\tau_r} + \frac{Q}{\tau_p}$$

Se la base è corta: $W \ll L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$

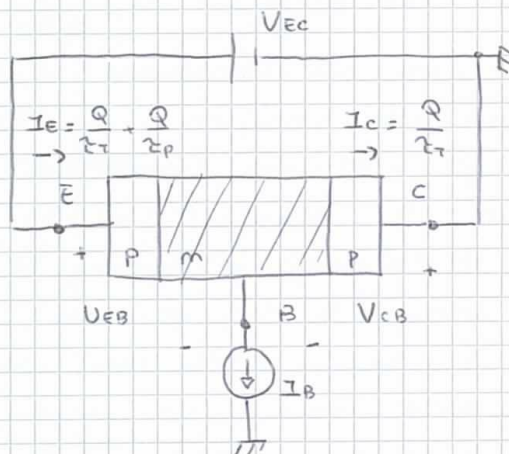
$$\rightarrow \frac{W^2}{D_p} \ll \tau_p \rightarrow \frac{1}{2} \frac{W^2}{D_p} \ll \tau_p \Rightarrow \tau_r \ll \tau_p$$

Punto-chiave: Se la base è corta il tempo di trasporto medio base è molto più piccolo del tempo di vita medio dei portatori minoritari.

Grossa parte degli lacune iniettate dall'emettitore nella base ricombinano in volume in x_{mcB} e vengono portate via dal collettore. Se $\tau_r \ll \tau_p$ soltanto un piccolo numero di lacune si ricombinano in base. Queste poche lacune costituiscono la corrente di base, che è molto più piccola della corrente di collettore.

$$\frac{Q}{\tau_p} \ll \frac{Q}{\tau_r} \rightarrow |I_B| \ll |I_C| \rightarrow I_E = |I_B + I_C| \approx |I_C|$$

Possibile modo di polarizzare un BJT:



La corrente di base controlla la carica di base, in

$$\text{quanto } I_B = \left| \frac{Q}{\tau_p} \right| \text{ e quindi } Q = I_B \tau_p.$$

La corrente di collettore è data da $I_C = \frac{Q}{\tau_r} \gg I_B$.

Variando la I_B , si modifica Q . Il generatore di corrente I_B impone proprio I_B , aggiusta V_{EB} e V_{CB} in maniera tale che la carica in base risulti $Q = I_B \tau_p$. Di conseguenza, I_C varia in maniera proporzionale a Q e quindi alla I_B , e la variazione viene moltiplicata per un fattore molto grande.

Il parametro fondamentale che descrive un BJT è il fattore β_F :

$\beta_F = \frac{I_C}{I_B}$ è il guadagno in corrente del BJT.

$$\beta_F = \frac{\tau_p}{\tau_r} = \frac{\tau_p}{W^2} \cdot 2D_p = 2 \frac{L_p^2}{W^2}$$

β_F è tanto più grande quanto più l'ampiezza di base del BJT è corta.

$\alpha_F = - \frac{I_C}{I_E}$ il "-" rende $\alpha_F > 0$, poiché in come ultima dovuta I_C e I_E hanno sempre versi opposti.

$I_E \approx I_C$ con $I_C \ll I_E$

$\alpha_F \approx 1$ con $\alpha_F \ll 1$

$$\alpha_F = \frac{\frac{Q}{\tau_r}}{\frac{Q}{\tau_r} + \frac{Q}{\tau_p}} = \frac{1}{1 + \frac{\tau_r}{\tau_p}} = \frac{1}{1 + \frac{W^2}{2L_p^2}}$$

$$|I_C| = \left| \frac{Q}{\tau_r} \right| = q \frac{1}{2} p_0 \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right) W \cdot \frac{1}{\frac{W^2}{2D_p}} = q \frac{D_p}{W} p_0 \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right)$$

La stessa espressione può essere ottenuta calcolando la corrente di diffusione:

$$I_E \approx I_C = -q D_p \frac{d}{dx} S_p(x)$$

Secondo l'approssimazione lineare, la derivata è pari al rapporto dei cateti del triangolo che descrive il profilo: $\frac{d}{dx} S_p(x) = -p_0 \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right) \frac{1}{W}$.

EQUAZIONI DI EBERS-HOLL

Si ricavano calcolando il profilo dell'eccesso di portatori minoritari $\delta p(x)$ nella base.

Il profilo si ottiene risolvendo l'equazione di continuità nella regione quasi-neutra della base, cioè tra ϕ e W .

Consideriamo un BJT $p^+n p^+$:

Le correnti di emettitore e collettore sono dovute solo all'iniezione nella base.

$$I_E = -q S D_p \left. \frac{d \delta p(x)}{dx} \right|_{x=\phi}$$

$$I_C = +q S D_p \left. \frac{d \delta p(x)}{dx} \right|_{x=W}$$

Determinare il profilo dei portatori minoritari nella regione quasi-neutra della base ($E=\phi$).

La soluzione generale dell'equazione di continuità è:

$$\delta p(x) = A e^{-\frac{x}{L_p}} + B e^{+\frac{x}{L_p}}$$

Condizioni al contorno:

$$\delta p(\phi) = p_0 \left(e^{V_{EB}/V_T} - 1 \right)$$

$$\delta p(W) = p_0 \left(e^{V_{CB}/V_T} - 1 \right)$$

$$\text{con } p_0 = \frac{n_i^2}{N_D e_{base}}$$

$$\begin{cases} A+B = \delta p(\phi) \\ A e^{-\frac{W}{L_p}} + B e^{\frac{W}{L_p}} = \delta p(W) \end{cases}$$

$$B = \delta p(\phi) - A$$

$$A e^{-\frac{W}{L_p}} + \delta p(\phi) e^{\frac{W}{L_p}} - A e^{\frac{W}{L_p}} = \delta p(W)$$

$$A = \frac{\delta p(\phi) e^{W/L_p} - \delta p(W)}{e^{W/L_p} - e^{-W/L_p}}$$

$$B = \delta p(\phi) - \frac{\delta p(\phi) e^{W/L_p} - \delta p(W)}{e^{W/L_p} - e^{-W/L_p}} = - \frac{\delta p(\phi) e^{-W/L_p} - \delta p(W)}{e^{W/L_p} - e^{-W/L_p}}$$

$$\delta_p(x) = \frac{\delta_p(\varphi) e^{\frac{w}{L_p}} - \delta_p(w)}{e^{\frac{w}{L_p}} - e^{-\frac{w}{L_p}}} e^{-\frac{x}{L_p}} - \frac{\delta_p(\varphi) e^{-\frac{w}{L_p}} - \delta_p(w)}{e^{\frac{w}{L_p}} - e^{-\frac{w}{L_p}}} e^{\frac{x}{L_p}}$$

Valore per qualsiasi condizione di polarizzazione e qualsiasi valore di W .

$$\begin{aligned} I_E &= -q S D_p \left. \frac{d}{dx} \delta_p(x) \right|_{x=\varphi} \\ &= q S \frac{D_p}{L_p} \frac{\delta_p(\varphi) e^{\frac{w}{L_p}} - \delta_p(w)}{e^{\frac{w}{L_p}} - e^{-\frac{w}{L_p}}} + q S \frac{D_p}{L_p} \frac{\delta_p(\varphi) e^{-\frac{w}{L_p}} - \delta_p(w)}{e^{\frac{w}{L_p}} - e^{-\frac{w}{L_p}}} \\ &= q S \frac{D_p}{L_p} \frac{e^{\frac{w}{L_p}} + e^{-\frac{w}{L_p}}}{e^{\frac{w}{L_p}} - e^{-\frac{w}{L_p}}} \delta_p(\varphi) - q S \frac{D_p}{L_p} \frac{2}{e^{\frac{w}{L_p}} - e^{-\frac{w}{L_p}}} \delta_p(w) \\ \text{cosech} \left(\frac{W}{L_p} \right) &= \frac{e^{\frac{w}{L_p}} + e^{-\frac{w}{L_p}}}{e^{\frac{w}{L_p}} - e^{-\frac{w}{L_p}}}; \quad \text{cosech} \left(\frac{W}{L_p} \right) = \frac{2}{e^{\frac{w}{L_p}} - e^{-\frac{w}{L_p}}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_E &= q S \frac{D_p}{L_p} \text{cosech} \left(\frac{W}{L_p} \right) \delta_p(\varphi) - q S \frac{D_p}{L_p} \text{cosech} \left(\frac{W}{L_p} \right) \delta_p(w) \\ &= q S \frac{D_p}{L_p} \text{cosech} \left(\frac{W}{L_p} \right) \frac{m_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right) - q S \frac{D_p}{L_p} \text{cosech} \left(\frac{W}{L_p} \right) \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_C &= +q S \frac{D_p}{L_p} \left. \frac{d}{dx} \delta_p(x) \right|_{x=W} \\ &= -q S \frac{D_p}{L_p} \frac{\delta_p(\varphi) e^{\frac{w}{L_p}} - \delta_p(w)}{e^{\frac{w}{L_p}} - e^{-\frac{w}{L_p}}} e^{-\frac{w}{L_p}} - q S \frac{D_p}{L_p} \frac{\delta_p(\varphi) e^{-\frac{w}{L_p}} - \delta_p(w)}{e^{\frac{w}{L_p}} - e^{-\frac{w}{L_p}}} e^{\frac{w}{L_p}} \\ &= -q S \frac{D_p}{L_p} \frac{\delta_p(\varphi) - \delta_p(w) e^{-\frac{w}{L_p}}}{e^{\frac{w}{L_p}} - e^{-\frac{w}{L_p}}} - q S \frac{D_p}{L_p} \frac{\delta_p(\varphi) - \delta_p(w) e^{\frac{w}{L_p}}}{e^{\frac{w}{L_p}} - e^{-\frac{w}{L_p}}} \\ &= -q S \frac{D_p}{L_p} \frac{2}{e^{\frac{w}{L_p}} - e^{-\frac{w}{L_p}}} \delta_p(\varphi) + q S \frac{D_p}{L_p} \frac{e^{\frac{w}{L_p}} + e^{-\frac{w}{L_p}}}{e^{\frac{w}{L_p}} - e^{-\frac{w}{L_p}}} \delta_p(w) \\ &= -q S \frac{D_p}{L_p} \text{cosech} \left(\frac{W}{L_p} \right) \frac{m_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right) + q S \frac{D_p}{L_p} \text{cosech} \left(\frac{W}{L_p} \right) \frac{m_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right) \end{aligned}$$

