

Modulo 1

Segnali

Un segnale è una qualsiasi grandezza fisica che varia nel tempo. I segnali possono essere:

- ANALOGICI: vedo che il segnale varia con continuità in un intervallo;
- DIGITALI: il segnale può assumere solo un numero discreto di valori;
- BINARI: il segnale può assumere solo due valori.

Noi lavoriamo su un particolare tipo di segnali: i segnali elettrici. Supponiamo di avere un segnale qualsiasi. Lo vogliamo convertire in un segnale elettrico. Ci serve un trasduttore (per esempio un sensore).



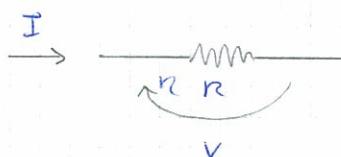
Poi potremo convertire il segnale elettrico in qualcosa' altro. Per es. possiamo far muovere una presa. Noi lavoreremo sul sistema di elaborazione. Studieremo i dispositivi e li metteremo insieme a creare circuiti. Questa doppia trasformazione segnale / segnale elettrico è vantaggiosa perché è più economia, più veloce, consente un miglior controllo dell'errore.

Semiconduttori

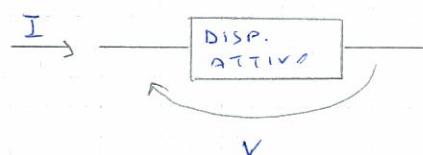
Blocketto base del sistema di elaborazione sono i dispositivi. Sono dispositivi attivi. Le relazioni tensioni - corrente non saranno più relazioni lineari. Inoltre, ad es., le capacità non sono più costanti, ma ad es. variabili con la tensione.

$$V = R \cdot I$$

$$I = f(V)$$



relazione lineare

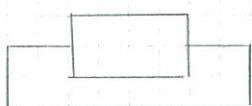


relazione non lineare

Un semiconduttore è un materiale che possiamo far diventare un po' più isolante o un po' più conduttore, controllando la conducibilità elettrica.

Immaginiamo di avere un blocco di un materiale qualsiasi. Vogliamo vedere se in esso si può far passare della corrente. Affinché ci sia passaggio di corrente ci deve essere un movimento di portatori. Nei conduttori ci sono portatori e buche (e' come se fossero griglie positive). Prendiamo il nostro blocco. Per far scorrere corrente le circuitano. Dall'alto verso il basso applichi una forza che muova le griglie. Applichiamo un campo elettrico.

$$I = \frac{dq}{dt}$$



$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = \frac{1}{\rho} \cdot \vec{E}$$

$$\vec{j} \left[\frac{A}{cm^2} \right]$$

$$\vec{E} \left[\frac{V}{cm} \right]$$

$$\sigma \left[\frac{1}{\Omega \cdot cm} \right]$$

σ = conducibilità elettrica

$$\rho \left[\Omega \cdot cm \right]$$

ρ = resistività

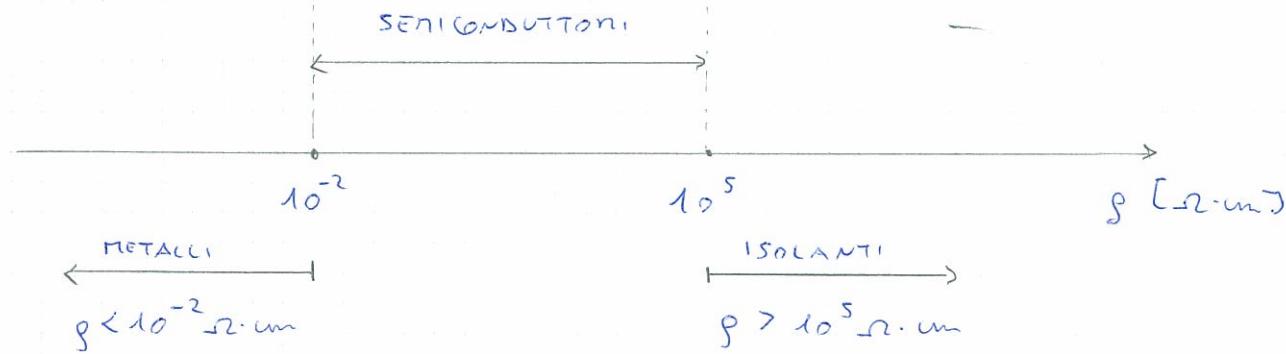
$$\sigma = \frac{1}{\rho}$$

LEGGE DI OHM
IN FORMA LOCALE

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E} = \frac{1}{\rho} \cdot \vec{E}$$

E' la legge che lega il campo elettrico che applichi alla corrente che vedo scorrere. A partire da E' la corrente che vedo scorrere dipende dalla conducibilità del materiale.

Se l'atomo ha del potenziale che tende a tener vicino a sé gli elettroni. Per staccare l'elettrone dal nucleo e farlo muovere dobbiamo dargli tanta energia. E non ci riusciamo mai vediamo come sia. Posiamo classificare i materiali in base al valore di conduttilità.



Noi variamo la resistività del semiconduttore attraverso una operazione che si chiama **DROGAGGIO**. Cerchiamo di capire perché questi materiali si comportano diversamente. Ne dobbiamo studiare le strutture.

semiconduttori

$$10^{-2} < \rho < 10^5$$

Modello a bande di energia dei solidi

Consideriamo un atomo isolato (di Bohr) avendo un nucleo e intorno tanti shell a diversa energia. La capacità o meno di un materiale di condurre sarà legata all'energia degli elettroni. Ma energia possono avere gli elettroni? Quando l'elettrone è libero ha energia 0. Quando è legato al nucleo avrà energia negativa, perché è l'energia che deve fornire all'elettrone per renderlo libero. Più sono vicini al nucleo più l'elettrone risente della sua attrazione e l'energia è negativa. Ma l'elettrone non può avere un valore qualsiasi.

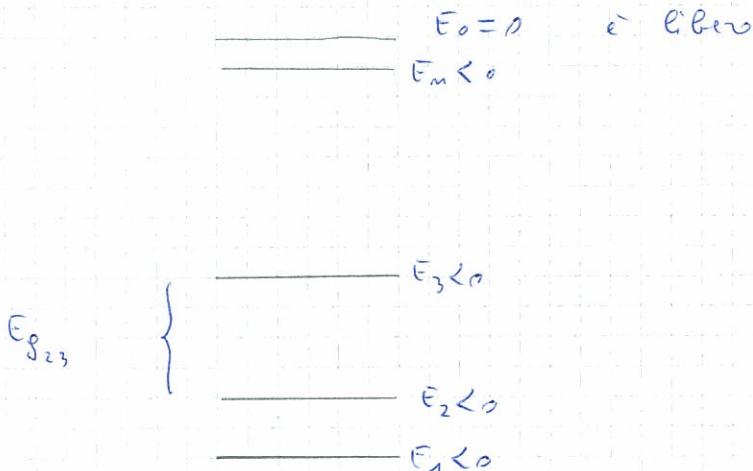
$$E_n = -\text{cost} \frac{Z^2}{n^2}$$

cost = costante positiva

Z = carica del nucleo

m = numero intero positivo.

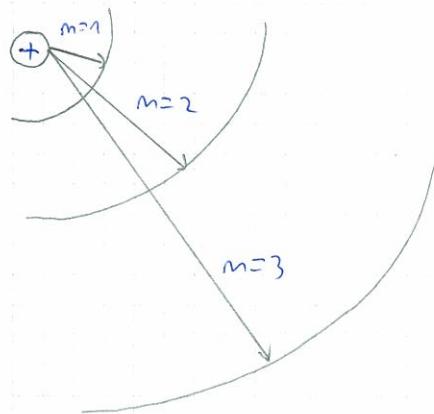
Quando n è piccolo E_n è un numero molto negativo. Al crescere di n ha un numero sempre meno negativo. Deve fornire meno energia per stappare l'elettrone.



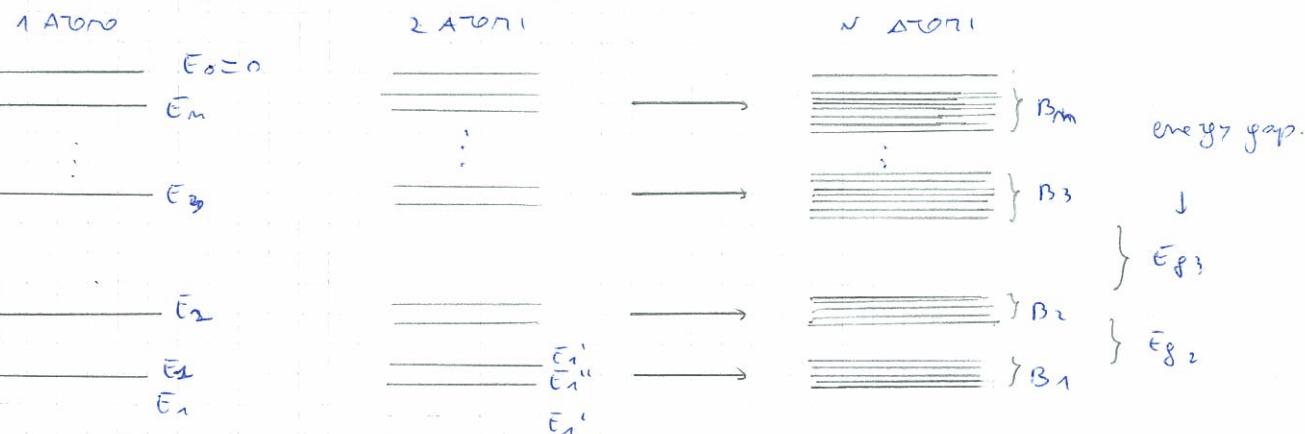
Più saliamo di livello energetico più le bande si distanziano. Gli elettroni del guscio più esterno sono detti "elettroni di valenza". Gli elettroni, se c'è posto, potrebbero andare su un livello all'alto. Dobbiamo però ricordare il principio di esclusione di Pauli: se 2 elettroni di spin opposti ponono occupare uno stesso livello. Se c'è un elettrone spinto ad es. al livello 3 un elettrone del livello 2 potrebbe saltare al livello 3. Affinché non succeda gli dobbiamo fornire energia. Gli facciamo superare quello che viene detto "energy gap". Supponiamo di estrarre un elettrone e farlo andare in E_3 (ad es. con un campo elettrico). Se c'è posto potrebbe ricadere più in E_2 . L'energia in più deve essere restituita, sotto forma di luce o calore. Però ci deve essere sempre posto.

Immaginiamo l'atomo di Bohr, quindi degli orbitali. Se sono delle sfere, il raggio degli orbitali sarà proporzionale a n^2 . Gli elettroni ad energia più grande saranno quindi più lontani dal nucleo.

$$r \propto m^2$$



Più ci allontaniamo dal nucleo meno gli elettroni risentono dell'attrazione del nucleo. Gli elettroni più esterni sono detti "elettroni di valenza". Se avviciniamo due atomi gli elettroni che interagiscono di più saranno quelli più esterni. Supponiamo di avere 2 nuclei distinti e di avvicinarli. All'inizio sono lontani e non si accorgono l'uno dell'altro. Poi iniziano a risentire della reciproca presenza. I primi a risentirne sono gli elettroni più esterni. Gli elettroni che popolano le gusci più esterni risentiscono della presenza dell'altro atomo. Supponiamo di avere due atomi identici. Dovranno avere un nuovo sistema biamericano. In uno stesso livello atomico non possono stare due atomi (principio di esclusione di Pauli). La molecola ha dunque più un solo livello E_2 , ma 2 livelli E_2 con energie un po' diverse da quelle iniziali. Una suon ha un po' più energia e una un po' di meno. Stessa cosa per gli altri livelli energetici.

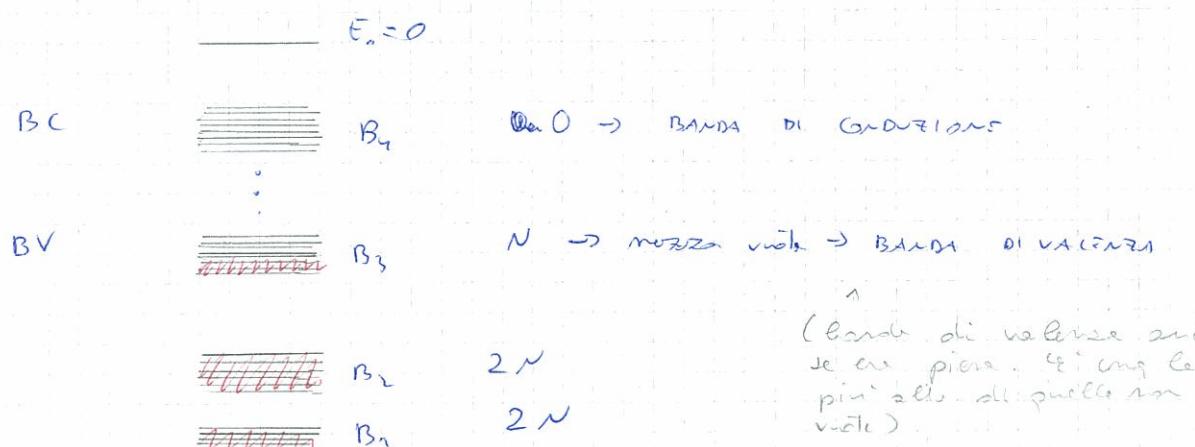


Se ho n atomi a ogni livello energetico dobbiamo sostituire m livelli energetici di energia molto simili fra loro. Non ci vuole niente per un elettrone per passare da una banda a quella successiva. Non abbiamo più tanti livelli energetici consentiti, ma una banda energetica consentita.

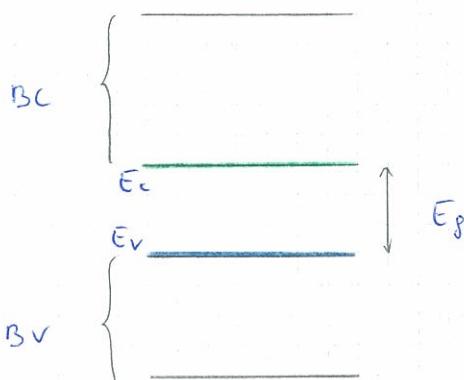
In realtà abbiano ancora livelli diseguali, nello di cui c'è una differenza energetica talmente piccola da esser come se avessimo una "banda" d'inerzia.

Le bande tendono a diventare sempre più grandi man mano che andiamo verso l'alto, mentre diminuisce sempre di più l'energy gap. Se noi possiamo rappresentare qualcosa solido con un diagramma a bande, il resto da capire come le diagramme a bande siano diversi per isolati, conduttori, semiconduttori.

La BANDA DI VALENZA è la banda popolata (o semi popolata) di energia più alta.



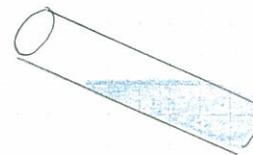
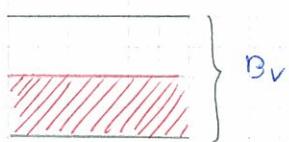
La banda di conduzione è la prima banda vuota che troiamo.



A noi interessa solo l'energy gap fra banda di valenza e banda di conduzione. L'energia più bassa della banda di conduzione è detta E_c . La più alta della banda di valenza è detta E_v .

Vediamo cosa succede se andiamo a vedere un metallo: l'ultima banda popolata è semipiena, cioè parzialmente vuota.

METALLO

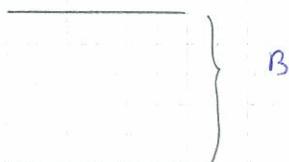


Gli elettroni nella banda di valenza possono muoversi e come avviene in un tubo semi-pieno: se lo muove (applichiamo energia dall'esterno) il fluido si muove.

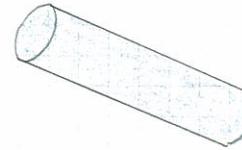
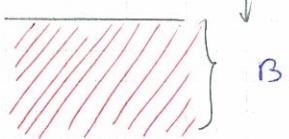
Se avessi un tubo pieno di fluido lo potrei anche inclinare, ma non cambierebbe niente. Gli isolanti hanno la banda di valenza completamente piena.

ISOLANTI

$$E_g > 5 \text{ eV}$$



$$E_g > 5 \text{ eV}$$



Negli isolanti l' E_g fa le 2 bande e molto grande e non riusciamo a far saltare gli elettroni dalla banda di valenza a quella di conduzione. Abbina a temperatura ambiente.

I semiconduttori sono una via di mezzo fra i due. Abbiamo fotografarli in 2 condizioni diverse. Primo guardiamo che succede a 0 K: abbiano una situazione simile a quella degli isolanti.

SEMICONDUTTORI

Temp. ambiente

@ $T = 0\text{K}$



$$E_g(\text{Si}) = 1,12 \text{ eV}$$

@ $T = 300\text{K}$



Quello che differenzia semiconduttori da isolanti è l'energy gap. Per es. quello del silicio è $E_g(\text{Si}) = 1,12 \text{ eV}$. Se l'energia termica è sufficiente affinché gli elettroni facciano questo salto e riescano a passare da banda di valenza in banda di conduzione.

Alliano quindi una situazione simile a quella di un metallo.

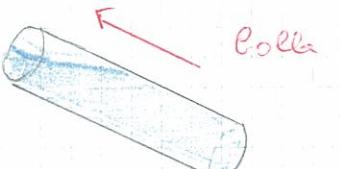
Se applichiamo un campo elettrico vedremo qualcosa muoversi. Non avremo corrente come nei metalli, ma un po' ci è.

A differenza di quanto accade nel metallo, qui alliano 2 bande semivuote. Torniamo all'analogia idraulica.

BC



BV



L'analogo per gli elettroni è che applicando un campo elettrico avremo uno spostamento di elettroni da un Bloccetto e uno spostamento di LACUNE (HOLE) dalla parte opposta. In realtà le lacune non esistono, sono solo una mancanza di elettroni. Un elettrone che esce da una banda all'altra lascia dietro di sé un buco di segno opposto (Lacuna).

Modello a legame mistallino

Concentrazione intrinseca = concentrazione di elettroni che ha a una certa temperatura. Se che è funzione solo della temperatura. Guarda quanti sono gli elettroni che riescono ad effettuare quel salto di banda. Concentrazione intrinseca n_i si misura in atomi su metro cubo. Dipende solo da temperatura e materiale.

n_i = concentrazione intrinseca [cm⁻³]

$$n_i^2(T) = B T^3 e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

K = costante

B = costante

Dipende anche dal materiale, perché E_g dipende dal materiale.

Il germanio a parità di T avrà più elettroni di conduzione del silicio perché E_g è più piccola.

$$\text{Si} \rightarrow E_g = 1,12 \text{ eV}$$

$$T = 300 \text{ K}$$

↓

$$n_i^2 = 1,08 \cdot 10^{31} (\text{K}^{-3} \text{cm}^{-6}) \cdot (300 \text{ K})^3 \cdot e^{-\frac{1,12 \text{ eV}}{8,62 \cdot 10^{-5} (\text{eV/K}) \cdot 300 \text{ K}}} = \\ = 4,52 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-6}$$

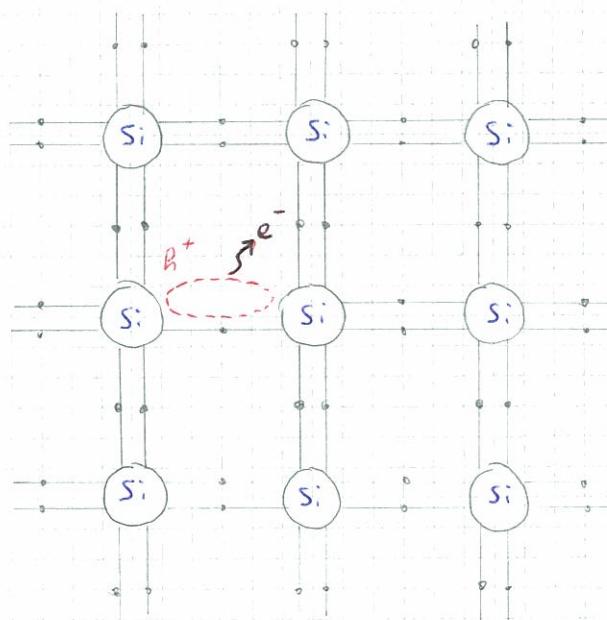
$$n_i (@ 300 \text{ K}) = 6,73 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$$

Non sono tanti, ne pensiamo che ci sono 10^{22} atomi. Il vantaggio di avere un semiconduttore è che però possiamo variare il numero di portatori che possiamo avere. Per farlo possiamo modificare le proprietà del silicio.

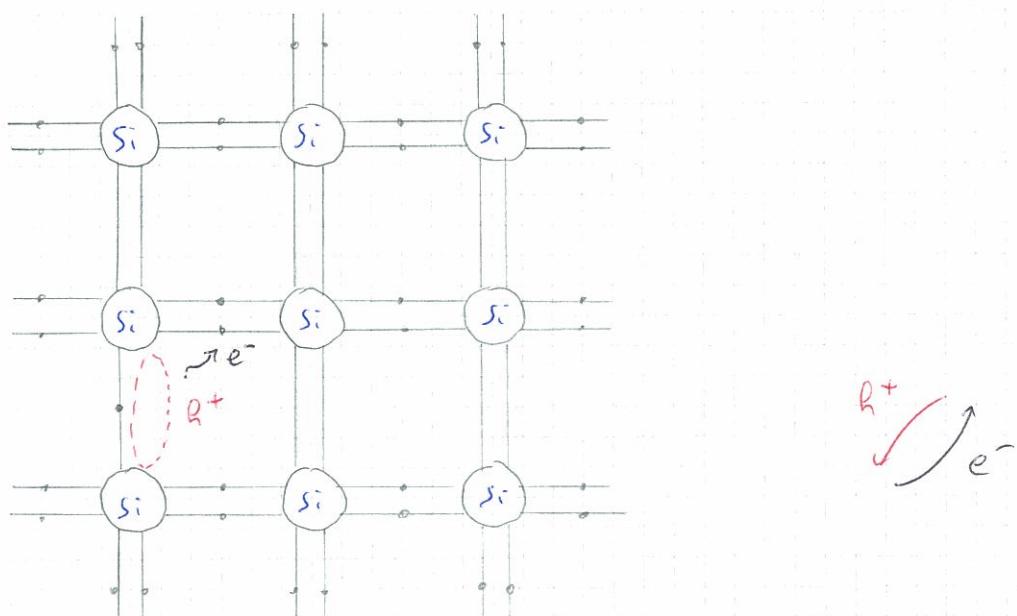
Modelli a legame mistallino

Il silicio appartiene al IV° gruppo. Ciò significa che nel suo più esterno ha 4 elettroni (mentre nella shell 2 ne starebbero).

Per completare la shell condivide gli elettroni con altri atomi.



A 300K un elettrone riesce a liberarsi dal proprio atomo e lascia dietro di sé un buco, una hole. Questa hole potrebbe essere riempita da un altro elettrone, che lascerebbe dietro di sé una hole.



Questa cosa poi poi prosegue. Gli elettroni si spostano in una posizione e le cariche si spostano nel senso opposto.

La scorrere di elettroni che si spostano ne avrà solo mi. Per avere più elettroni possa aumentare T, ma se T è un po' troppo il carico elettrico male quelle. Per aumentare la capacità di conduzione posso "doppare" il silicio.

Dopaggio

Doppare un materiale significa inserire nella sua struttura cristallina atomi di un elemento diverso. Abbiamo detto che il silicio è del IV gruppo. Dopghiamo ad es. con elementi del V gruppo.

→ V gruppo \Rightarrow DOPPIAMO n \leftarrow aumentano il # di elettroni disponibili alla conduzione

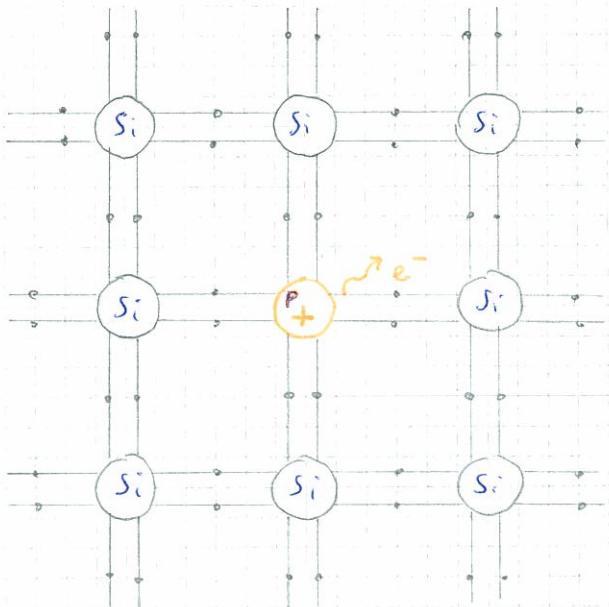
ATOMI DONATORI { P \rightarrow fosforo
As \rightarrow arsenico
Sb \rightarrow antimonio

→ III gruppo \Rightarrow DOPPIAMO p \leftarrow aumentano le # di cariche

ATOMI ACCETTORI { B \rightarrow Boro

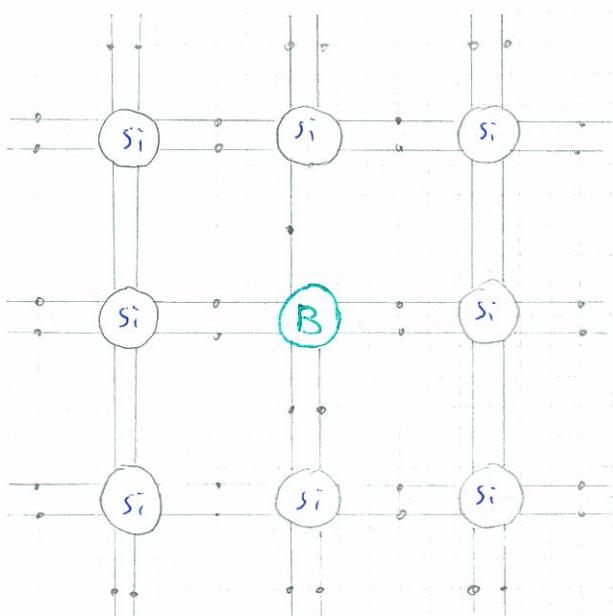
Dopaggio con atomi donatori

Immaginiamo di doppare con il fosforo. Uno Ba ha 5 elettroni di valenza. Li vengono usati per formare legami con il silicio. Poco ha un elettrone in più con la shell esterna, che non viene coinvolto in nessun legame. Basta ~~una~~ pochissima energia affinché tale elettrone si stacchi dal suo nucleo e cominci a muoversi.



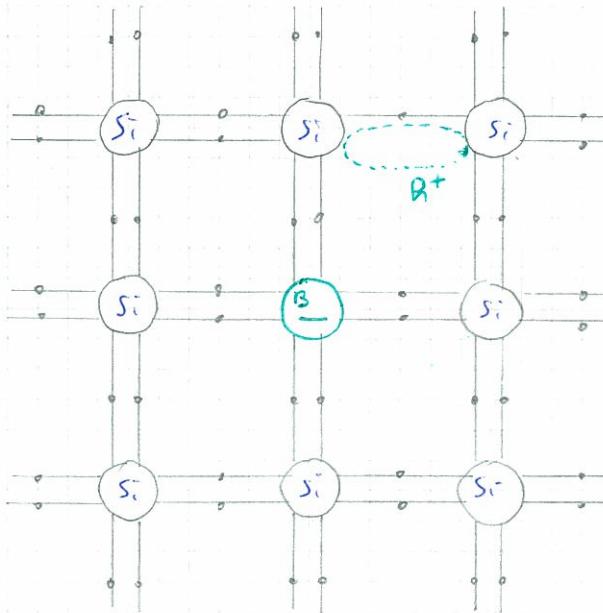
Se l'elettrone si muove il fosforo si carica positivamente. Complessivamente però, se guardo a tutto il mio materiale semiconduttore avrò ancora un materiale neutro. A differenza si dice che il fosforo si è ionizzato. Ma se l'elettrone si può muovere, il fosforo no. Gli elementi del V gruppo sono detti donatori perché donano elettroni per la conduzione. Più atomi donatori introduci più elettroni per la conduzione avrai.

Doping con atomi accettori



Il Boro ha solo 3 elettroni di valenza. Vengo ad avere essenzialmente una buca. Ho un legame che non è compensato. Gli elettroni andranno a occupare questi spazi qui. Essendo dietro di me delle buche. Si chiamano atomi accettori perché

accettori elettroni. E' come dire che donano Geune. Se Geune si muove verso il basso si sposta negativamente.

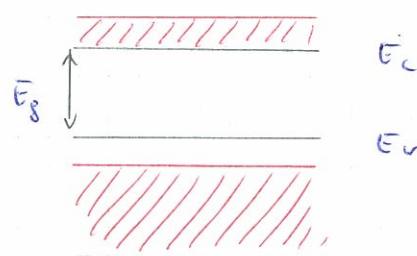


Va osservato che le Geune non si può spostare, ma le Geuni sì.
A questo punto dobbiamo osservare due cose importanti.
C'è qualcosa che dobbiamo dire su n :

Prima abbiamo detto che n dipende da T . n rappresenta il numero di elettroni o il numero di Geune che ha in un semiconduttore intrinseco (non drogato)?

Le semicondutture intrinsecate sono semiconduttori non drogati.

@ 300 K



1) N_D [cm^{-3}] concentrazione di atomi donatori

2) N_A [cm^{-3}] accettori

3) n [cm^{-3}] concentrazione di elettroni

4) p [cm^{-3}] concentrazione di buame

Se un semiconduttore è drogato (con atomi accettori o donatori) è detto ESTRINSECO.

Per un semiconduttore INTRINSECO

$$n_i^2 = B T^3 \cdot e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

$n_i = ?$

$p = ?$

In un semiconduttore intrinseco ad ogni elettrone di conduzione

corrisponde una buama, per cui $n_i = p = n$. Quindi possiamo anche dire

$$p \cdot n = n_i^2$$

dove n_i^2 è funzione solo della temperatura.

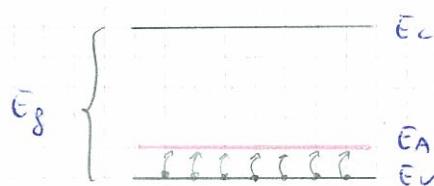
Scriviamo di capire, dal punto di vista del modello a bande di energia, cosa succede quando droghiamo un semiconduttore.

SC. ESTRINSECO DROGATO CON N_D



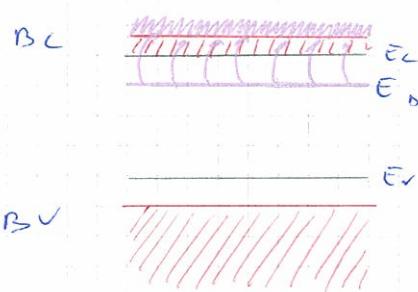
Ci sono inseriti un livello consentito molto vicino alla banda di conduzione. Tanto vicino che già a T ambiente gli elettroni nel livello E_D hanno abbastanza energia per passare alla banda di conduzione.

SC. ESTINSEO DRUGATO ON NA



Gli elettroni della Bu vedono un livello consentito molto vicino a E_V , quindi saltano facilmente già a T ambienti, lasciando di sé delle Buone.

