

Università degli Studi di GENOVA
Facoltà di INGEGNERIA



Dipartimento di Ingegneria Biofisica ed Elettronica

APPUNTI
del CORSO di
MICROELETTRONICA

Docente: Prof D. CAVIGLIA

INDICE

CAPITOLO I

Condensatore MOS

Condensatore MOS	pag. 2
------------------	--------

CAPITOLO II

Transistore MOS

Transistore MOS	pag. 14
Condizione di canale corto	pag. 32
Condizione di canale stretto	pag. 33
Modello alle componenti totali del transistore	pag. 42

CAPITOLO III

Processo tecnologico

Introduzione al processo tecnologico	pag. 47
Produzione di silicio policristallino	pag. 53
Difetti di un cristallo	pag. 56
- Difetti del I ordine o difetti puntuali	pag. 56
- Difetti del II ordine o difetti lineari	pag. 57
- Difetti planari	pag. 57
- Difetti di volume	pag. 58
Produzione di silicio monocristallino	pag. 59
Processo di fabbricazione dei chip	pag. 66
- Chemical Vapor Deposition (CVD) e Plasma Assisted Chemical Vapor Deposition (PCVD)	pag. 66
- CVD	pag. 67
- PCVD	pag. 69
- Step coverage	pag. 70
- Epitassia	pag. 72
- Ossidazione	pag. 75
- Diffusione	pag. 78
- Impiantazione ionica	pag. 83
- Litografia	pag. 89

CAPITOLO IV
Realizzazioni circuitali di tipo digitale

Porte logiche	pag. 95
Logiche dinamiche CMOS	pag.128

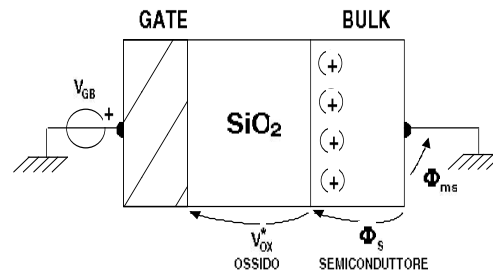
CAPITOLO V
BiCMOS

Introduzione	pag.134
Cenni storici	pag.134
Tecnologia dei dispositivi BiCMOS	pag.135
Processo tecnologico BiCMOS	pag.135
Costi dei BiCMOS	pag.135
Applicazioni dei BiCMOS	pag.136
Processo tecnologico	pag.136
Processo bipolare	pag.141
- Progetto della base	pag.142
- Progetto dell'emettitore	pag.143
- Progetto del collettore	pag.143
Esempio di un processo BiCMOS per un'applicazione digitale a 5V	pag.145
Esempi di circuiti BiCMOS	pag.152

A cura di Valentina Baiardo e Daniela Baratta.
Si ringrazia Elio Alberto Girgenti per il capitolo sui BiCMOS.

CONDENSATORE MOS

CONDENSATORE MOS



In figura è rappresentato un condensatore MOS; le armature di detto condensatore sono formate dal gate (costituito da una metallizzazione o da silicio policristallino e perciò equipotenziale) e dal semiconduttore (verrà esposto il caso corrispondente al tipo p). Esse sono separate da un dielettrico (usualmente biossido di silicio la cui formula chimica è SiO_2).

La caduta di potenziale ai capi del condensatore (V_{GB}) è esprimibile come:

$$V_{GB} = V_{OX}^* + \Phi_s - \Phi_{ms} \quad (1)$$

dove

- V_{OX}^* è la caduta di potenziale ai capi dell'ossido;
- Φ_s è la caduta ai capi del semiconduttore;
- Φ_{ms} è la caduta ai capi del contatto eterogeneo di bulk ed è una quantità fissa dipendente sia dal tipo di semiconduttore sia dal tipo di metallo (il contatto di bulk è definito eterogeneo perché si tratta di una giunzione tra materiali con reticolo cristallino diverso).

In un semiconduttore di tipo p i portatori maggioritari sono le lacune, quelli minoritari gli elettroni. Gli andamenti delle concentrazioni in funzione della distanza dall'interfaccia ossido semiconduttore sono date da:

$$\begin{cases} p = N_A e^{\frac{-q\phi(x)}{kT}} \\ n = \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{q\phi(x)}{kT}} \end{cases}$$

dove

- N_A è la concentrazione degli ioni accettori;
- n_i è la concentrazione intrinseca.

Si definisce tensione di flat band (V_{FB}) il valore di V_{GB} per cui le concentrazioni delle cariche mobili all'interfaccia ossido-semiconduttore sono uguali a quelle all'infinito cioè:

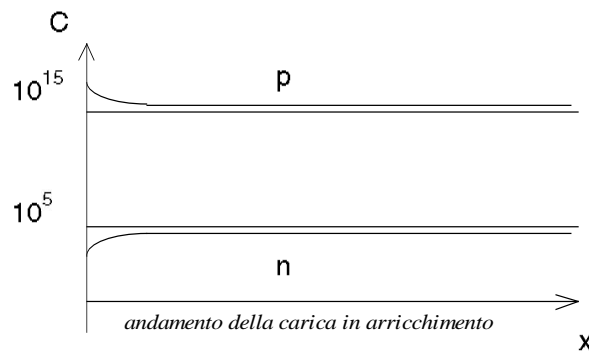
$$\begin{cases} p = N_A \\ n = \frac{n_i^2}{N_A} \end{cases}$$

Andamento delle concentrazioni all'interfaccia:

- se $V_{GB} < V_{FB}$ (condizione di accumulo od *enhancement*) si ha accumulo di lacune all'interfaccia perché le cariche negative sull'armatura di gate determinano un accumulo di cariche immagine positive sul substrato.

Esempio

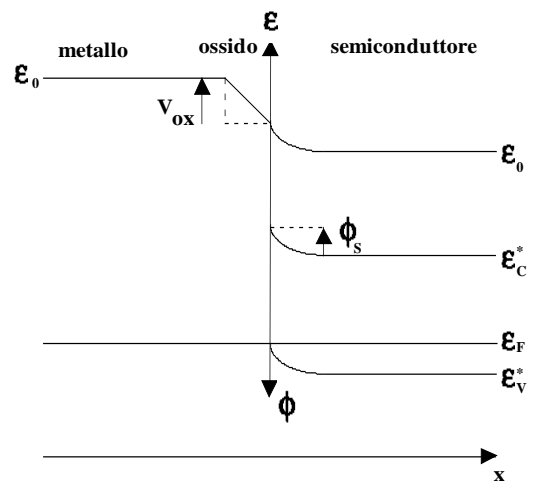
Supponendo $p = 10^{15}$ e $n = 10^5$ (essendo approssimativamente $p \cdot n = n_i^2 = 10^{20}$) in condizioni di flat band si ha:



Il corrispondente grafico delle bande di energia è riportato nella figura a fianco. In esso:

- \mathcal{E}_C rappresenta il fondo della banda di conduzione;
- \mathcal{E}_V rappresenta il fondo della banda di valenza;
- \mathcal{E}_F rappresenta il livello energetico di Fermi;
- $\mathcal{E}^* = \mathcal{E} - q \phi(x)$.

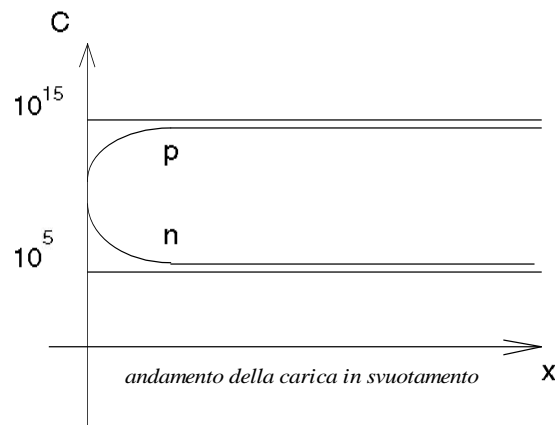
Più diminuisce la differenza di potenziale $\frac{\mathcal{E}_C^* - \mathcal{E}_F}{q}$ tanto più aumenta la probabilità che i livelli bassi della banda di conduzione siano occupati in quanto aumenta la concentrazione di elettroni (il semiconduttore risulta meno svuotato all'interfaccia con il metallo).