$$I_{op} = q S \frac{D_p}{L_p} \text{cosech} \left(\frac{W}{L_p} \right) \frac{m_i^2}{N_D}$$

Corrente I_o dovuta all'iniezione di minoritari nello Eas.

$$\alpha_T = \frac{2}{e^{W/L_P} + e^{-W/L_P}} = \frac{1}{\cosh\left(\frac{W}{L_P}\right)} \quad \text{Fattore di trasporto nella base.}$$

$$\alpha_T I_{op} = q S \frac{D_p}{L_p} \operatorname{cosech} R \left(\frac{W}{L_p} \right) \frac{n_i^2}{N_D}$$

Risultato:

$$I_E = + I_{op} \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right) - \alpha_T I_{op} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$I_C = - \alpha_T I_{op} \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right) + I_{op} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right)$$

La simmetria delle equazioni deriva dal fatto che il transistor p^+np^+ è simmetrico.

Queste sono le Ebers-Moll per un BJT con cospetto e emettitore giustamente drogati.

Consideriamo un BJT pnp :

Le correnti di emettitore e di cospetto sono dovute sia all'iniezione di lacune in base sia all'iniezione di elettroni dalla base verso le parti p .

$$I_E = \underbrace{I_E \text{ iniezione lacune base}}_{\text{per un EMTTTORE lungo}} + \underbrace{I_E \text{ iniezione elettroni da base a emettitore}}_{\text{dipende da drogaggio e geometria di EMTTTORE}}$$

$$I_E \text{ iniezione elettroni da base a emettitore} = q S \frac{D_n}{L_n} \frac{n_i^2}{N_A \text{ emettitore}} \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right) = I_{oEm} \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$\text{con } I_{oEm} = q S \frac{D_n}{L_n} \frac{n_i^2}{N_A \text{ emettitore}}$$

Per il cospetto:

$$I_{oCm} = q S \frac{D_n}{L_n} \frac{n_i^2}{N_A \text{ cospetto}}$$

$$I_C \text{ iniezione elettroni da base a cospetto} = I_{oCm} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right)$$

Risultato quindi:

$$I_E = + I_{op} \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right) - \alpha_T I_{op} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right) + I_{oEm} \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$I_C = - \alpha_T I_{op} \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right) + I_{op} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right) + I_{oCm} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right)$$

Definiamo: $I_{ES} = I_{op} + I_{oEm}$
 $I_{CS} = I_{op} + I_{oCm}$

I_{op} è dovuta all'iniezione in base; I_{oEm} ed I_{oCm} sono dovute alle iniezioni in emettitore e collettore.

$\beta_E = \frac{I_{op}}{I_{op} + I_{oEm}}$ efficienza di emettitore

$\beta_C = \frac{I_{op}}{I_{op} + I_{oCm}}$ efficienza di collettore

$\alpha_F = \beta_E \alpha_T$

$\alpha_R = \beta_C \alpha_T$

Risulta

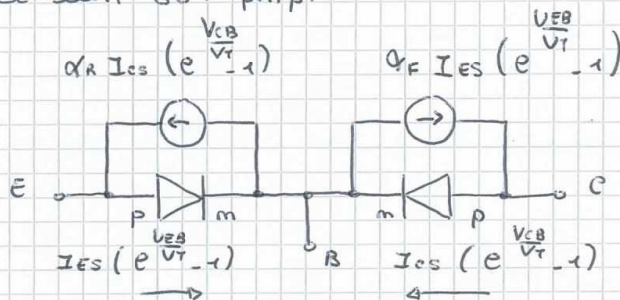
$I_E = +I_{ES} \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right) - \alpha_R I_{CS} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right)$

$I_C = -\alpha_F I_{ES} \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right) + I_{CS} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right)$

$\alpha_F I_{ES} = \alpha_R I_{CS}$ poiché $\alpha_F I_{ES} = \alpha_R I_{CS} = \alpha_T I_{op}$

Relazione di reciprocità del transistor.

Equivalenti circuitale delle equazioni di Ebers. mod. per un BJT pnp.



α_R e α_F dipendono da W .

Se $W \gg L_p$ ovvero, $\alpha_R, \alpha_F \rightarrow 0$

Se $W \ll L_p$ ovvero, $\alpha_R, \alpha_F \rightarrow 1$

Risulta che se le due giunzioni sono lontane ovvero sono indipendenti tra loro e si comportano come diodi back to back.

Se le due giunzioni sono vicine allora interagiscono, e la corrente di una giunzione dipende fortemente anche dalla corrente nella stessa giunzione.

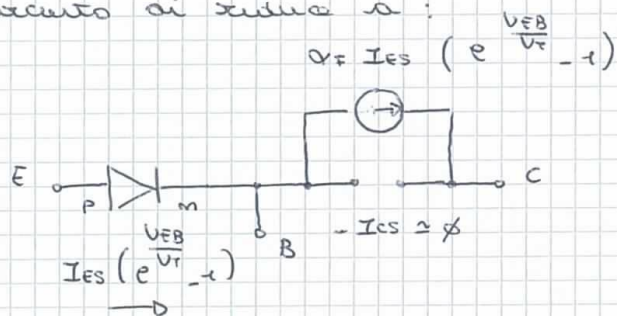
Per un BJT a base corta in comune emittente:

$$V_{EB} > 0$$

$$V_{CB} < 0$$

Il diodo BC è un diodo invertito e possiamo trascurare la sua corrente di saturazione inversa I_{CS}

Il circuito di cui si tratta è:



In questa condizione: $\alpha_F = - \frac{I_C}{I_E} \bigg|_{V_{CB} = 0}$

$$\alpha_F = \gamma_F \alpha_T$$

$$\text{con } \alpha_T = \frac{1}{\cos R \left(\frac{W}{L_P} \right)}$$

Se l'emettitore è fortemente drogato: $I_{0Em} = 0 \Rightarrow \gamma_F = 1$

$$\Rightarrow \alpha_F = \alpha_T$$

$$\text{al secondo ordine: } \cos R \left(\frac{W}{L_P} \right) = 1 + \frac{W^2}{2L_P^2}$$

$$\Rightarrow \alpha_F = \alpha_T = \frac{1}{1 + \frac{W^2}{2L_P^2}}$$

Generalmente per un BJT si ha:

- emettitore fortemente drogato: $\gamma_F = 1$, $\alpha_F = \alpha_T \approx 1$
- collettore poco drogato: $\gamma_C < 1$, $\alpha_A = \gamma_C \alpha_T < 1$

Per questo motivo si scombinò e mettutaro e cistaro
 il BJT amplifica, ma molto meno.

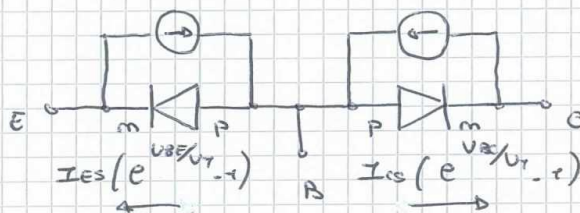
Per un BJT npn:

le Ebers-Moll si ottengono scombinando il segno
 di correnti e tensioni.

$$I_E = -I_{ES} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) + \alpha_R I_{CS} \left(e^{\frac{V_{BC}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$I_C = +\alpha_F I_{ES} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) - I_{CS} \left(e^{\frac{V_{BC}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$\alpha_R I_{CS} \left(e^{\frac{V_{BC}}{V_T}} - 1 \right) \quad \alpha_F I_{ES} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$



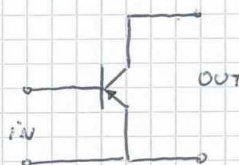
Equivalent circuit
 della Ebers-Moll per
 un BJT npn.