Supponiamo di avere un droggaggio ND. Non posso più dir più $p = m_i \cdot n$ in banda di conduzione ci sono degli elettroni in più che non arrivano dalla banda di valenza, ma dal fosforo.



Avo' più elettroni ($n > p$). Il punto vale m? Siccome le Buone si generano solo per effetto termico sarebbe da dire che le Buone sono ancora minorate, cioè un fenomeno di ricombinazione dovuto all'aggiunta del fosforo per cui alcune Buone scompaiono, per cui sarà p cm.

SC. INTRINSECO

$$m = p = m_i$$

$$m \cdot p = m_i^2$$

SC. ESTINSEO

$$m?$$

$$p?$$

Mettono in una condizione di equilibrio termodinamico (non ci sono scambi di calore e Buone con l'esterno). Ad ogni variazione (che abbiano nel sistema) corrisponderà una variazione uguale di segno opposto. Allora dicono che in un semiconduttore est intrinseco sol una certa T si fa generazione. Se indichiamo con G la velocità di generazione, G sarà funzione solo di T (non ci sono illuminazione né campi di energia esterni).

$$G = g(T)$$

Ci darà ora un fenomeno uguale all'opposto. Per cui ci sarà una velocità di riunione n . Se sarà la velocità con cui gli elettroni ricadono in banda di valenza. Le riunioni però saranno sicuramente funzione della temperatura, ma affinché il suo riunione ci sia devono anche esser elettroni e buche che si riuniscono.

$$R = m \cdot p \cdot z(T)$$

Posiamo definire un "tasso netto di generazione"

$$\left. \begin{array}{l} G = g(T) \\ R = m \cdot p \cdot z(T) \end{array} \right\} U = G - R \quad \begin{array}{l} \text{TASSO NETTO DI} \\ \text{GENERAZIONE} \end{array}$$

U mi dice se R più generazioni o riunioni. Ma io sono all'equilibrio termodinamico, per cui

$$U = G - R = 0 \quad \Leftrightarrow \quad G = R \quad \Rightarrow \quad g(T) = m \cdot p \cdot z(T)$$

Da qui ricaviamo

$$m \cdot p = \frac{g(T)}{z(T)} = f(T) = m_i^2$$

Questo prodotto sarà una generica funzione della temperatura. Ma questo vale solo in condizioni intrinseci sia extrinseci, perché non ho fatto alcuna ipotesi a proposito.

Allora quindi ricavato che sempre

$$m \cdot p = m_i^2$$

LEGGE DELL'AZIONE DI MASSA

Facciamo un passo avanti. Consideriamo un semiconduttore doppiato: esso è neutro: il fosforo ha un elettrone ma anche un protone in più. libera una carica + fissa (fosforo) e una - (elettrone) che si sposta, ma il bilancio totale è comunque nullo.

Principio di neutralità di carica

$$\sum_{\text{cariche positive}} = \sum_{\text{cariche negative}}$$

Consideriamo le due generali in cui il semiconduttore è stato doppiato sia n sia p. A portare la carica nel semiconduttore saranno gli atomi accettori e donatori (fissi) ma anche elettroni e buche.

N_D

N_A

p.

n

Chi dà un contributo di carica positiva? Chi negativa?

e' una carica per unità di volume, una densità di carica

$$\sum_{\text{cariche positive}} = \sum_{\text{cariche negative}}$$

$$(p + N_D) \cdot q = (n + N_A) \cdot q$$

$q = \text{carica}$

→

$$q = q [p + N_D - n - N_A] = 0$$

$$q = q [p + N_D - n - N_A] = 0$$

PRINCIPIO DI NEUTRALITÀ
DI CARICA

$\frac{\text{CARICA}}{\text{VOLUME}}$

Questa è la seconda equazione che si scrive per quando $p < n$.

$$\left\{ \begin{array}{l} m \cdot p = m_i^2 \rightarrow p = \frac{m_i^2}{m} \\ p = q [p + N_D - m - N_A] = 0 \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} p = \frac{m_i^2}{m} \\ p = m - (N_D - N_A) \end{array} \right. \quad \frac{m_i^2}{m} = m - (N_D - N_A)$$

$$m^2 - (N_D - N_A)m - m_i^2 = 0$$

$$m = \frac{(N_D - N_A) \pm \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4m_i^2}}{2}$$

Sceglieremo la soluzione positiva altrimenti avremmo una soluzione negativa.

$$m = \frac{(N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4m_i^2}}{2}$$

Se avessimo fatto il gabc per p otteremmo qualcosa di molto simile
in cui al posto di $N_D - N_A$ avremmo $N_A - N_D$.

SC. INTINSECO

$$m = p = m_i$$

$$m \cdot p = m_i^2$$

SC. ESTINSECO

$$m = \frac{(N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4m_i^2}}{2}$$

$$p = \frac{(N_A - N_D) + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4m_i^2}}{2}$$

Principio di compensazione: La concentrazione di elettroni e buie dipende dalla differenza fra i drogaggi. Quindi dipende da entrambi i drogaggi.

m, p dipendono da $(N_D - N_A)$ e $(N_A - N_D)$

Quello che conta c'è la differenza fra i drogaggi. In realtà poi noi lavoriamo in condizioni in cui un droggaggio è molto più grande dell'altro.

Possiamo poi semplificare le relazioni precedenti. Lavoriamo con dei drogaggi per cui $N_D + N_A$ sono molti maggiori di n_i . Siamo di limiti al droggaggio perché poi si ha il problema della solubilità cristallina (es. zucchero nell'acqua). Solitamente si daga a 10^{20} : $N_D - N_A \gg n_i$.

6) i particolari

$$1) \underline{(N_D - N_A) \gg 2n_i}$$

$$(N_D - N_A)^2 \gg 4n_i^2 \quad \text{possiamo trascurare } 4n_i^2 \text{ sotto radice}$$

$$m \approx \frac{(N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2}}{2} = N_D - N_A$$

$$m \approx N_D - N_A \quad \text{e} \quad p = \frac{n_i^2}{N_D - N_A}$$

Vale ancora il principio di compensazione: m dipende da $N_D - N_A$. In generale è sempre così, lavoriamo con drogaggi di almeno 4 ordini di grandezza maggiori di n_i .

$$2) \underline{(N_A - N_D) \gg 2n_i}$$

$$p \approx N_A - N_D$$

$$m = \frac{n_i^2}{N_A - N_D}$$

Un semiconduttore è drogato n quando N_D è molto maggiore di N_A

S.C. DROGATO n

$$N_D > N_A$$

S.C. DROGATO p

$$N_A > N_D$$

S.C. DROGATO n

$$N_D \gg N_A$$



$$m = N_D - N_A \approx N_D \quad \text{e} \quad p = \frac{m_i^2}{N_D}$$

S.C. DROGATO p

$$N_A \gg N_D$$



$$p = N_A - N_D \approx N_A \quad \text{e} \quad m = \frac{m_i^2}{N_A}$$

le cose da ricordare sono 2. le drogaggi. E decidiamo. Voglio sapere quanti portatori mi trovo disponibili. Vale $n_p = n_i^2$ e il principio di neutralità di Cava. Da lì ricavo le espressioni di m e p . Oltre che queste quantità dipendono da entrambi i drogaggi (compensazione). Allora noi visto come si possono semplificare le cose se un drogaggio è ^{molte} prevalente rispetto all'altro. Abbiamo infine visto i casi in cui il semiconduttore è molto drogato.

Esempio

$$@ T \text{ ambiente} \quad n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

Prendiamo un campione di silicio e lo doppiamo con bore e fosforo.

$$1) \text{ Bore} \quad 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$2) \text{ Fosforo} \quad 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

n ?

p ?

In primo luogo le posizioni fuori e' vedere se ci possono semplificare le cose.

In tal modo si identificano eccitazioni e donori.

$$N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_D = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

* Verifica $N_A > N_D \rightarrow$ semiconduttore di tipo p.

$$(N_A - N_D) = (10^{16} - 2 \cdot 10^{15}) \text{ cm}^{-3} = 8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

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

Quasi 6 ordini di grandezza sono sufficienti per dire che

$$(N_A - N_D)^2 \gg 4 n_i^2 \Rightarrow p \approx N_A - N_D$$

Posiamo dire $p \approx N_A$? No, ci sono solo due ordini di grandezza.

Quindi

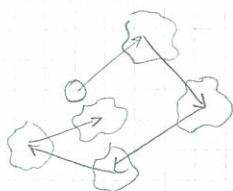
$$p \approx N_A - N_D = 8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

$$m = \frac{n_i^2}{p} = \frac{n_i^2}{N_A - N_D} = 1,25 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$$

Connente di DRIFT (deriva)

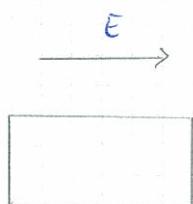
velocità termica

Abbiano a disposizione i portatori. Essi hanno una certa energia termica, quindi hanno una certa velocità $v_{th} \approx 10^3 \text{ cm/s}$. Se però prendiamo un semiconduttore uniformemente drogato vediamo che i portatori si muovono, ma lì dentro non c'è corrente. Gli elettroni si muovono, si scontrano con altre particelle, cambiano direzione e continuano a muoversi. Ma si muovono in modo casuale.



$$v_{th} \approx 10^3 \text{ cm/s}$$

Vuol dire che in media non si ha un trasporto di carica e la corrente associata a questo moto è nulla. Noi ci chiediamo: per vedere della corrente cosa devo fare? Sovrapponiamo un campo elettrico. Prendiamo se semiconduttore immaginiamo di avere drogato uniformemente e andiamo a voler dare la connente di DRIFT (deriva)



Il campo elettrico agisce con una forza. Se la carica è positiva la forza è diretta come il campo, se è negativa sarà diretta in senso opposto. Gli elettroni si sposteranno preferibilmente in una certa direzione. La distanza che due elettroni percorrono fra due utili si chiama "cammino libero medio". "libero cammino medio". Se mettiamo un campo costante la forza sull'elettrone e dunque aumentare la velocità.

Se manca il campo elettrico

$$\frac{1}{2} m_e^* v_{th}^2 = \frac{3}{2} kT$$

Applichiamo ora un campo elettrico. Possiamo dire che vale
 impulso \downarrow quantità di moto
 non effettiva ma che tiene conto delle interazioni con il reticollo.

$$F \cdot \tau = m^* v_d \quad (\tau = \text{tempo medio fra due utili})$$

$$m^* v_d = F \cdot \tau_c = -q E \cdot \tau_c$$

m^* = massa elettrone
 v_d = velocità di deriva



v_d = velocità di drift
 (senza) \rightarrow

$$\rightarrow v_d = -\frac{q \tau_c}{m^*} \cdot \vec{E}$$

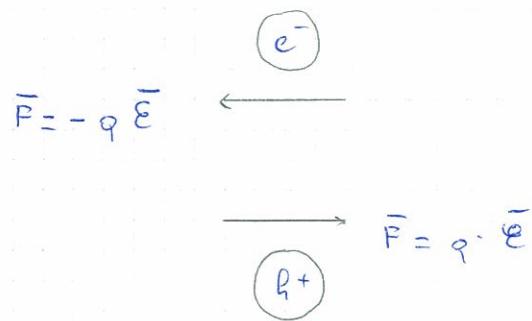
L'elettrone non ha più direzione libera, ma ha una velocità diretta come il campo elettrico applicato.

$$\boxed{\mu_m = q \cdot \frac{\tau_c}{m^*}}$$

MOBILITÀ ELETTRONICA

(mobilità delle cariche nel caso delle buche?)

La velocità dei portatori è proporzionale ad E tramite questa costante che dipende dal materiale. La massa effettiva dipende dal reticollo. Tra l'altro le buche hanno massa effettiva maggiore degli elettroni, perché l'elettrone è libero, mentre la buca risente maggiormente dell'interazione con il reticollo.



$$\bar{v}_{d_n} = -\mu_m \bar{E}$$

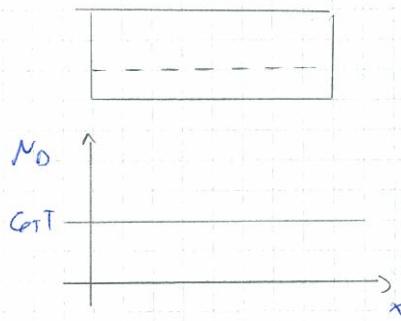
$$\bar{v}_{d_p} = \mu_p \cdot \bar{E}$$

Per il silicio

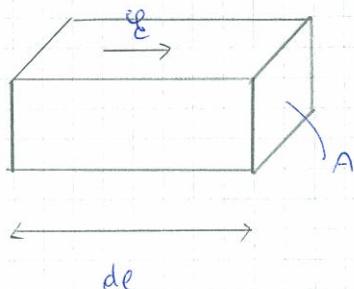
$$\mu_m = 2,5 \mu_p$$

Significa che a parità di campo elettrico e buche sono più o meno veloci.

SC. UNIFORMAMENTE DROGATO



Per una qualiasi sezione del semiconduttore
la concentrazione è costante.



Per gli elettroni:

$$\vec{v}_{ol_n} = -\mu_n \vec{E}$$

↑

Costante che dipende dalle
caratteristiche del materiale

$$\frac{q \tau_c}{m_n^*}$$

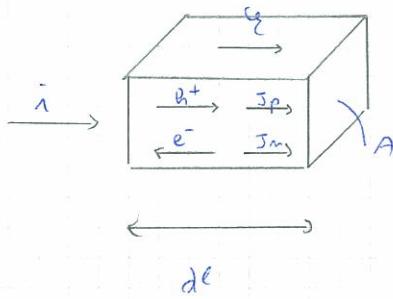
Sotto posti alla forza elettrica gli elettroni accelerano, ma non sono nel ruoto:
continuano a muoversi sotto il reticolo quindi anche τ_c dipende dal materiale.

La mobilità delle buone si trovate e circa due volte e mezzo minore
di quella degli elettroni

$$\mu_n = 2,5 \mu_p$$

$$\downarrow \quad \downarrow$$

$$\approx 1400 \quad \approx 400-500 \quad \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$$



$$i = \frac{dq}{dt}$$

Quanti elettroni ci sono in questo volumetto? Consideriamo gli elettroni.

$$n \cdot dl \cdot A \cdot (-q) = dq$$

$$[\text{cm}^{-3}] \cdot [\text{cm}] \cdot [\text{cm}^2] \cdot [c]$$

\uparrow \uparrow
 concentrazione dei carica dei
 portatori per il portatori
 volume

Per trovare la corrente dividiamo entrambi i membri per dt.

$$\frac{dq}{dt} = -q \cdot n \cdot A \cdot \frac{dl}{dt} = v_d \cdot q \Rightarrow i = -q n v_d A$$

$$\text{No. } v_d = \mu_m \cdot \epsilon$$

$$+q \quad +N_A \cdot e$$

$$i = -q n (-\mu_m \epsilon) \cdot A = q n \mu_m \epsilon \cdot A$$

La densità di corrente è la corrente per unità di superficie

$$J_n = \frac{i}{A} = q n \mu_m \epsilon$$

$$J_n = q n \mu_m \epsilon$$

che per le buone? Ho p al posto di n e q al posto di $-q$. Alla fine

$$J_p = q p \mu_p \epsilon$$

la corrente totale sarà $J = J_n + J_p$

$$\bar{J} = q n \mu_n \bar{E} + q p \mu_p \bar{E}$$

$$\bar{J} = (q n \mu_n + q p \mu_p) \cdot \bar{E} =$$
$$= \sigma \cdot \bar{E}$$

conducibilità elettrica

$$\sigma = q n \mu_n + q p \mu_p$$

o - ci siamo ricordati della legge di Ohm in forma facile

Per un s.c. intrinseco assumiamo

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

Per rendere un materiale più o meno conduttore devo agire su q e su p.
Supponiamo di avere solo drogaggio n. Al posto di 10^{10} del s.c. intrinseco un 10^{17} del semiconduttore drogato. Sono 7 ordini di grandezza! J cambia
Tanto! (a parità di campo elettrico).

Esempio

Supponiamo di avere un s.c. intrinseco e di voler vedere quanto vale σ .

$$\sigma? \quad g?$$

Sappiamo che in un s.c. intrinseco $n = p = n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

Il Testo ci dice

$$\mu_n = 1350 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$$

$$q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

carica di un elettrone

$$\mu_p = 500 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$$

$$q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

Applicando la formula

$$\sigma = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot \left[10^{10} \text{ cm}^{-3} \cdot 1350 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} + 10^{10} \text{ cm}^{-3} \cdot 500 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} \right] = 2,36 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{cm}}$$

$$\text{sc. intrinseco} \rightarrow \begin{cases} \sigma = 2,96 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{cm}} \\ \rho = \frac{1}{\sigma} = 3,38 \cdot 10^5 \text{ cm} \end{cases}$$

Vediamo come cambiano le cose se noi droghiamo. Prendiamo un sr. estriunseco drogato solo con atomi donatori

$$N_D = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

$$\mu_m = 1260 \cdot \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$$

$$\mu_r = 460 \cdot \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$$

ricordiamo che se $N_D \gg n$

$$n \approx N_D - N_A = N_D = 2 \cdot 10^{15}$$

perché nel nostro caso $N_A = 0$

$$\rho = \frac{m_i^2}{N_D} = 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$$

Noti questi valori ricavo le

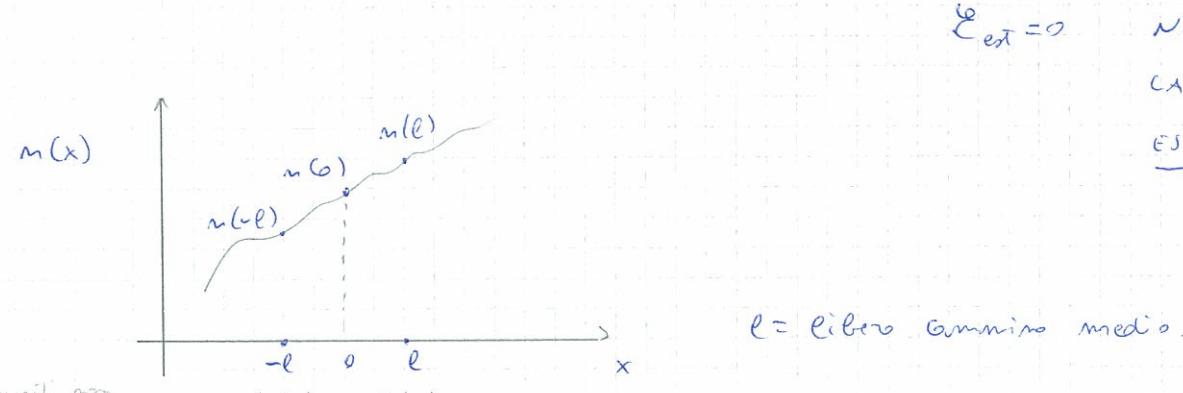
$$\sigma = 1,6 \cdot 10^{15} \cdot [2 \cdot 10^{15} \cdot 1260 + 5 \cdot 10^4 \cdot 460] = 0,603 \frac{1}{\text{cm}}$$

$$\text{sc. estriunseco} \rightarrow \begin{cases} \sigma = 0,603 \frac{1}{\text{cm}} \\ \rho = \frac{1}{\sigma} = 2,48 \text{ cm} \end{cases}$$

Droga: non uniforme

Supponiamo di fare un dragaggio non uniforme, ovvero prendiamo una sbarretta di silicio e lo draghiamo più da una parte e meno dall'altra. Supponiamo per conoditezza di trovare in una dimensione (consideriamo prima la w). Non ho campi elettrici esterni.

SC. MOR UNIFORMENCIÉ PROLATO



NON APPLIG
CARPI ELETTRIC
ESTERNO

avevano B₂, e
 si intrecciano $F_{s \rightarrow ol}$ $F_{ol \rightarrow s}$

Vediamo della corrente? Gli elettroni si muovono per molti fermi con velocità
 v_{th} pea. Ma questa volta il campione non è uniforme. Se ad es. ho una
 boccetta di profumo in mano e la apro, dopo un po' le persone sempre
 più lontane sentiranno il profumo. Le molecole tenderanno a diffondersi,
 cioè le molecole tenderanno a raggiungere l'equilibrio, a diffondersi
 uniformemente nell'ambiente. C'è un gradiente.

I portatori si muovono casualmente per velocità terrena poi salgono un
volo. Immaginiamo che tra due voli consecutivi percorrono una distanza
 L (liber cammino medio). Che succede in L ? Avrà un certo numero
di elettroni $n(L)$. È plausibile pensare che si muovano metà verso dx e
metà verso sx. Stessa cosa in $-L$. Ora, se decido di guardare il mis-
sc. in mezzo, guardo quantas carica passa da qui. Guardiamo il flusso F ,
Qui giungo quindi che da $-L$ si sposta verso destra in un tempo \sim . Inoltre

$$F_{S \rightarrow 0l} = \frac{1}{2} m(-\ell) - v_{th}$$

$$F_{d \rightarrow s} = \frac{1}{2} m(\ell) \cdot v_{th}$$

Quindi il flusso netto

$$F = F_{\text{Ssd}} - F_{\text{dss}} = \frac{1}{2} [m(-e) - m(e)] v_{th}$$

In realtà è molto piccolo, quindi posso sostituire $m(x)$ con il suo sviluppo in serie di Tay Bz.

$$m(x) = m(0) + \frac{dm}{dx} (x-0)$$

$$m(-e) = m(0) - \frac{dm}{dx} \cdot e$$

$$m(e) = m(0) + \frac{dm}{dx} \cdot e$$

$$F = \frac{1}{2} v_{th} \left[m(0) - \frac{dm}{dx} e - m(0) - \frac{dm}{dx} e \right] = -e \frac{dm}{dx} \cdot v_{th}$$

Quindi F è un flusso netto, che dipende da come m varia con x . Se mi fermo allora il flusso sarebbe nullo. Osserviamo inoltre che il flusso ha un segno opposto rispetto alla variazione della grandezza $m(x)$. Quindi Bz Tendenza degli elettroni è quella di spostarsi nella direzione dove ce ne sono pochi. Ma se c'è un flusso e sto spostando dei portatori, allora c'è una corrente. E in effetti qua ci sarà una corrente detta CORRENTE DI DIFFUSIONE. Ora non ha niente a che fare con la corrente chimica, perché non spostiamo gli elettroni con un campo elettrico. Vediamo quant'è la corrente.

Corrente di diffusione

$$F = -\ell \frac{dm}{dx} v_{th}$$

Queste v particelle $\frac{dN}{dt}$ nell'unità di tempo attraversano una superficie. Quindi:

$$J_m^{\text{diff}} = -q \cdot F = q \ell \frac{dm}{dx} \cdot v_{th}$$

Possiamo ancora semplificare le cose. Gli elettroni si muovono di moto termico con velocità v_{th} . Velocità = spazio / tempo

$$\forall v_{th} = \frac{\ell}{\tau_{cm}} \Rightarrow \ell = v_{th} \cdot \tau_{cm}$$

Gli elettroni acquisiscono un'energia termica $\frac{1}{2} K T$ (solo 1 grado di libertà perché ci stiamo concentrando sull'asse x). Ne quest'è energia cinetica.

$$\frac{1}{2} K T = \frac{1}{2} m_e^* v_{th}^2 \Rightarrow v_{th}^2 = \frac{K T}{m_e^*}$$

Mettemmo insieme ℓ e v_{th} in J_m^{diff}

$$J_m^{\text{diff}} = q \tau_{cm} v_{th}^2 \frac{dm}{dx} = q \frac{\tau_{cm} K T}{m_e^*} \frac{dm}{dx} = \mu_m K T \frac{dm}{dx} = q \frac{\mu_m K T}{9} \frac{dm}{dx}$$

$$D_m \triangleq \frac{K T}{9} \mu_m$$

RELAZIONE DI EINSTEIN

EFFICIENTE DI DIFFUSIONE

$$J_m^{\text{diff}} = q D_m \frac{dm}{dx}$$

$$J_{P_{\text{DIFF}}} = -q D_p \frac{dp}{dx}$$

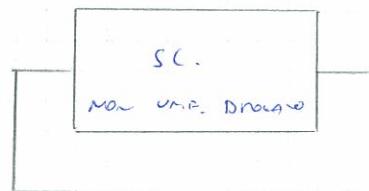
Se si sta mettendo un campo elettrico esterno dove i somma la corrente di drift con la corrente di diffusione.

Corrente Totale

$$\bar{J}_n = q n \mu_n \bar{\epsilon} + q D_n \frac{dm}{dx}$$

$$\bar{J}_p = q p \mu_p \bar{\epsilon} - q D_p \frac{dp}{dx}$$

Se però prendiamo una barriera s.c. non unif. drogato a circuito aperto, io non ho corrente. E' cortocircuito. E' considerare in equilibrio termodinamico (no campi esterni). Quindi all'interno non avrò alcuna corrente, perché ogni polacco è liberato da un processo uguale ed opposto.



I portatori si spostano per diffusione ma la corrente è nulla?! (perché mi sta sfuggendo?) ↓

$$\bar{J}_n = 0$$

Perché

$$\bar{J}_n = q n \mu_n \bar{\epsilon} + q D_n \frac{dm}{dx} = 0 \Rightarrow -q D_n \frac{dm}{dx} = q n \mu_n \bar{\epsilon}$$

$$-\frac{q}{q} \frac{kT}{\mu_n} \frac{dm}{dx} = q n \mu_n \bar{\epsilon}$$

$$\bar{\epsilon} = \frac{-kT}{q m} \cdot \frac{1}{dx} \frac{dm}{dx}$$

$$\longleftrightarrow \frac{kT}{q m} \frac{1}{dx} \frac{dm}{dx} = \bar{\epsilon}$$

Poiché $\frac{dm}{dx}$ varia, lo non lo campi elettrici esterni, però lo un campo elettrico all'interno del seno conduttore. Sappiamo ora legare il campo elettrico al potenziale

$$E = - \frac{d\varphi}{dx}$$

NB!

φ = potenziale elettrico

$$+ \frac{d\varphi}{dx} = + \frac{KT}{q} \cdot \frac{1}{m} \frac{dm}{dx}$$

$$d\varphi = \frac{KT}{q} \frac{dm}{m}$$

Proviamo a calcolare questo potenziale. Integriamo da entrambi i membri:

$$\int_{\varphi(x_0)}^{\varphi(x)} d\varphi = \frac{KT}{q} \int_{m(x_0)}^{m(x)} \frac{dm}{m}$$

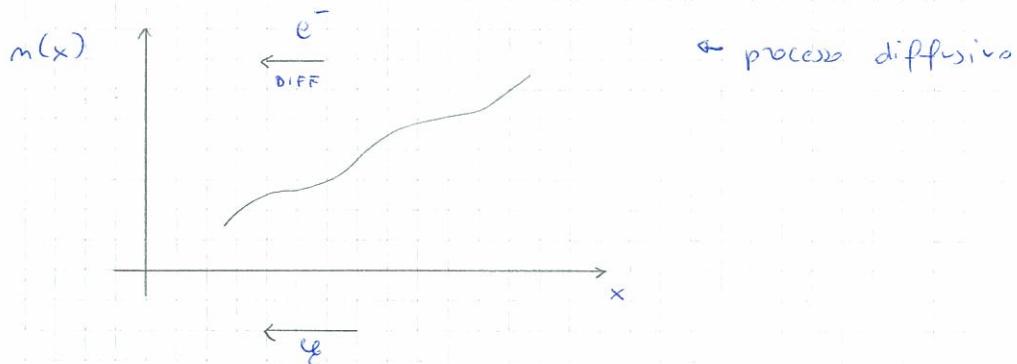
$$\varphi(x) - \varphi(x_0) = \frac{KT}{q} \log \left(\frac{m(x)}{m(x_0)} \right)$$

Si dice che la differenza di potenziale tra due punti del sc. dipende unicamente dalla differenza di concentrazione dei portatori nei due punti. Quindi conoscendo le concentrazioni posso calcolare il potenziale vicino.

$$m(x) = m(x_0) e^{-\frac{q}{KT} [\varphi(x) - \varphi(x_0)]}$$

Per le cariche

$$p(x) = p(x_0) e^{-\frac{q}{KT} [\varphi(x) - \varphi(x_0)]}$$



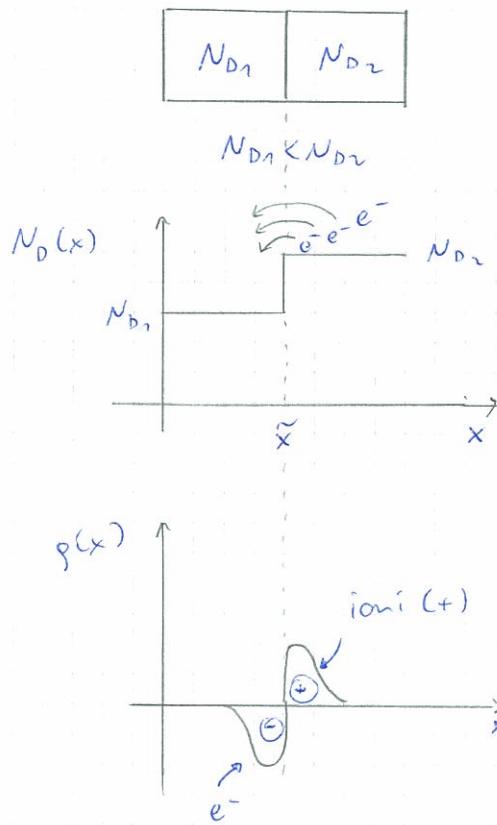
Gli elettroni tendono a spostarsi per diffusione. Ma lo fanno all'infinito? C'è anche un campo elettrico che ha direzione opposta al gradiente. Il campo elettrico genera sugli elettroni una forza.

$$\bar{F} = -q \bar{\mathbf{E}}$$

\rightarrow
 e^-

Lo spostamento degli elettroni genera un campo elettrico. Un elettrone che si sposta lascia dietro di sé uno ione donore: si crea un dipolo elettrico. Si crea qualcosa che va in senso contrario e contrasta il fenomeno della diffusione. Alla fine raggiungeranno una condizione di equilibrio dinamico: un po' di elettroni andranno da una parte e un po' dall'altra.

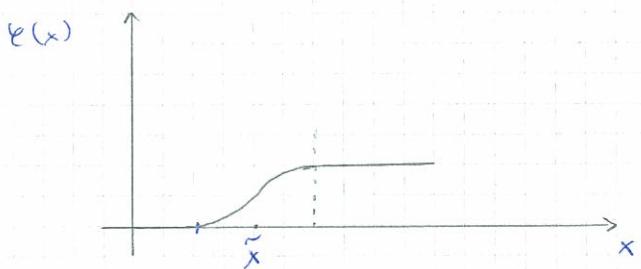
Immaginiamo di vedere un gas così:



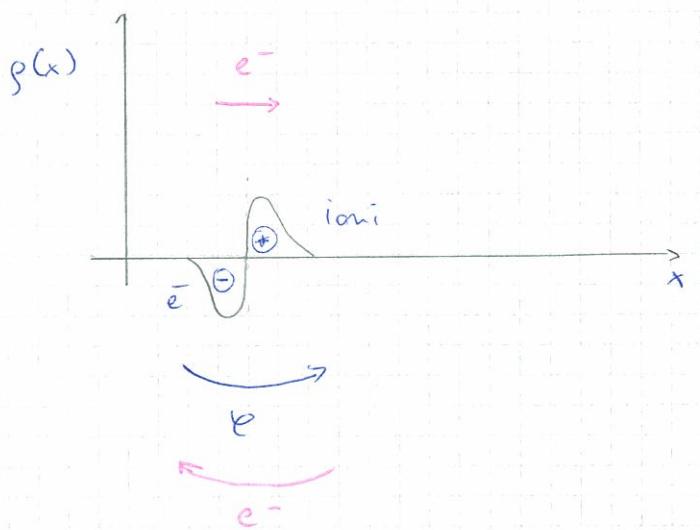
Mettiamo nel caso semplice di un sc. drogato con da un lato un droggaggio N_{D1} e dall'altro un droggaggio N_{D2} .