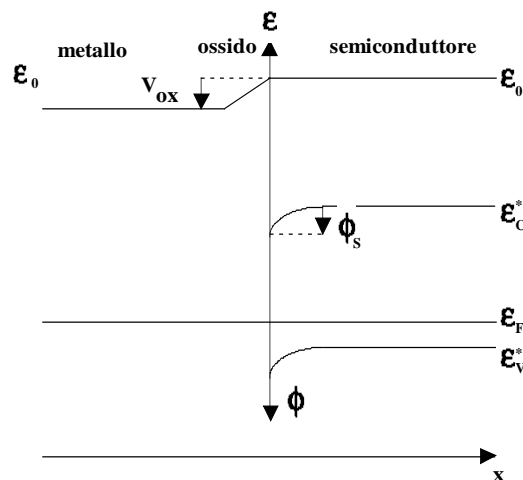
- se $V_{FB} < V_{GB} < V_{GBTH}$ (condizione di svuotamento o *depletion*) si ha una diminuzione nella concentrazione delle lacune (p) perché un potenziale positivo applicato al gate determina un accumulo di cariche positive su detta armatura e conseguentemente richiama cariche immagine negative sull'altra armatura (ovvero all'interfaccia). Inizialmente le cariche negative nel substrato di tipo p si manifestano con la creazione di una zona di svuotamento (il cui spessore x verrà in seguito calcolato) ovvero con l'allontanamento di ioni accettori (lacune).

Esempio

Supponendo $p = 10^{15}$ e $n = 10^5$ in condizioni di flat band si ha:



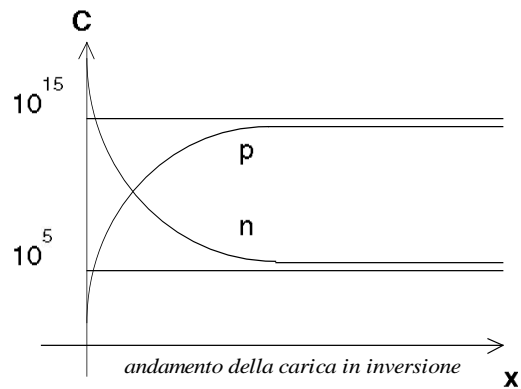
Il corrispondente grafico delle bande di energia è:



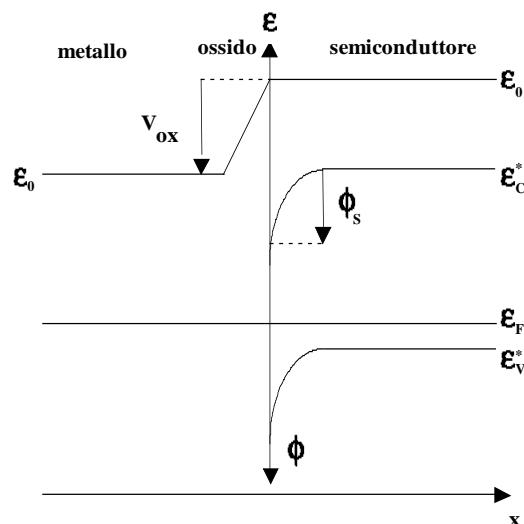
- se $V_{GB} = V_{GBTH}$, dove V_{GBTH} è la tensione di soglia, si ha il passaggio da zona di svuotamento a zona di inversione.
- se $V_{GB} > V_{GBTH}$ (condizione di inversione od *inversion*) si ha inversione di carica ovvero accumulo di elettroni.

Esempio

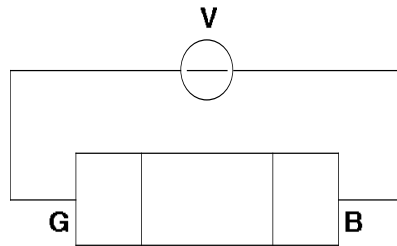
Supponendo $p=10^{15}$ ed $n=10^5$ in condizioni di flat band si ha:



Il corrispondente grafico delle bande di energia è:



Si analizzerà ora un condensatore MOS con bulk di tipo p (considerazioni duali varranno per un bulk di tipo n):



Per il principio di neutralità della carica vale

$$Q_G + Q_{SS} + Q_{SC} = 0 \quad (1.1)$$

dove

- Q_G carica sul gate;
- Q_{SC} carica sul semiconduttore dipendente da V ;
- Q_{SS} carica costante dello strato superficiale, ovvero localizzata all'interfaccia ossido-semiconduttore, dovuta ad una indesiderata contaminazione durante il processo di fabbricazione da parte di ioni di metalli leggeri (per esempio sodio). Questa quantità dipende solo dal processo di fabbricazione e, allo stato attuale della tecnologia, l'influenza di questo contributo non genera malfunzionamenti né per quantità né per stabilità.

Ai capi della regione di ossido si ha:

$$V_{OX}^* = -\frac{Q_{SS} + Q_{SC}}{C_{OX}}$$

dove

- C_{OX} è la capacità per unità di area dell'ossido ed è

$$C_{OX} = \frac{\epsilon_{OX}}{T_{OX}};$$

- ϵ_{OX} è la costante dielettrica dell'ossido;
- T_{OX} è lo spessore dello strato di ossido (più lo strato di ossido è sottile e maggiore è la capacità di area per unità di superficie del dielettrico, il limite inferiore alla diminuzione di tale spessore è imposto dalla perforazione del dielettrico, che se avvenisse determinerebbe la rottura del condensatore).

Inoltre

$$Q_{SC} = Q_B + Q_I \quad (1.2)$$

dove

- Q_B carica di svuotamento dovuta agli ioni accettori che sono stati scoperti dalle rispettive lacune;
- Q_I carica di inversione.

Ponendo

$$V_{OX} = -\frac{Q_{SC}}{C_{OX}} \quad (1.3)$$

essendo V_{OX} parte realmente significativa di V_{OX}^* (poiché Q_{SS} è quasi trascurabile e comunque fisso).

Si ricava la tensione V_{FB} (tensione di flat band)

$$V_{FB} = -\frac{Q_{SS}}{C_{OX}} - \Phi_{ms} \quad (2)$$

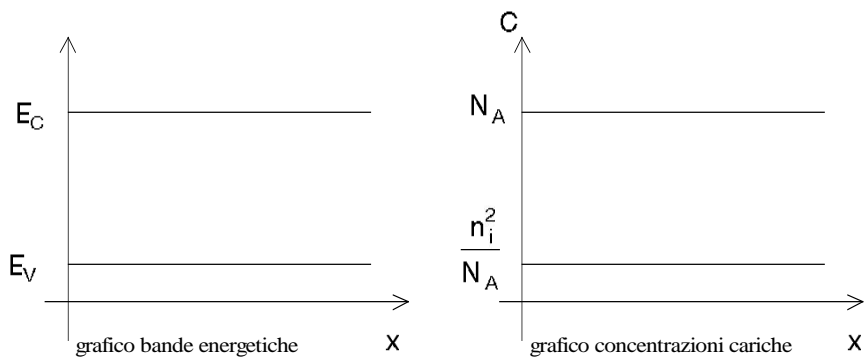
che è costante perché somma di contributi fissi.