CARATTERISTICHE INGRESSO- USCITA



COMMON BASE

COMMON EMITTER



Per caratteristiche si intende un gruppo di grafici
 che riportano la corrente in funzione della
 tensione ad un bipolo; ciascun grafico è
 disegnato per diversi valori di una grandezza
 di controllo presa sull'altro bipolo.

CARATTERISTICHE A BASE COMUNE

Bipolo emettitore - base : ingresso $I_E = f(V_{EB}, V_{CB})$

Bipolo collettore - base : uscita $I_C = f(V_{CB}, I_E)$

Per un pnp :

$$I_E = +I_{ES} \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right) - \alpha_R I_{CS} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right)$$

Per un npn :

$$I_E = -I_{ES} \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right) + \alpha_R I_{CS} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right)$$

Per un pnp :

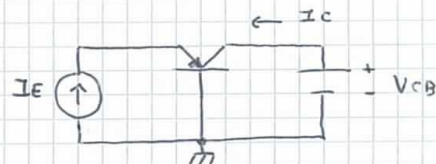
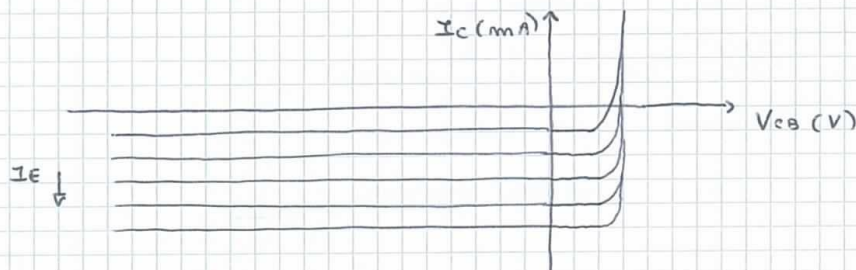
$$I_{ES} \left(e^{\frac{V_{EB}}{V_T}} - 1 \right) = I_E + \alpha_R I_{CS} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$\rightarrow I_C = -\alpha_F I_E - \alpha_F \alpha_R I_{CS} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right) + I_{CS} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$= -\alpha_F I_E + (1 - \alpha_F \alpha_R) I_{CS} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$= -\alpha_F I_E + I_{CB0} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right) \quad \text{con } I_{CB0} = (1 - \alpha_F \alpha_R) I_{CS}$$

Caratteristiche di uscita di un BJT pnp a base comune:



EFFETTO EARLY

L'aumento di $|V_{CB}|$ provoca l'aumento della regione di svuotamento BC, che è polarizzato in inverso. La lunghezza effettiva W della base diminuisce:

$$W = W_{met} - x_{nEB}(V_{EB}) - x_{nCB}(V_{CB})$$

W dipende poco da V_{EB} , poiché la giunzione BE è polarizzata in diretta e quindi $x_{nEB}(V_{EB})$ è piccola. Invece la giunzione BC è polarizzata in inverso e quindi

$r_{mcb}(V_{cb})$ è grande e per di più V_{cb} può assumere valori, in modulo, molto elevati.

Modulazione della base: Diminuzione di W con l'aumento di $V_{cb} \rightarrow$ EFFETTO EARLY

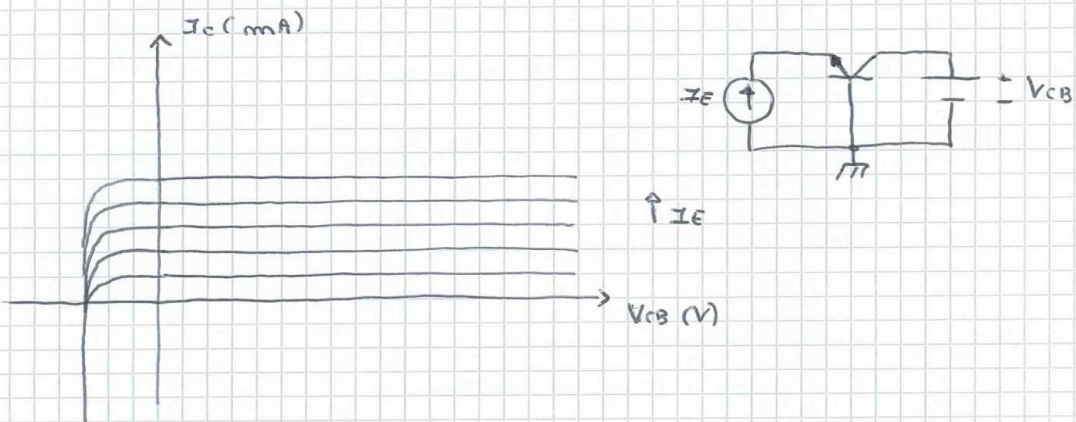
Se il BJT pnp: $\beta_F = 1$ e $\beta_F = \beta_T = \frac{1}{\left(1 + \frac{W^2}{2L_p^2}\right)}$

Risulta che $W \downarrow$ all'aumentare di β_T .

Per un npn:

$$I_C = -\beta_F I_E - I_{CBQ} \left(e^{-\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right) \quad \text{con } I_{CBQ} = (1 - \beta_F \beta_R) I_{CS}$$

Le caratteristiche di uscita sono quindi uguali a quelle di un pnp, ma simmetriche rispetto all'origine.



CARATTERISTICHE AD EMETTITORE COMUNE

Input: $I_B = f(V_{BE}, V_{CE})$

Output: $I_C = f(V_{CE}, I_B)$

Per un BJT npn:

Partendo dalle caratteristiche di uscita common base:

$$I_C = -\beta_F I_E - I_{CBQ} \left(e^{-\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$\begin{aligned} I_E = -I_B - I_C &\rightarrow I_C = \beta_F I_C + \beta_F I_B - I_{CBQ} \left(e^{-\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right) \\ &= \frac{\beta_F}{1 - \beta_F} I_B - \frac{I_{CBQ}}{1 - \beta_F} \left(e^{-\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right) \end{aligned}$$

$$\beta_F = \frac{\alpha_F}{1 - \alpha_F}, \quad I_{CE\phi} = \frac{I_{CB\phi}}{1 - \alpha_F}$$

$$I_C = \beta_F I_B - I_{CE\phi} \left(e^{\frac{V_{CB}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$V_{CE} = V_{CB} + V_{BE}$$

$$V_{CB} = V_{CE} - V_{BE}$$

$$I_C = \beta_F I_B - I_{CE\phi} \left(e^{\frac{V_{CE} - V_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

ma andrebbe ancora eliminata la dipendenza da V_{BE} .

I_B viene scelto in maniera tale da polarizzare il BJT in zona attiva diretta

Per un mpn: $V_{BE} \approx V_f = 0,7V$

A questo punto V_{CE} determina se il transistor è polarizzato in diretta o in saturazione.

Se $V_{CE} > V_{BE} \rightarrow V_{CB} = V_{CE} - V_{BE} > \phi \rightarrow V_{BC} < \phi$ BJT in zona attiva diretta.

Se $V_{CE} < V_{BE} \rightarrow V_{CB} = V_{CE} - V_{BE} < \phi \rightarrow V_{BC} > \phi$ BJT in zona di saturazione.

$V_{CE} > V_{BE} \rightarrow$ zona attiva diretta
 $I_C = \beta_F I_B + I_{CE\phi} \approx \beta_F I_B$

$V_{CE} \approx V_{BE} \rightarrow$ limite della saturazione
 $V_{BC} \approx \phi$

$V_{CE} < V_{BE} \rightarrow$ zona di saturazione

In pratica: $V_{CE} \approx 0,3V \rightarrow V_{BC} > 0,4V$ anche se giunzione BC comincia ad avere una significativa polarizzazione diretta e il BJT è in saturazione.

In zona attiva diretta: $V_{CE} > 0,3V$, $V_{BE} \approx 0,7V$

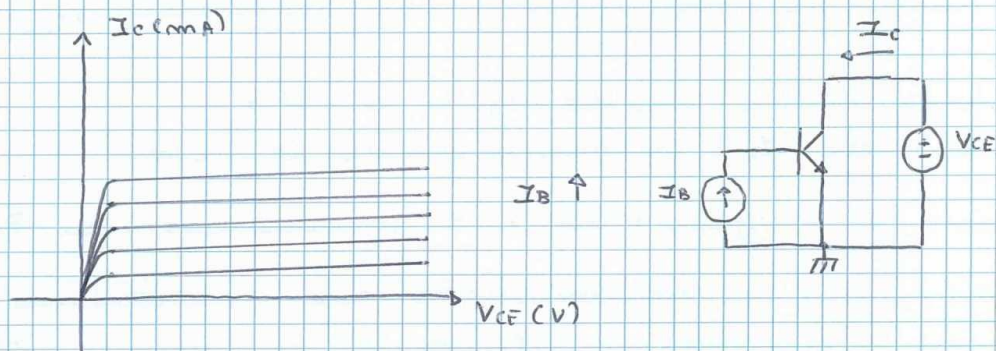
Risulta $I_C = \beta_F I_B$ quasi indipendente da V_{CE} .