C'è un gradiente brusco in questo caso. Gli e- tenderanno a spostarsi dalla regione più drogata a quella meno drogata. Se fossero atomi neutri (es. profumo) il processo andrebbe avanti fino ad ottenere un droggaggio uniforme. Ma c'è che si sposta lascia dietro di sé un atomo donore carico positivamente, per cui se andiamo a vedere la densità di carica g vediamo che una regione si carica + e una si carica -. Al di fuori di queste zone c'è una neutralità.

Ma in quella zona si crea una differenza di potenziale.



Ma se ho un potenziale che varia ho anche un campo elettrico diretto in senso opposto. Il campo elettrico sarà solo dove ho le cariche, non al di fuori.



Gli elettroni vengono tirati indietro dal campo elettrico. Si crea una situazione di equilibrio dinamico. La zona costituita dalle regioni negative (dovuta alla carica elettronica) e dalla regione positiva (dove c'è un solo iono +) non si allunga più.

Possono rigenerare le eq. che legano potenziale e concentrazione (visti in precedenza) in questo modo

$$m(x) = m(x_0) e^{\frac{e(x) - e(x_0)}{V_T}}$$

$$p(x) = p(x_0) e^{-\frac{e(x) - e(x_0)}{V_T}}$$

TENSIONE TECNICA

$$V_T \stackrel{\Delta}{=} \frac{kT}{q}$$

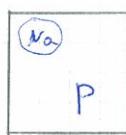
[V]

$V_T = 26 \text{ mV}$

$$V_T \approx 26 \text{ mV} @ 300 \text{ K}$$

Giunzione p-n

Vediamo cosa succede in una giunzione p-n all'equilibrio. Che è una giunzione p-n? Immaginiamo di prendere due fettri di silicio con dogato positivamente e uno negativamente. Supponiamo di poter prendere due fettri separate e di unirle, anche se nella realtà non è così (prendi un piccolo pezzo di silicio e lo strega sopra per sotto n).

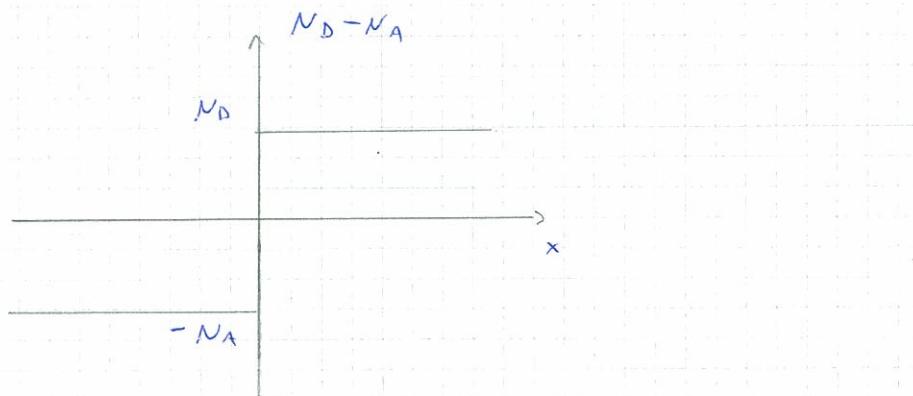
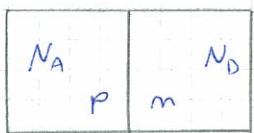


$$p > n \quad \left\{ \begin{array}{l} p = N_A \\ p = \frac{m^2}{N_A} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} m = N_D \\ m = \frac{m^2}{N_D} \end{array} \right. \quad m > p \quad \Rightarrow \quad \left\{ \begin{array}{l} e^- : portatori maggioritari \\ h^+ : portatori minoritari \end{array} \right.$$



\downarrow
 $\left\{ \begin{array}{l} h^+ \text{ sono i portatori maggioritari} \\ e^- \text{ sono i portatori minoritari} \end{array} \right.$

Lasciamo dei due pezzi P e m carica complessivamente nulla. Vediamo
cosa succede se li mettiamo a contatto.



Ho dei fatti gradienti. Ho un gradiente \Rightarrow devo eseguire una corrente
diffusiva.

$$J_m = q \mu_m \nabla \varphi + q D_m \frac{dm}{dx}$$

COMPONENTE COMPONENTE
OHMICA DIFFUSIVA

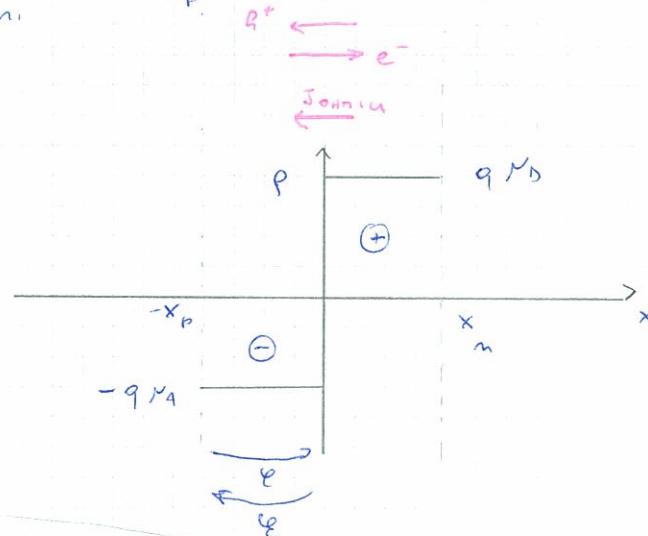
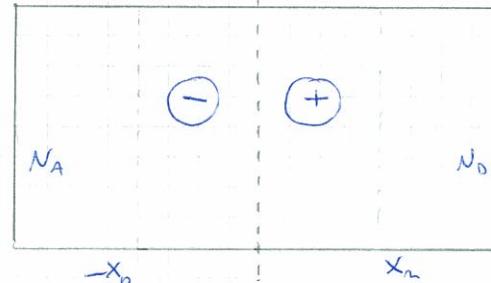
$$T_p = q \mu_p p \nabla \varphi - q D_p \frac{dp}{dx}$$



ATOMI DONATORI
IONIZZATI

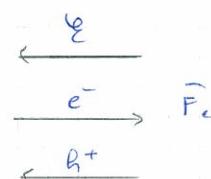


ATOMI ACCETTORE
IONIZZATI



Perche la regione interessata e' piccola, riguarda una piccola parte delle giunzioni? Perche non si muova tutto? Perche tutti gli elettroni non vanno a ricombinarsi con le buone e viceversa? Perche allo spostarsi dei portatori si crea un dipolo. Le sottili generano un potenziale e quindi un campo elettrico che contrasta lo spostamento dei portatori.

$$\bar{F}_e = -q\bar{E}$$

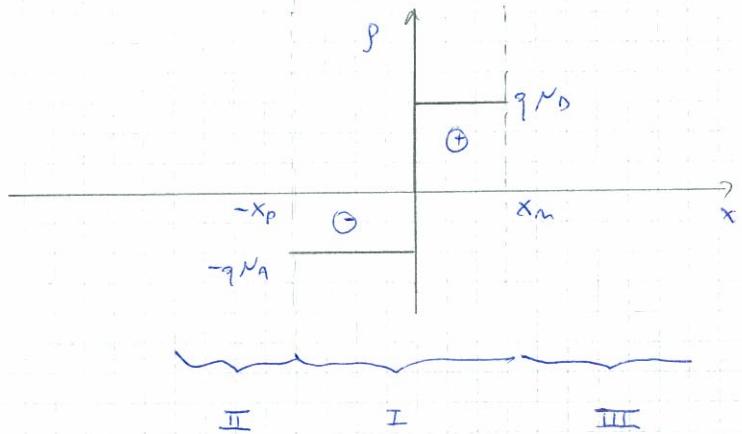


Il campo elettrico sposta gli elettroni in un verso e le buone nell'altro. Si crea una corrente di drift (dinamica). Quod le buone si drift e le buone sfiorano si equilibrano la "regione sussurrata" cessa di allargarsi e c'è un equilibrio dinamico.

giunzione pm all'equilibrio
(non so campi elettrici esterni)

gli e- che vanno da $N_D \rightarrow N_A$ incontrano buone e si ricombinano. Stessa l'inverso per le buone che vanno da regione N_D a N_A .

gli e- che si spostano lasciano dietro di se i +. Le h+ che si spostano lasciano dietro di se i -.



* REGIONE \textcircled{I} $-x_p \leq x \leq x_m$

REGIONE DI UNICA SPAZIALE

o

REGIONE SVUOTATA

(ipotizza che tutti i portatori mobili se ne siano andati).

* REGIONI II e III

↓

$x \leq -x_p$

$x \geq x_m$

REGIONE NEUTRA

Ad una certa distanza dalla giunzione il semiconduttore non risente più della presenza della giunzione stessa.

giunzione all'equilibrio $\Rightarrow J_{\text{DIFF}} = J_{\text{DIF}} = 0$

uguali ma di
segno opposto

Possò ricavare il potenziale ricordando $\Phi = -\frac{d\Phi}{dx}$. Ma l'origine del campo elettrico è le sifone, quindi la carica. Le mi ricordava che è legato il campo elettrico alla carica posso ricavare Φ e da lì E . Io so che

$$\boxed{\frac{d\Phi}{dx} = \frac{q}{\epsilon}}$$

$$\left. \begin{aligned} \epsilon &= -\frac{d\psi}{dx} \\ \frac{d\psi}{dx} &= \frac{q}{\epsilon} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \boxed{\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon}}$$

equazione di Poisson

ϵ è la costante dielettrica del silicio.

$$\boxed{\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_{si}}$$

Dividiamo il diode in due regioni ($x < -x_p$ e $0 < x < x_n$)

Cubo del campo elettrico di una giunzione p-n all'equilibrio

$$-x_p \leq x \leq 0$$

$$q = -qN_A \quad \leftarrow \text{perché in quella regione faccio un'ipotesi di sottrazione.}$$

$$q = q [N_D + p - n - N_A] = -qN_A$$

$\underbrace{0}_{=0 \text{ per}} \text{ sottrazione}$

→ tutti i portatori se non sono anelli e si sono ricombinati

$$\frac{d\psi}{dx} = -q \frac{N_A}{\epsilon_{si}} \Rightarrow d\psi = -q \frac{N_A}{\epsilon} dx$$

$$\int_{\psi(-x_p)}^{\psi(x)} d\psi = -q \frac{N_A}{\epsilon_{si}} \int_{-x_p}^x dx$$

$$\psi(x) - \psi(-x_p) = -q \frac{N_A}{\epsilon_{si}} (x + x_p)$$

quanto vale? ψ pari al valore che
campo nella regione neutra: vale zero.

$$\psi(x) = -\frac{qN_A}{\epsilon_{si}} (x_p + x) + \psi(-x_p)$$

$$\text{ma } \psi(-x_p) = 0$$

in regione neutra il campo è nullo (perché $p=0$)

Per iniziare verifichiamo che in regione neutra $\rho = 0$

REGIONE NEUTRA $x \leq -x_p$

$$\rho = q [N_D + p - \mu_A - n] = 0$$

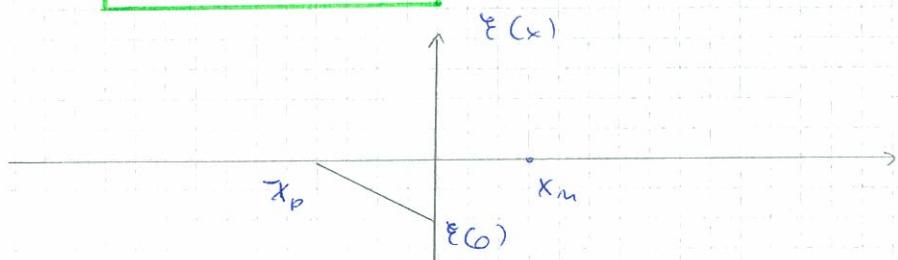
$$\begin{array}{cccc} " & " & " & " \\ 0 & N_A & m_i^2 & -\mu_A \\ \text{non} & \text{di} & \text{grado} & \text{di} \\ \text{con} & \text{N}_D & \simeq & \text{N}_A \\ & & 0 & \\ & & \uparrow & \\ & & \text{transcurabile} & \end{array}$$

Poss concludere che per $-x_p \leq x \leq 0$

$$\epsilon(x) = -\frac{q N_A}{\epsilon_{si}} (x_p + x)$$

per $x=0$

$$\epsilon(0) = -\frac{q N_A}{\epsilon_{si}} x_p$$



Ora vediamo cosa succede per $0 \leq x \leq x_n$

$$\frac{d\epsilon}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_{si}}$$

$$\rho = q [N_D + p - \mu_A - n] = q N_D$$

$$d\epsilon = \frac{q N_D}{\epsilon_{si}} dx$$

$$\int_{\epsilon(x)}^{\epsilon(x_n)} d\epsilon = \int_x^{x_n} \frac{q N_D}{\epsilon_{si}} dx$$

risultamento analogo a quelli di prima

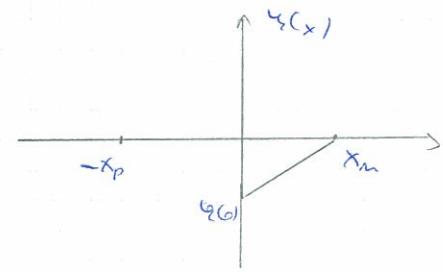
$$\epsilon(x_n) - \epsilon(x) = \frac{q N_D}{\epsilon_{si}} (x_n - x)$$

$$\text{ma } \epsilon(x_n) = 0 \quad \left(\begin{array}{l} \text{per } x \geq x_n \\ \rho = 0 \end{array} \right)$$

$$0 \leq x \leq x_m$$

$$\psi(x) = -\frac{q N_D}{\epsilon_s} (x_m - x)$$

$$\psi(0) = -\frac{q N_D}{\epsilon_s} x_m$$

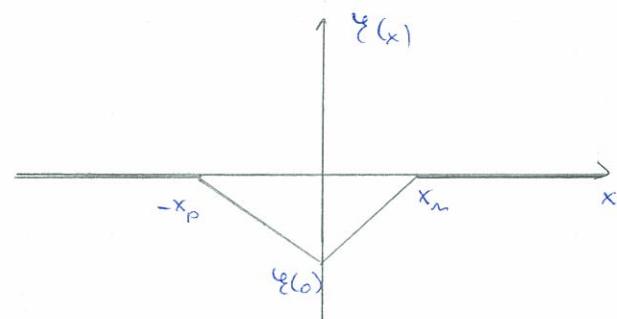


Ma il campo elettrico deve essere continuo, quindi deve essere continuo anche nell'origine.

nell'origine continua del campo elettrico

$$-\frac{q N_A}{\epsilon_s} x_p = +\frac{q N_D}{\epsilon_s} x_m$$

$$N_A x_p = N_D x_m$$



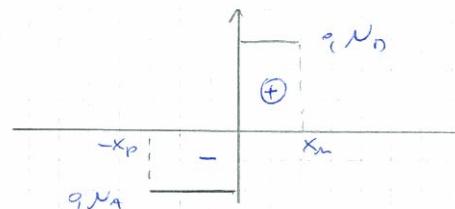
Se N_A è grande x_p dà un valore piccolo.

Quindi la regione n-dotta si estende maggiormente nel semiconduttore meno drogato.

$$\frac{x_p}{x_m} = \frac{N_D}{N_A}$$

ci dice anche un'altra cosa. Moltiplichiamo entrambi i membri per q

$$q N_A x_p = q N_D x_m$$



Le curve da qui in su sono quelle da qui in giù. L'eq. mi dice che se il rettangolino è più basso allora è più largo e viceversa.

Grado del potenziale $\varphi(x)$ in una posizione x all'equilibrio.

Anche in questo caso dividiamo il grado nelle due regioni.

- $x_p \leq x \leq 0$

$$\varphi(x) = -\frac{qN_A}{\epsilon_{si}} (x_p + x)$$

$$\psi = \frac{-d\varphi}{dx}$$

$$d\psi = \frac{qN_A}{\epsilon_{si}} (x_p + x) dx$$

$$\int_{\varphi(-x_p)}^{\varphi(x)} d\psi = \int_{-x_p}^x \frac{qN_A}{\epsilon_{si}} (x_p + x) dx$$
$$\varphi(x) - \varphi(-x_p) = \frac{qN_A}{\epsilon_{si}} \left[x_p x + \frac{x^2}{2} \right]_{-x_p}^x = \frac{qN_A}{\epsilon_{si}} \left[x_p x + \frac{x^2}{2} + x_p^2 - \frac{x_p^2}{2} \right]$$

$$\varphi(x) - \varphi(-x_p) = \frac{qN_A}{2\epsilon_{si}} [x_p^2 + 2x_p x + x^2] = \frac{qN_A}{2\epsilon_{si}} (x + x_p)^2$$

- $-x_p \leq x \leq 0$

$$\boxed{\varphi(x) = \frac{qN_A}{2\epsilon_{si}} (x + x_p)^2 + \varphi(-x_p)}$$

- 0 ≤ x ≤ x_m

$$\varphi(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon_{si}} (x_m - x) = -\frac{d\varphi}{dx}$$

$$d\psi = \frac{qN_D}{\epsilon_{si}} (x_m - x) dx$$

$$\int_{\varphi(x)}^{\varphi(x_m)} d\psi = \int_x^{x_m} \frac{qN_D}{\epsilon_{si}} (x_m - x) dx$$

$$\varphi(x_m) - \varphi(x) = \frac{qN_0}{\epsilon_{si}} \left[x_m x - \frac{x^2}{2} \right]_x^{x_m} = \frac{qN_0}{\epsilon_{si}} \underbrace{\left[x_m^2 - \frac{x_m^2}{2} + x_m x + \frac{x^2}{2} \right]}_{\frac{x_m^2}{2}} =$$

Nascego $\frac{1}{2}$ come ho fatto prima

$$= \frac{qN_0}{2\epsilon_{si}} [x_m^2 - 2x_m x + x^2] = \frac{qN_0}{2\epsilon_{si}} (x - x_m)^2$$

$$\varphi(x) = \varphi(x_m) - \frac{qN_0}{2\epsilon_{si}} (x - x_m)^2$$

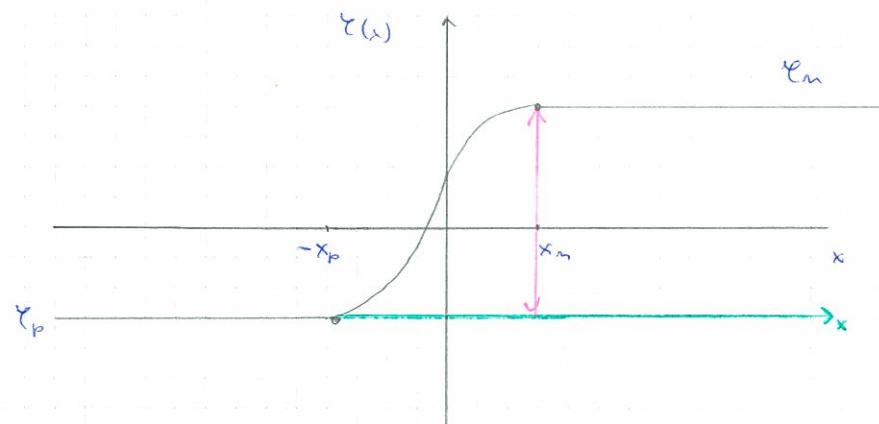
$\rightarrow 0 \leq x \leq x_m$

$$\boxed{\varphi(x) = \varphi(x_m) - \frac{qN_0}{2\epsilon_{si}} (x - x_m)^2}$$

Vediamo come farà il potenziale. Per comodità riamano

$$\varphi(-x_p) \stackrel{s}{=} \varphi_p$$

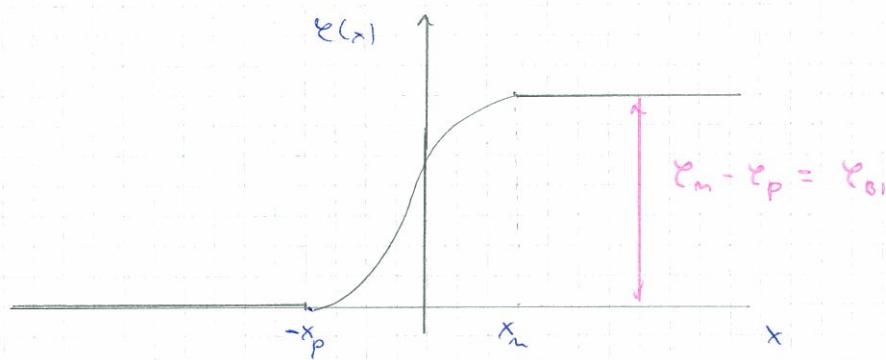
$$\varphi(x_m) \stackrel{s}{=} \varphi_m$$



φ_p e φ_m saranno ente più grandi \rightarrow più piccoli, non lo so. Ma vedo che per $x \leq (-x_p)$ (e $x \geq x_m$) il potenziale è costante.

Quello perché in $x \leq -x_p$ (e $x \geq x_m$) il campo è nullo.

Però decidem di prendere un modo sisteme di riferimento in modo da considerare φ_p come valore di riferimento = 0. La differenza $\varphi_m - \varphi_p$ rimane sempre quella che io trasli o no. Tale valore è la doppia dei valori della regione studiata. Per questa ragione però ridisegno il grafico



Φ_{BI} = POTENZIALE DI BUILT-IN (o POTENZIALE DI BARRIERA)

Perche si chiama così? Gli elettroni e le buche sono bloccati da questo barriera di potenziale dovuta al campo elettrico. Questa barriera ti dice che c'è qualcosa che si oppone al flusso diffusivo: si tratta del flusso di drift. Quindi a meno che noi non modifichiamo questa barriera, non potremo vedere scorre corrente.

le fatto di conoscere l'andamento del potenziale ci permette in realtà di essere importanti: di conoscere la densità dei portatori. Questa barriera dipende solo da come abbiano dragato le giunzioni. E' del dragaggio che dipende il campo elettrico (e quindi il potenziale). Abbiamo detto

$$m(x) = m(x_0) e^{\frac{\Phi(x) - \Phi(x_0)}{V_T}}$$

Passiamo quindi dire

$$m(x_m) = m(-x_p) e^{\frac{\Phi(x_m) - \Phi(-x_p)}{V_T}} = m(-x_p) e^{\frac{\Phi_{BI}}{V_T}}$$

Ma:

$$m(x_m) = N_D$$

$$m(-x_p) = \frac{m_i^2}{N_A}$$

Quindi

$$N_D = \frac{m_i^2}{N_A} e^{\frac{\Phi_{BI}}{V_T}}$$

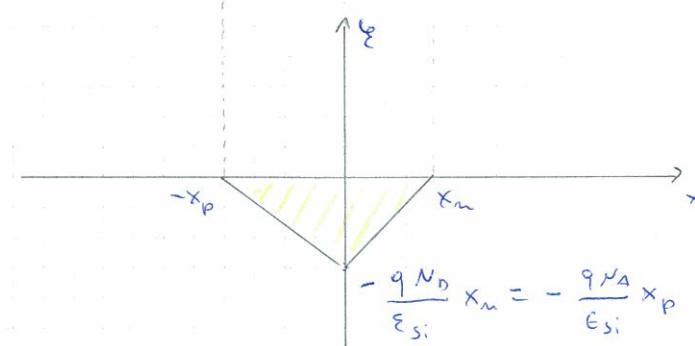
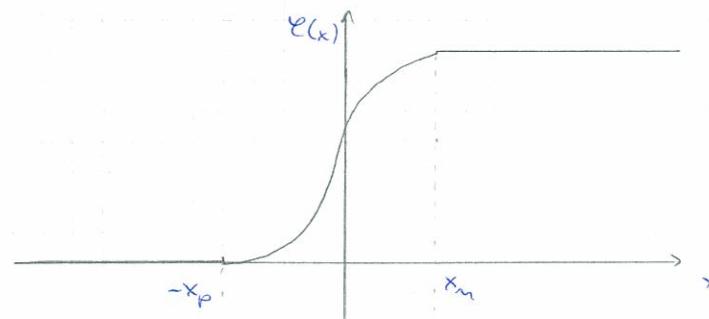
$$\frac{\varphi_{Bi}}{V_T} = \frac{N_D N_A}{n_i^2} \quad \leftrightarrow$$

$$\varphi_{Bi} = V_T \log \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right)$$

$$\text{negliendo} \quad V_T = \frac{kT}{q}$$

L'espressione ricavata ci dice che il potenziale di barriera dipende solo dal dopaggio della giunzione.

Globi dell'ampiezza della regione neutra



$$x_d = x_m + x_p$$

d = DEPLETION

$$E(x) = - \frac{d\varphi(x)}{dx}$$

$$\int_{-x_p}^{x_m} E(x) dx = - \int_{-x_p}^{x_m} \frac{d\varphi(x)}{dx} dx = -[\varphi(x_m) - \varphi(-x_p)] = -\varphi_{Bi}$$

Integrando $E(x)$ tra $-x_p$ e x_m abbiamo l'area tratteggiata. Ma si tratta dell'area di un triangolo. Allora x_d è soluzio φ_{Bi}

$$x_D \left[+ \frac{q N_D}{\epsilon_{Si}} x_m \right] \frac{1}{2} = \varphi_{Bi} \quad (1)$$

x_m is so

$$\begin{aligned} x_D &= x_m + x_p \\ N_A x_p &= N_D x_m \rightarrow x_p = \frac{N_D}{N_A} - x_m \end{aligned} \quad \left\{ \begin{array}{l} x_D = x_m \left[1 + \frac{N_D}{N_A} \right] \\ \downarrow \\ \frac{x_D}{1 + \frac{N_D}{N_A}} = x_m \end{array} \right.$$

Sostituisco il risultato trovato in (1)

$$x_D = \left[\frac{x_D}{1 + \frac{N_D}{N_A}} - N_D \right] = \frac{2 \epsilon_{Si}}{q} \varphi_{Bi}$$

$$x_D^2 \cdot \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} = \frac{2 \epsilon_{Si}}{q} \varphi_{Bi}$$

$$\frac{1}{\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A}}$$

$$x_D^2 = \frac{2 \epsilon_{Si}}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right) \varphi_{Bi}$$

$$x_D = \sqrt{\frac{2 \epsilon_{Si}}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right) \varphi_{Bi}}$$

← scalo le sol. negative perché x_D è una distanza, quindi è positivo

esempio:

$$N_D \gg N_A$$

$$\frac{1}{N_D} \ll \frac{1}{N_A} \quad \frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \approx \frac{1}{N_A}$$

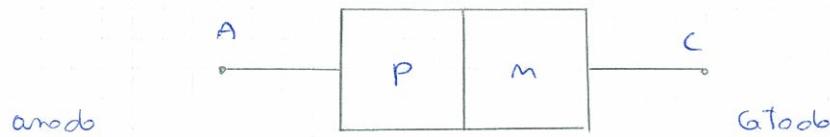
$$x_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0}{q} \cdot \frac{1}{N_A} \varphi_{Bi}}$$

Notiamo al fatto che la regione moltata si estende soprattutto nella zona meno dopata. Osserviamo che x_d dipende solo dal dopaggio minoritario. Se vogliano che nella giunzione siano entrambi dovolti applicare alla giunzione una tensione, che serve a far sì che $J_{Diff} \neq J_{Diff}$.

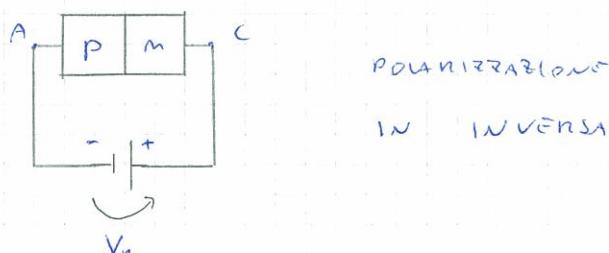
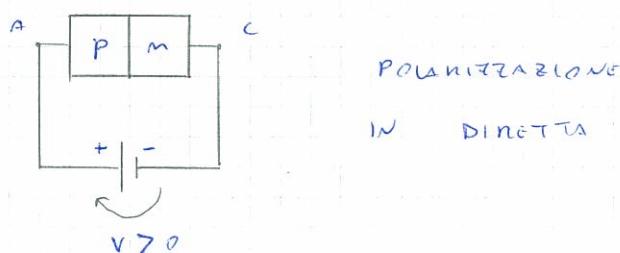
$J_{Diff} < J_{Diff}$ perché la corrente diffusa

$J_{Diff} > J_{Diff}$ " " " " diffusiva.

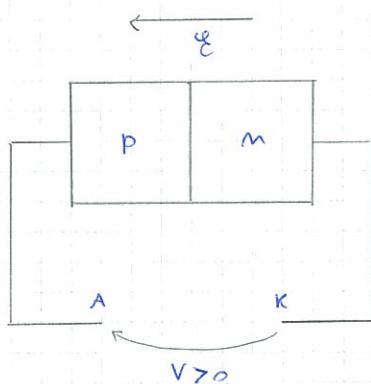
giunzione J_{pn} POLARIZZATA



Polarizzare una giunzione significa applicare una ddp fra anodo e catodo.



• POL. IN DINETRA



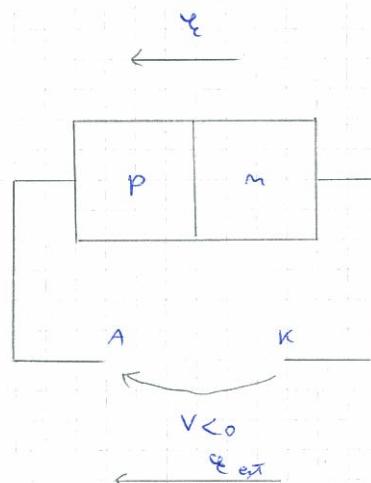
o campo elettrico interno

$$\begin{array}{c} \leftarrow \\ \mathbf{E} \\ \text{est} \end{array}$$



Il campo applicato dall'esterno va, in questo caso, in sensa opposta al campo interno. Il risultato è una diminuzione del campo elettrico interno. Quindi la sin. G. diffusione (che prima era bloccata proprio dal campo elettrico interno). Il campo interno non viene più a ritirare indietro tutti gli e^- e $g. h^+$

• POL. IN INVERSA



Prevale la sin. di drift.

I) EQUILIBRIO

$$V = 0$$

$$K = C = G_{\text{bias}} = K_{\text{bias}}$$

$$J_{\text{diff}} = J_{\text{DNIFT}}$$

corrente totale nulla.