Sostituendo la relazione (2) nella relazione (1) otteniamo

$$V_{GB} = V_{OX} + V_{FB} + \Phi_s \quad (2.1)$$

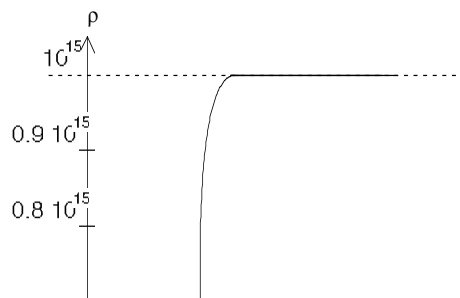
Se $V_{GB} = V_{FB}$ si ha $V_{OX} + \Phi_s = 0$ allora $V_{OX} = 0$ e $\Phi_s = 0$ perché i due potenziali sono di segno concorde e la loro somma deve essere nulla.

In tal caso le bande energetiche sono costanti e di conseguenza anche le concentrazioni di portatori sono costanti:

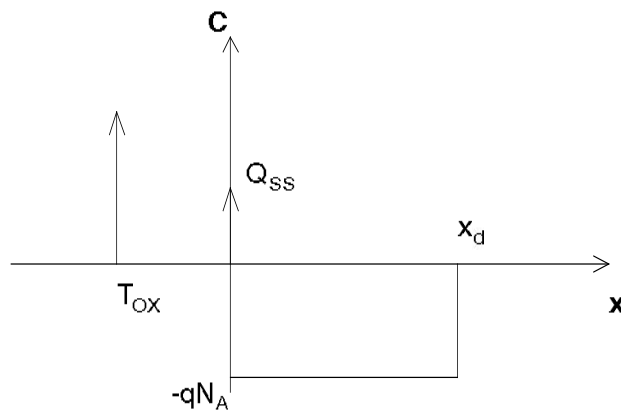


Nel caso specifico in cui $V_{GB} = V_{FB}$ essendo sia $\Phi(x) = 0$ che $\Phi(0) = 0$ si può concludere che $\Phi(x) = 0 \quad \forall x$ e che quindi le concentrazioni abbiano un andamento piatto.

La crescita della concentrazione di elettroni al variare di V_{GB} , nel caso in cui $N = 10^{15}$, ha un andamento del tipo:



Riesaminando la distribuzione delle cariche per $V_{FB} < V_{GB} < V_{GBTH}$ e con l'approssimazione di svuotamento si può tracciare il seguente grafico



dove

- x_d è l'ampiezza della zona di svuotamento;
- l'impulso di concentrazione in $x = 0$ rappresenta il contributo fisso dovuto alla contaminazione superficiale di ioni leggeri;
- l'impulso di concentrazione in $x = T_{ox}$ è dovuto alla carica di gate.

L'integrale dell'andamento approssimato della concentrazione di carica è

$$Q_B \approx -qN_A x_d$$

Dall'equazione di Poisson ($dE/dx = \rho/\epsilon$) si ha:

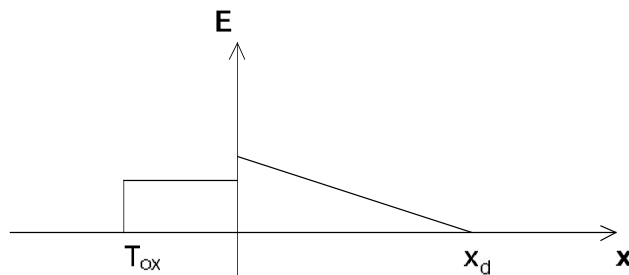
$$E(x) = -\frac{qN_A(x - x_d)}{\epsilon_{SI}}$$

essendo inoltre $E(x) = -\frac{d\Phi(x)}{dx} \Rightarrow \Phi(x) = \frac{qN_A(x - x_d)^2}{2\epsilon_{SI}}$

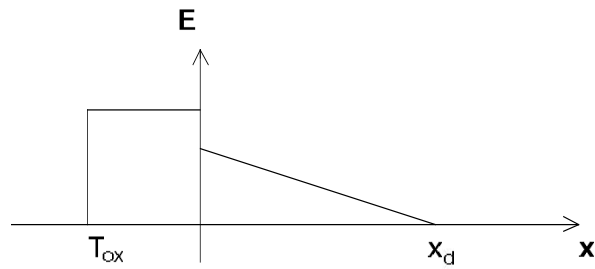
Per visualizzare l'andamento di $E(x)$ è necessario valutare se il campo costante E nell'ossido risulti maggiore o minore di $E(0)$. In questa valutazione intervengono due aspetti di effetto opposto:

- l'impulso di carica in $x = 0$ (cioè all'interfaccia ossido semiconduttore) che essendo di segno opposto alla carica per $x > 0$ tende a diminuire il campo elettrico;
- il cambiamento di costante dielettrica relativa nel passaggio ossido-semiconduttore che essendo $\epsilon_{SI} > \epsilon_{OX}$ (infatti $\epsilon_{SI} = 10$ e $\epsilon_{OX} = 3.9$) tende ad aumentare il campo elettrico.

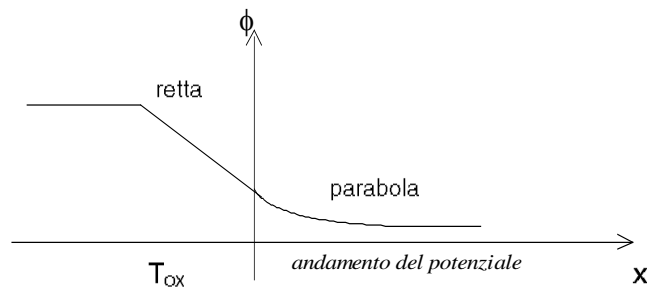
Dipendendo perciò il valore di E dalla tecnologia che privilegia o l'effetto delle costanti dielettriche o l'impulso di carica in $x = 0$ un possibile andamento è il seguente (in cui prevale l'effetto dell'impulso in $x = 0$):



Se invece si ha una tecnologia a pochi strati superficiali prevale l'effetto del cambiamento delle costanti dielettriche:



L'andamento di Φ al variare di x è:



Dalla relazione

$$\Phi(x) = \frac{qN_A(x - x_d)^2}{2\varepsilon_{SI}}$$

posto $\Phi(0) = \Phi_s$ si ricava l'espressione dell'ampiezza della zona di svuotamento:

$$x_d = \sqrt{\frac{2\Phi_s \varepsilon_{SI}}{qN_A}}$$

Si vuole ora esprimere V_{GB} in funzione di Φ_s ; si assume

$$\gamma = \frac{\sqrt{2\varepsilon_{SI} qN_A}}{C_{OX}}$$

$$V_{GB} = V_{OX} + V_{FB} + \Phi_s$$

$$Q_{SC} = -Q_G - Q_{SS} = Q_I + Q_B = Q_B$$

(infatti in zona di svuotamento la carica di inversione $Q_I=0$ perché tutta la carica è dovuta agli ioni accettori).