Da questa $\beta_F = \frac{\alpha_F}{1 - \alpha_F}$

Piccole variazioni di V_F portano a grandi variazioni di β_F .

L'effetto di modulazione di base, in cui $W \downarrow \approx V_{CB} \approx V_{CE} - V_F \uparrow$, è ben visibile nelle caratteristiche ad common emitter, poiché provoca un sensibile aumento della I_C con la V_{CE} .

In poche parole $\beta_F \uparrow$ se $V_{CE} \uparrow$.



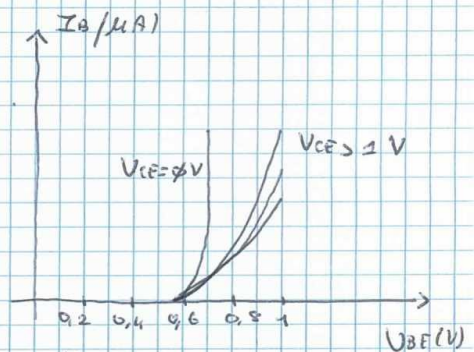
Per la caratteristica di ingresso:

Sono necessarie da ricostruire in forma analitica.

Per un BJT npn con base p ed emettitore n⁺:

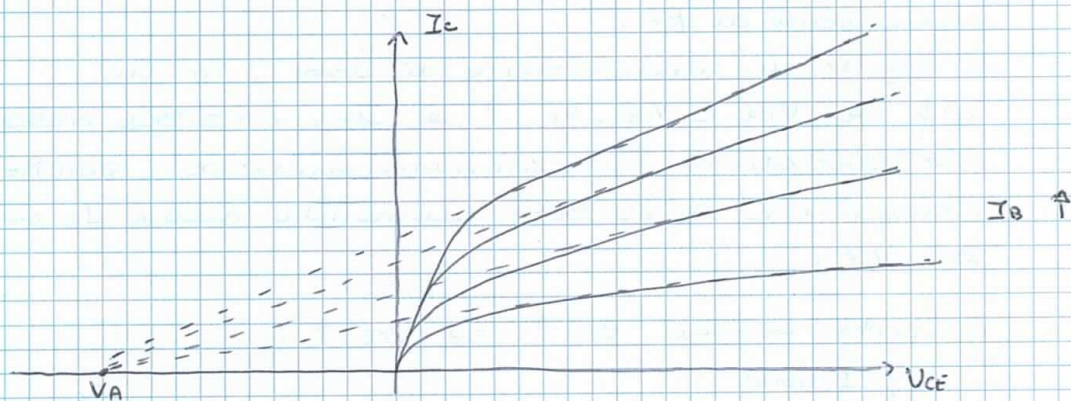
L'effetto della V_{CE} in zona attiva diretta è molto ridotto.

Se il BJT è in saturazione, invece, la base è ricca di cariche che vengono iniettate sia da E che da C e quindi piccole variazioni di $V_{BE} = V_{BC}$ e $V_{CE} = \phi$ producono una variazione di corrente doppia rispetto al caso $V_{BC} < \phi$.



In sintesi: in zona attiva diretta la dipendenza di I_B da V_{CE} è trascurabile e il comportamento della giunzione BE è simile ad un diodo con $V_F \approx 0,7V$.

Analizzando le caratteristiche di out di un BJT npn CE



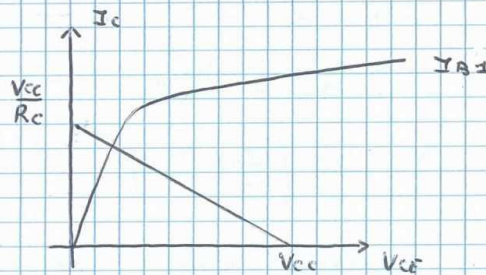
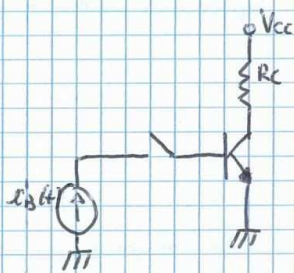
Quando $V_{CE} \uparrow$, $V_{CB} = V_{CE} - V_f \uparrow$ e $W \downarrow$

Risulta che $I_C \uparrow$ mantenendo $I_B = \text{cost}$.

Questo è l'effetto Early o di modulazione di Base.

Prolungando le caratteristiche esse incontrano l'asse V_{CE} in un punto V_A che prende il nome di tensione di Early.

LA COMUTAZIONE DEL BJT



$$I_B = 0 \rightarrow V_{CE} = V_{CC}$$

$$I_B = I_{B1} \rightarrow V_{CE} < V_{CE\text{SAT}}$$

Per un mem in FBR: $I_B = \frac{Q_F}{\tau_m}$, $I_C = \frac{Q_F}{\tau_r}$, $I_E = -\frac{Q_F}{\tau_m} - \frac{Q_F}{\tau_r}$

in RAR: $I_B = \frac{Q_R}{\tau_m}$, $I_E = \frac{Q_R}{\tau_r'}$, $I_C = -\frac{Q_R}{\tau_m} - \frac{Q_R}{\tau_r'}$

$$I_B = \frac{Q_F}{\tau_m} + \frac{Q_R}{\tau_m}$$

$$I_C = \frac{Q_F}{\tau_r} - \frac{Q_R}{\tau_m} - \frac{Q_R}{\tau_r'}$$

$\tau_r \neq \tau_r'$ perché $V_{ol(x)}$ in BASE

È necessario ricordarsi che in SAT: $I_{C\text{MAX}} \approx \frac{V_{CC}}{R_C}$

Se I_B aumenta, I_C è cost ma si eccesso di carica in base aumenta.

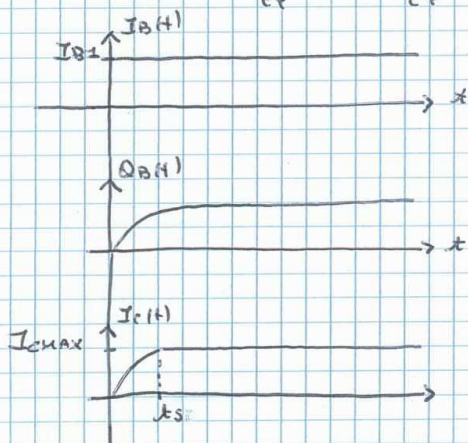
$$V_{CE}(t) = V_{CC} - R_C i_C(t)$$

Equazione di continuità per $i_B(t)$: $i_B(t) = \frac{Q_B}{\tau_m} + \frac{d}{dt} Q_B$

$$Q_B = Q_F + Q_R$$

Soluzione transitorio accensione: $Q_B(t) = I_{B1} \tau_m (1 - e^{-t/\tau_m})$

$$\rightarrow i_C(t) = \frac{Q_B(t)}{\tau_r} = \frac{Q_F(t)}{\tau_r}$$



t_s : tempo che impiega i_C per andare a regime

$$i_C(t_s) = \frac{I_{B1} \tau_m (1 - e^{-t_s/\tau_m})}{\tau_r} = I_{C\text{MAX}}$$

$$t_s = \tau_m \ln \left(\frac{1}{1 - \frac{I_{C\text{MAX}}}{I_{B1} \beta_F}} \right)$$

$$\beta_F = \frac{\tau_m}{\tau_r}$$

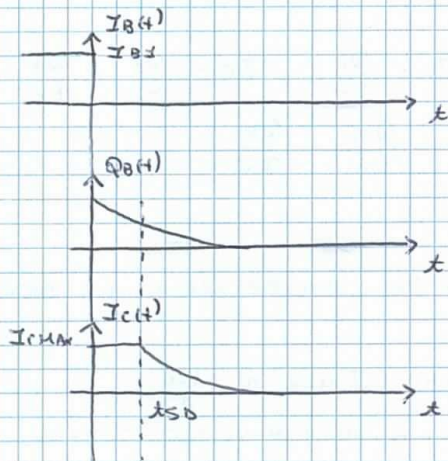
Supponiamo adesso $I_B(t)$ commuti a ϕ

$$Q_B(t) = I_{B1} \tau_m e^{-t/\tau_m} \quad \text{transitorio di spegnimento}$$

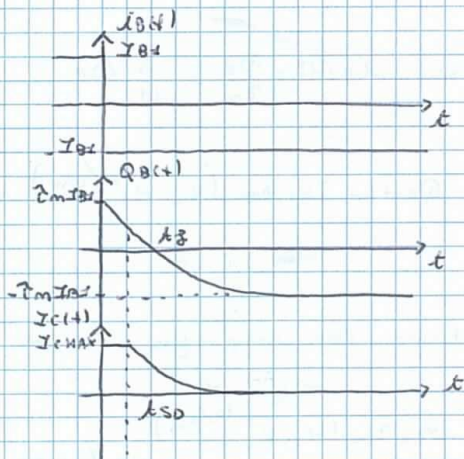
$$I_{C\max} \tau_r = I_{B1} \tau_m e^{-t_{SD}/\tau_m}$$

$$t_{SD} = \tau_m \ln \left(\frac{I_{B1} \beta_F}{I_{C\max}} \right)$$

t_{SD} : time storage delay, tempo per cui I_C resta costante al valore $I_{C\max}$ mentre la base esce dalla saturazione e si porta all'inizio della zona attiva.