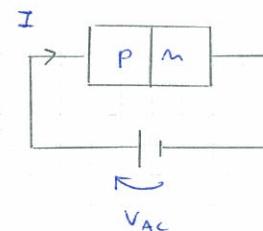
II) POL. IN DINETTA

$$V = V_{AC} > 0$$

$$J_{\text{diff}} > J_{\text{DNIFT}}$$

$$\text{Corrente da m a p. } I \approx I_s e^{\frac{V}{V_T}}$$

^P molto forte al crescere di V_{AC}
(relazione esponenziale)



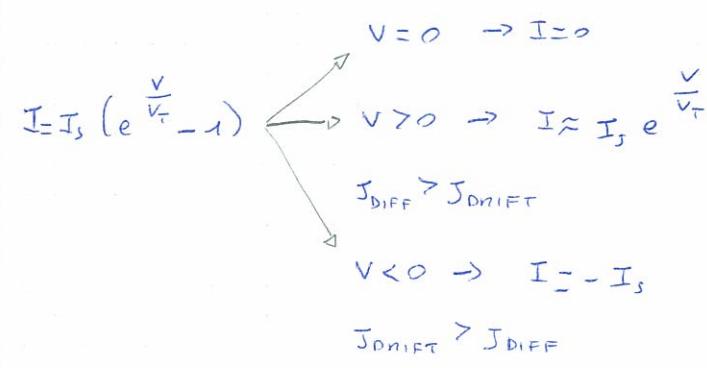
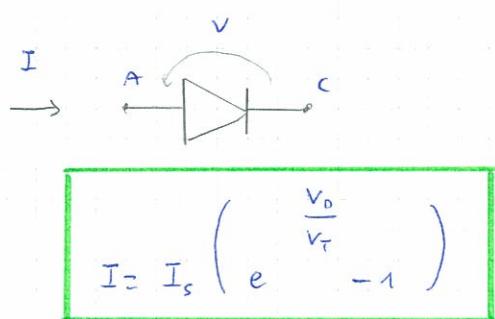
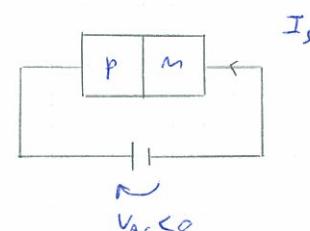
III) POL. IN INVERSA

$$V = V_{AC} < 0$$

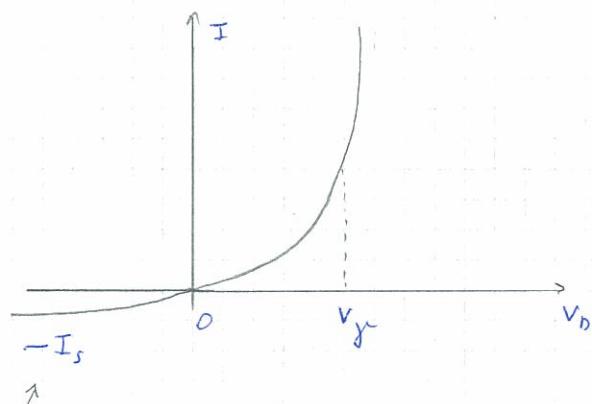
$$J_{\text{DNIFT}} > J_{\text{DIFF}}$$

$$\text{Corrente da p a m. } I \approx -I_s$$

^P sarà molto molto piccola



Se $V_D = 0 \Rightarrow I = 0$. Se $V_D > 0$ basta togliere per vedere una grande corrente
(relazione esponenziale).

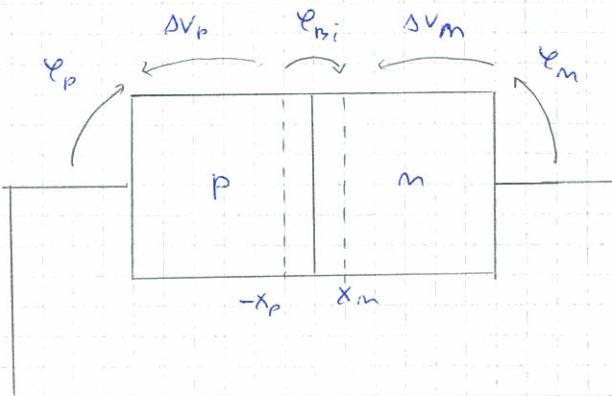


La corrente tenderà asintoticamente a $-I_s$.

Si comporta come un oggetto con una resistenza molto piccola per polarizzazioni positive e molto grande per polarizzazioni negative. Ma perché ciò? Dipende da come si muovono i portatori.

$$I_s \approx 10^{-15} \text{ A}$$

φ_{Bi} è la barriera che si oppone al passaggio dei portatori. Quando polarizzo in diretta tendo ad abbassare questa barriera.



In ogni pezzettino del semiconduttore ci saranno delle cadute di tensione.

Le potenziali applicati dall'esterno ci sono nulli (no condizionabili).

Applich Kirchhoff alla maglia.

$$\varphi_p - \Delta V_p + \varphi_{Bi} - \Delta V_n - \varphi_n = 0$$

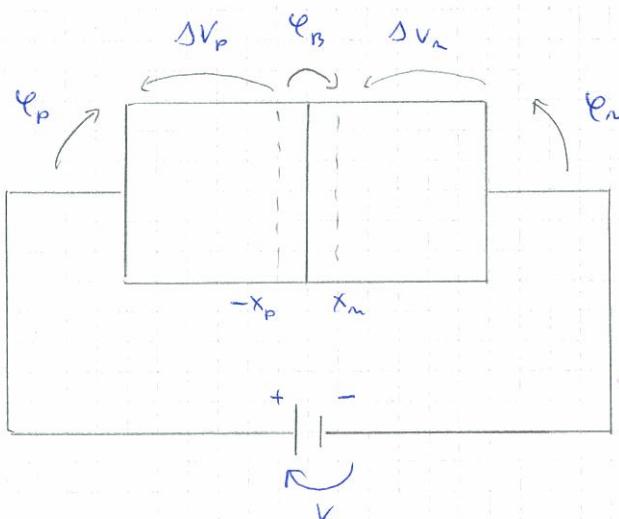
$$\begin{array}{cc} ss & ss \\ 0 & 0 \end{array}$$

Le cadute di potenziali ai capi delle regioni non sono trascurabili.

(sono regioni conduttrici).

$$\varphi_{Bi} = \varphi_n - \varphi_p$$

Facciamo lo stesso caso nel caso in cui ci sia una tensione esterna



φ_{Bi} e non φ_{Bi}
perché non so se sono
uguali

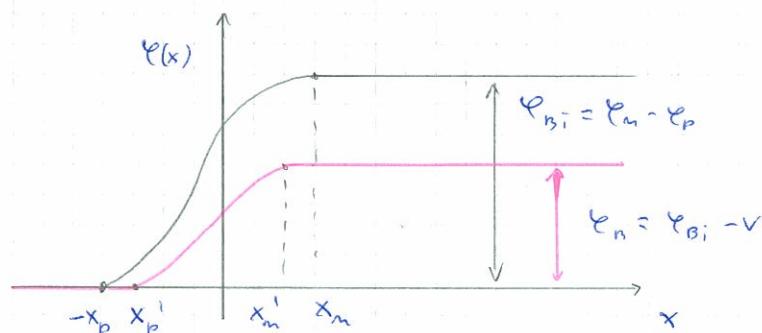
$$\varphi_p - \Delta V_p + \varphi_{B_i} - \Delta V_m - \varphi_m + V = 0$$

))))
 0 0

$$\varphi_{B_i} = \varphi_m - \varphi_p - V = \varphi_{B_i} - V$$

la doppia - x_p e x_m si abbassano rispetto a quelle all'equilibrio. Anzi, è uguale a quella che aveva all'equilibrio a cui si aggiunge la tensione applicata dall'esterno.

$$\varphi_{B_i} = \varphi_{B_i} - V$$



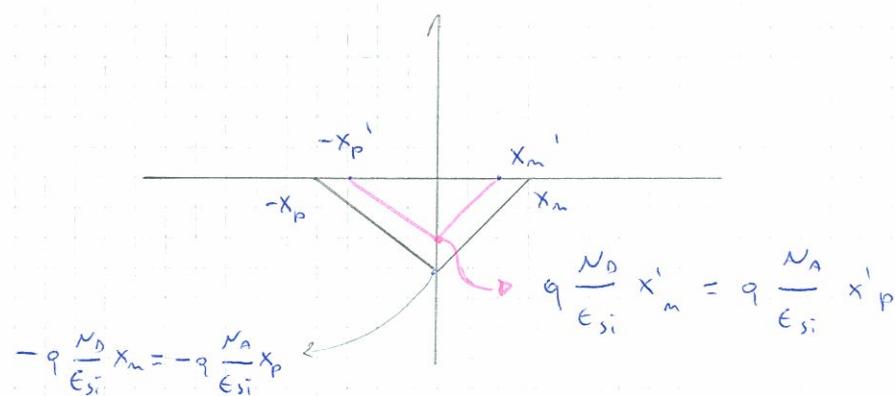
Si abbassa il potenziale di barriera e si ristinge la regione suotata.

$$x_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_{si}}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right) \cdot \varphi_{B_i}}$$

$$x_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_{si}}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right) (\varphi_{B_i} - V)}$$

$$\varphi_{B_i} - V$$

le cariche elettriche si eliminano



Se polarizzo in inverso

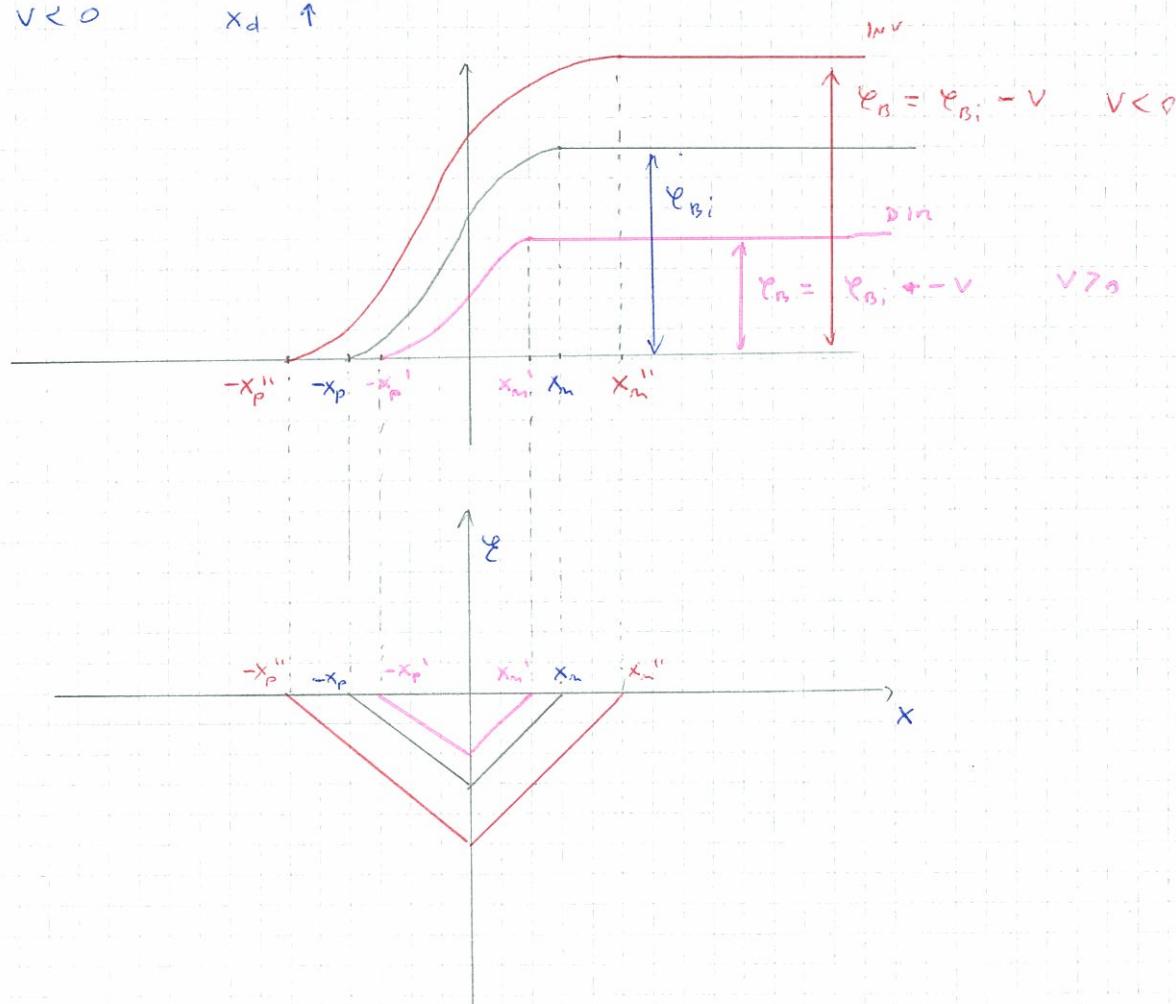
$$\varphi_B = \varphi_m - \varphi_p + V = \varphi_{B_i} + V$$

Posiamo uniformi scegliendo V serpe nello stesso verso e dicono

$$x_{di} = \sqrt{\frac{2\epsilon_{si}}{q}} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (\varphi_{B_i} - V)$$

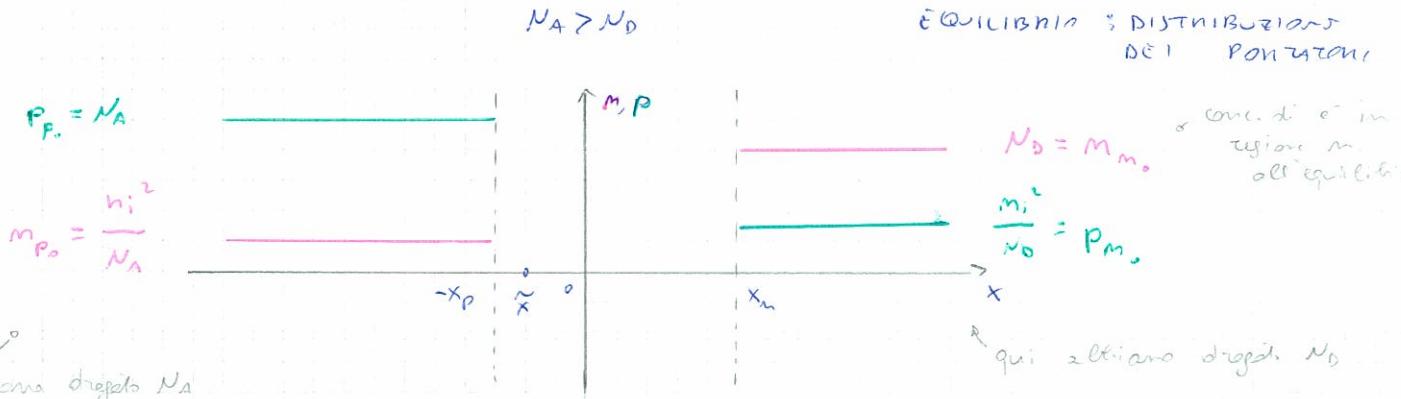
DIN. $V > 0$ $x_{di} \downarrow$

INV. $V < 0$ $x_{di} \uparrow$



Analizziamo a vedere come variano i potenziali all'interno della giunzione. Distribuzione dei portatori

Consideriamo ad esempio il caso $N_A > N_D$



Nella regione neutra non le portazioni periferici sono ricombinati. Ma c'è possibilità che vadano immediatamente a 0? Io conosco il potenziale. Nota se si ha ragione di differenza di concentrazione fra due punti mi basta sapere la differenza di potenziale fra quei due punti.

$$p(x) = p(x_0) e^{-\frac{\Phi(x) - \Phi(x_0)}{V_T}}$$

Supponiamo di voler conoscere la concentrazione in \tilde{x} . Prendo come $x_0 = -x_p$.

$$p(\tilde{x}) = p(x_0) \cdot e^{-\frac{\Phi(\tilde{x}) - \Phi(x_0)}{V_T}}$$

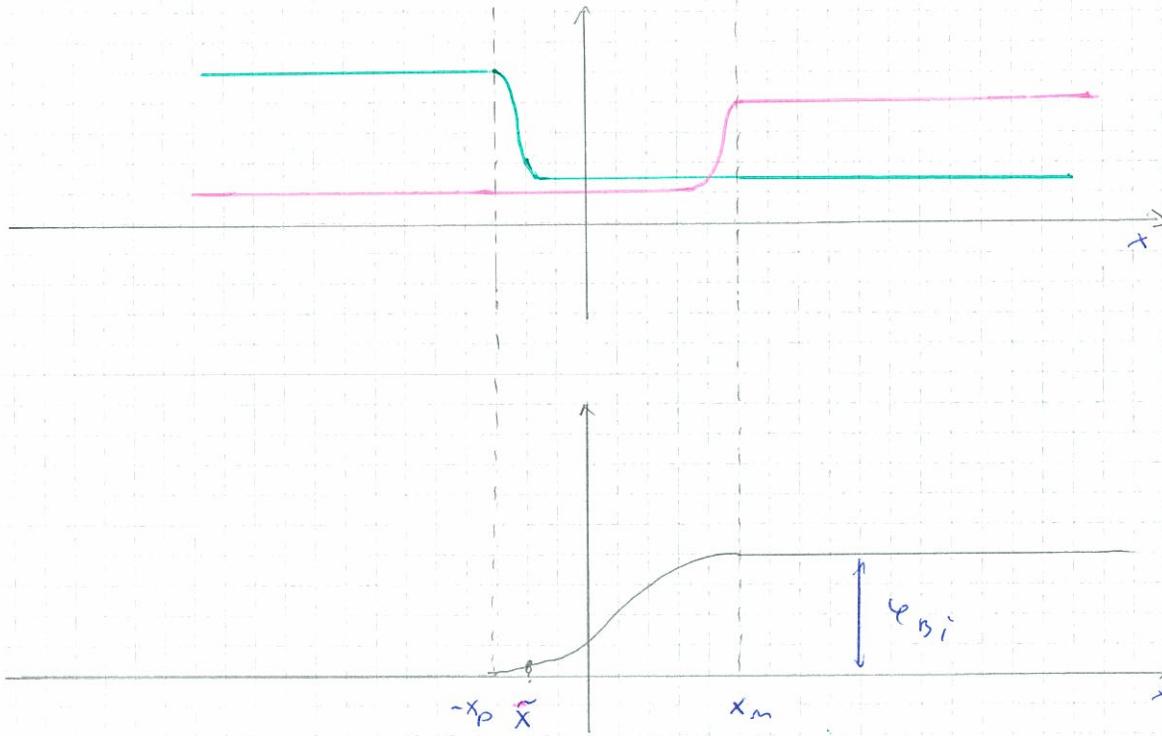
dico $x_0 = -x_p \Rightarrow p(\tilde{x}) = p(-x_p)$

$$p(\tilde{x}) = N_A e^{-\frac{\Phi(\tilde{x}) - \Phi(-x_p)}{V_T}}$$

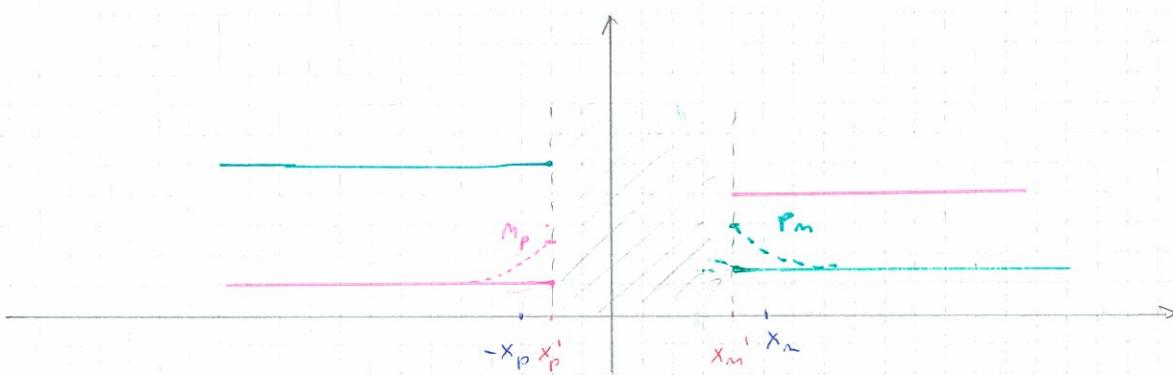
Se nel mio grafico $\Phi(\tilde{x})$ è positivo \Rightarrow l'esponente è negativo.

Quindi la concentrazione p delle buie decresce molto rapidamente se cresce il potenziale. Variano molto velocemente. Per questo possono considerare che l'ipotesi di moto unidimensionale sia vera.

Analogamente dall'altra parte la concentrazione dei maggioritari andrà velocemente a 0.

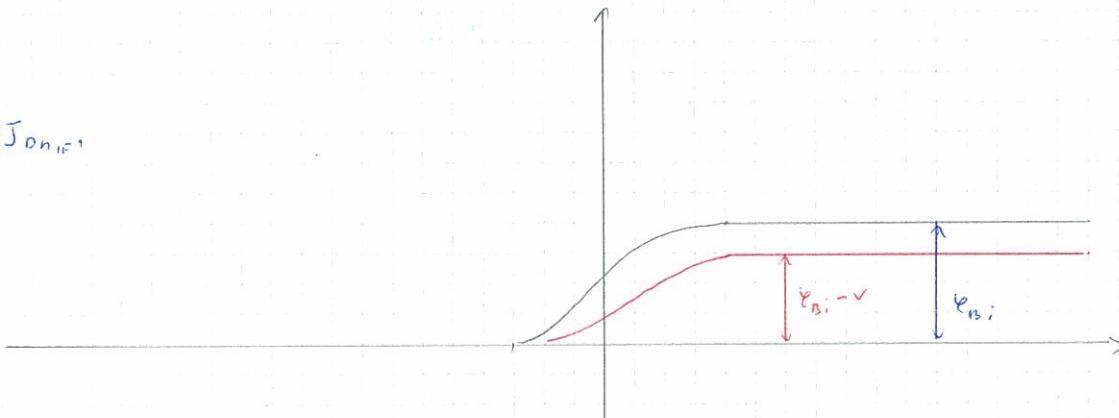


Supponiamo se si polarizza in diretta. La mia barriera si è ridotta.



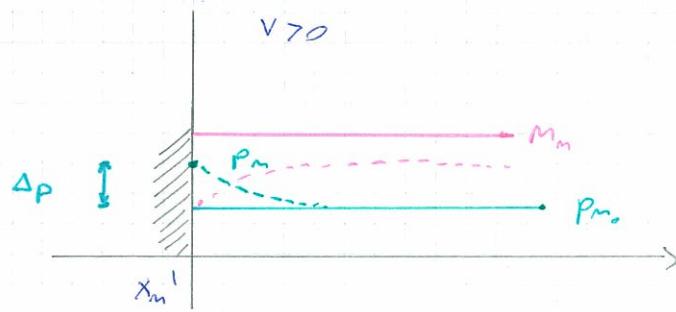
V70

$$J_{D,IF} > J_{Dn,IF}$$



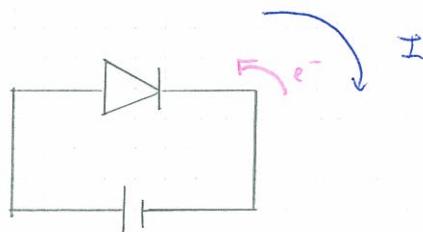
Siamo riusciti a rigore nello. All'interno delle regioni norte succede quello che succede prima (haurianolo). Nelle regioni neutre, nel momento in cui percorriamo direttamente, perdiamo le carica elettronica e la carica, perché iniettiamo elettroni e la carica che non si ricombinano immediatamente, ne perdiamo nelle regioni neutre. Siamo favorendo la diffusione. Gli inverno e finire nelle regioni quasi neutre di tipo p, mentre le laure andano e finire nelle regioni neutre di tipo n. Questo perché lo abbiano alle barriere.

Ma cosa è cosa che mi accade nella regione neutra? Torni a una situazione simile a quella che aveva all'equilibrio. Le laure non c'è. Scampiamo, ma si ricombinano con gli elettroni (analogo per gli elettroni in regione p).



se le laure si ricombinano con gli elettroni già presenti avremo che la regione si carica progressivamente.

Ma chi finisce elettroni che si ricombinano pur mantenendo la regione neutra? Sono elettroni provenienti dal circuito, che entrano dal contatto. Quanti saranno gli elettroni che riechiano? Tanti quanti quelli che perde per ricombinazione. Se io riechiano elettroni è come se avessi una corrente continua.



Si può dimostrare che

$$\Delta p = \frac{n_i^2}{N_0} \left(e^{\frac{V}{V_T}} - 1 \right)$$

- Δp aumenta all'aumentare della tensione.

Analogamente per la regione p

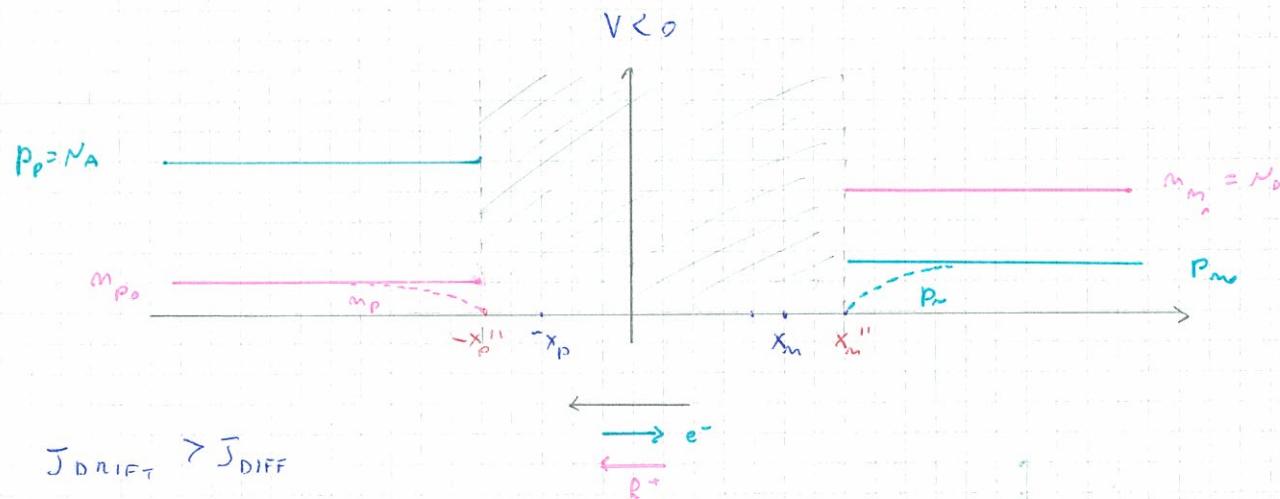
$$\Delta n = \frac{n_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{V}{V_T}} - 1 \right)$$

- ai contatti non ha riechiano di laure

Quindi in diretta possiamo modificare la concentrazione di minoritari in modo esponenziale verso quella delle terze.

Le formule appena viste valgono anche in caso di polarizzazione inversa.

Che cosa sta ad accadere? Si diventa VCO. Significa che invece di mandare portatori nella regione neutra ne tirerai via.



No me crede che perdi i minoritari e gli porti nella regione dove non diventano maggioritari. Prendiamo l'area della regione β e gli porti verso la regione α (e viceversa). Ma i portatori che si spostano sono pochi perché sono minoritari. Cosa perciò vedo è una perdita piccolissima. Nel caso della polarizzazione inversa, direi, invece, avrai tanti portatori maggioritari che si possono spostare. Nel caso della polarizzazione inversa possiamo dire quasi nulla.

$n_p = \text{elettroni}$ in regione β non in equilibrio

$$n_{p_0} = \text{elettroni in } \beta \text{ quasi neutri in equilibrio}$$

$p_n = \text{forze in } \alpha \text{ quasi neutri in equilibrio}$

$$p_{n_0} = \text{forze in } \alpha \text{ quasi neutri in equilibrio}$$

$$\Delta p = \frac{n_i^2}{N_0} \left(e^{\frac{V}{kT}} - 1 \right) = p_n - p_{n_0}$$

$$\Delta n = \frac{n_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{V}{kT}} - 1 \right) = n_p - n_{p_0}$$

Allora visto due contatti di carica: una fissa dovuta agli ioni in regione nuda. Poi allora una carica mobile, che è una carica che varia nelle regioni quasi nude.

Entrambe queste cariche dipendono dalla tensione. Quelle fisse dipendono dall'ampiezza delle regione nude. Quelle mobili dipendono esponenzialmente dalla tensione che applico.

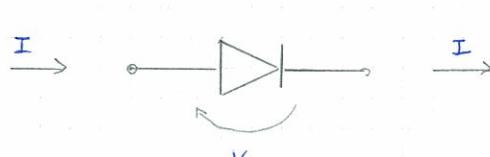
$\frac{dq}{dv}$ è una capacità.

Qui non posiamo più dire che c'è una capacità infinita. Possiamo solo dire

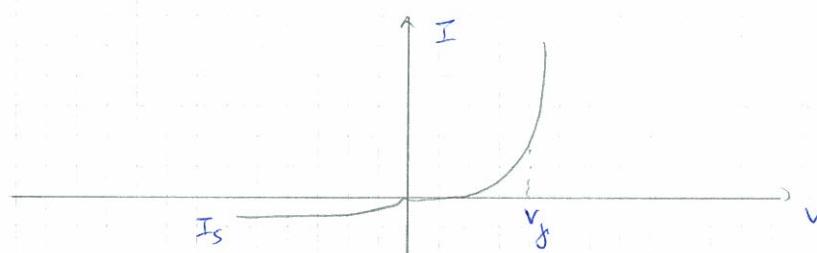
$$C = \frac{dQ}{dV}$$

la carica che c'è in più non dipende più linearmente dalla tensione che applichiamo. Alla variazione di carica che ottieni variano la tensione danno il nome di capacità.

Effetto Break-down



$$I = I_s (e^{\frac{V}{V_t}} - 1)$$



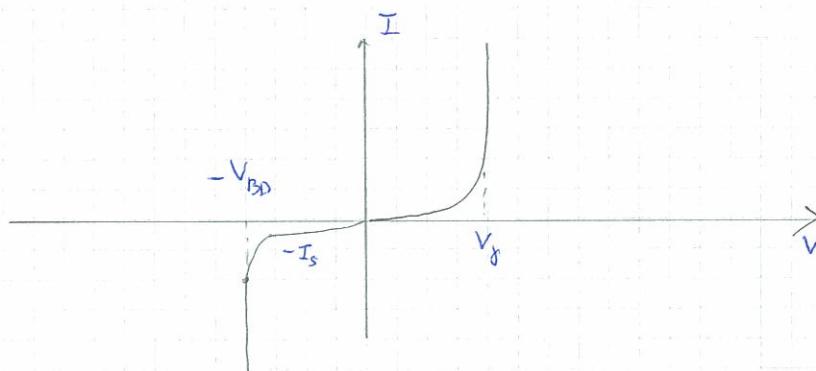
Quando V diventa maggiore di V_f effettivamente la giunzione comincia a condurre.

Quando polarizziamo in avanti si allarga la regione nuda e aumenta il campo elettrico al suo interno. Si allunga la zona dove si fa generazione. Dovendo pensare che le corrente aumenti quanto più polarizziamo in avanti. Adattando si creano fenomeni che possono portare al "break down" della giunzione.