Poiché

$$Q_B = -q N_A x_d \Rightarrow Q_{SC} = Q_B = -qN_A \frac{\sqrt{2\Phi_s \varepsilon_{SI}}}{\sqrt{qN_A}} = -\sqrt{2qN_A \Phi_s \varepsilon_{SI}}$$

essendo

$$V_{OX} = -\frac{Q_{SC}}{C_{OX}} = \frac{\sqrt{2\varepsilon_{SI} qN_A \Phi_s}}{C_{OX}} = \gamma \sqrt{\Phi_s}$$

sostituendo nell'espressione di V_{GB} in funzione di V_{OX} si ha

$$V_{GB} = V_{FB} + \Phi_S + \gamma \sqrt{\Phi_S} \quad (3)$$

ponendo $Y = \sqrt{\Phi_S}$ e sostituendo nell'espressione di V_{GB} si ottiene l'equazione di secondo grado in Y :

$$Y^2 + \gamma Y - (V_{GB} - V_{FB}) = 0$$

dovendo essere, per valutazioni precedenti, $\Phi_S = 0$ per $V_{GB} = V_{FB}$ si sceglie la soluzione

$$\Phi_S = \frac{1}{4} \left(\sqrt{\gamma^2 + 4(V_{GB} - V_{FB})} - \gamma \right)^2$$

Per trovare $\Phi_S|_{inv}$ si parte dalla considerazione che per $V_{GB} = V_{GBTH}$ si ha $n(0) = N_A$ ovvero

$$n(0) = n_i^2 e^{\frac{\Phi_S|_{inv} q}{kT}} \Rightarrow \Phi_S|_{inv} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right)^2 = \frac{2kT}{q} \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right) = 2\Phi_F \quad (3.1)$$

e sostituendo nella relazione (3) si ottiene

$$V_{GBTH} = V_{FB} + \Phi_S|_{inv} + \gamma \sqrt{\Phi_S|_{inv}} = V_{FB} + 2\Phi_F + \gamma \sqrt{2\Phi_F}$$

Si vuole ora tracciare il grafico di Φ_S . Prendendo come riferimento i valori notevoli di V_{GB} (ovvero $V_{GB} = V_{FB}$ e $V_{GB} = V_{GBTH}$) si ha:

$$\Phi_S|_{V_{GB}=V_{FB}} = 0$$

$$\Phi_S|_{V_{GB}=V_{GBTH}} = 2\Phi_F$$

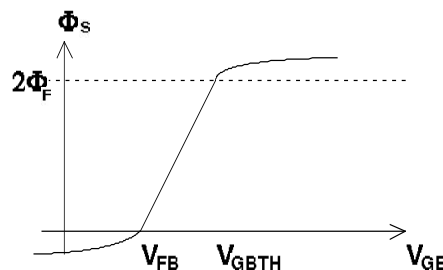
Per $V_{GB} < V_{FB}$ si ha un comportamento analogo ad un condensatore ideale poiché l'andamento di Φ_S si può dedurre dall'andamento delle lacune ovvero dall'equazione $p_s = p_0 e^{-\frac{\Phi_S q}{kT}}$ allora

$$\Phi_S = -\frac{kT}{q} \ln \frac{p_s}{p_0}$$

essendo $Q \propto V_{GB} \Rightarrow \Phi_S \propto \ln V_{GB}$.

Per $V_{GB} > V_{GBTH}$ il comportamento è analogo, considerando gli elettroni in luogo delle lacune.

L'andamento di Φ_S risulta pertanto il seguente:



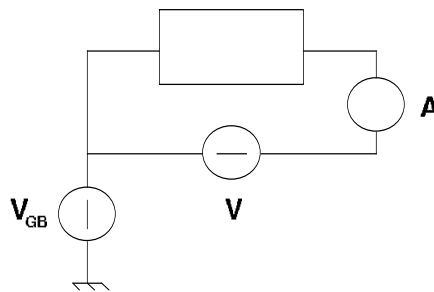
In pratica, poiché la dipendenza logaritmica è molto piccola, si può assumere $\Phi_S \cong 0$ se $V_{GB} < V_{FB}$ e $\Phi_S \cong 2\Phi_F$ se $V_{GB} > V_{GBTH}$.

Il condensatore MOS è un dispositivo non lineare. In particolare la sua capacità differenziale in zona di svuotamento vale:

$$C_{GB} = -\frac{dQ_{SC}}{dV_{GB}} = \gamma C_{OX} \frac{d\sqrt{\Phi_S}}{dV_{GB}} = \gamma C_{OX} \left(\sqrt{\gamma^2 + 4(V_{GB} - V_{FB})} \right)^{-1}.$$

Non si tratta ovviamente di una quantità costante ma dipende dalla tensione V_{GB} : C_{GB} decresce in zona di svuotamento al crescere di V_{GB} , per $V_{GB} = V_{GBTH}$ C_{GB} raggiunge il minimo. Per $V_{GB} \leq V_{FB}$ (ovvero in condizioni di accumulo) e per $V_{GB} > V_{GBTH}$ (ovvero in condizione di inversione) si ha $C_{GB} = C_{OX}$ in quanto in questa zona il componente si comporta in modo simile ad un condensatore ideale.

Come dimostrano misure sperimentali la C_{GB} in zona di inversione ha un andamento dipendente dalla frequenza del segnale di ingresso. Per valutare l'andamento in frequenza di C_{GB} si usa un circuito del tipo:



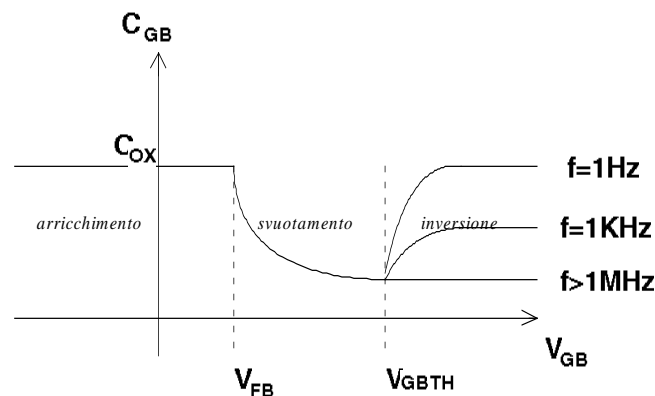
dove

- V_{GB} serve per spostare la polarizzazione;
- V è un generatore di piccolo segnale;
- A è un amperometro.

L'ampiezza del piccolo segnale dipende dal valore scelto per V_{GB} (p.e se $V_{GB} = 1$ il picco del piccolo segnale può essere al max 10mV).

Da misure fatte si ricava:

- se $f \geq 1$ MHz $C_{GB} = \min(C_{GB} \text{ in zona di svuotamento}) = C_{GB}(V_{GB} = V_{GBTH})$;
- se $f = 1$ KHz il valore di C_{GB} si alza;
- se $f = 1$ Hz allora $C_{GB} \cong C_{OX}$.



Il comportamento di C_{GB} dipendente dalla frequenza in zona di inversione ha come motivazione il fatto che le variazioni di carica sul semiconduttore dipendono dai tassi di generazione e ricombinazione del materiale.

Se la tensione aumenta a gradino si allarga la zona di svuotamento per fornire un numero di ioni accettori corrispondente all'aumento di carica positiva sull'armatura di gate. Le coppie elettrone-lacuna vengono separate nella zona di svuotamento dal campo elettrico. Gli elettroni si localizzano all'interfaccia ossido-semiconduttore andando ad aumentare la carica di inversione.

Corrispondentemente la zona di svuotamento si restringe fino al valore iniziale $\bar{x}_d = \sqrt{\frac{4 \Phi_F \epsilon_{SI}}{q N_A}}$.