Supponiamo $I_B(t)$ commuti a $-I_{B2}$



$$Q_B(t) = I_{B1} \tau_m (2e^{-t/\tau_m} - 1)$$

$$t=0 \rightarrow Q_B = I_{B1} \tau_m$$

$$t=\infty \rightarrow Q_B = -I_{B2} \tau_m$$

IL CONDENSATORE MOS

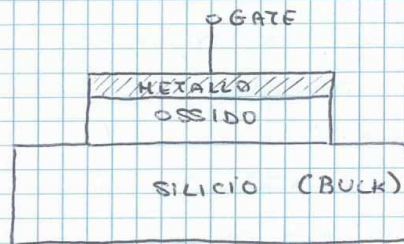
INTRODUZIONE

MOS indica una struttura composta da metallo, ossido e silicio, e non è altro che un condensatore a facce piane e parallele con un'armatura metallica superiore, un dielettrico ed un'armatura inferiore costituita da un semiconduttore.

Elettrodo metallico: GATE

Substrato: BULK

Geometria di
Controllo: $V_{G\text{BULK}}$



In un classico condensatore:

Un armatura metallica è capace di fornire tutta la carica richiesta dalle condizioni di polarizzazione, perché in un metallo ci sono molte cariche libere che si possono redistribuire facilmente.



Se si applica una tensione V , sull'armatura superiore si accumula una carica Q e su quella inferiore una carica $-Q$ in modo che $Q_{TOT} = 0$. Poiché la concentrazione di elettroni in un metallo è molto elevata la carica si trova concentrata in una zona molto sottile e si può assumere che la carica si trovi alla superficie del metallo, cioè all'interfaccia metallo-dielettrico.

Il campo elettrico non penetra nel metallo e il potenziale applicato cade tutto nel dielettrico.

tra le due superfici cariche.

$$E_{\text{DIELETTRICO}} = \frac{V}{t_R} = \frac{Q}{S} \cdot \frac{1}{E_{\text{DIELETTRICO}}}, \quad E_{\text{DIELETTRICO}} = E_0 \cdot E_r$$

↑
Teorema di Gauss

con t_R : spessore dielettrico

Per un condensatore MOS:

L'armatura superiore

si comporta in maniera
analoga, mentre

l'armatura

inferiore è costituita

da Silicio p o n

moderatamente

drogato e quindi se

cariche mobili sono molto meno che in un metallo.

Se al silicio si chiede di fornire cariche del segno del
drogaggio, si comporterà in maniera
analoga ad un metallo.

Se viene richiesta una carica di segno opposto
alle cariche intrinseche del drogaggio, il silicio può
fornire questa carica in due modi:

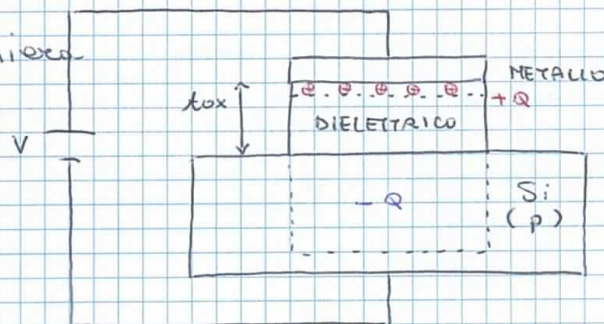
- 1) Respingendola, nel caso p, la carica dall'interfaccia
ossido silicio, lasciando una zona con cariche
negative dovute agli accettori ionizzati;
- 2) Richiamandola elettroni;

In entrambi i casi, le cariche si devono piegare,
in maniera tale da allontanare le cariche E_F
dalla BV ed avvicinarle a BC.

La caduta di tensione in Si è diversa da ϕ .

La tensione esterna si ripartisce tra SiO_2 e Si:

$$V_{\text{GATE}} = V_{\text{ox}} + V_{\text{Si}}$$



Se in SiO_2 non ci sono cariche: $E_{ox} = \text{cost}$
 $\rightarrow$ la caduta di tensione in SiO_2 è lineare

PRINCIPI GENERALI

Analizziamo l'andamento delle bande in Si ,
 il cui piegamento necessario per attrarre $-Q$ è
 dato dalla caduta di tensione V_{si} :

Consideriamo un MOS ideale, ovvero:

- 1) Ossido privo di cariche;
- 2) $\phi_H = \phi_S$;

Supponiamo $V_{bulk} = \phi$:

E_g è costante e le bande
 sono piatte.

$E_{con} \gg E_{cs}$ (Si è un ottimo
 isolante)

Il Si è considerato di tipo p,
 infatti $E_g < E_i$.

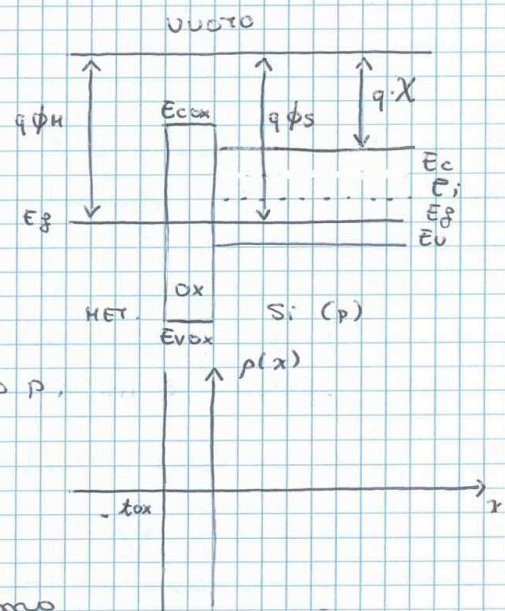
χ : affinità elettronica di Si

$q\chi$ è la distanza tra il

livello del vuoto e il minimo

della B_c , ed è l'energia minima che bisogna
 fornire ad Si per estrarre elettroni.

La carica risiede nello strato più sottile che nel
 bulk.



Supponiamo $V_{bulk} < \phi$:

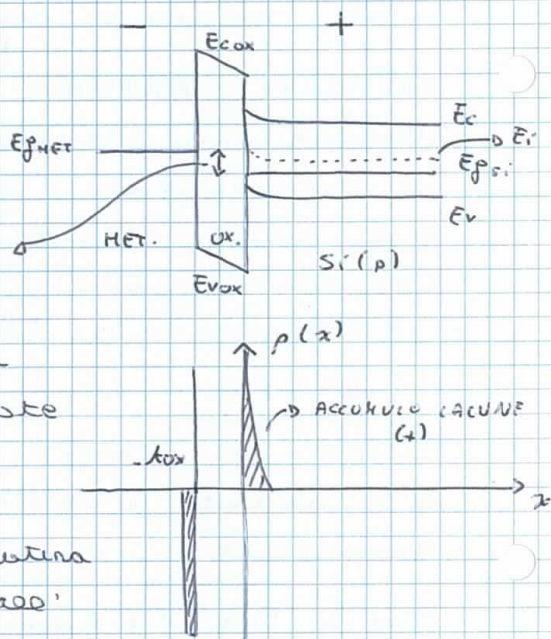
Il polo + della batteria è applicato ad Si che quindi deve fornire cariche positive.

$E_{FSi} < E_{FMET}$ perché l'energia potenziale di Si è minore di quella del metallo.

Anche se tra gate e bulk non c'è più equilibrio, le cariche non passano perché vengono bloccate da SiO_2 .

$$E_{FMET}, E_{FSi} = q \cdot V_{bulk} < \phi$$

nel metallo si trova carica negativa concentrata in uno strato sottile all'interfaccia Si- SiO_2 . In Si la carica positiva è data dall'accumulo di lacune all'interfaccia Si- SiO_2 ; il MOS è in ACCUMULAZIONE.



V_{Si} è piccolo $\rightarrow V_{bulk} = V_{ox} + V_{Si} \approx V_{ox}$ con $p = N_V e^{\frac{E_F - E_V}{kT}} = n_i e^{\frac{E_i - E_F}{kT}}$

Supponiamo $V_{bulk} > \phi$:

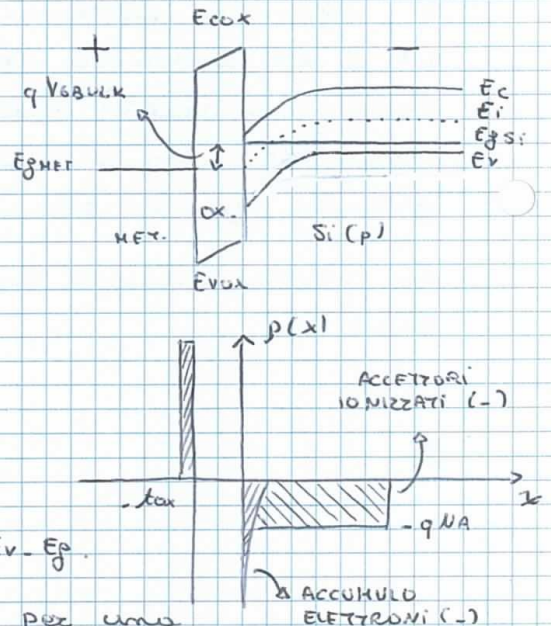
Il bulk è applicato al polo - della batteria e il Si di tipo p deve fornire carica negativa. L'energia potenziale del Si aumenta in modo che E_C si avvicini ad E_F . La carica negativa si forma:

- 1) allontanando le lacune (accettori ionizzati);
- 2) richiamando elettroni;

$$E_{Si, V_{bulk} > \phi} > E_{Si, V_{bulk} < \phi} \text{ perché } E_C, E_{FSi} > E_V, E_F.$$

Quindi Si si arricchisce di lacune per una profondità $W(Si)$: la carica fissata per u. di superficie Q_w è data dagli accettori ionizzati della regione di arricchimento ed ha densità $-qNA$.