IONIZZAZIONE DA IMPATTO (VALANCE GENERATION)

Il primo fenomeno è detto

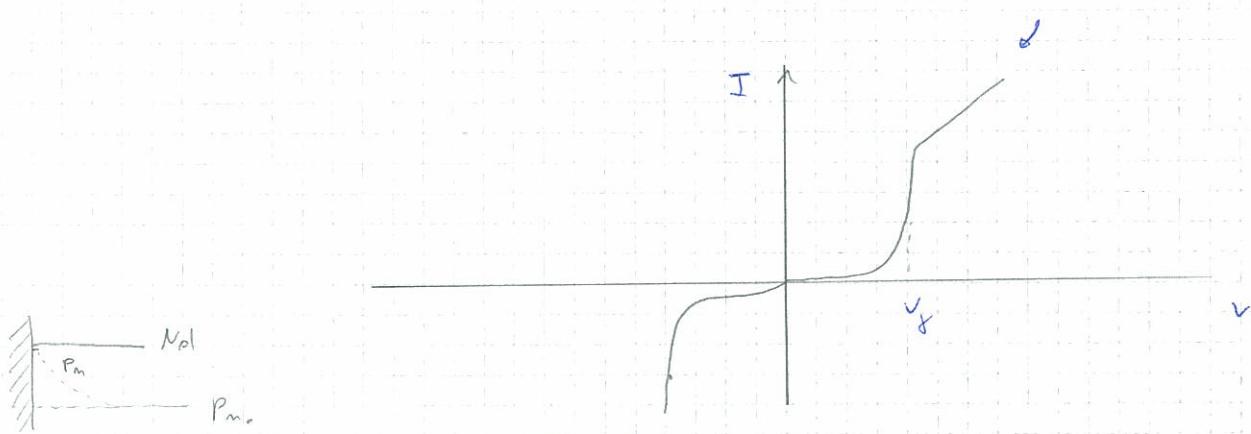
gli e⁻ vengono accelerati dal campo elettrico. Se hanno energia sufficiente rompono un legame elettron- legame e generano altri due portatori. Gli e⁻ vengono accelerati verso l'alto e si hanno accelerazioni energia rompono altri legami, ecc. Si ha un fenomeno a valanga che si auto-rigerisce. Si ha una corrente talmente forte che provoca scorrimento della giunzione.



EFFETTO ZEHNNEN

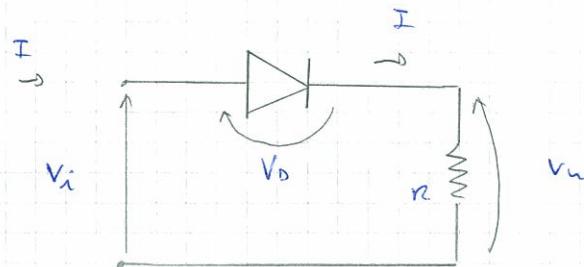
Noi abbiamo visto, ma il campo elettrico è qui fatto da tempo lui il legame. L'effetto è lo stesso di prima. Si ha solo una corrente di break-down. V_{BD} è un valore costante. Noi useremo sempre le correnti basate sulla condizione di break-down.

Quando polarizziamo molto in diretto mandiamo nella regione neutra molti portatori. Veriamo ad avere tra tensione e corrente una relazione di tipo ohmico $I = V/J$



Noi abbiamo visto che i portatori minoritari nella regione neutra sono pochi. Se però aumentiamo molto la tensione, i minoritari diventano quasi tanti come i maggioritari. Iniziamo ad esserci un campo anche nelle regioni quasi neutre. Alla corrente diffusiva abbiamo aggiunto una corrente di drift. Comincia a prevalere il comportamento ohmico delle regioni quasi neutre.

A cosa serve un diodo



Voglio vedere come varia la tensione in uscita in funzione di quella in ingresso, cioè voglio una relazione

$$V_u = V_u(V_i)$$

(1) $V_u = R \cdot I$, $I > 0$ se $V_D > 0$

(2) $V_i - V_u = V_D$ \leftarrow Kirchhoff alla meglio

Spostando i Re

(3) $I = I_s \left(e^{\frac{V_D}{V_T}} - 1 \right)$

mettendo insieme (1), (2), (3) ottengo

$$V_u = R \cdot I_s \left(e^{\frac{V_i - V_u}{V_T}} - 1 \right)$$

Dato che R è un esponentiale è difficile ricavare V_u in funzione di V_i .

$$\frac{V_u}{R \cdot I_s} = e^{\frac{V_i - V_u}{V_T}} - 1$$

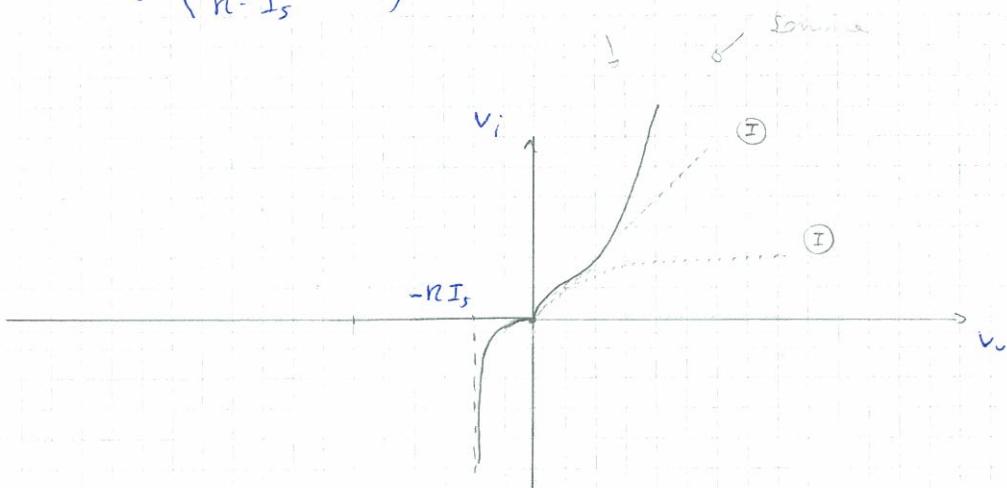
è più facile ricavare V_i in funzione di V_u

$$\frac{V_u}{R \cdot I_s} + 1 = e^{\frac{V_i - V_u}{V_T}}$$

$$\log \left(\frac{V_u}{R \cdot I_s} + 1 \right) = \frac{V_i - V_u}{V_T}$$

$$V_i = V_u + V_T \cdot \log \left(\frac{V_u}{n \cdot I_s} + 1 \right)$$

una retta



i) $V_u = -nI_s$

$$V_i = V_u + V_T \cdot \log(-1+1) \leftarrow \log(0) = -\infty \quad (\text{asintoti per } V_u \rightarrow nI_s)$$

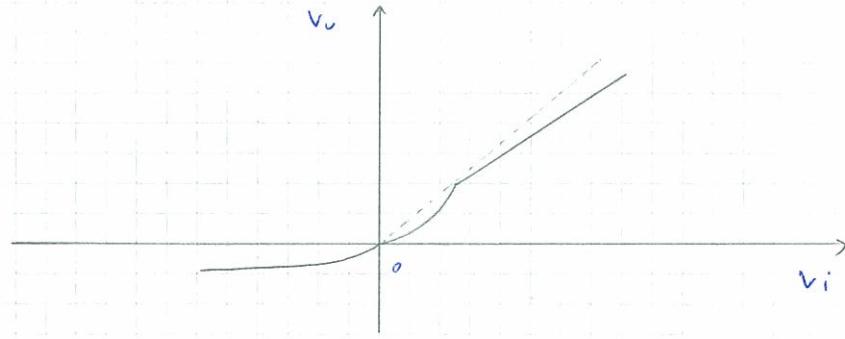
ii) $V_u = 0 \rightarrow V_i = 0 \quad (\text{la funz. passa per } 0)$

iii) $\log x \rightarrow \text{costante}$

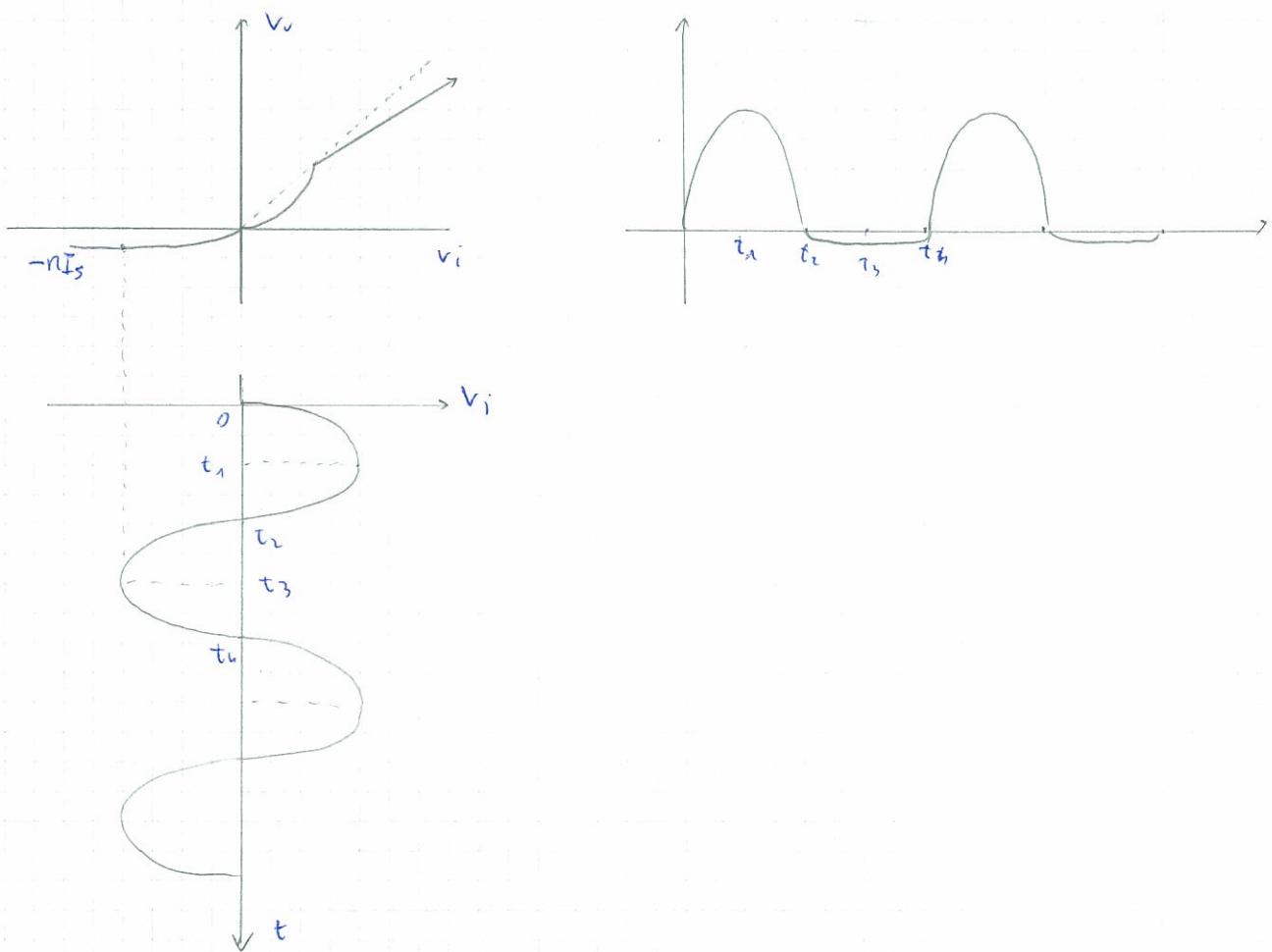
x grande

$$\begin{array}{l} \textcircled{I} \\ V_i = V_u + V_T \cdot \log \left(\frac{V_u}{n \cdot I_s} + 1 \right) \end{array} \quad \begin{array}{l} \textcircled{II} \\ \uparrow \\ \text{Somma delle} \\ \text{due cose} \end{array}$$

Ora devi solo ribaltare gli assi.

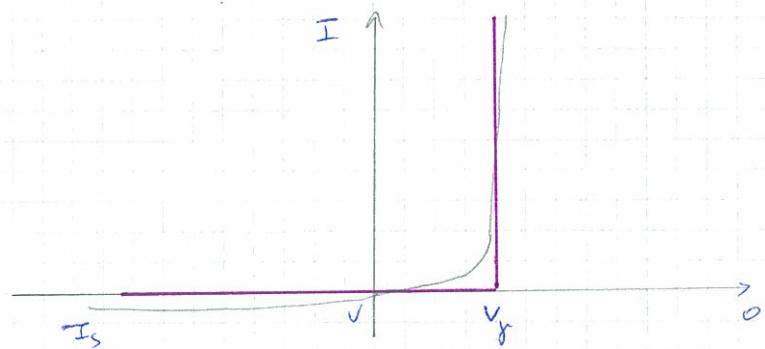


Sappiamo di avere un ingresso sinusoidale. Scriviamo per punti $V_o(t)$



le semionde positive vengono più o meno replicate quasi esattamente, mentre le semionde negative vengono quasi annullate. Parliamo di circuito RADDIZIONE A SINGOLA SEMIONDA. Quello che balza all'occhio è la complessità di usare questo modello esponenziale. Dobbiamo cercare di mettere approssimazioni che ci permettano di semplificare la vita.

Modello a soglia del diodo



Per semplificare, sostituiamo al modello visto per la corrente nel diodo un modello lineare a tratti. Dice

$$\begin{cases} V_d < V_f & I = 0 \\ V_d = V_f & I > 0 \end{cases}$$

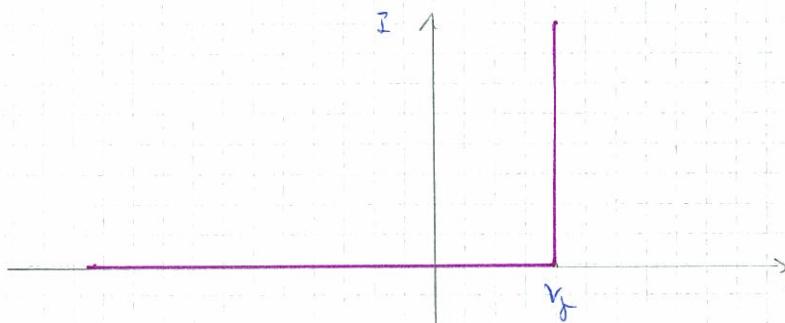
o diodo off

Diciamo che la tensione del diodo acceso è V_f o minore di V_f . In realtà non connettiamo un errore troppo grande, perché noi lavoriamo sempre con errori nell'intorno di V_f , altrimenti la corrente va troppo su.

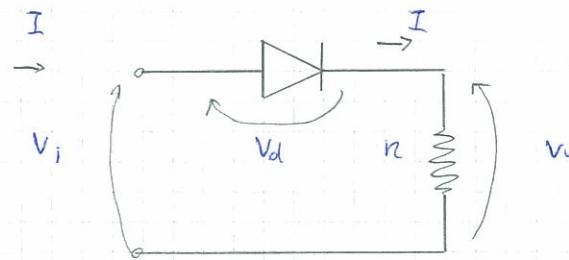
Un'altra approssimazione che facciamo è dire che $I \approx 0$ per $V < V_f$.

O comunque un errore abbastanza piccolo, perché per $V < V_f$ la corrente è trascurabile.

MODELLO A SOGLIA DEL DIODI



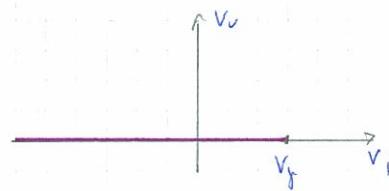
Riprendiamo le relazioni già viste e vediamo se si semplificano.



Cerchiamo V_u in funzione di V_i .

$$V_d = V_i - V_u$$

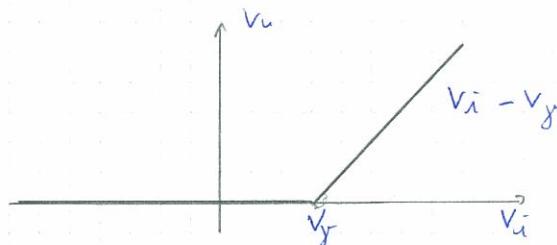
i) $V_d < V_f \Leftrightarrow I = 0 \Leftrightarrow V_u = R \cdot I = 0$ ma $V_d = V_i - V_u$
ma $V_u = 0 \Rightarrow V_i < V_f$



$$V_i < V_f$$

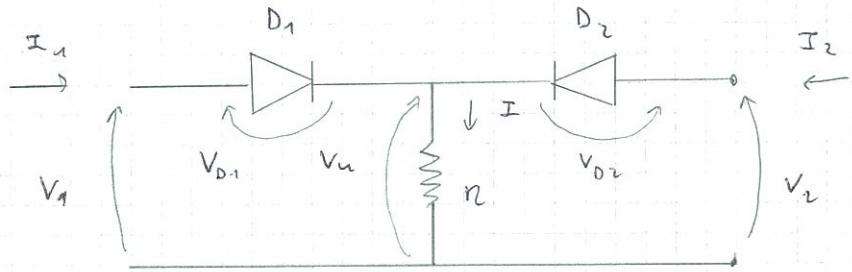
D. OFF e $V_u = 0$

ii) $V_d = V_f \rightarrow I > 0 \Leftrightarrow V_u = R \cdot I$ ma $V_d = V_i - V_u = V_f \Leftrightarrow$
 $\Leftrightarrow V_u = V_i - V_f$ per $I > 0 \Leftrightarrow \frac{V_u}{R} > 0 \Leftrightarrow V_u > 0$



$\begin{cases} V_i < V_f & V_u = 0 \\ V_i \geq V_f & V_u = V_i - V_f \end{cases}$

Osservazione



Abbiamo visto che varia V_u in funzione degli ingressi. I diodi possono essere entrambi accesi, entrambi spenti o uno acceso e uno spento.

D_1	ON	OFF
ON	(111)	(11)
OFF	(11)	(1)

$$I = I_1 + I_2$$

$$V_u = h \cdot I$$

i) Se sono entrambi spenti.

Se D_1 OFF e D_2 OFF

$$\begin{array}{c} \text{V}_u < \text{V}_f \\ \downarrow \\ \text{I}_1 = 0 \end{array} \quad \begin{array}{c} \text{V}_{D2} < \text{V}_f \\ \downarrow \\ \text{I}_2 = 0 \end{array} \quad \left. \begin{array}{l} \text{V}_u = R \cdot I = R \cdot (I_1 + I_2) = 0 \\ \text{V}_u = 0 \end{array} \right\}$$

Possiamo avere

$$V_{D1} = V_1 - V_u < V_f$$

$$V_{D2} = V_2 - V_u < V_f$$

Per siano nelle condizioni entrambi off se fintanto che

$$V_{D1} = V_1 - V_u < V_f$$

$$V_{D2} = V_2 - V_u < V_f$$

$$\text{ma } V_u = 0$$

$$V_1 < V_f$$

$$V_2 < V_f$$

ii) ∇D_1 ON, D_2 OFF

$$\text{Se } D_1 \text{ ON} \Rightarrow V_{D1} = V_F$$

D_1 ON, D_2 OFF

$$\downarrow \quad \downarrow$$

$$V_{D1} = V_F \quad V_{D2} < V_F$$

$$\downarrow \quad \downarrow$$

$$I_1 > 0 \quad I_2 = 0$$

$$\text{Se } \nabla u = n \cdot I = n(I_1 + I_2) = n \cdot I_1 > 0$$

perché $I_1 > 0$

$$\text{Ma } V_u = V_1 - V_{D1} = V_1 - V_F > 0 \Leftrightarrow V_1 > V_F$$

$$V_u = V_2 - V_{D2} \quad \text{Se } D_2 \text{ OFF} \quad V_{D2} < V_F$$

$$\begin{aligned} V_{D2} &= V_2 - V_u < V_F & V_2 &< V_F + V_u \\ V_1 - V_u &= V_F & V_1 &= V_F + V_u \end{aligned}$$

$$V_1 > V_2$$

Il segnale più alto (in questi casi V_1) è quello che controlla le circuiti.

Se $V_1 > V_2$ allora è D_1 che si accende

$$V_1 > V_2 \rightarrow D_1 \text{ ON}$$

iii) è il caso duale rispetto a prima

$$V_2 > V_1 \rightarrow D_2 \text{ ON}$$

iv) D_1 ON, D_2 ON

$$\downarrow \quad \uparrow$$

$$V_{D1} = V_F \quad V_{D2} = V_F \quad \left. \right\} I = I_1 + I_2 > 0$$

$$I_1 > 0 \quad I_2 > 0$$

$$V_u = n \cdot I > 0$$

perché $I > 0$

Kirchhoff Laws o calcolo di V_u

$$\nabla u = V_1 - V_F \Leftrightarrow V_1 = V_F$$

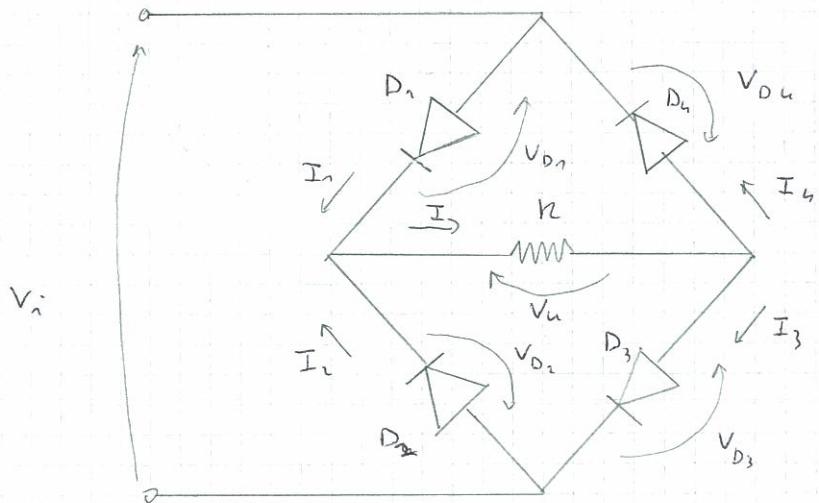
$$V_u = V_2 - V_F$$

$$\text{ma } V_u > 0 \Rightarrow$$

$$V_1 > V_F$$

$$V_2 > V_F$$

Osservazioni



Vedremo che alcuni casi non sono possibili.

$$V_u = n \cdot I \quad I = I_1 + I_2 = I_3 + I_4$$

per esempio $I_1 > 0 \Rightarrow I > 0$

1) Supponiamo D_1 ON $I = I_1 + I_2$

$$\downarrow \qquad \downarrow$$

$$V_{D1} = V_f \quad I_1 > 0 \rightarrow I > 0 \rightarrow V_u = n \cdot I > 0$$

Consideriamo la maglia composta da D_1 , n e D_4 . Fissi un verso di percorrenza e dico

$$V_{D1} + V_u + V_{D4} = 0 \quad V_{D4} = -(V_{D1} + V_u) = -(V_f + V_u) < 0$$

$\Rightarrow D_4$ deve essere per forza OFF.

$$\text{Se } D_4 \text{ OFF} \rightarrow I_4 = 0 \quad \text{ma} \quad I = I_3 + I_4 = I_3$$

Per allora dedico che $I > 0 \rightarrow I_3 > 0 \rightarrow D_3$ ON

$$V_{D3} = V_f$$

Ora dobbiamo capire cosa fa D_2 . Consideriamo la maglia composta da D_2 , n , D_3 . Fissi un verso di percorrenza della maglia e dico

$$V_u + V_{D2} + V_{D3} = 0 \rightarrow V_{D2} = -(V_u + V_{D3}) = -(V_u + V_f) < 0$$

\downarrow
 D_2 OFF

Bra dobbiamo capire sotto quali condizioni è vera la nostra ipotesi (D_1 on)

1) D_1 on $\rightarrow D_3$ on $V_u = R \cdot I_1 = R \cdot I_3 = R \cdot I > 0$

Per quale valore di V_u sono in questi casi? E come è legata V_u a V_i ?

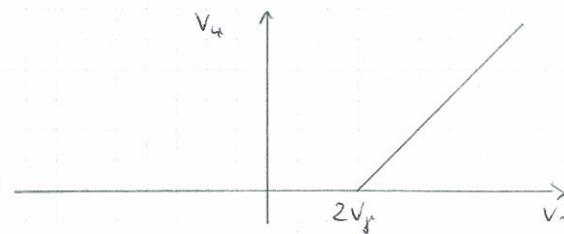
Consideriamo le migliori formule da V_i , D_1 , R , D_3 possiamo dire

$$V_u = V_f + V_u + V_f = V_u + 2V_f \Leftrightarrow V_u = V_i - 2V_f$$

Se ipotizziamo che esiste una qualche relazione fra V_u e V_i con $V_u > 0$.

$$\text{ma } V_u > 0 \Rightarrow V_u = V_i - 2V_f > 0 \rightarrow V_i > 2V_f$$

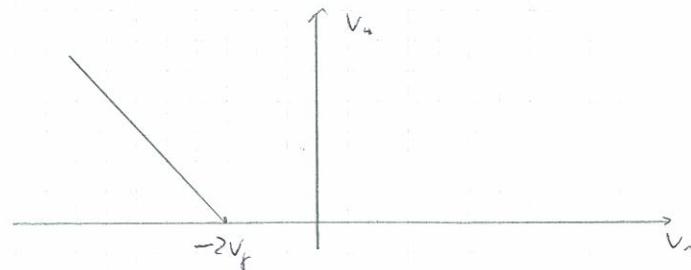
quando è vero vale



Per accendere il diodo mi serve una tensione V_f . Quella che ho in più
cade sulla resistenza.

2) Se accendo D_u si accende D_2 , mentre sono aperti D_1 e D_3 .

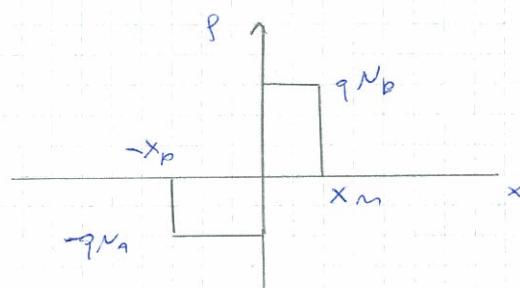
La caratteristica ingresso - uscita è



Carica di giunzione

I processi di accensione e spegnimento del diodo sono istantanei? No, perché ci sono degli effetti di tipo capacitivo. Nel diodo infatti abbiano una carica che non può variare istantaneamente. Ha un effetto capacitivo se ha una curva che varia con la tensione che applica. Che contributi di carica abbiano nella regione di giunzione pm?

Abbiano un primo contributo dovuto alla carica nella regione invertita.



Se che questa curva varia al variare delle tensioni, perché allora varia nel segno la regione invertita.

La curva, ad es. a sx, sarà:

$$-qN_A \cdot x_p = Q_j \quad \text{carica di giunzione.}$$

Dall'altra parte avrà la stessa curva ma di segno opposto. Come varia Q_j con la tensione? Supponiamo

$$\left. \begin{aligned} x_p + x_m &= x_d \\ N_A \cdot x_p &= N_D \cdot x_m \rightarrow x_m = \frac{N_A}{N_D} \cdot x_p \end{aligned} \right\} x_p \left(1 + \frac{N_A}{N_D} \right) = x_d$$

Esprimendo x_p in funzione di x_d , perché x_d varia, x_p varia. x_d in funzione della tensione.

$$x_p = \frac{x_d}{1 + \frac{N_A}{N_D}}$$

Sostituendo nell'espressione di prima

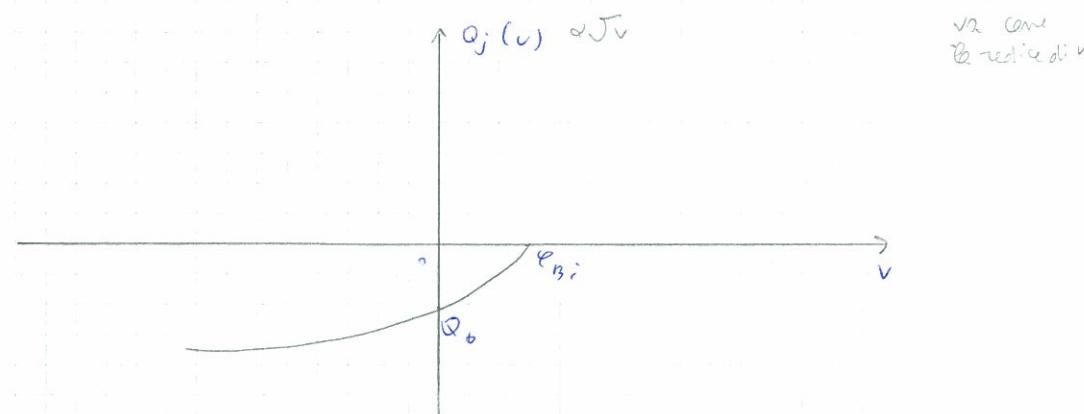
$$Q_j(V) = -qN_A \cdot x_p = -qN_A \frac{x_d}{1 + \frac{N_A}{N_D}} = \frac{-q x_d}{\frac{N_D + N_A}{N_D N_A}} = \frac{-q x_d}{\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}}$$

$$= -q \sqrt{\frac{2\epsilon_{si}}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (\varphi_{Bi} - v)} =$$

$$= -\sqrt{q^2 \cdot \frac{2\epsilon_{si}}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (\varphi_{Bi} - v)} = -\sqrt{\frac{2\epsilon_{si} q}{\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} (\varphi_{Bi} - v)}$$

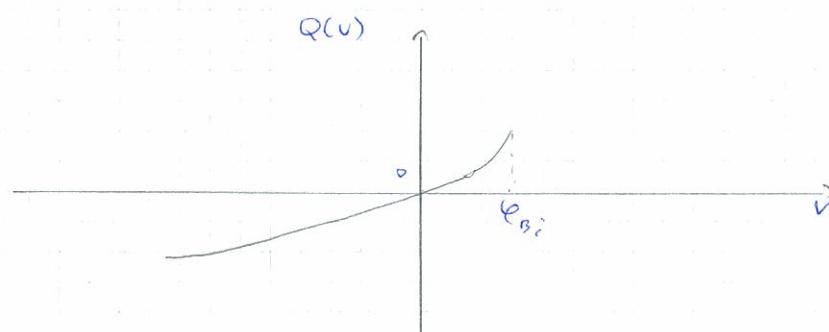
La curva dipende dalla tensione applicata con \sqrt{v} . Questo è la curva che diversi pressante grandi siano in inverse (la regione suotata si allarga).

$$Q_j = -\sqrt{\frac{2\epsilon_{si} q}{\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} (\varphi_{Bi} - v)}$$



Di solito, invece di ragionare in termini Q_j , si ragiona in termini di variazione di curva rispetto alla curva che lo sull'equilibrio.

$$Q(v) = Q_j - Q_0$$



A questa variazione si cerca però utilizzare una capacità

$$C_j = \frac{dQ_j}{dV} \quad \text{Capacità di giunzione.}$$

Capacità di giunzione

$$C_j = \frac{dQ_j(v)}{dV} = -\sqrt{\frac{2\epsilon_s q}{\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}} \cdot \frac{d}{dV} (\varphi_{B_i} - V)^{\frac{1}{2}} =$$

$$= -\sqrt{\frac{2\epsilon_s q}{\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}} \cdot \frac{1}{2} (\varphi_{B_i} - V)^{\frac{1}{2}-1} \cdot (-1) = \sqrt{\frac{2\epsilon_s q}{\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varphi_{B_i} - V}} =$$

$$= \sqrt{\frac{q\epsilon_s}{2\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varphi_{B_i}}} \cdot \sqrt{1 - \frac{V}{\varphi_{B_i}}}$$

C_{j_0}

$$C_j = \frac{C_{j_0}}{\sqrt{1 - \frac{V}{\varphi_{B_i}}}}$$

$$C_{j_0} = \sqrt{\frac{q\epsilon_s}{2\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varphi_{B_i}}}$$

Potiamo esprimere C_j in un altro modo. Prima di semplificare abbiamo visto che

$$C_j = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (\varphi_{Bi} - V)} \cdot \epsilon_s = \sqrt{\frac{2\epsilon_s^2}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (\varphi_{Bi} - V)} = \frac{\epsilon_s}{x_d} \left[\frac{F}{cm^2} \right]$$

P

Sono tutte capacità su superficie

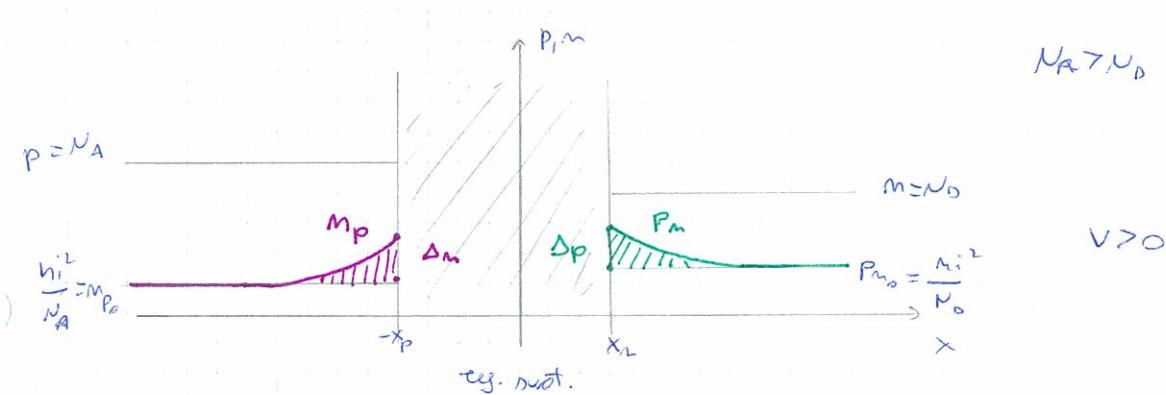
C_j è la capacità di un condensatore le cui armature sono distanti x_d e fatta con due armature in un isolante di ϵ_s costante dielettrica del silicio

$$C_j = \frac{\epsilon_s}{x_d}$$

CAPACITÀ DI GIUNZIONE

Capacità di diffusione

c'è un'altra varia che vede prevalentemente quando polarizza in diretta.