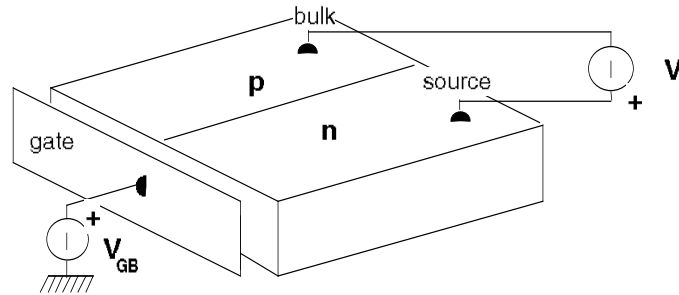
Se la tensione V_{GB} diminuisce gli elettroni in eccesso si ricombinano. Essendo le costanti di tempo dei tassi di generazione e ricombinazione dell'ordine dei msec, se il periodo di variazione del piccolo segnale fosse molto più breve rispetto a dette costanti di tempo lo strato di inversione non riuscirebbe a seguire le variazioni di carica corrispondenti. Allora la variazione di carica nel dispositivo sarebbe dovuta in pratica unicamente allo spostamento del confine della zona di svuotamento. Questo fa sì che si abbia

$$C_{GB} \Big|_{inv} = C_{GB} \Big|_{V_{GB}=V_{GBTH}} \quad \text{per } f \geq 1 \text{ MHz.}$$

TRANSISTORE MOS

TRANSISTORE MOS

Per introdurre i transistori mos si consideri dapprima la struttura:



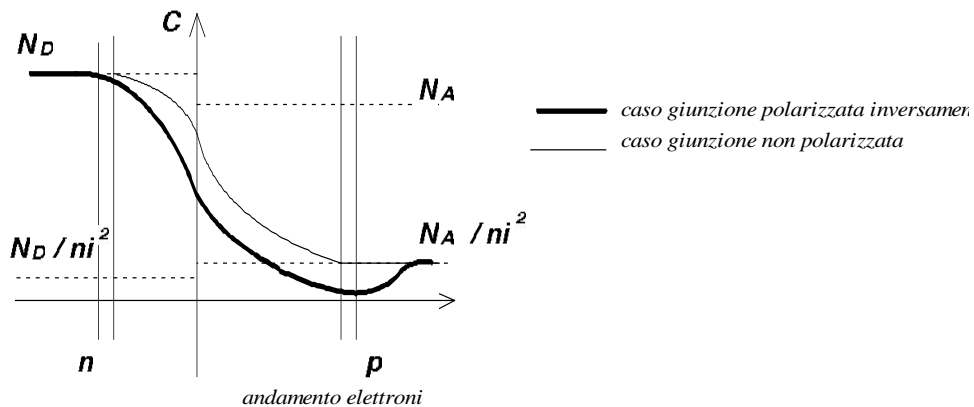
Nella figura sopra sono presenti:

- una giunzione pn (per un transistor a canale n il semiconduttore di tipo p rappresenta il bulk ed il semiconduttore di tipo n rappresenta il source oppure il drain);
- un elettrodo conduttore (metallico o di silicio policristallino fortemente drogato) chiamato gate;
- un dielettrico tra la placca metallica e la giunzione (in genere costituito da un sottile strato d'ossido).

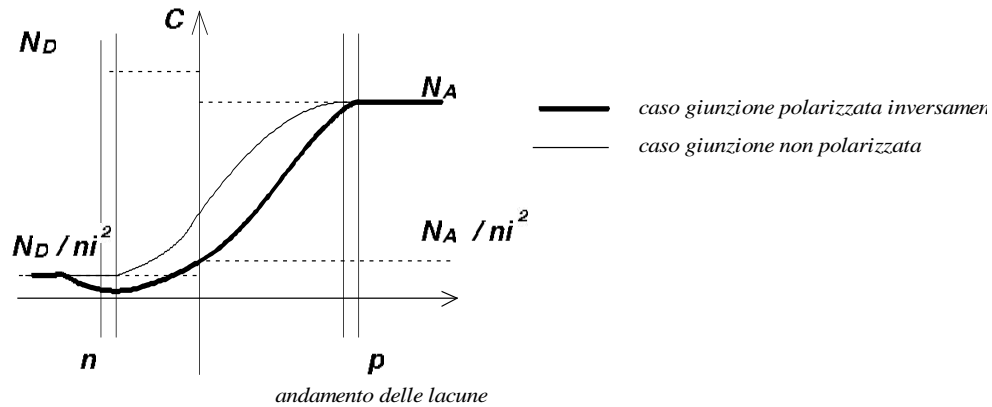
Se la giunzione pn non è polarizzata ($V=0$) si ha una zona di svuotamento dovuta al contatto dei due semiconduttori drogati differentemente.

Se la giunzione pn è polarizzata inversamente ($V>0$) l'ampiezza della zona di svuotamento cresce (la zona di svuotamento della parte drogata "n" è minore di quella della parte drogata "p").

L'andamento delle concentrazioni di elettroni in assenza di polarizzazione e in polarizzazione inversa è rappresentato nella figura seguente:



In modo analogo l'andamento di concentrazione per le lacune è



Nel caso della giunzione pn si hanno due regioni di svuotamento, una dovuta all'effetto del campo di gate ed una dovuta all'effetto della giunzione pn stessa, questi due contributi si sovrappongono all'interfaccia ossido-semiconduttore.

Ricordando che $n_s|_{inv} = N_A$ in assenza di polarizzazione della giunzione

$$n_{s0} = \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{\Phi_s q}{kT}}$$

mentre in presenza di polarizzazione inversa

$$n_s = n_{s0} e^{\frac{-Vq}{kT}} = \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{\Phi_s q}{kT}} e^{\frac{-Vq}{kT}}$$

Allora se $V > 0$ (polarizzazione inversa)

$$n_s = \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{(\Phi_s|_{inv} - V)q}{kT}} = N_A$$

da cui si ricava che

$$\Phi_s|_{inv} = 2\Phi_F + V$$

In presenza di polarizzazione inversa per arrivare alla soglia (cioè per portare la concentrazione di elettroni al valore N_A) occorre

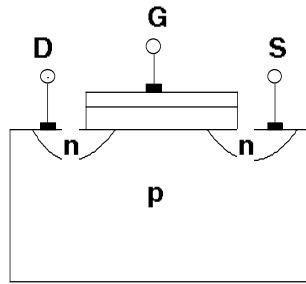
$$V_{GBTH} = V_{FB} + 2\Phi_F - V_{BS} + \gamma\sqrt{2\Phi_F - V_{BS}}$$

essendo V_{BS} la tensione di polarizzazione bulk-source.

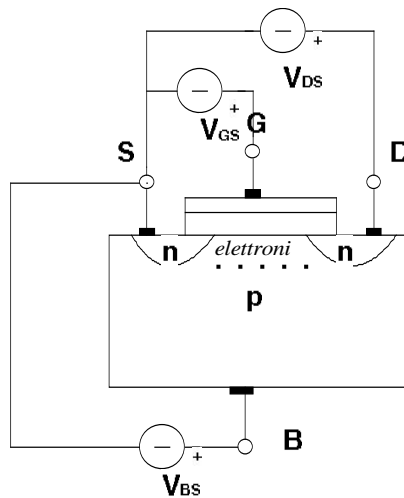
Si prenda ora come riferimento per i potenziali l'elettrodo di source, si ha che:

$$V_{GSTH} = V_{GBTH} - V_{BS} = V_{FB} + 2\Phi_F + \gamma\sqrt{2\Phi_F - V_{BS}}$$

La struttura di un transistor mos è:



Gli elettrodi di drain e source sono strutturalmente uguali, si distinguono per il fatto che in un transistor a canale n il drain è l'elettrodo a potenziale più alto.



Si supponga di essere in inversione, cioè in presenza di canale, allora applicando una $V_{DS} > 0$ il transistor si comporta come una resistenza e quindi lascia passare corrente (gli elettroni si muovono dal source verso il drain) l'ampiezza del canale è modulata dalla tensione di gate.

Si analizza ora la variazione della concentrazione di elettroni al di sotto della superficie, per entrambe le giunzioni, al variare di V_{GS} .