La carica in dovuta agli elettroni è invece, ha densità



- $n(x)$ massima all'interfaccia e poi decresce rapidamente nel Si.

$$n(x) = N_c e^{-\frac{E_c(x) - E_f}{kT}} = n_i e^{-\frac{E_i(x) - E_f}{kT}}$$

Un profumo di vuoto: $n(x) = n_0 = \frac{n_i^2}{p_0} = \frac{n_i^2}{N_A}$

In prossimità dell'interfaccia Si-SiO₂ $n(x) \gg n_0$

Il condensatore MOS è in INVERSIONE: in prossimità di SiO₂ il Si è tipo n, mentre le bulk di partenza era di tipo p.

DIFFERENZE DI POTENZIALE NEL CONDENSATORE MOS

$$V_{G-BULK} = V_{ox} + V_{si}$$

V_{ox} dipende dalla carica nel condensatore MOS

$$|Q| = |Q_{si}| = |Q_{gate}|, \quad Q_{si} = -Q_{gate} \frac{F_{ox}}{m^2}$$

Applichiamo T. Gauss ad un cilindro all'interno del MOS. Il cilindro ha una base, di superficie unitaria, coincidente con l'interfaccia SiO₂-Si; l'altra base è nel bulk dove $p = \phi \rightarrow E = \phi$.

Il flusso lungo le pareti laterali del cilindro è nullo, poiché perpendicolare al campo E .

Il flusso dell'induzione elettrica $D = \epsilon_0 \epsilon_r E$ è:

$$\epsilon_0 \epsilon_r E_{ox} = -Q_{si} \quad (\text{supponendo verso di riferimento opposto a } E)$$

$$E_{ox} = -\frac{Q_{si}}{\epsilon_0 \epsilon_r}$$

$$V_{ox} = E_{ox} t_{ox} = -\frac{Q_{si} t_{ox}}{\epsilon_0 \epsilon_r}$$

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{t_{ox}} \frac{F}{m^2} \quad \text{avrebbe la capacità del MOS se il Si si comportasse come un metallo}$$

$$V_{ox} = -\frac{Q_{si}}{C_{ox}}$$

Il bulk è scelto come riferimento per le potenziali

$$V_{BULK} = \phi$$

L'ossido è pieno di carica e quindi ha un potenziale lineare.

In Si il potenziale è funzione di x : $V(x)$ è la differenza di potenziale nel Si tra un punto generico e il bulk.

In Si, la caduta di tensione totale è pari a $V_{Si} = V(x=\phi) = V_{SUPERFICIE} = V_s$

$$Q_{Si} = Q_{Si}(V_s)$$

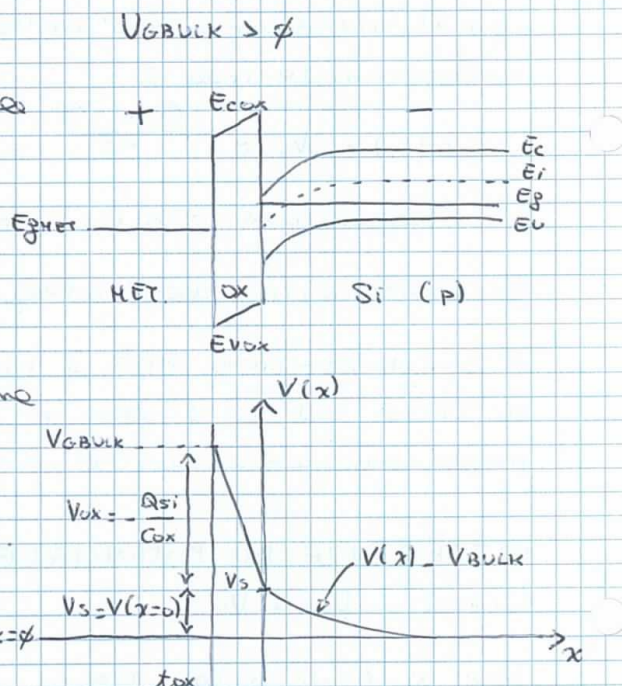
$$V_{BULK} = - \frac{Q_{Si}(V_s)}{C_{ox}} + V_s$$

Qualunque sia l'andamento di $V(x)$, in $x=\phi$ $V(x)$ è continuo, ma $\frac{d}{dx} V(x)$ no, quindi $E(x)$ ha una discontinuità.

Lo spostamento elettrico $D = \epsilon \cdot E$ è invece continuo;

$$\epsilon_{ox} E_{ox} = \epsilon_{Si} E_{Si}$$

$$\rightarrow E_{ox} = E_{Si} \cdot \frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_{ox}} \quad \text{con} \quad \frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_{ox}} \approx 4$$



TENSIONE DI SOGLIA V_{TH}

Supponiamo $V_{BULK} > \phi$, per tensioni sufficientemente elevate, il potenziale della banda $\bar{\phi}$ è tale che all'interfaccia $SiO_2 - Si$ si accumulano elettroni. Se la concentrazione di elettroni all'interfaccia è superiore a quella della lacuna nel bulk si parla di INVERSIONE del MOS.

Tensione di Soglia V_{TH} : È la ddp V_{BULK} da applicare al MOS per avere una concentrazione di elettroni all'interfaccia uguale a quella di lacune nel bulk.

$V_{BULK} < V_{TH}$, $V_{BULK} > \phi$: Corica negativa in Si principalmente costituita dagli accettori ionizzati della regione di esaurimento prima di lacune.
 $V_{BULK} > V_{TH}$: Importante contributo dato dagli elettroni, la cui concentrazione massima è vicino all'interfaccia $SiO_2 - Si$.

$n(x)$ decresce da $n(x=\phi) = n_s$ sulla superficie a $n_0 = \frac{m_s^2}{N_A}$ nel bulk.

$V_{TH} (V_{SiV}, V_{ox})$, $V_{ox} (t_{ox})$

Calcoliamo V_{SiV} e determiniamone $Q_{Si}(V_{SiV})$ da cui dipende V_{ox} .

$$V_s: V(x=\phi) = V_s - V_{BULK}$$

$$V_s - V_{BULK} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{n_s}{n_0} \right) \quad V_{BULK} = \phi$$

$$V_s = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{n_s}{n_0} \right)$$

$$\text{all'inversione: } n_s = p_0 = N_A, \quad n_0 = \frac{m_s^2}{p_0} = \frac{m_s^2}{N_A}$$

$$V_{SiV} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A}{\frac{m_s^2}{N_A}} \right) = V_T \ln \left(\frac{N_A^2}{m_s^2} \right) = 2 V_T \ln \left(\frac{N_A}{m_s} \right)$$

$$V_{Si/V} = 2V_T \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right)$$

Cosa significa fisicamente?

Nel bulk la concentrazione di lacune è data dal drogaggio

$$p_0 = N_A$$

$$p_0 = N_A = n_i e^{\frac{E_i - E_F}{kT}}$$

$$\rightarrow E_i - E_F = kT \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right)$$

$q\psi_B$: differenza di energia tra E_i ed $E_F = E_i - E_F$

$$q\psi_B = kT \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right) \rightarrow \psi_B = V_T \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right)$$

$$\rightarrow V_{Si/V} = 2\psi_B$$

Da questa $E_c(x) = E_{c,bulk} - qV(x)$

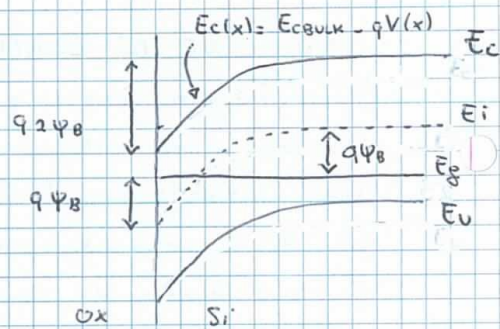
Nel bulk la drogaggio impone $p_0 = N_A$ e $E_F - E_i \neq 0$ con $E_F - E_i = -q\psi_B$

Da superficie, per $V_s = V_{Si/V} = 2\psi_B$ risulta $E_F - E_i \neq 0$ con $E_F - E_i = q\psi_B$: questo impone una concentrazione di elettroni in superficie uguale a quella di lacune nel bulk

Se $V_{bulk} = V_{TH}$, avremmo $n(x) = n_s = N_A = p_{0,bulk}$ ma $n(x)$ decresce esponenzialmente con x .