Se polarizziamo in diretta avremo un'iniezione di minoranze. Abbiamo detto che Δ_p e Δ_m dipendono dalla tensione che applichiamo.

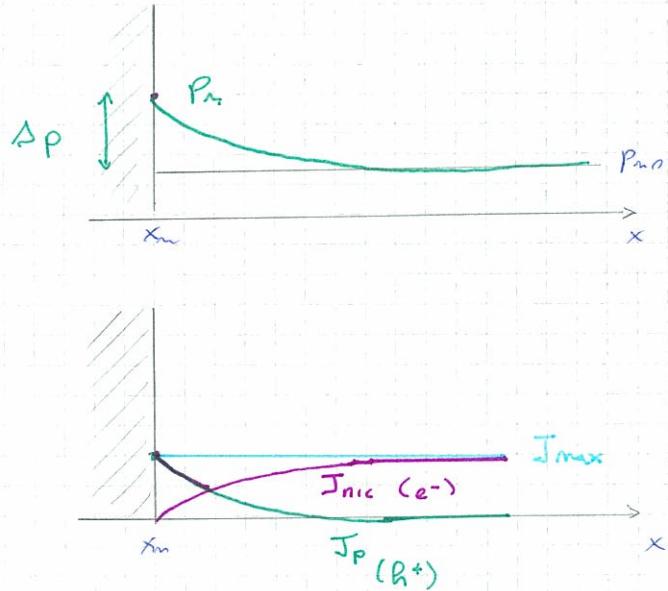
$$\Delta_p = \frac{n_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{V}{V_T}} - 1 \right) = p_n - p_{n_0}$$

$$\Delta_m = \frac{n_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{V}{V_T}} - 1 \right) = m_p - m_{p_0}$$

Quando $V > 0$ allora $\Delta_p > 0$ e $\Delta_m > 0 \Rightarrow$ iniezione minoritaria nelle regioni quasi neutre ($p_n > p_{n_0}$ e $m_p > m_{p_0}$). L'inverso se polarizzo in inverso.

Quindi variano la tensione applicata alle giunzione varia la concentrazione di portatori minoritari. Ma se ha una variazione di carica avrà anche una variazione effetto capacitivo della CAPACITÀ DI DIFFUSIONE.

Allora poi dato che per varia con $x \Rightarrow \frac{dp_n}{dx} \neq 0 \Rightarrow$ ha una corrente (corrente diffusiva) J_p



Ma sarebbe da dire che la corrente diminuisce non è vero che a soluzioni della zona quasi neutra hanno le soluzioni che la stessa corrente lungo tutta la giunzione.

Questo perché sto richiamando elettroni dai catodi. La corrente dovuta agli elettroni richiamati (j_{n0}) aumenta non è vero che a soluzioni della giunzione.

\downarrow
Corrente di
ricombinazione

è una corrente di elettroni che si vanno a ricombinare con le bucce.

la carica $Q_{\text{DIFF}}(v)$ diventerà molto piccola quando variano inversamente esponenzialmente quando siano in diretta.

Quanto vale la capacità di diffusione associata a questa carica?

$$Q_{\text{DIFF}}(v)$$

$$C_{\text{DIFF}}(v) = \frac{dQ_{\text{DIFF}}(v)}{v}$$

Osserviamo che questa è la carica che si muove ed origina la corrente.

Non bisogna altra cosa dico che

$$I = I_s (e^{\frac{V}{V_T}} - 1)$$

$$\dot{q} = \frac{dq}{dt}$$

Poiché la corrente è originata dalla carica di diffusione possiamo scrivere

$$Q_{\text{DIFF}} \approx I$$

La carica è proporzionale alla corrente che scorre nel diodo. Ricordando
 $\dot{q} = \frac{dq}{dt}$ la costante di proporzionalità dovrà avere le dimensioni di un
tempo.

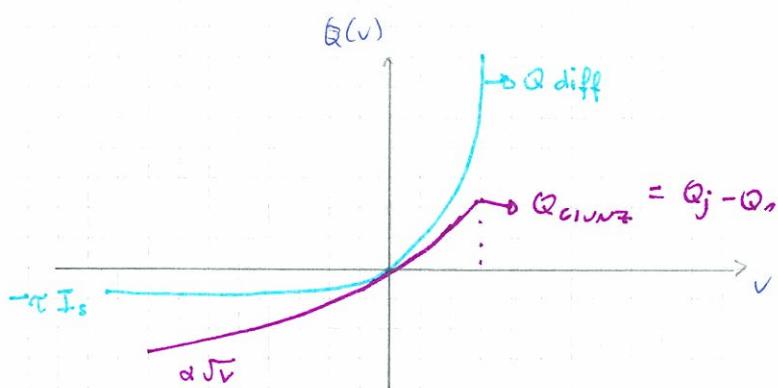
$\tau = \text{TEMPO DI TRANSITO DEL DIODO}$

Dipende dai tempi di collisione di elettroni e lacune.

$$Q_{\text{DIFF}} = \tau \cdot I_s (e^{\frac{V}{V_T}} - 1)$$

Questo è valido anche in inverso (rimane la proporzionalità tra Q ed I).

Se vogliamo rappresentare Q_{diff} vediamo per $V < 0$ è diversa traiettoria
rispetto a 1. In di retta vedo una curva che cresce esponenzialmente con la tensione
che applico.



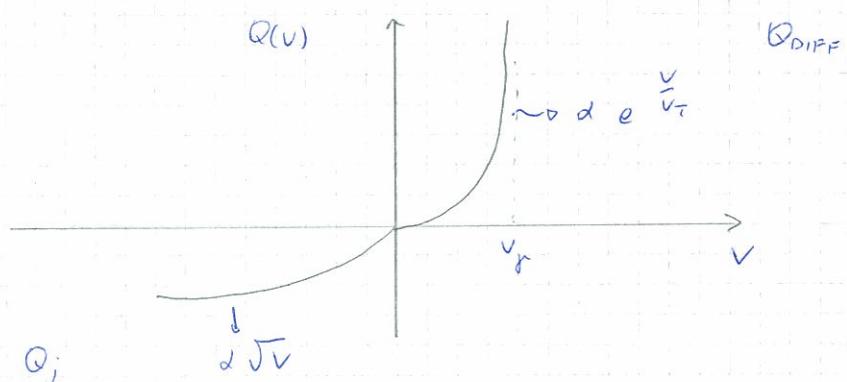
La capacità di giunzione sarà predominante in diretta inversa
e in diretta diffusione, mentre in inversa diretta.

$$C_{\text{DIFF}}(v) = \frac{dQ_{\text{DIFF}}(v)}{v} = \frac{d}{dv} \left[\approx I_s \left(e^{\frac{v}{V_T} - 1} \right) \right] = \frac{\tau I_s}{V_T} e^{\frac{v}{V_T}} \approx \frac{\tau I}{V_T} \approx \frac{Q_{\text{DIFF}}(v)}{V_T}$$

perche' di solito sono
in diretta quando considero
 $Q_{\text{DIFF}}(e^{\frac{v}{V_T}} \gg 1)$

$$C_{\text{DIFF}}(v) = \frac{Q_{\text{DIFF}}(v)}{V_T}$$

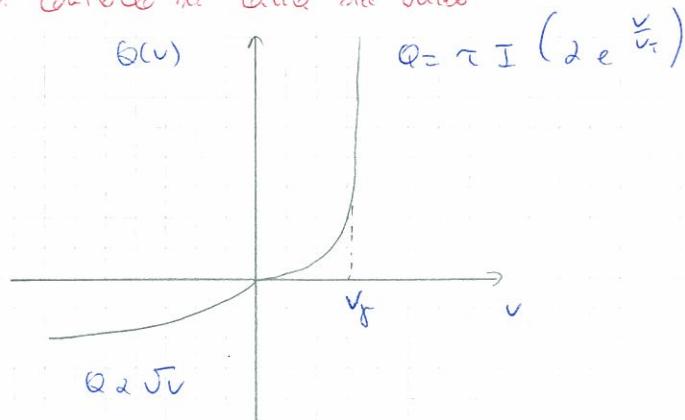
Potrei semplificare il mio grafico dicendo



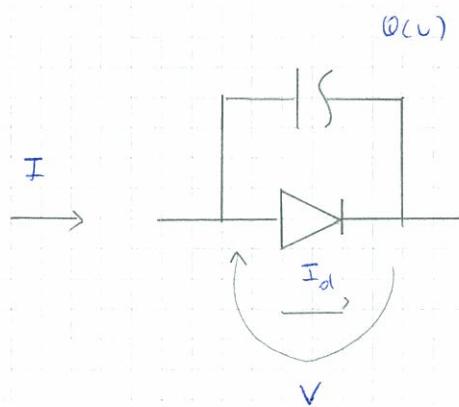
In diretta prevale (quindi considero solo questo) Q_{DIFF} , in inverso prevale Q_j

Se accendo e spego un diodo non vedo immediatamente delle variazioni di tensione e corrente, perché ho delle cariche da muovere e quindi ho degli effetti gravitativi.

Modello a controllo di carica del diodo



Per mettere in evidenza questo fenomeno dovrà mettere a fuoco al diodo un condensatore di capacità variabile.



$$I = I_d + \frac{dQ(v)}{dt} = \frac{Q}{\tau} + \frac{dQ}{dt}$$

Corrente di spostamento

A regime la corrente di spostamento andrà a 0 e tornerà ad avere $I = I_s (e^{\frac{V}{\tau}} - 1)$.

Ma se considero dei transitori non è trascurabile.

Ho espresso la corrente in funzione della carica. Si parla di "modello a controllo di carica del diodo". La corrente che scorre nel diodo dipende dalla carica che c'è e da quella che muore.

In condizioni stazionarie

MODELLO A CONTROLLO DI CARICA DEL DIODO

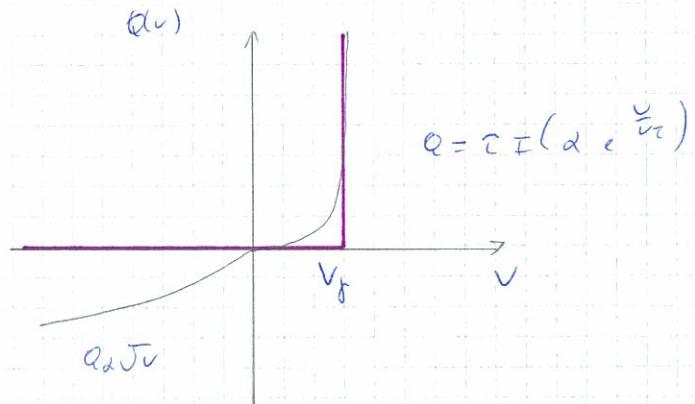
$$\frac{dq}{dt} = 0 \rightarrow I = \frac{Q}{\tau}$$

$$I = \frac{Q}{\tau} + \frac{dQ}{dt}$$

In questo modello esprimono le correnti in funzione delle quiche, che a loro volta dipenderanno dalla tensione.

Cerchiamo di calcolare la capacità introducendo un modello più semplice, come abbiamo fatto col modello a negligenza del diodo.

Modello a sgola per il modello a controllo di area dei diodi



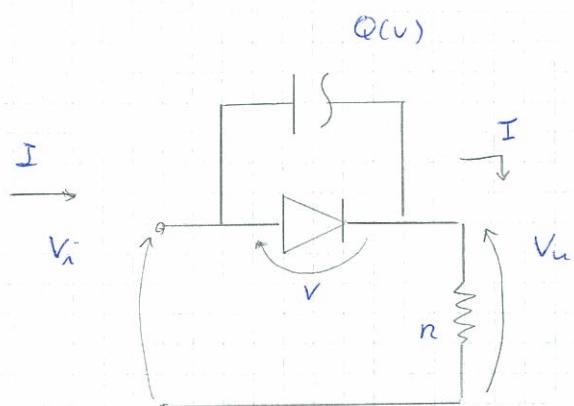
qui connette un
errore un po' grande

qui connette un errore
che è piccolo

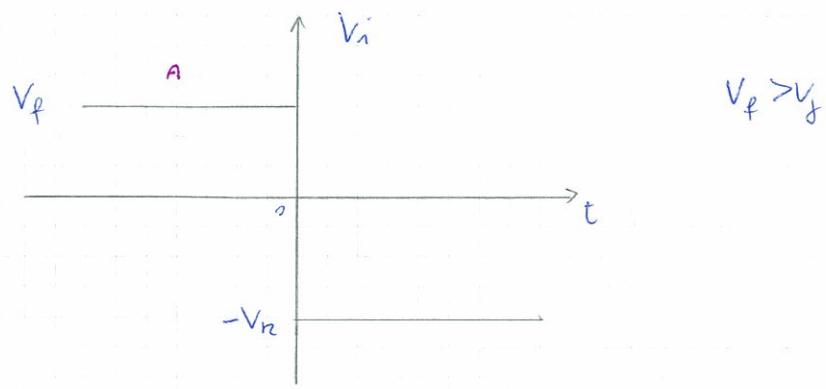
$$Q(v) = \begin{cases} V < V_f & Q = 0 \\ V = V_f & Q = \tau I \\ V > V_f & Q = \tau I e^{\frac{V-V_f}{V_T}} \end{cases}$$

MODELLO A SGOLA

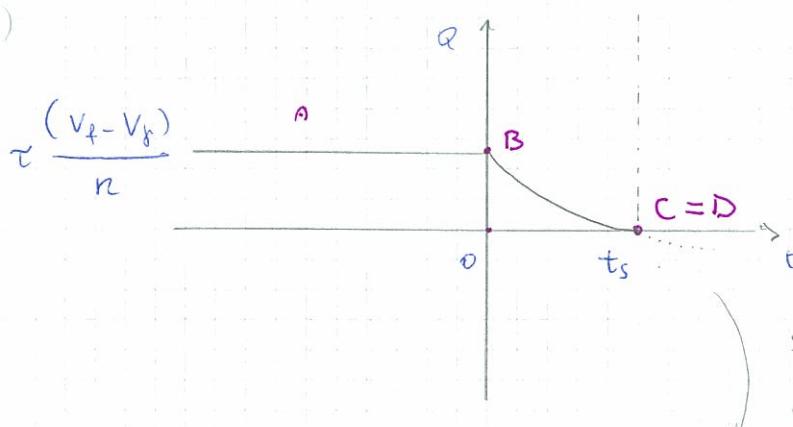
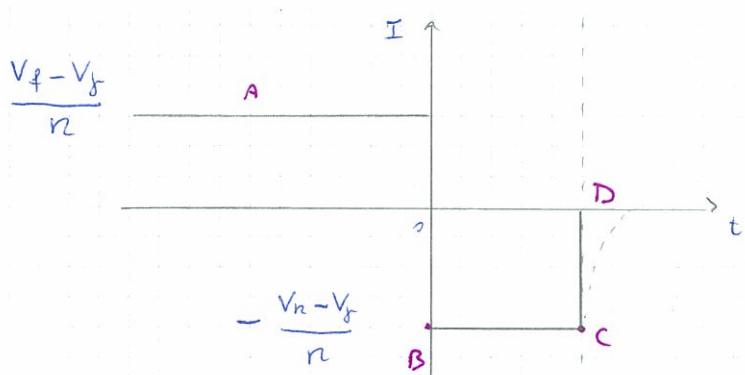
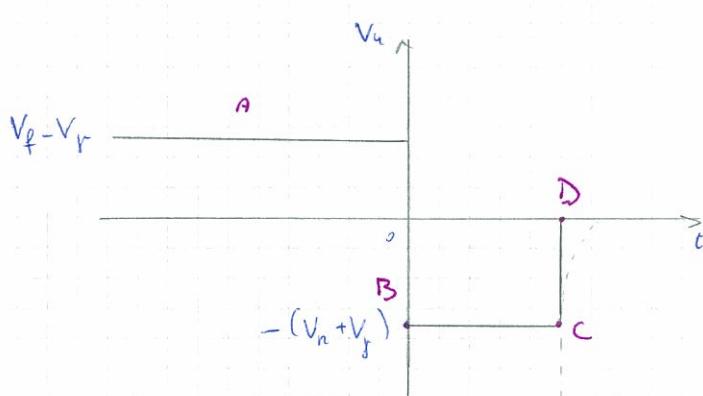
Applichiamo questo modello



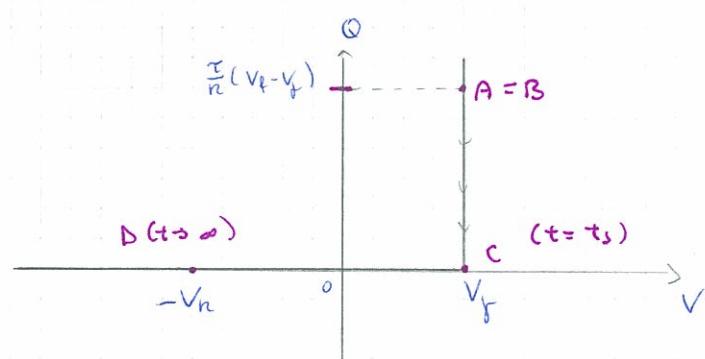
Come variano V_u , n , Q al variare di V_i ? Si usano le regole a
sgola vista sopra.



$$V_f > V_j$$



Secondo il mio modello non ha senso parlare di carica negativa



$$I = \frac{Q}{\tau} + \frac{dQ}{dt}$$

1) $t < 0$

$$V_i = V_f$$

A

$$I = \frac{Q}{\tau} + \frac{dQ}{dt} = \frac{Q}{\tau}$$

CONDIZIONE
STAZIONARIA

$$V_i = V_f > V_f$$

$$\text{DIO DIO OR} \rightarrow V = V_f$$

↓

$$V_u = V_i - V_f = V_f - V_f$$

$$I = \frac{V_u}{n} = \frac{V_f - V_f}{n}$$

$$I = \frac{Q}{\tau} \rightarrow Q = \tau I = \frac{\tau}{n} (V_f - V_f) = \tau \left(\frac{V_f - V_f}{R} \right)$$

2) $t = 0^+$

$$V_i = -V_n$$

B

La corrente non può variare istantaneamente nel tempo, per cui

$$Q(0^-) = Q(0^+)$$

La tensione non può variare perché rimane costante la corrente

$$v(0^-) = v(0^+) = V_f$$

$$V_i(0^-) - V_u(0^+) = V_i(0^+) - V_u(0^+)$$

$$V_f - (V_f - V_f) = -V_n - V_u(0^+)$$

↑

$$V_u(0^+) = -V_n - V_f$$

$$I = \frac{V_u}{n} = -\frac{V_n + V_f}{n}$$

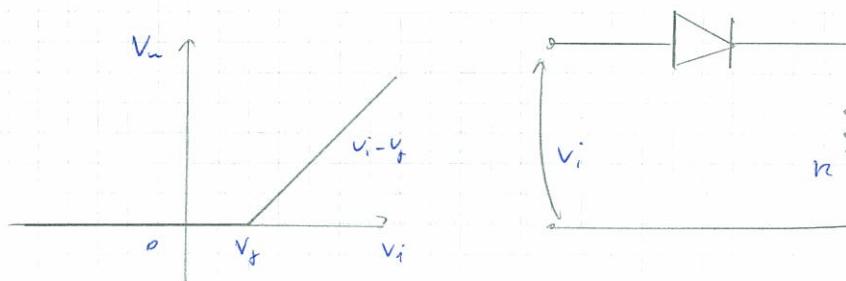
Il diodo doppio è spento, invece ha una corrente negativa.

dovuta alla corrente che continua a scaricare sulla capacità. È negativa perché stiamo ripartendo a partire da zero. Sto dividendo la curva nella regione quasi nulla. Per capire come varia questa corrente devo risolvere questa eq. diff.

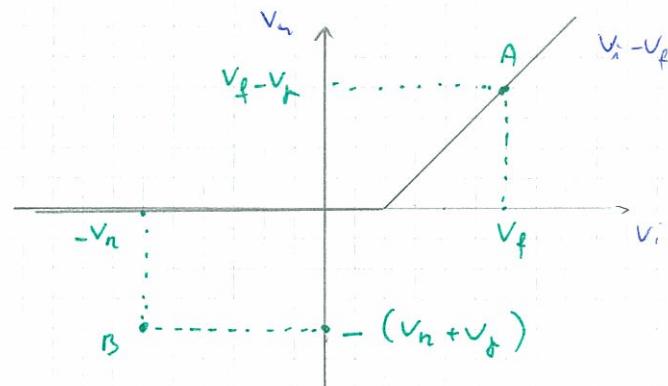
$$I = \frac{Q}{C} + \frac{dQ}{dt}$$

Questa corrente negativa sta scaricando la capacità che abbiamo caricato in diretta.

Per $t \rightarrow \infty$, siccome lo sul diodo una tensione regolazione, ie dico sarà spento.



Se analizziamo il circuito dal punto di vista statico si trova cosa da dire. Per $V_i < -V_h$ dovei avere $V_o = 0$, invece non è così per $V_i = t=0^+$. A regime dovrà però ripartirsi a $V_o = V_h > 0$.



Sono usati solo le caratteristiche statiche. Una non è in grado di diri cosa succede in transitorio.

$$I = \frac{Q}{\tau} + \frac{dQ}{dt} = -\frac{V_n + V_f}{R}$$

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{\tau} = -\frac{V_n + V_f}{R}$$

$$Q(t) = A e^{-\frac{t}{\tau}} + B$$

Dobbiamo determinare A e B

$$i) Q(0^+) = \frac{\tau}{n} (V_f - V_f)$$

$$Q(0^+) = A + B$$

$$ii) t \rightarrow \infty \quad \frac{dQ}{dt} \rightarrow 0$$

$$Q(t \rightarrow \infty) = -\frac{\tau}{n} (V_f + V_f)$$

$$Q(t \rightarrow \infty) = B$$

$$iii) \left\{ \begin{array}{l} B = -\frac{\tau}{n} (V_f + V_f) \\ A + B = \frac{\tau}{n} (V_f - V_f) \end{array} \right.$$

$$iv) \left\{ \begin{array}{l} A + B = \frac{\tau}{n} (V_f - V_f) \Leftrightarrow A = \frac{\tau}{n} (V_f - V_f) - B = \frac{\tau}{n} [V_f - V_f + V_n + V_f] \end{array} \right.$$

ii

$$\left\{ \begin{array}{l} A = \frac{\tau}{n} [V_f + V_f] \\ B = -\frac{\tau}{n} (V_f + V_f) \end{array} \right.$$

Quindi, raccogliendo $\frac{\tau}{n}$ e ricordando $Q(t) = A e^{-\frac{t}{\tau}} + B$

$$Q(t) = \frac{\tau}{R} \left[(V_f + V_n) e^{-\frac{t}{\tau}} - (V_n + V_f) \right]$$

La carica $Q(t)$ per $Q(t) \rightarrow -\infty$ diventa negativa. Ma in questo modello non ha senso parlare di carica negativa. Possiamo andare a vedere qual'è l'istante di tempo corrispondente a $Q(t) = 0$ (punto c), e' il tempo che impiega a portare via tutta la carica (il diodo è spento).

$$Q(t) \Big|_{t=t_s} = 0$$

$$Q(t) = 0 \Leftrightarrow \frac{1}{C} \left[(V_f + V_n) e^{-\frac{t}{\tau}} - (V_n + V_f) \right] = 0$$

$$e^{-\frac{t_s}{\tau}} = \frac{V_n + V_f}{V_n + V_f}$$

$$-\frac{t_s}{\tau} = \log \left(\frac{V_n + V_f}{V_n + V_f} \right)$$

$$t_s = -\tau \log \left(\frac{V_n + V_f}{V_n + V_f} \right)$$

$$t_s = \tau \log \left(\frac{V_n + V_f}{V_n + V_f} \right)$$

t_s = TEMPO DI
STORAGE

$$@ t=t_s \quad Q(t_s) = 0$$

Come saranno gli andamenti di tensione e corrente? Fino all'istante t_s , rimanendo la tensione del diodo V_f , V_n e I sono rimaste uguali. E la tensione rimane V_f finché c'è un po' di carica (vedi grafico Q-V). Quando la carica se ne è andata non può più variare: $\dot{Q} = \frac{dq}{dt} = 0$

Vediamo in un altro modo. Quanto deve valere la tensione si capì del diodo alla fine del transitorio?

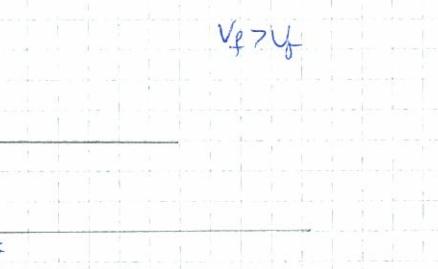
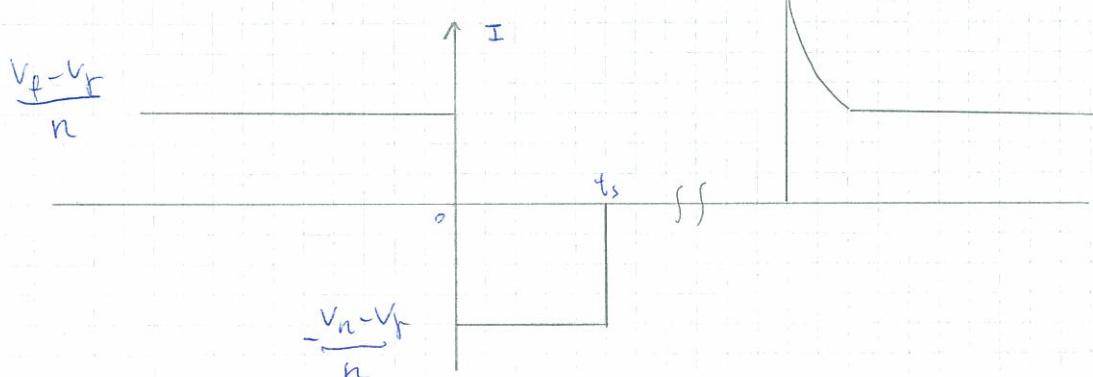
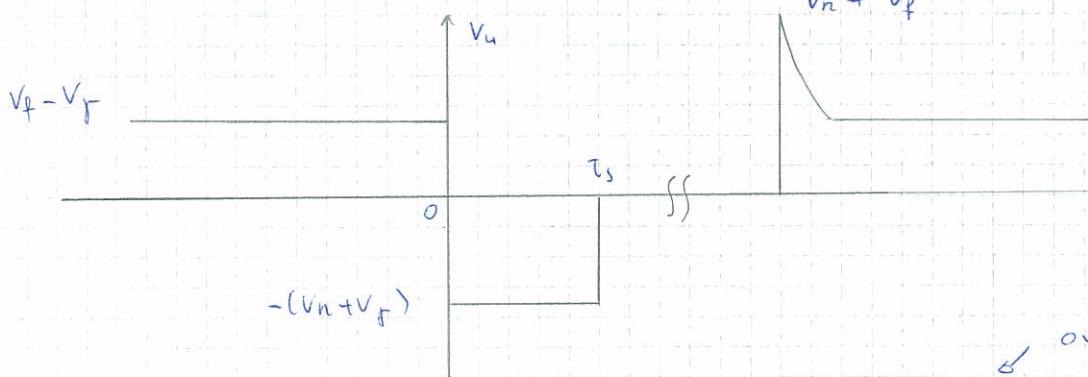
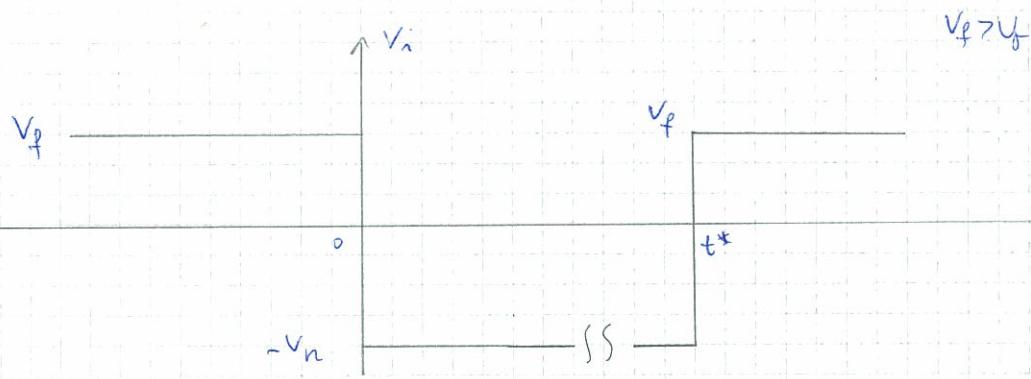
$$V = V_i - V_n = -V_n - 0 = -V_n$$

Quanto tempo ci vuole per andare da C a D ? Nel nostro modello ci vuole un tempo nullo.

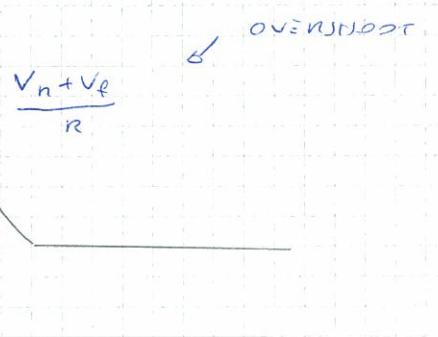
A t_s non ha più carica \Rightarrow la corrente va a zero istantaneamente \Rightarrow la tensione va a 0 istantaneamente.