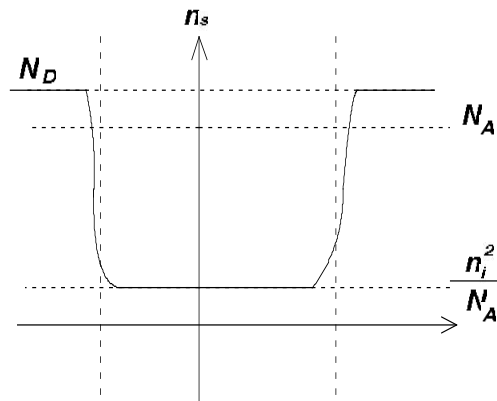
Supponendo $V_{BS} = 0$ (ed inizialmente anche $V_{DS} = 0$)

- Se $V_{GS} = V_{FB}$ allora $n_s = \frac{n_i^2}{N_A}$

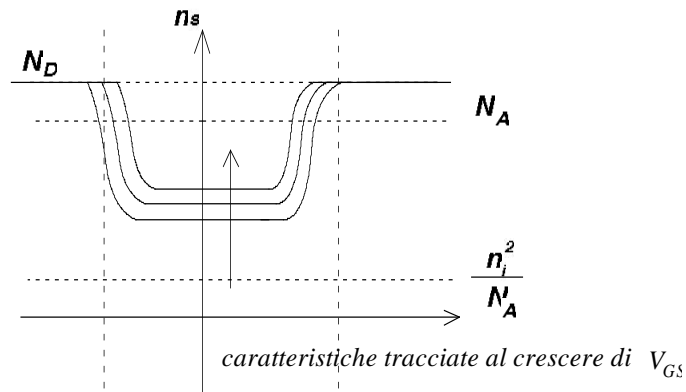
Dim : se $V_{BS} = 0 \Rightarrow V_{GS} = V_{GB} \Rightarrow V_B = V_S$

essendo inoltre $n_s = \frac{n_i^2}{N_A}$ solo se $\Phi_s = 0$ dalla relazione $V_{OX} = V_{GB} - V_{FB} - \Phi_s$

poiché $V_{OX} = 0 \Rightarrow V_{GB} = V_{FB}$



- Se V_{GS} aumenta anche Φ_S aumenta in quanto in zona di svuotamento V_{GS} e Φ_S sono legati da una relazione quasi lineare (3), se Φ_S aumenta linearmente allora la concentrazione cresce esponenzialmente:



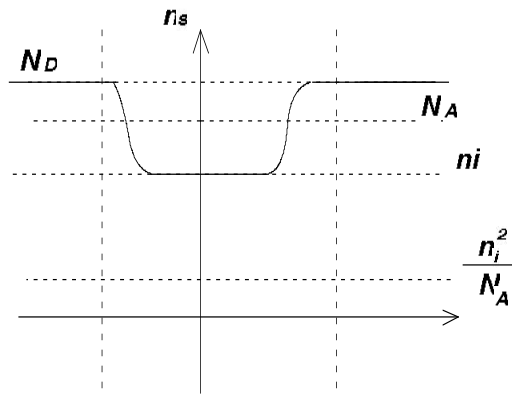
- Se V_{GS} raggiunge un valore tale che $\Phi_S = \Phi_F$ sapendo che

$$\Phi_F = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i}$$

sostituendo nell'espressione di n_s si ottiene

$$n_s|_{\Phi_S=\Phi_F} = \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{kT \ln \frac{N_A}{n_i}}{q} \frac{q}{kT}} = n_i$$

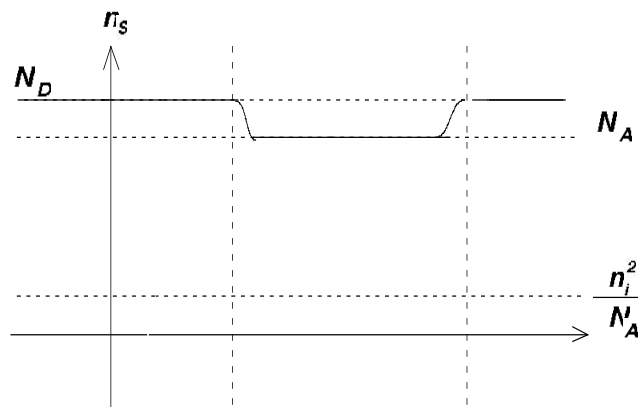
ossia la concentrazione di elettroni ha raggiunto il suo valore intrinseco e cioè il valore per cui uguaglia la concentrazione delle lacune



- Se V_{GS} diventa tale che $\Phi_S = 2\Phi_F$ si ottiene

$$n_s|_{inv} = \frac{n_i^2}{N_A} e^{2\ln \frac{N_A}{n_i}} = N_A$$

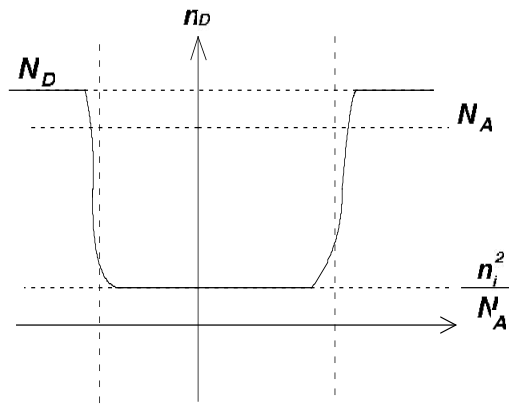
Quando si arriva a questo valore di V_{GS} si ha la formazione del canale (se il transistor è di tipo n il canale è di tipo p viceversa se il transistor è di tipo p)



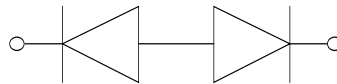
Si valuta ora il comportamento delle concentrazioni di portatori mantenendo $V_{BS} = 0$, $V_{GS} = V_{FB}$ e facendo crescere V_{DS} .

- Se $V_{DS} = 0$ essendo $V_{GS} = V_{FB}$ e $V_{BS} = 0$ si ha

$$n_d = \frac{n_i^2}{N_A}$$



- Se V_{DS} aumenta la giunzione drain-substrato è polarizzata inversamente e quella source-substrato è polarizzata direttamente allora in prima approssimazione si può pensare che tutta la tensione sia applicata tra drain e substrato. Per capire l'approssimazione si può pensare a due diodi collegati in serie secondo lo schema in figura,



per cui tutta la tensione applicata cade, in pratica, sul diodo polarizzato inversamente.

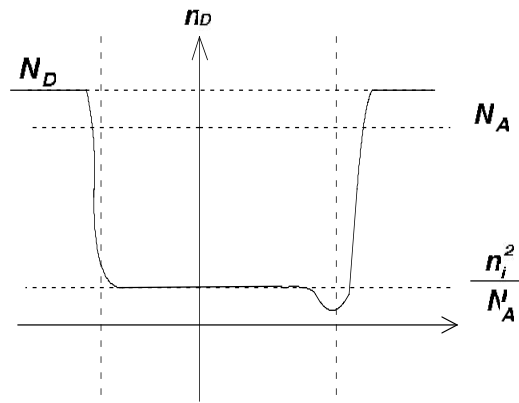
L'aumento di V_{DS} provoca sia l'allargamento della zona di svuotamento che la diminuzione della concentrazione al bordo di detta zona infatti

$$n_d = \frac{n_i^2}{N_A} e^{-\frac{qV_{DS}}{kT}}$$

Una $V_{DS} > 0$ comporta anche un aumento della $\Phi_{S|inv}$ che diventa

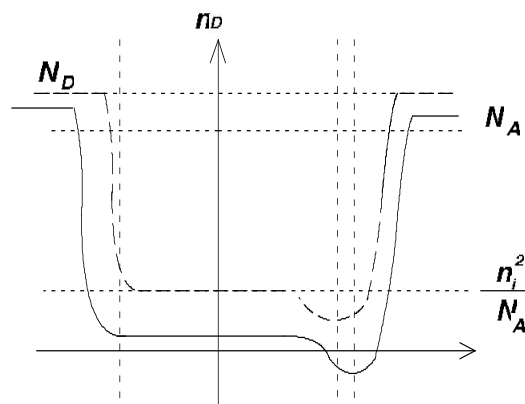
$$\Phi_{S|inv} = 2 \Phi_F + V_{DS}$$

E' importante notare che sulla giunzione di drain si ha il contributo di due tensioni (detto contributo è pari a $V_{DS} - V_{BS}$, con $V_{DS} - V_{BS} > 0$ in quanto $V_{BS} < 0$) allora per raggiungere l'inversione in quest'ultimo caso il potenziale superficiale da ottenere per effetto della polarizzazione deve compensare non solo il fatto che il substrato è di tipo p (cioè compensare $2\Phi_F$) ma anche la polarizzazione inversa (cioè $V_{DS} - V_{BS}$).