Se siamo esattamente all'inversione, gli elettroni totali sono pochi e gran parte della carica negativa è dovuta agli accettori ionizzati.

Come fatto nel diodo, si può assumere che in Si ci sia una zona completamente priva di elettroni e lacune in prossimità della giunzione $SiO_2 - Si$, poiché per $V_{bulk} = V_{TH}$ gli elettroni sono ancora molto pochi e contribuiscono in maniera trascurabile alla carica totale.



Scrivendo e risolvendo l'equazione di Poisson risultata:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A} V_S} \quad \text{e per } V_{GBULK} = V + W \Rightarrow W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A} 2\psi_B}$$

$$\rightarrow V_S = 2\psi_B$$

$$Q_{Si} + Q_W = -qN_A W = -\sqrt{2\epsilon_s qN_A 2\psi_B}$$

$$\text{Quindi } V_{GBULK} = -\frac{Q_{Si}}{C_{ox}} + V_S$$

$$V_{TH} = \frac{\sqrt{2\epsilon_s qN_A 2\psi_B}}{C_{ox}} + 2\psi_B \quad \text{ed è necessario per un MOS ideale.}$$

CONDENSATORE MOS NON IDEALE

In generale $\phi_n \neq \phi_s$ e $Q_{ox} \neq 0$.

In questi casi il MOS si comporta capacitivamente, ma nella stessa maniera ma con V_{TH} diverso.

La funzione di lavoro del Si dipende dal drogaggio, ma comunque la energia di Fermi si trova sempre all'interno del gap:

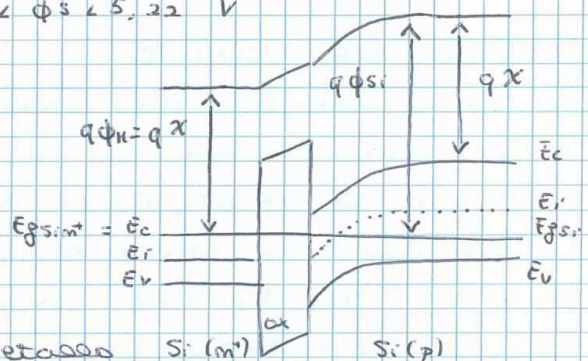
$$\chi < \phi_s < \chi + \frac{E_g}{q} \rightarrow 4,1 < \phi_s < 5,22 \text{ V}$$

Per i metalli:

$$\phi_{Au} = 4,26 \text{ V}$$

$$\phi_{Al} = 5,1 \text{ V}$$

$$\phi_{Cu} = 4,53 \text{ V}$$



Nei moderni dispositivi

elettronici non si usa metallo per le gate, ma Si fortemente drogato

$$\phi_{Si(n)} = \chi \quad ; \quad \phi_{Si(p)} = \chi + \frac{E_g}{q}$$

nel grafico accanto, considerando $V_{GBULK} = 0$ risulta $\phi_n \neq \phi_s$ ($\phi_n - \phi_s \neq 0$) e le bande non sono piatte all'interfaccia.

I due materiali presi separatamente hanno E_g diversi, all'unione le bande si piegano fino ad uniformarsi.

Risulta che l'equivalente è come se fosse applicato già un V_{GBULK} che piega le bande per avere $E_F = \text{cost.}$

Tensione di banda piatte : $V_{GBULK} = \phi_{MS}$

$$\rightarrow V_{TH} = \frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A 2\psi_B}}{C_{ox}} + 2\psi_B + \phi_{MS}$$

Se è presente invece una carica Q_{ox} nell'ossido:
Ripetendo il ragionamento fatto col Teorema di Gauss si ottiene:

$$V_{GBULK} = - \frac{Q_{Si} + Q_{ox}}{C_{ox}} + V_s \quad \text{considerando } Q_{ox} \text{ presente all'interfaccia } SiO_2 - Si$$

$$V_{TH} = \frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A 2\psi_B}}{C_{ox}} + 2\psi_B - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}}$$

Se invece la carica Q_{ox} è distribuita nell'ossido, dobbiamo risolvere l'equazione di Poisson e ricavare l'andamento di potenziale.

Per un MOS non ideale risulta:

$$V_{TH} = \frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A 2\psi_B}}{C_{ox}} + 2\psi_B + \phi_{MS} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}}$$

CARICA NEL SILICIO

Se $V_{GBULK} = V_{TH}$, Q_{Si} può essere determinata trascurando i portatori minoritari e considerando solo gli accettori ionizzati della regione di accumulo.

Le lacune sono spinte fino alla profondità $W = W(V_s)$ con $V_s = 2\psi_B$, mentre gli elettroni sono $n_s = N_A$ all'interfaccia e decadono esponenzialmente per $x > 0$.

Supponiamo una generica V_{GBULK} :

$$V_{GBULK} = V_{ox} + V_s = - \frac{Q_{Si}(V_s)}{C_{ox}} + V_s$$

Determiniamo la relazione che lega Q_{Si} e V_s ,
Scrivendo l'equazione di Poisson nel Si con $x > 0$:

$$\frac{d^2}{dx^2} V(x) = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_{Si}}$$

con $\rho(x) = -qN_A + qp(x) - qn(x)$

$$\rightarrow \frac{d^2}{dx^2} V(x) = (qN_A - qp(x) + qn(x)) \cdot \frac{1}{\epsilon_{Si}}$$

$$V(x) - V_{Bulk} = V_T \ln \left(\frac{n(x)}{n_{Bulk}} \right)$$

$$V(x) - V_{Bulk} = V_T \ln \left(\frac{p_{Bulk}}{p(x)} \right)$$

$$p_{Bulk} = p_0 = N_A$$

$$n_{Bulk} = n_0 = \frac{n_i^2}{p_0} = \frac{n_i^2}{N_A}$$

con $V_{Bulk} = \phi \rightarrow V_s = V_{Si}$

$$n(x) = n_0 e^{V(x)/V_T}$$

$$p(x) = p_0 e^{-V(x)/V_T}$$

$n(x)$ aumenta avvicinandosi all'interfaccia $SiO_2 - Si$

$p(x)$ diminuisce avvicinandosi all'interfaccia $SiO_2 - Si$

Espressione della neutralità di carica:

$$|-qN_A| = qp_0 - qn_0 \rightarrow N_A = p_0 - n_0$$

$$\frac{d^2}{dx^2} V(x) = q \frac{n_0 \left(e^{\frac{V(x)}{V_T}} - 1 \right) - p_0 \left(e^{-\frac{V(x)}{V_T}} - 1 \right)}{\epsilon_{Si}}$$

Condizioni al contorno:

1) $V(\phi) = V_s$

2) $\lim_{x \rightarrow \infty} E(x) = \phi$ ovvero $E_{Bulk} = \phi$ (Bande piatte lontano da interfaccia)

Applicando T. di Gauss all'interfaccia $SiO_2 - Si$:

$$\epsilon_{Si} (x=\phi) = - \frac{Q_{Si}}{\epsilon_{Si}}$$

$$\rightarrow E_{ox}(x=\phi) = E_{Si}(x=\phi) \cdot \frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_{ox}} = - \frac{Q_{Si}}{\epsilon_{ox}}$$

$$\frac{d}{dx} V(x) \Big|_{x=\phi} = -E_{Si}(x=\phi) = \frac{Q_{Si}}{\epsilon_{Si}}$$

$$\frac{d^2}{dx^2} V(x) = \frac{1}{2} \frac{d}{dV} \left(\frac{d}{dx} V(x) \right)^2$$

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{d}{dx} V(x) \right)^2 = \frac{2q}{\epsilon_{si}} \left(m_0 \left(e^{\frac{V(x)}{V_T}} - 1 \right) - p_0 \left(e^{-\frac{V(x)}{V_T}} - 1 \right) \right)$$

$$\left(\frac{d}{dx} V(x) \right)^2 = \frac{2q}{\epsilon_{si}} \left(m_0 \left(V_T e^{\frac{V(x)}{V_T}} - V(x) \right) + p_0 \left(V_T e^{-\frac{V(x)}{V_T}} + V(x) \right) \right) + \text{cost}$$

$$E_{\text{Bulk}} = - \frac{d}{dx} V(x) \Big|_{\text{Bulk}} = \phi$$

$$\lim_{x \rightarrow \infty} E(x) = \phi$$

per Bulk $V(x) = V_{\text{Bulk}} = \phi \rightarrow \frac{d}{dx} V(x) = 0$ per $V(x) = \phi$