Nella realtà non è così: non vedremo un passaggio istantaneo di V_n e I a 0, ma vedremo una cosa di questo tipo (---)

Transistor OFF \rightarrow ON



OVERSHOOT



UNDERSHOOT

$$t=t^* \quad V_i = V_f > V_f$$

Dopo un certo tempo, all'istante $t=t^*$ la tensione in ingresso torna a valore V_f .

$$V(t^{*-}) = V(t^{*+})$$

$$V_i(t^{*-}) - V_u(t^{*-}) = V_i(t^{*+}) - V_u(t^{*+})$$

$$-V_n - 0 = V_f - V_u(t^{*+})$$

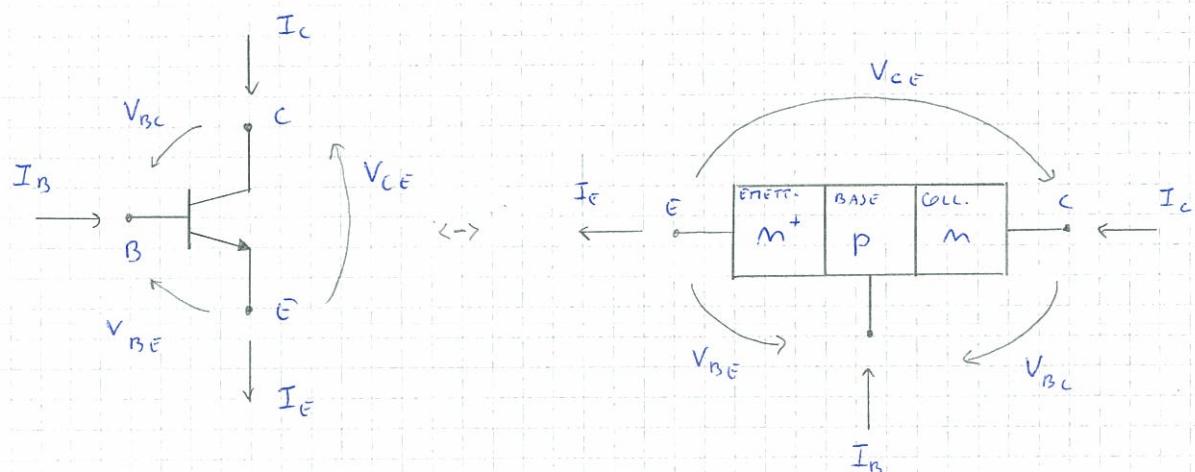
$$V_u(t^{*+}) = V_f + V_n$$

l'istantanee la tensione di uscita assume un valore più alto di quello che avrà a regime ($V_f - V_n$). Quindi V_u si alza poi torna ad $V_f - V_n$ attraverso un transitorio. Quindi mi trovo con una corrente che varia molto velocemente nel diodo. Questo fenomeno si chiama overshoot. Se la spenninatura è lenta, l'accensione è quasi istantanea, perché questa腐uta corrente varia velocemente nel diodo.

Transistor BIPOLARE BJT

Vedere schematico in questo modo.

$$N_{D_{\text{EFFETT}}} > N_A_{\text{BASE}} > N_D_{\text{COLL.}}$$



B = Base

C = collettore

E = emettitore

I_B = corrente di base

I_C = collettore

I_E = emettitore

È un dispositivo in cui ci sono 2 giunzioni pn: una tra base e collettore e una tra base ed emettitore.

Questo è un transistor mpm. È meno efficiente, ma possono anche avere un transistor pnp. Il più usato è però il mpm.

Applicando Kirchoff possiamo dire

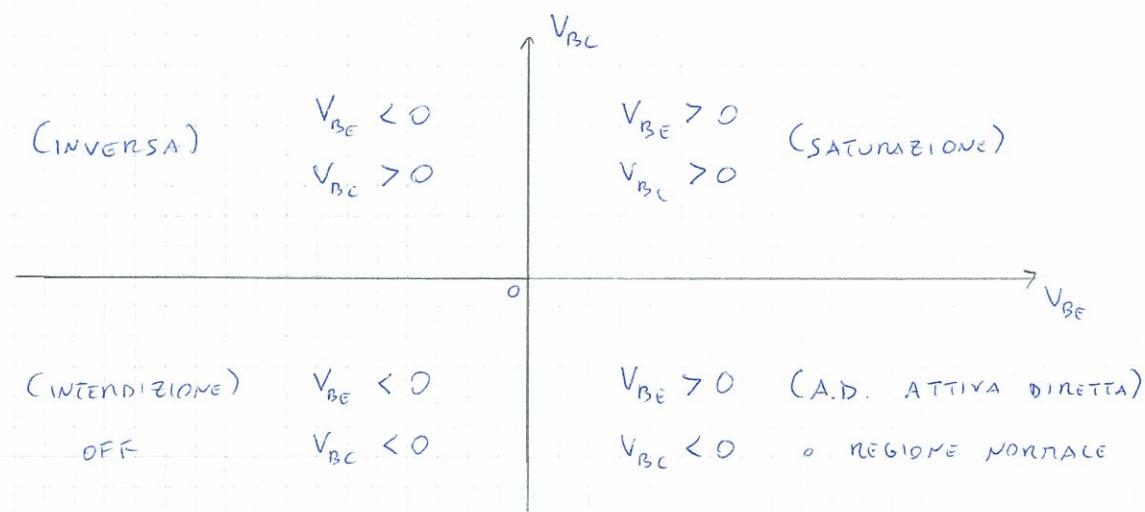
- $I_B + I_C = I_E$
- $V_{BE} - V_{BC} - V_{CE} = 0 \Leftrightarrow V_{CE} = V_{BE} - V_{BC}$

Possiamo considerare ognuna delle giunzioni pn singolarmente.

L'emettitore emette elettroni, cioè inietta elettroni nella base. Tali elettroni vengono poi risucchiati dal collettore.

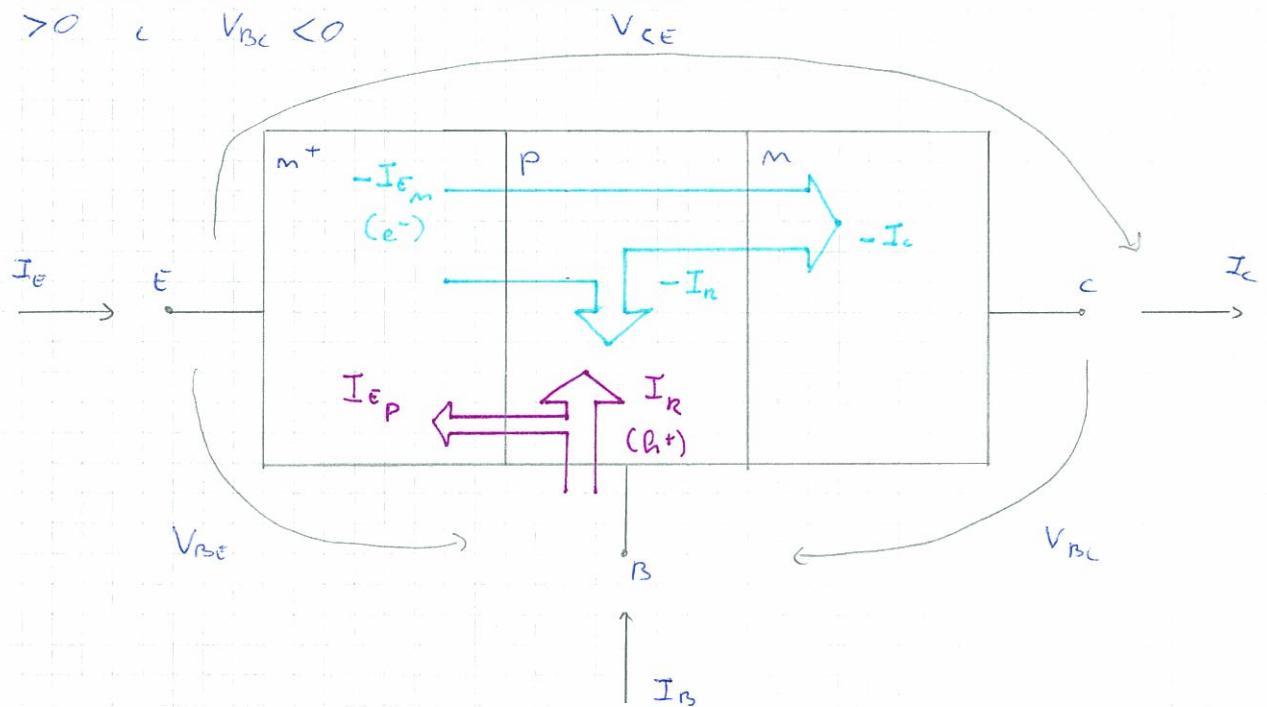
9

se $V_{BE} > 0$ e $V_{BC} < 0$



Funzionamento del Transistor Bipolare in regione attiva diretta

$$V_{BE} > 0 \quad \text{e} \quad V_{BC} < 0$$



L'emettitore manda un bel po' di elettroni verso la base (prende la corrente diffusa $-I_{e_m}$ (segno - perché sono elettroni che si spostano e convenzionalmente la corrente ha segno opposto a quello in cui vanno gli elettroni)). Poi alcuni elettroni li perde per ricombinazione con gli elettroni della base; gli altri continuano verso il collettore. Il flusso di cariche dalla zona p alla zona n sarà minore, perché la zona p è meno drogata della n^+ . Poi arriva un'altra corrente che sarà esattamente uguale alle I_n . Consideriamo trascurabili le correnti diffuse che si fanno tra base e collettore.

$$I_B = I_n + I_{\epsilon_p}$$

$$I_C = I_{C_m} = I_{\epsilon_m} - I_R$$

$$I_E - I_{\epsilon_m} = I_{\epsilon_p} \leftrightarrow I_E = I_{\epsilon_m} + I_{\epsilon_p}$$

$$I_B = I_n + I_{\epsilon_p}$$

$$I_C = I_{C_m} = I_{\epsilon_m} - I_n$$

$$I_E = I_{\epsilon_m} + I_{\epsilon_p}$$

oltre vale sempre $I_B + I_C = I_E$

Guadagno di corrente (con E.C.)

$$\beta_F = \frac{I_C}{I_B} \approx 100$$

Se metto in ingresso una corrente I_B mi darà una corrente I_C che è 100 volte più grande.

$$\beta_F = \frac{I_C}{I_B} = \frac{I_{\epsilon_m} - I_R}{I_{\epsilon_p} + I_n} \quad \begin{matrix} \uparrow & \uparrow & \uparrow \\ I_{\epsilon_m} \uparrow & N_{\epsilon_e} \uparrow \\ I_n \downarrow & \text{Base più stretta} \\ I_{\epsilon_p} \downarrow & N_{A_B} \downarrow \end{matrix}$$

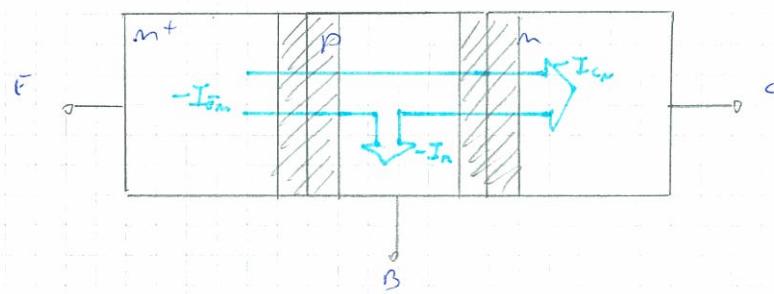
Se voglii fare un transistor che guadagni molto dovrò che i rapporti siano il più grande possibile. Dovrei fare un I_{ϵ_m} grande e un I_n piccolo. Inoltre devo fare anche una I_{ϵ_p} piccola.

Nessuno fa fare una I_{ϵ_m} grande dunque molto l'entità rispetto alla base. (se l'entità ha molti elettroni tenderà a mandarne molti in base). Se voglio una I_{ϵ_p} piccola devo invece dragare più la base.

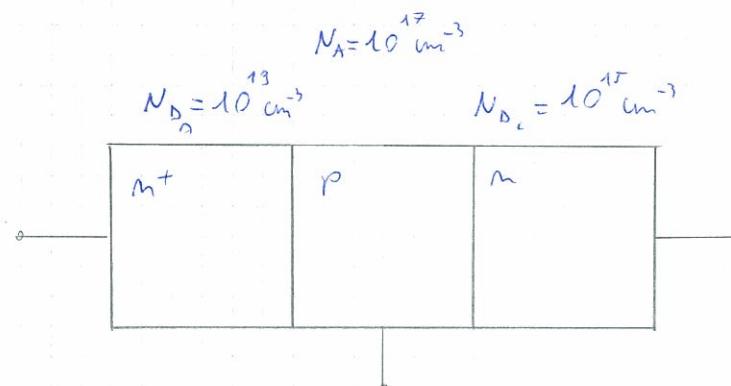
Per avere un I_n piccolo? Più gli elettroni stanno in base più si ricombinano. Quindi per avere un I_n piccolo dovrà avere una base più stretta. Per attenzione: se la base è più stretta devo farla in modo che non venga ad essere tutta suotata.

Stiamo controllando la corrente di uscita con una piccola variazione in ingresso. Questo è un dispositivo controllato in corrente e differenza del mos (che è controllato in tensione).

Nel pnp, alliamo dello I_C in condizione AD la giunzione è interessata da un flusso diffusivo di elettroni che dall'emettitore vanno in base. Una parte prosegue verso il collettore e una parte si riconciliano. La base fornirà un contributo di carica che si riconcilia con questi elettroni e un altro contributo di carica che vanno all'emettitore. Tra base e collettore c'è una regione suotata che è sede di un forte campo elettrico. Il suo campo fa preferire portatori in abbondanza p e portarli via nel collettore. A differenza di ciò che succede quando alliamo una singola giunzione per cui gli elettroni in prossimità della regione suotata del collettore sono di più, perché sono stati iniettati dall'emettitore.



Il guadagno ci dice quanto il transistore amplifica. Abbiamo poi visto come possiamo fare per aumentare il guadagno. Generalmente fra droggaggio di base e di emettitore ci sono 2 ordini di grandezza. Ad esempio:



Se le regioni suotate arrivano a toccarsi sarei a una condizione di Punch-through. (non avrei più il funzionamento transistor). Per evitare che questo accada voglio che la regione suotata si estende maggiormente nel collettore. Per questo faccio in modo che il droggaggio di collettore sia minore di quello di base. Inoltre in questo modo

aumentano in valore assolto la tensione di break down. Questi sono i motivi per cui ci sono 2 ordini di grandezza tra i guadaggi.

Efficienza di emettitore

Si dice quanto è efficiente l'emettore a fare il suo lavoro, cioè a prendere gli elettroni e a buttarli in base.

$$\gamma_E = \frac{I_{E_n}}{I_{E_n} + I_{E_p}} < 1$$

$\underbrace{\phantom{I_{E_n} + I_{E_p}}}_{= I_c}$

Più questo valore è vicino a 1 più I_{E_p} è piccolo. In questo modo aumenta il guadagno.

Guadagno di corrente a base comune

$$\alpha_F = \frac{I_c}{I_E} = \frac{\beta_F I_B}{I_B + \beta_F I_n} = \frac{\beta_F}{1 + \beta_F}$$

in questo caso è la Base il potenziale di riferimento

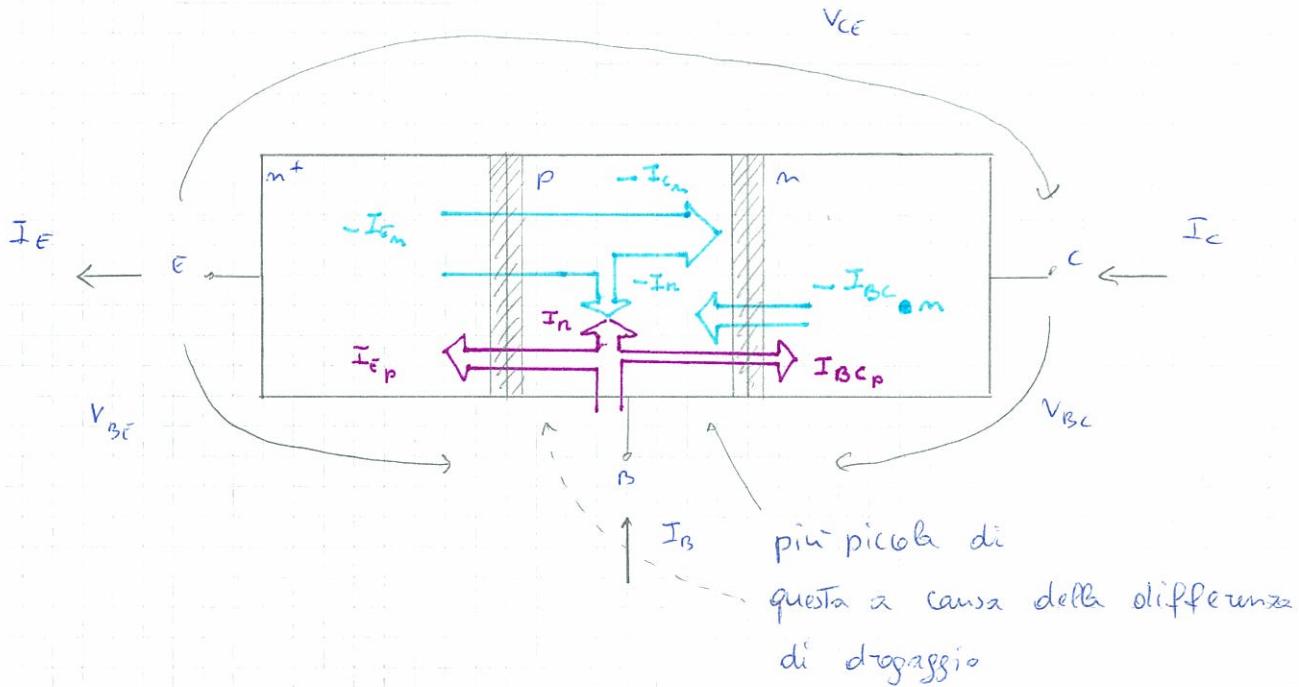
$$\alpha_F = \frac{I_c}{I_E} = \frac{\beta_F}{1 + \beta_F}$$

$$\alpha_F \approx 0,99$$

Il fatto che $\beta_F = \frac{I_c}{I_n}$ vale in attiva diretta. F va per forward. Questo vale per l'attiva diretta.

• Funzionamento del transistor bipolare in saturazione

$$\begin{cases} V_{BE} > 0 \\ V_{BC} > 0 \end{cases}$$



Questa volta avrà anche una corrente di Emittore da collezione della base verso il collettore.
Poi dà che la giunzione "2" è in diretto avrà un flusso di elettroni dal collettore alla base. ($-I_{BcA}$).

Prima c'erano pochi elettroni, ne le potrò trascurare: ora non più.
Faciamo un nuovo bilancio delle correnti.

$$I_C = I_{E_n} - I_n - \underline{I_{BcA}} - I_{Bcp}$$

$$I_E = I_{E_n} + I_{E_p}$$

$$I_B = I_n + I_{E_p} + \underline{I_{Bcp}}$$

Rispetto a prima abbiamo cambiato — . Abbiamo molti più elettroni in base, perché ora anche il collettore contribuisce a iniettare elettroni.
Inoltre la base non ha elettroni in collezione: I_B sale, mentre I_C diminuisce, perché gli stiamo sottraendo dei termini. Ma non è più vero che $I_C = \beta_F I_B$. Ora $I_C < \beta_F \cdot I_B$.

$$I_C = I_{E_m} - I_n - I_{B_{Cn}} - I_{B_{Cp}}$$

$$I_E = I_{E_m} + I_{E_p}$$

$$I_B = I_n + I_{E_p} + I_{B_{Cp}}$$

$$I_C < \beta_F \cdot I_B$$

Le relazioni che valgono sempre per ciascuna regione sono

$$I_E = I_B + I_C$$

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

In inverso V_{CE} si riduce, perché $V_{BE} > 0$.

Tende a un valore nell'ordine di 0,2 V, indipendentemente dalla V_{BE} che sto usando. Quindi per capire se il transistor è in diretto o in inverso bisogna vedere se $I_C = \beta F \cdot I_B$ o no.

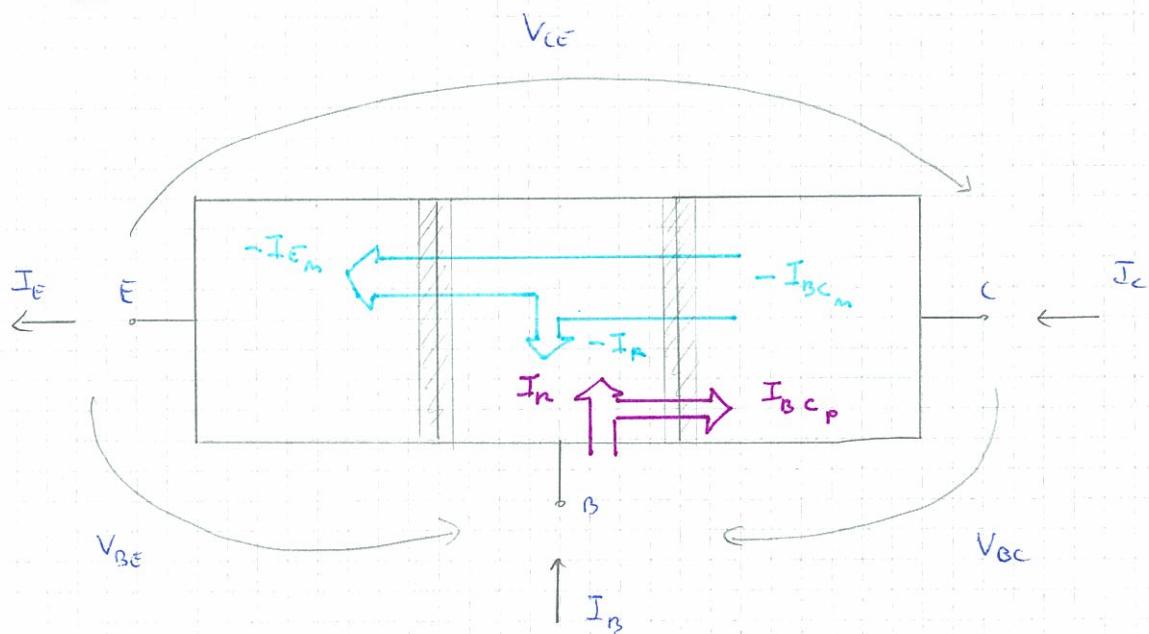
- Funzionamento del Transistor in diretto, inverso, oppure in diretto e inverso

Come se stessi cambiamo emettitore e collettore.

Li aspettiamo un comportamento diverso, ma assimmetrico, innanzitutto perché sono diversi i dopaggi, e poi perché uno è più stretto dell'altro.

$$\begin{cases} V_{BE} < 0 \\ V_{BC} > 0 \end{cases}$$

A.R. = Active Reverse



Il disegno è analogo a quello che avevamo in diretto, ma $I_{B_{Cn}}$ è più piccolo rispetto alla I_{E_m} che avevamo in AD, perché ha meno elettroni che si spostano (dopaggio minore).

$$\boxed{I_c = -I_{Bc_m} - I_{Bc_p}}$$

$$I_B = I_n + I_{Bc_p}$$

$$I_E = -I_{E_m}$$

3 -

Ora le guardiamo sarà:

$$\boxed{\beta_n = \left| \frac{I_E}{I_n} \right|}$$

$$\boxed{\beta_n = 0,1}$$

Se β_F valeva 100, β_n vale circa 0,1. Questo perché I_{Bc_m} è piccolo rispetto alla I_E che inietta prima.

A. n.

$$\boxed{\beta_n = \left| \frac{I_E}{I_n} \right| \approx 0,1}$$

A. D.

$$\boxed{\beta_F = \frac{I_c}{I_n} \approx 100}$$

$$\boxed{I_E = -\beta_n I_B}$$

$$\boxed{I_c = \beta_F I_n}$$

$$\boxed{\alpha_n = \frac{I_E}{I_c} = 0,09}$$

$$\boxed{\alpha_F = \frac{I_c}{I_E} = 0,99}$$

$$\boxed{\alpha_n = \frac{I_E}{I_c}}$$

$$\boxed{\alpha_n = 0,09}$$

Non essendo il dispositivo simmetrico abbiano reazioni analoghe, ma con valori diversi.

Sappiamo che vale sempre

$$I_E = I_B + I_c \Rightarrow I_c = I_E - I_B = -(\beta_n + 1) I_B$$

$$\boxed{I_c = -(\beta_n + 1) I_B}$$

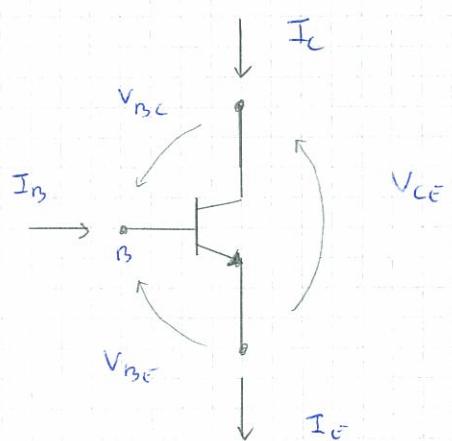
$$\boxed{I_c = -(\beta_n + 1) I_B}$$

* Funzionamento del transistor in trattivo interdizione

$$\begin{cases} V_{BE} < 0 \\ V_{BC} < 0 \end{cases}$$

Il transistor è off. Non c'è s.t. delle correnti di giunzione che possa attraversare, considerando uguali a zero.

Caratteristiche di ingresso

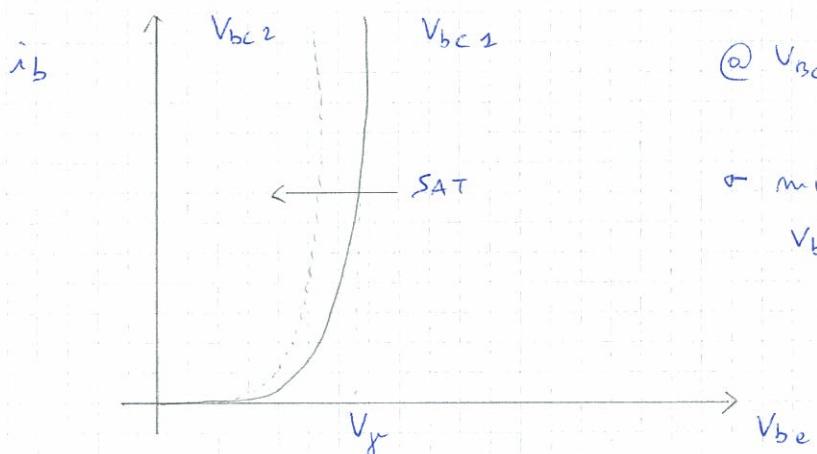


Ogni tensione dipende dalle altre due. Stessa cosa per le correnti.

Fissiamo, per studiare, una certa variabile. Diciamo che le curve sono parametrizzate.

Che consideriamo come ingresso? Con cosa pilotiamo il transistor? Con la corrente di base.

Guarda quanto vale I_c in funzione di V_{BE} fissando V_{BC} .



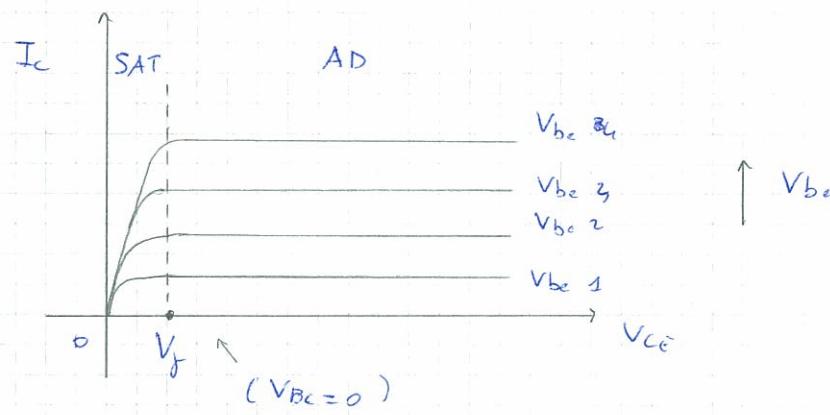
$$@ V_{BC} = \text{cost}$$

o mi avvicino alla saturazione
 \uparrow
 V_{BC} sale

Sono curve parametriche. Hanno un andamento esponenziale. E' la caratteristica di un diodo.

Caratteristiche di uscita

Voglio vedere I_c in funzione di V_{ce} , perché sto sempre considerando la connessione a emettitore comune. Fissando 1 delle due variabili, ottengo ancora una famiglia di curve.



La corrente I_c presenta un andamento costante per un certo valore di V_{ce} , mentre tende a diminuire molto velocemente quando si avvicinano a V_{ce} piccole.

Le curve sono piatte quando sono in attiva diretta. La I_c sembra dipendere invece di più dalla V_{ce} quando sono in saturazione. (Però le curve tendono ad appiattirsi tutte l'una sull'altra, quindi non dipendono tanto dalla V_{be})

$$V_{ce} = V_{be} - V_{bc}$$

AD	$V_{bc} < 0$
SAT	$V_{bc} > 0$

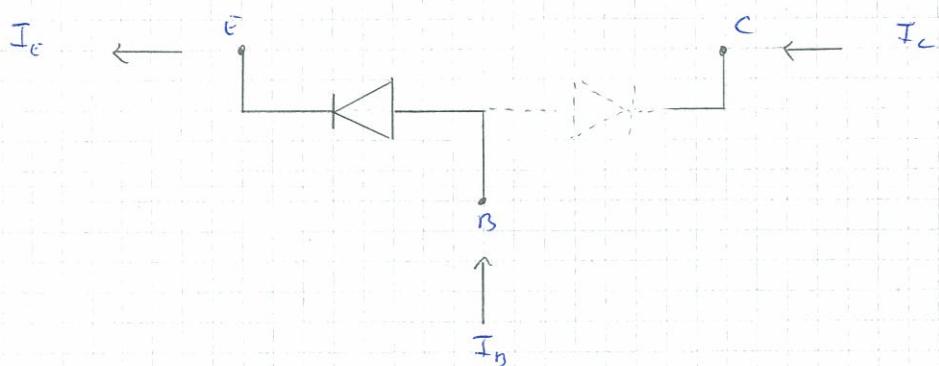
La linea di confine si ha per $V_{bc} = 0$.

$$V_{bc} = 0 \Rightarrow V_{ce} = V_{be} \quad V_f = V_{be}$$

Vogliano dare un modello per studiare in modo un po' più preciso come variano I_b , I_c , I_e in funzione delle tensioni. Il modello che usiamo vale dal punto di vista statico, in condizioni stazionarie.