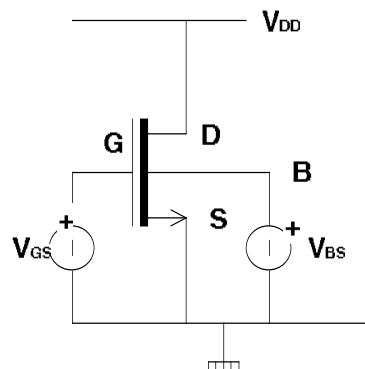


- Se $V_{BS} \neq 0$ ($V_{BS} < 0$) $\Phi_{S|inv}$ diventa

$$\Phi_{S|inv} = 2 \Phi_F + V_{DS} - V_{BS}$$

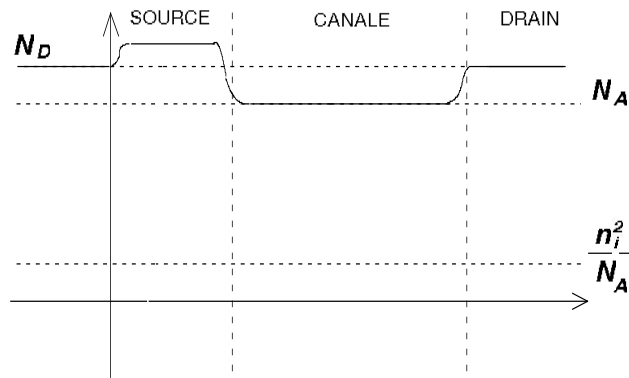


ESEMPIO



$$V_{DD} = 5V, V_{BS} = -2V, V_{DS} = V_{DD} \Rightarrow V_{DB} = 7V$$

L'obiettivo di questa trattazione è trovare la corrente I che passa attraverso il canale. Le ipotesi di partenza sono di avere $V_{GS} = V_{FB}$ ed il canale tutto invertito.



La concentrazione del canale è maggiore di N_D vicino al source, diminuisce ma rimane sempre sopra ad N_A nel canale vero e proprio, per poi ritornare ad N_D presso il drain .

Riprendendo la relazione (1.1):

$$Q_G = -(Q_{SS} + Q_{SC})$$

- Q_G è la carica sull'armatura di gate;
- $Q_{SS} + Q_{SC}$ è la carica sulla seconda armatura.

$$Q_{SC} = -Q_G - Q_{SS} = -C_{ox} V_{ox}$$

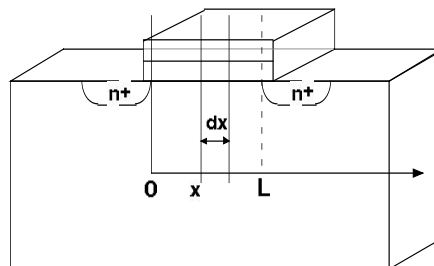
$$Q_{SC} = Q_B + Q_I$$

$$Q_I = Q_{SC} - Q_B$$

$$Q_B = -\gamma \sqrt{\Phi_s} C_{ox}$$

Q_I è la concentrazione di carica in inversione ed è quella che interessa perché sostiene il passaggio di corrente.

Sotto l'ossido la tensione è variabile cioè cambia a seconda del punto del canale in cui si lavora; si consideri una fetta del transistor di larghezza dx e si supponga che la distanza tra le due giunzioni sia L .



Ai capi della giunzione di source cade una tensione pari a V_{BS} mentre ai capi della giunzione di drain cade una tensione pari a $V_{DS} - V_{BS}$ per cui vale:

$$\begin{cases} \Phi(0) = 2\Phi_F - V_{BS} \\ \Phi(L) = 2\Phi_F + V_{DS} - V_{BS} \end{cases}$$

allora

$$\Phi_S(x) = 2\Phi_F - V_{BS} + V_C(x) \quad (5)$$

dove l'andamento di $V_C(x)$ non è completamente noto ma si conoscono le condizioni imposte dalle due giunzioni e cioè

$$\begin{aligned} V_C(0) &= 0 \\ V_C(L) &= V_{DS} \end{aligned}$$

Le relazioni viste valgono sotto alcune approssimazioni, che verranno considerate nei modelli di SPICE, e che sono:

- dispositivo monodimensionale;
- transistore lungo rispetto all'ampiezza della zona di svuotamento.

Considerando le relazioni (1.2), (1.3) e (5) si ottiene

$$Q_G + Q_{SS} = C_{ox} V_{ox} = C_{ox} [V_{GB} + V_{BS} - V_{FB} - 2\Phi_F - V_C(x)]$$

essendo $V_{ox} = V_{GB} - \Phi_S - V_{FB}$ ed inoltre $\Phi_S = 2\Phi_F - V_{BS} + V_C(x)$.

Il transistore è lungo L e largo W , prendendo come riferimento un elemento infinitesimo di canale lungo dx e passando dalla concentrazione di carica alla carica stessa, si ha:

$$\begin{aligned} dQ_i &= -(dQ_G + dQ_{SS}) - dQ_B \\ dQ_i &= Q_i \cdot W \cdot dx \end{aligned}$$

dove

- dQ_i è la carica all'inversione nella porzione di canale;
- $W \cdot dx$ è l'area della porzione infinitesima di canale.

Sapendo che:

$$\begin{aligned} Q_i &= Q_{SC} - Q_B = -(Q_G + Q_{SS}) - Q_B \\ Q_G + Q_{SS} &= C_{ox} (V_{GB} + V_{BS} - V_{FB} - 2\Phi_F - V_C(x)) \\ Q_B &= -\gamma \sqrt{\Phi_S} C_{ox} = -\gamma C_{ox} \sqrt{2\Phi_F - V_{BS} + V_C(x)} \end{aligned}$$

sostituendo opportunamente si ottiene

$$dQ_i = W dx \left\{ -C_{ox} [V_{GB} + V_{BS} - V_{FB} - 2\Phi_F - V_C(x)] + \gamma C_{ox} \sqrt{2\Phi_F - V_{BS} + V_C(x)} \right\}$$

dove

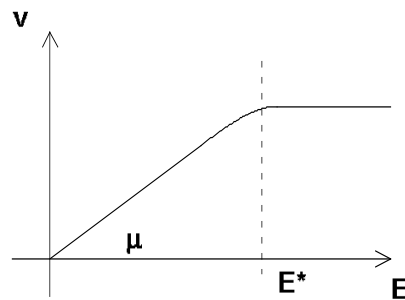
- $C_{ox} [V_{GB} + V_{BS} - V_{FB} - 2\Phi_F - V_C(x)]$ è il contributo dovuto alla carica di gate;
- $\gamma C_{ox} \sqrt{2\Phi_F - V_{BS} + V_C(x)}$ è la compensazione dovuta alla carica di bulk (cioè agli ioni fissi che non partecipano alla conduzione).

Quindi dQ_i risulta funzione di $V_C(x)$, delle polarizzazioni, delle dimensioni dei transistori e dei parametri fisici (C_{ox} , γ).