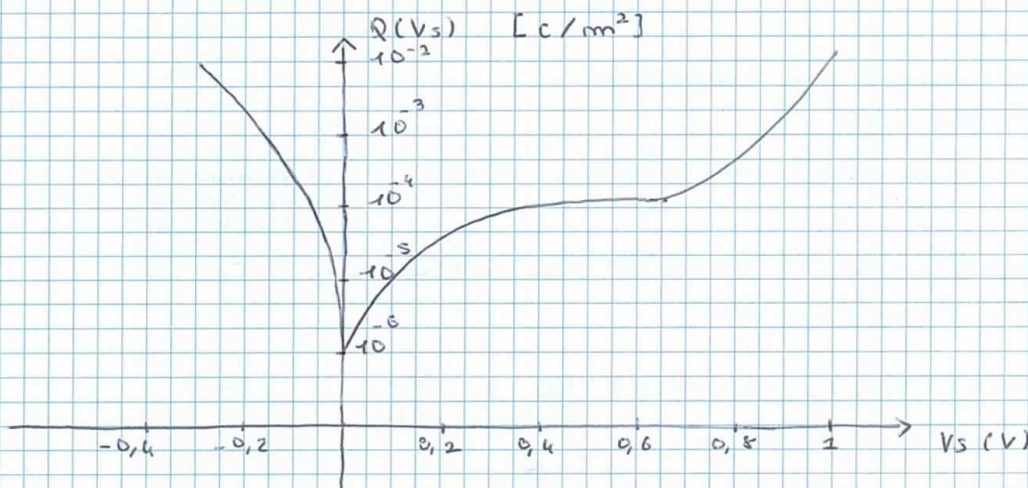
L'espressione sopra si annulla se:

$$\left(\frac{d}{dx} V(x) \right)^2 = \frac{2q}{\epsilon_{si}} \left(m_0 \left(V_T e^{\frac{V(x)}{V_T}} - V(x) - V_T \right) + p_0 \left(V_T e^{-\frac{V(x)}{V_T}} + V(x) - V_T \right) \right)$$

$$\frac{d}{dx} V(x) = \pm \sqrt{\frac{2qV_T}{\epsilon_{si}} \left[m_0 \left(e^{\frac{V(x)}{V_T}} - \frac{V(x)}{V_T} - 1 \right) + p_0 \left(e^{-\frac{V(x)}{V_T}} + \frac{V(x)}{V_T} - 1 \right) \right]}$$

$$Q_{si} = - \epsilon_{si} \left(x = \phi \right) \frac{d}{dx} V(x) \Big|_{x=\phi} ; V(x=\phi) = V_s$$

$$Q_{si}(V_s) = - \sqrt{2\epsilon_{si} q V_T \left[m_0 \left(e^{\frac{V_s}{V_T}} - \frac{V_s}{V_T} - 1 \right) + p_0 \left(e^{-\frac{V_s}{V_T}} + \frac{V_s}{V_T} - 1 \right) \right]}$$



(1)	(2)	(3)
ACCUMULAZIONE	SVUOTAMENTO	INVERSIONE
$V_s < \phi$	$V_s > \phi, V_s < 2\psi_B$	$V_s > 2\psi_B$
Termine $p_0 e^{-\frac{V_s}{V_T}}$ grande	Elettroni e lacune trascurabili	Termine $m_0 e^{\frac{V_s}{V_T}}$ grande
Accumulo Lacune	$Q_{si} \approx Q_W = -q N_A W(V_s)$	Accumulo elettroni

1) $V_s < \phi$

La carica aumenta esponenzialmente con V_s perché
 dipende dalla tensione: $p \propto e^{-\frac{V_s}{V_T}}$ perché
 aumenta con $V_s < \phi$.

2) $V_s > \phi$, $V_s < 2\phi_B$

Le cariche mobili possono essere trascurate e la
 Q_{si} è costituita dagli accettori ionizzati in $W(V_s)$

$$Q_{si}(V_s) = -qNAW(V_s) = \sqrt{2\epsilon_{si}qNAV_s}$$

Per $V_s = 2\phi_B$ siamo alla soglia per $V_{GBULK} = V_{TH}$,
 zionata:

$$n_0 e^{\frac{V_s}{V_T}} = p_0$$

$$\rightarrow Q_{si}(2\phi_B) = \sqrt{2\epsilon_{si}qNA2\phi_B}$$

3) $V_s > 2\phi_B$

La carica aumenta esponenzialmente con V_s
 perché $n_0 e^{\frac{V_s}{V_T}}$ prevale.

Per V_s elevate le contribuisce alla carica, dovuto agli
 elettroni Q_m più superata quella della carica
 fissa Q_w dovuta agli accettori ionizzati e si
 passa di FORTE INVERSIONE.

Qui vediamo che $V_s > 2\phi_B$ e piccole variazioni di
 V_s sono sufficienti ad avere grandi variazioni di
 Q_m .

Una buona approssimazione:

$$V_{GBULK} > V_{TH} \rightarrow V_s > 2\phi_B$$

$$V_s \approx V_{si} \sin \nu = 2\phi_B$$

$$Q_{si} = Q_m + Q_w$$

$$Q_w(V_s) > Q_w(2\phi_B) = \sqrt{2\epsilon_{si}qNA2\phi_B}$$

$$V_{GBULK} = -\frac{Q_m + Q_w}{C_{ox}} + V_s = -\frac{Q_m + Q_w(2\phi_B)}{C_{ox}} + 2\phi_B$$

$$Q_m = -C_{ox} \left(V_{GBULK} + \frac{Q_w(2\phi_B)}{C_{ox}} - 2\phi_B \right)$$

$$\text{Siccome } V_{TH} = -\frac{Q_w(2\phi_B)}{C_{ox}} + 2\phi_B \Rightarrow Q_m = -C_{ox}(V_{GBULK} - V_{TH})$$

CURVE CAPACITA' - TENSIONE DEL CONDENSATORE MOS

Misura della capacità differenziale o ricavata dalla tensione di polarizzazione V_{GBULK} : si effettua polarizzando il MOS con $V_{GBULK} = V$ e aggiungendo delle piccole variazioni $v(t) = V_p \sin(\omega t)$, con $V_p \ll V_{GBULK}$

$$V_{GBULK}(t) = V_{GBULK} + v(t)$$

$$C = \frac{dQ}{dV} \rightarrow \frac{1}{C_{tot}} = \frac{dV}{dQ} = \frac{d}{dQ} (V_{GBULK}) = \frac{d}{dQ} \left(-\frac{Q}{C_{ox}} + V_s \right)$$

$$= \frac{1}{C_{ox}} + \frac{dV_s}{dQ}$$

$$C_{si} = \frac{dQ}{dV_s} \rightarrow \frac{1}{C_{si}} = \frac{dV_s}{dQ} \rightarrow \frac{1}{C_{tot}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{si}}$$

Capacità dell'ossido e del silicio si comportano come se fossero in serie.

In un MOS con substrato p:

Per $V_{GBULK} \ll V_{TH} \rightarrow \frac{C}{C_{ox}} \approx 1$ cioè

la capacità coincide con quella di un condensatore con armature metalliche

Per $\phi < V_{GBULK} < V_{TH}$, le lacune nel gap sono poche

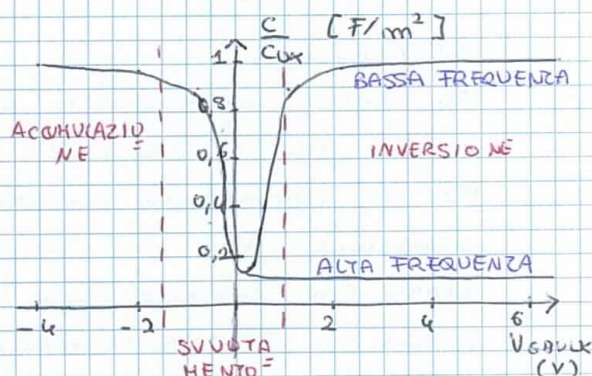
Per $V_{GBULK} \approx V_{TH}$, C-V raggiunge il suo minimo:

$$C_{si}(V_{TH}) = \frac{e N_A}{W(2q\phi)}, \quad C_{tot}(V_{TH}) = \frac{C_{si}(V_{TH}) C_{ox}}{C_{si}(V_{TH}) + C_{ox}}$$

Per $V_{GBULK} > V_{TH}$, la carica è fornita in gran parte dagli elettroni e il silicio si comporta come un metallo

$$\frac{C}{C_{ox}} \approx 1$$

A frequenza costante, per $V_{GBULK} > V_{TH}$ la curva C-V mantiene il suo minimo perché la variazione di carica è in gran parte dovuta alla variazione di concentrazione degli elettroni, ma essi devono avere un tempo di generazione per generazione termica.



Gli elettroni prevalgono da BV e vengono
promossi in BC al ricavo del piegamento delle
bande imposto dal potenziale applicato.

Tale fenomeno avviene nel tempo medio di
generazione - ricombinazione τ_m .

Poiché $f = \frac{1}{T} \gg \frac{1}{\tau_m}$ gli elettroni non hanno
sufficiente tempo per generarsi termicamente,
tra un massimo e minimo del segnale
sinusoidale. In questo caso la carica deve
essere ancora fornita razionale e' ampiezza di
 $W(V_s)$.