Modello di Ebers-Moll

Al posto delle giunzioni mettiamo dei diodi:

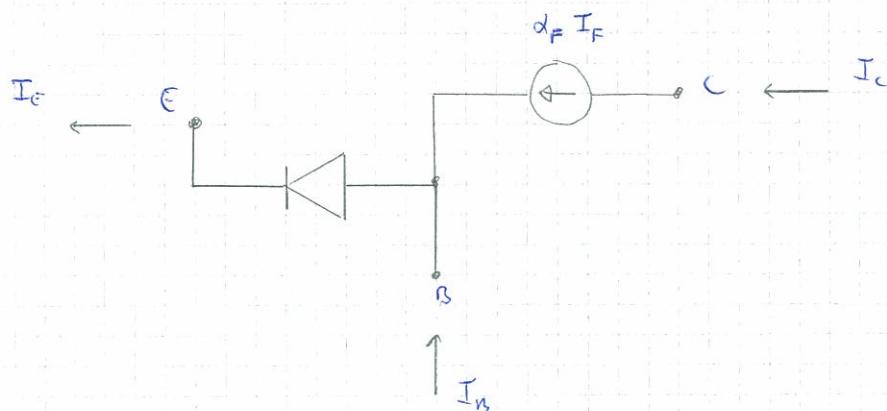


AD $\left\{ \begin{array}{l} V_{BE} > 0 \\ V_{BC} < 0 \end{array} \right. \rightarrow D_1 \text{ off} \rightarrow \text{circuit. spez. Ma } B \text{ comuni agli estremi del transistor non e' nulla!}$

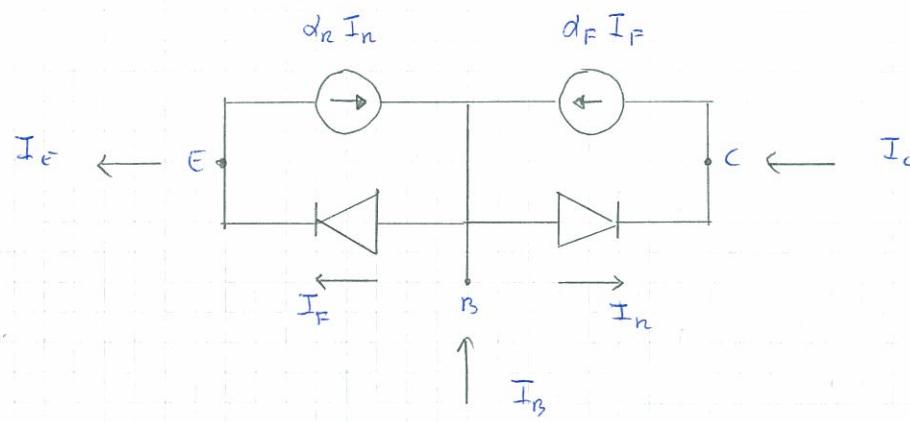
$$d_F = \frac{I_C}{I_E} \quad I_C = d_F I_E$$

$$I_C = d_F \cdot I_B$$

Q' come nel poli del secondo diodo avvi un generatore controllato in tensione.



Se regoliamo in inverso abbiano un generatore al polo del primo diodo.



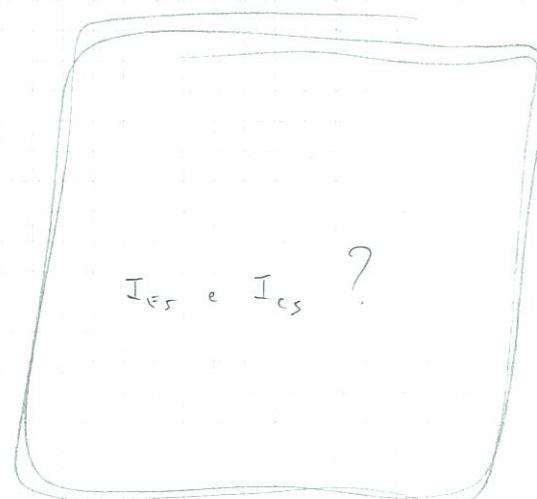
$$I_C = d_F I_F - I_n$$

$$I_E = I_F - d_n I_n$$

$$I_{n_B} = I_n + I_F - d_F I_F - d_n I_n$$

$$I_F = I_{E_S} \left(e^{\frac{V_{B_E}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$I_n = I_{C_S} \left(e^{\frac{V_{B_C}}{V_T}} - 1 \right)$$



Se prendiamo questi valori e li mettessimo nelle equazioni vederemo che tutte le correnti dipendono da entrambe le tensioni. $V_{B_E} < V_{B_C}$.

$$I_C = d_F I_{E_S} \left(e^{\frac{V_{B_E}}{V_T}} - 1 \right) - I_{C_S} \left(e^{\frac{V_{B_C}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$I_E = I_F - d_n I_n = I_{E_S} \left(e^{\frac{V_{B_E}}{V_T}} - 1 \right) - d_n I_{C_S} \left(e^{\frac{V_{B_C}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$\begin{aligned} I_{n_B} &= I_n + I_F - d_F I_F - d_n I_n = (1 - d_F) I_{E_S} \left(e^{\frac{V_{B_E}}{V_T}} - 1 \right) + (1 - d_n) \left(e^{\frac{V_{B_C}}{V_T}} - 1 \right) I_{C_S} = \\ &= I_{n_{E_S}} \left(e^{\frac{V_{B_E}}{V_T}} - 1 \right) + I_{n_{C_S}} \left(e^{\frac{V_{B_C}}{V_T}} - 1 \right) \end{aligned}$$

$$I_{BES} \stackrel{\Delta}{=} I_{Es} (1 - \alpha_F) \quad I_{Bcs} \stackrel{\Delta}{=} I_{Cs} (1 - \alpha_n)$$

$$I_c = \alpha_F I_{Es} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) - I_{Cs} \left(e^{\frac{V_{BC}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$I_E = I_{Es} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) - \alpha_n I_{Cs} \left(e^{\frac{V_{BC}}{V_T}} - 1 \right)$$

$$I_B = I_{BES} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) + I_{Bcs} \left(e^{\frac{V_{BC}}{V_T}} - 1 \right)$$

A seconda delle tensioni che diano carichi erano e $\frac{V_{BE}}{V_T}$ e $\frac{V_{BC}}{V_T}$.

E' ptezi: se alcuni esponenziali, quando saranno le tensioni negative, saranno trascurabili. Quando saranno > 0 trascureranno l'esponenziale rispetto all'unità.

Omporamenti del transistor Ebers-Moll nelle varie regioni di funzionamento

1) AD : ATTIVA DINETTA

$$\begin{cases} V_{BE} > 0 \\ V_{BC} < 0 \end{cases}$$

$$I_c = \alpha_F I_{Es} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) - I_{Cs} \left(e^{\frac{V_{BC}}{V_T}} - 1 \right) \approx \alpha_F I_{Es} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) + I_{Cs}$$

trasmuto perché $V_{BC} < 0$

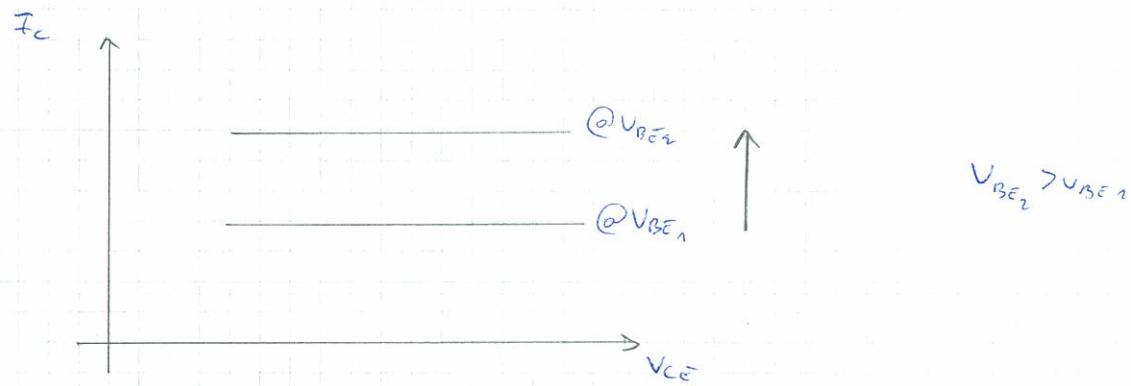
La I_c non dipende più dalla V_{BC} , non solo della tensione che si applica fra base ed emettitore. Fissata una V_{BE} la I_c è costante.

$$@ V_{BE} = V_{BEN} \rightarrow I_{c1} = I_c (V_{BEN})$$

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

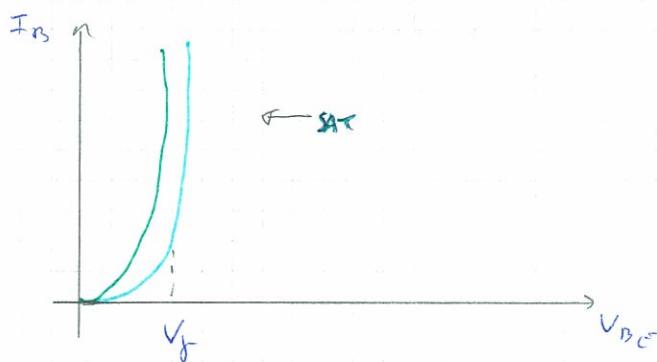
La V_{BE} è fissa. Per disegnare I_c in funzione di V_{CE} faccio variare la V_{BC} (che è sempre negativa). Ma I_c , fintanto che $V_{BC} < 0$, non dipende da V_{BC} quindi è costante.

Poiché nelle espressioni di I_C vediamo un $e^{\frac{V_{BE}}{V_T}}$ all'aumentare della corrente V_{BE} che fissiamo la I_C cresce



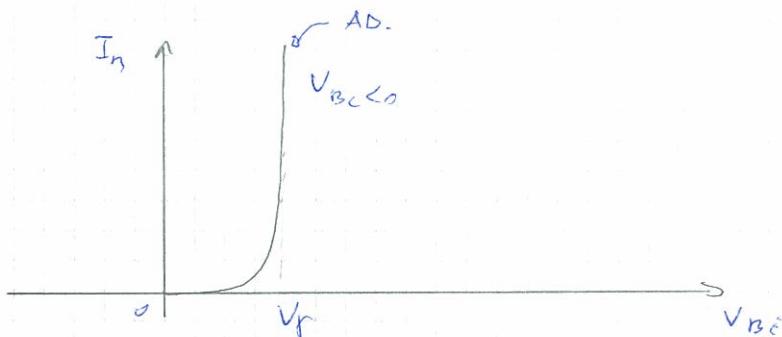
Se facciamo lo stesso cosa per I_B vediamo una curva che sarà lo stesso caratteristico del diodo.

$$I_B \approx I_{BES} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) - I_{BSCS}$$



Tenendo fisso lo V_{BE} cambio lo V_{BC} , che diventa positivo (saturazione)

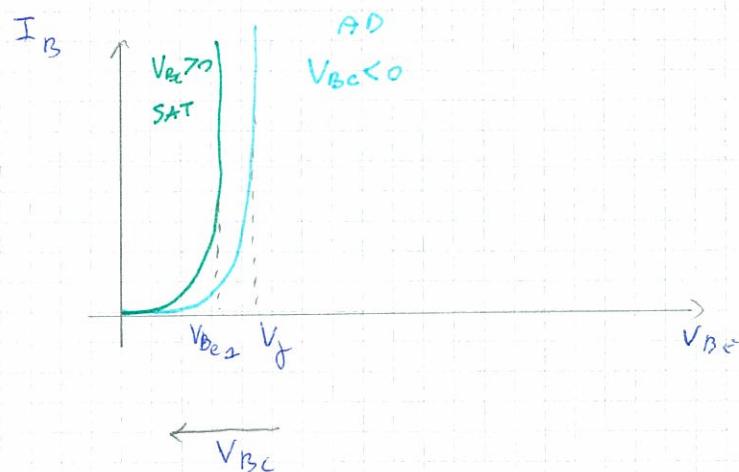
infacciamo. Siano in AD. le due fasi variazioni in funzione di V_{BC} . Fissiamo lo V_{BC} . Otengo lo stesso caratteristico di un diodo.



Ora voglio sapere cosa succede quando sono in saturazione. Voglio disegnare sullo stesso grafico cosa vedrei se fossi in saturazione ($V_{BC} \gg 0$). Se cambio lo V_{BC} , per vedere come varia lo I_B . Se $V_{BC} \gg 0$, il termine $e^{\frac{V_{BC}}{V_T}}$ non

2) SAT

è più trascurabile. Ma mi conviene ~~mettere~~ fissare la V_{BE} , in modo che I_B dipenda da una sola tensione (V_{BC}). Vedo a vedere cosa succede quando $V_{BC} = V_{BE_1}$. Al variare di V_{BE} avrò delle I_B diverse che variano perché I_B è una funzione \propto monotona crescente.



Ora guardiamo come diventa la I_c in saturazione.

$$I_c = d_F I_{CS} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) - I_{CS} \left(e^{\frac{V_{BC}}{V_T}} - 1 \right)$$

1° termine

$$\begin{cases} V_{BE} > 0 \\ V_{BC} > 0 \end{cases} \quad \text{o} \quad \text{non posso trascurare nessuna delle due.}$$

Hipotesi a prima, dove succede il primo termine $+ I_{CS}$, qui altre il primo termine si cancella un secondo termine che si sottrae.

Tra l'altra $\propto I_{CS}$ di prima è trascurabile rispetto al 1° termine esponenziale (in AD).

Se ora fissa ancora $V_{BC} = V_{BE_1}$

$$I_c(V_{BE_1}) = d_F I_{CS} \left(e^{\frac{V_{BE_1}}{V_T}} - 1 \right) - I_{CS} \left(e^{\frac{V_{BC}}{V_T}} - 1 \right) =$$

GiTanto perché
 $V_{BC} = \text{fissa}$

A questo termine costante sovrappongo un esponenziale che dipende da V_{BC} .

$$I_C = \alpha_F I_{ES} \left(e^{\frac{V_{BE1}}{V_T}} - 1 \right) + I_{CS} e^{\frac{V_{BC}}{V_T}}$$

fusore - si rispetta
all'esponenziale.

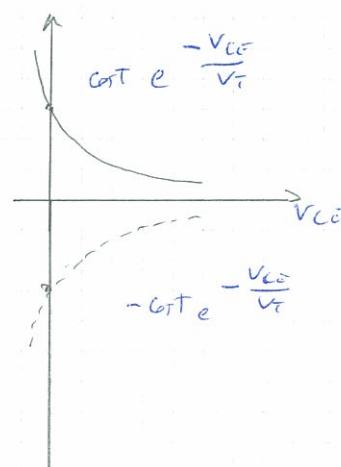
Io voglio esprimere I_C in funzione di V_{CE} . Ma
 $V_{BC} = V_{CE} - V_{BE}$. Se considero la I_C parametrizzata con
 $V_{BE} = V_{BE1}$, allora $V_{BC} = V_{CE} - V_{BE1}$, dove V_{BE1} è un
 valore costante che ho scelto io.

$$I_C(V_{BE1}) = \alpha_F I_{ES} \left(e^{\frac{V_{BE1}}{V_T}} - 1 \right) + I_{CS} - I_{CS} e^{\frac{-V_{CE} + V_{BE1}}{V_T}} =$$

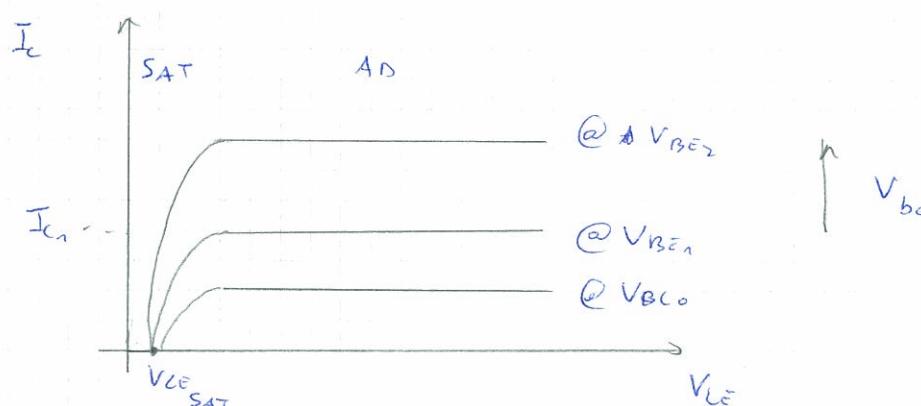
$$= \alpha_F I_{ES} \left(e^{\frac{V_{BE1}}{V_T}} - 1 \right) - I_{CS} e^{\frac{V_{BE1}}{V_T}} \cdot e^{-\frac{V_{CE}}{V_T}}$$

cost

Stiamo sottraendo qualche cosa che è un esponentiale negativa.



Quindi la curva, da quanto che era in AD, si allunga con quell'andamento lì.



Queste curve tendono a essere schiacciate, perché la dipendenza che domina è quella di V_{BE} . Notiamo che lo I_C si annulla per una V_{CE} che non è ∞ , ma viene detta V_{CE} di saturazione.

Allora detto che per accendere la giunzione deve essere $V_{BE} = V_F$.

Vogliamo sapere se sul grafico di prima c'è una curva che mi dice "guarda, se dx sei sicuramente in AD e se sx in saturazione?".

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

$$V_{CE} = V_F - V_{BC}$$

Allora $V_{BC} = 0$ ($V_{CE} = V_F$) siamo nel punto di saturazione dell'AD.
(lo avevamo già detto). Questa volta possiamo essere più precisi. Possiamo trovare il luogo dei punti che mi divide le due zone.

$V_{BC} = 0$ sono al confine tra SAT e AD.

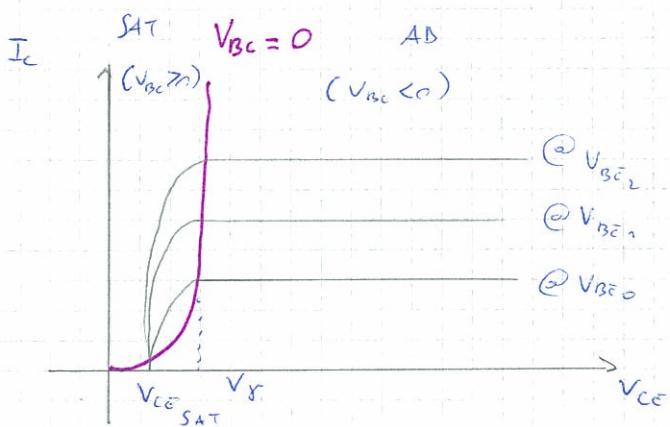
$V_{BE} \geq 0$ chiaramente però $V_{BC} > 0$

Ma sappiamo che I_C vale (espressione V_{BE} in funz. di V_{CE})

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

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

Quindi se voglii rifare bene il grafico



Dal c' è quindi $V_{BC} = 0$, cioè quello per cui la corrente di collettore si annulla? Sappiamo che siano in saturazione.

Ma osserviamo: la corrente I_C in saturazione può essere negativa? sì: basta far prevalere il secondo addendo della formula di I_C sul primo. In AD invece la I_C non può mai essere negativa.

Voglio vedere quando $I_c = 0$

$$\text{SAT} \quad V_{BE} > 0 \\ V_{BC} > 0$$

$$I_c = 0 \quad V_{CE} ?$$

$$V_{CO} = V_{BE} - V_{BC} \\ V_{BC} = V_{BE} - V_{CE}$$

Purificano la corrente di collettore e la poniamo uguale a zero.

$$I_c = d_F I_{ES} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) - I_{CS} \left(e^{\frac{V_{BC}}{V_T}} - 1 \right) = 0$$

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

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

$$e^{\frac{V_{CO}}{V_T}} = \frac{e^{\frac{V_{BE}}{V_T}}}{\frac{d_F I_{ES}}{I_{CS}} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) + 1} \approx$$

trattabile
rispetto all'esponenziale
perché $V_{BE} > 0$

$$\frac{e^{\frac{V_{BE}}{V_T}}}{\frac{d_F I_{ES}}{I_{CS}} e^{\frac{V_{BE}}{V_T}}}$$

Ho ottenuto

$$e^{\frac{V_{CE}}{V_T}} \approx \frac{I_{CS}}{d_F I_{ES}}$$

↓

$$V_{CE} = V_T \log \frac{I_{CS}}{d_F I_{ES}}$$

Questo termine è costante. Quindi tutte le curve confluiscono in questo punto con un valo di V_{CE} che dipende solo da come circolano il nostro dispositivo.

$$V_{CE} \underset{\text{SAT}}{\approx} 0,2 \text{ V}$$

ricordiamo che $V_{CE} = V_{BE} - V_{BC}$ e allora detto che quel valore valg. 0,2 quando siamo in sat.

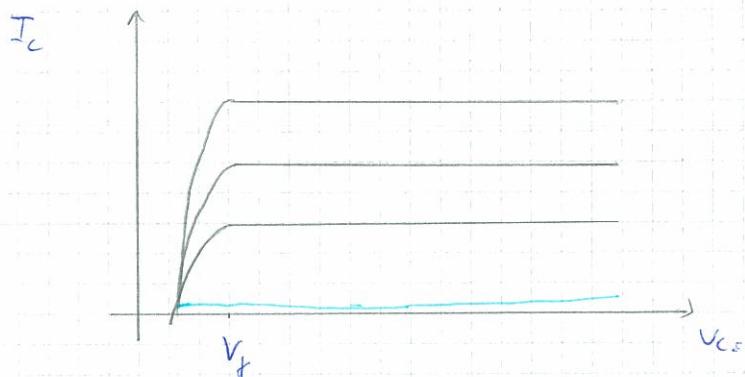
$$V_{CE} = V_{BE} - V_{BC}$$

$$V_{CE} = 0,2 \text{ V}$$

$$V_{BE} > 0 \quad V_{BC} > 0$$

$$V_f = 0,7$$

Notiamo che la tensione per accendere il collettore non è più esattamente V_F ma c'è minor. Questo perché non abbiamo più una sola giunzione. Però solo quando arriviamo a V_F vedremo una grande significatività. Poco vedremo una corrente quasi nulla.



Ie ragionamenti in inverso e in AR non ci vadano perché succede qualcosa di analogo a quello che avviene in AD e in SAT. Cambia solo chi ottiene verbali opposti di grande o trascurabile termini diversi.

In inverso

$$I_B = I_{BES} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T} - 1} \right) + I_{BCS} \left(e^{\frac{V_{BC}}{V_T} - 1} \right) \approx 0$$

¶

$$\text{in realtà: } I_B = I_{BES} + I_{BCS}$$

ma è trascurabile.

Avevamo detto che in AD

$$\frac{I_c}{I_B} = \beta_F$$

Usiamo i modelli di Ebers-Möller per ricavare questa formula.

$$I_B = I_{BES} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T} - 1} \right) + I_{BCS} \left(e^{\frac{V_{BC}}{V_T} - 1} \right)$$

$$I_c = \beta_F I_{BES} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T} - 1} \right) - I_{BCS} \left(e^{\frac{V_{BC}}{V_T} - 1} \right)$$

perché $V_{BC} \ll$

trascurabile rispetto
al primo addendo
esponenziale

$$I_{B_{\text{real}}} \approx I_{B_{\text{es}}} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) = (1-d_F) I_{es} \cdot \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

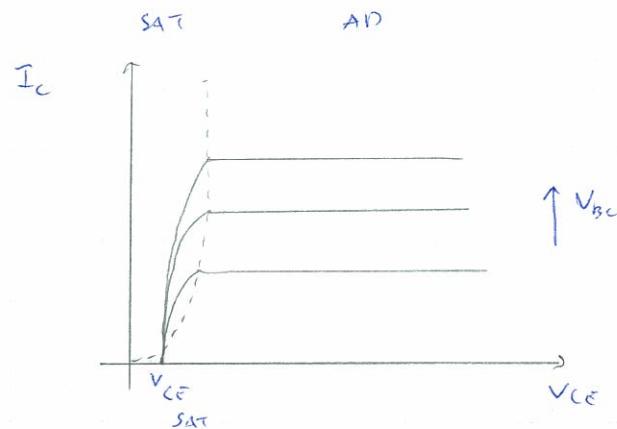
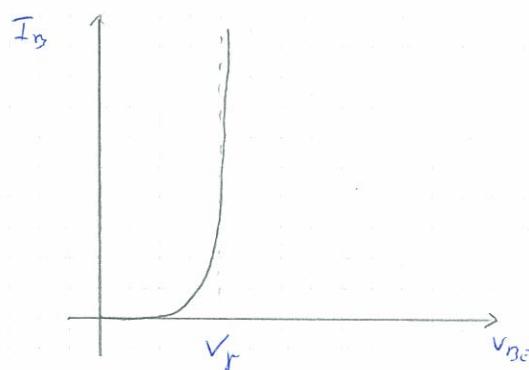
$$I_C = d_F \cdot I_{es} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

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

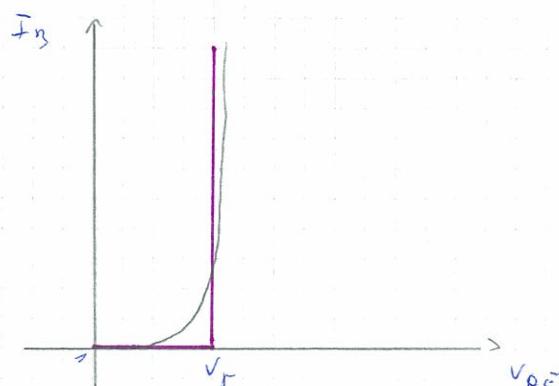
lavorare con queste eq. ci stanchiamo. Quando aveva il diodo aveva approssimato la mia curva con una curva lineare a tratti.

Modello regionale del BJT

Nel caso di un transistor avremo sempre a che fare con delle caratteristiche di ingresso e delle caratteristiche di uscita.

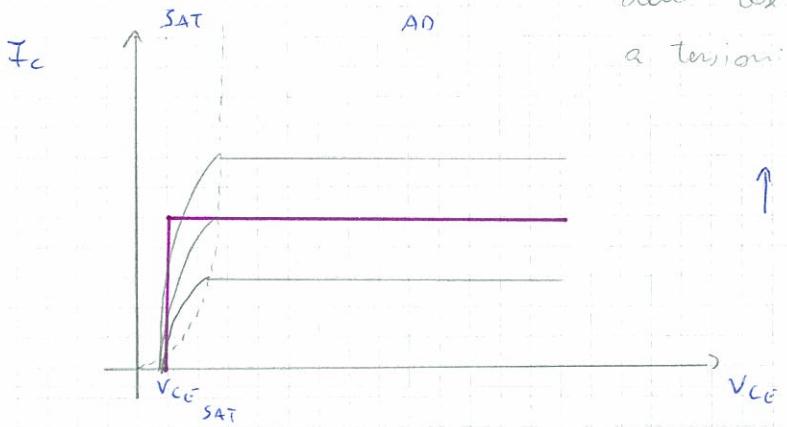


Dovendo trovare un modello a 2 gville per vicinanza dello zeri.
(lineare o non lineare).



$I_B = 0$	$V_{BE} < V_f$
$I_B > 0$	$V_{BE} = V_f$

la giunzione Box-collettore è più grande
(delle Box-emettitore/annodelli) e ne si accende
a tensioni diverse (diff. di 0,2 V)



Commetto un errore piccolo vicino a $V_{ce,sat}$, piccolo in AO ma un po' più grande nel limbo lì' in mezzo.

AD $I_c > 0$

$$V_{ce} > V_{ce,sat}$$

$$I_c = \beta_F I_B$$

OFF

$$V < V_f$$

$$I_B = I_c = I_E = 0$$

Riassumendo

MODELLO REGIONALE DELBJT

AD

$$V_{BE} = V_f$$

$$I_B > 0$$

$$I_c > 0$$

$$V_{ce} > V_{ce,sat}$$

$$I_c = \beta_F I_B$$

SAT

$$V_{ce} = V_{ce,sat}$$

$$I_c < \beta_F I_B$$

$$V_{BE} = V_f$$

$$I_B > 0$$

$$V_{ce} = V_{ce,sat}$$

$$I_c < \beta_F I_B$$

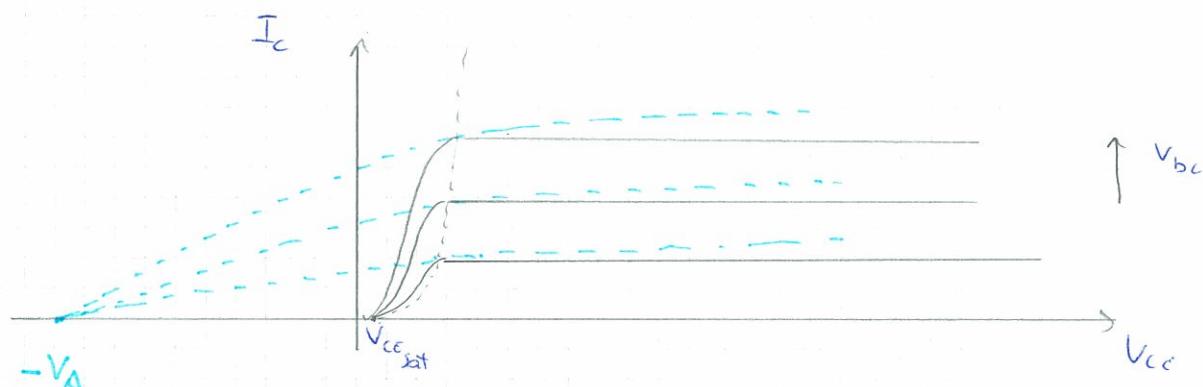
OFF

$$V_{BE} < V_f$$

$$I_B = I_c = I_E = 0$$

MODELLO REGIONALE DEL BJT		
AD	SAT	OFF
$V_{BE} = V_F$ $I_B > 0$ $I_C > 0$ $V_{CE} > V_{CE_{SAT}}$ $I_C = \beta_F I_B$	$V_{BE} = V_F$ $I_B > 0$ $V_{CE} = V_{CE_{SAT}}$ $I_C < \beta_F I_B$	$V_{BE} < V_F$ $I_B = I_C = I_E = 0$

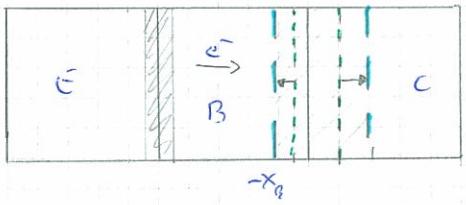
Afflano detti β_F in AD. $V_{CE} = V_{BE} - V_{BC} = V_F - V_{BC}$.
 Dice che le curve che ottengono in AD sono costanti (sono rette \equiv)
 significa dire che I_C non dipende da V_{BC} . In realtà se andiamo
 a misurare le caratteristiche di uscita vediamo che non è così. E' corretto
 crescere all'aumentare delle V_{CE} (quindi quanto più V_{BC} diventa negativa).
 In particolare si vede che tutte queste rette convergono in un unico
 punto. $-V_A$



V_A = TENSIONE DI EARLY

Come mai vedo la corrente di collettore aumentare? Degli elettroni iniettati dall'emettitore in basso una parte si ricombina. Se la V_{BC} è molto negativa perde meno elettroni per ricombinazione, perché se la V_{BC} diventa più negativa si allarga la regione suonata.

La V_{BC} diventa sempre più negativa e polarizzata sempre più in diretta



- Gli elettroni iniettati dall'acceleratore in base vengono rinculcati prima, hanno meno tempo per ricombinare

All'aumentare della regione rotata gli elettroni hanno meno spazio e quindi meno tempo per ricombinarsi. Bisogna però stare attenti che le due regioni rotata non arrivino a toccarsi; altrimenti arriva ad un punchthrough e il mio dispositivo non funziona più.