Al passaggio della corrente la carica si sposta nel tempo e nei semiconduttori la velocità dei portatori è proporzionale al campo elettrico applicato ovvero

$$v = \frac{dx}{dt} = -\mu E$$

Quest'ultima relazione è approssimata infatti l'andamento reale di v è:



Come si vede dal grafico per una certa E^* si ha la saturazione di velocità ovvero oltre E^* la velocità dei portatori non aumenta più.

Essendo $E = -\frac{d\Phi}{dx}$ sostituendo si ha

$$v = -\mu E = \mu \frac{d\Phi}{dx}$$

e poiché ad interessare è il potenziale superficiale $\Phi_S = 2\Phi_F - V_{BS} + V_C(x) \Rightarrow$ essendo Φ_S dipendente da x solo nel termine $V_C(x)$ risulta $\frac{d\Phi_S}{dx} = \frac{dV_C(x)}{dx}$ da cui

$$v = \mu \frac{dV_C(x)}{dx}$$

Avendo $\frac{dQ_i}{dt} =$ corrente in inversione $= I_{DS}$ ed essendo in regime stazionario, non ci sono accumuli di carica per cui $I_{DS} = \text{cost}$ e si può integrare tra 0 ed L

$$\int_0^L I_{DS} dx = \int_0^L \frac{dQ_i}{dt} dx = I_{DS} L$$

da cui

$$I_{DS} = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{dQ_i}{dt} dx$$

e sostituendo dQ_i :

$$I_{DS} = -C_{OX} \frac{W}{L} \int_0^L \left[V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F - V_C(x) - \gamma \sqrt{2\Phi_F - V_{BS} + V_C(x)} \right] \frac{dx}{dt} dx$$

Ma $\frac{dx}{dt} = v = \mu \frac{dV_C(x)}{dx}$ implica che si può fare un cambiamento di variabile utile in quanto $V_C(x)$

è noto in $x = 0$ ed in $x = L \Rightarrow$

$$I_{DS} = -C_{OX} \frac{W}{L} \int_0^L \left[V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F - V_C(x) - \gamma \sqrt{2\Phi_F - V_{BS} + V_C(x)} \right] \frac{dx}{dt} dx$$

diventa

$$I_{DS} = -\mu C_{OX} \frac{W}{L} \int_0^{V_C(L)} \left[V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F - V_C(x) - \gamma \sqrt{2\Phi_F - V_{BS} + V_C(x)} \right] dV_C$$

Nell'espressione di I_{DS} si trascurerà il segno '-', che indica che la direzione della corrente è opposta all'asse x, perché si è interessati al modulo di I_{DS} per cui

$$I_{DS} = \mu C_{OX} \frac{W}{L} \int_0^{V_{DS}} \left[V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F - V_C(x) - \gamma \sqrt{2\Phi_F - V_{BS} + V_C(x)} \right] dV_C$$

integrando si ottiene

$$I_{DS} = \mu C_{OX} \frac{W}{L} \left[V_{GS} V_C(x) - V_{FB} V_C(x) - 2\Phi_F V_C(x) - \frac{V_C^2(x)}{2} - \frac{2}{3} \gamma \sqrt{[2\Phi_F - V_{BS} + V_C(x)]^3} \right]_0^{V_{DS}}$$

e quindi

$$I_{DS} = \mu C_{OX} \frac{W}{L} \left\{ V_{DS} \left(V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F - \frac{V_{DS}}{2} \right) - \frac{2}{3} \gamma \left[\sqrt{(2\Phi_F - V_{BS} + V_{DS})^3} - \sqrt{(2\Phi_F - V_{BS})^3} \right] \right\}$$

La relazione appena scritta in ambiente SPICE è chiamata LIVELLO 2 (level 2) ed è abbastanza precisa perché tiene conto di tutte le cariche in gioco.

Dato che nell'analisi automatica dei circuiti gran parte del tempo è spesa nel valutare l'equazione caratteristica dei componenti bisogna cercare di diminuire il più possibile il tempo necessario a fare questo calcolo senza andare a scapito della qualità; poiché nell'espressione di I_{DS} del livello 2 il termine complicato è

$$\frac{2}{3} \gamma \left[\sqrt{(2\Phi_F - V_{BS} + V_{DS})^3} - \sqrt{(2\Phi_F - V_{BS})^3} \right] = B(V_{DS})$$

lo si può approssimare con uno sviluppo di Taylor.

Fermandosi al primo ordine $B(V_{DS}) = B(0) + B'(0) (V_{DS} - 0)$, con

$$\begin{aligned} B(V_{DS})|_{V_{DS}=0} &= 0 \\ \frac{dB(V_{DS})}{dV_{DS}} &= \frac{2}{3} \gamma \frac{3}{2} \sqrt{2\Phi_F - V_{BS} + V_{DS}} \end{aligned}$$

Allora

$$\left. \frac{dB(V_{DS})}{dV_{DS}} \right|_{V_{DS}=0} = \gamma \sqrt{2\Phi_F - V_{BS}}$$

e quindi

$$B(V_{DS}) \approx \gamma \sqrt{2\Phi_F - V_{BS}} V_{DS}$$

Sostituendo opportunamente nella relazione di livello 2 si ottiene

$$I_{DS} = \mu C_{OX} \frac{W}{L} V_{DS} \left(V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F - \frac{V_{DS}}{2} - \gamma \sqrt{2\Phi_F - V_{BS}} \right)$$

ed essendo $V_{TH} = V_{FB} + 2\Phi_F + \gamma \sqrt{2\Phi_F - V_{BS}}$

$$I_{DS} = \mu C_{OX} \frac{W}{L} V_{DS} \left(V_{GS} - V_{TH} - \frac{V_{DS}}{2} \right)$$

questa espressione di I_{DS} è detta LIVELLO 1 (level 1) ed è usata nei conti.

Per completezza si riporta l'espressione di I_{DS} di LIVELLO 3 (level 3) in cui lo sviluppo di Taylor è troncato al secondo ordine:

$$I_{DS} = \mu C_{OX} \frac{W}{L} V_{DS} \left(V_{GS} - V_{TH} - \frac{V_{DS}}{2} - \frac{\gamma}{4} \frac{V_{DS}}{\sqrt{2\Phi_F - V_{BS}}} \right)$$

Per valori piccoli di V_{DS} il transistorore è equivalente ad una resistenza controllata in tensione, $\frac{V_{DS}^2}{2}$ è trascurabile e quindi

$$I_{DS} = \mu C_{OX} \frac{W}{L} V_{DS} (V_{GS} - V_{TH})$$

$\mu C_{OX} \frac{W}{L} (V_{GS} - V_{TH})$ è la transconduttanza per cui

$$\frac{V_{DS}}{I_{DS}} = \frac{1}{\mu C_{OX} \frac{W}{L} (V_{GS} - V_{TH})} = R_{MOS}$$

Si individua ora come i vari parametri della formula appena vista influiscono sulla corrente:

- se $V_{GS} = V_{TH}$ nel piano (V_{DS} , I_{DS}) l'andamento coincide con l'asse delle ascisse, se V_{GS} sale al di sopra della soglia passa corrente ed il componente ha un comportamento resistivo;
- R_{MOS} diminuisce all'aumentare di μ , ovvero la corrente è direttamente proporzionale alla mobilità dei portatori (dati due transistori uno a canale n ed uno a canale p ed a parità di tutte le grandezze, il transistorore a canale n sostiene più corrente del transistorore a canale p perché la mobilità degli elettroni, μ_n , è maggiore della mobilità delle lacune, μ_p);
- per ottenere una corrente elevata occorre avere T_{ox} , spessore dello strato di ossido sottile, piccolo, in modo che $C_{ox} = \epsilon_{ox} / T_{ox}$ sia elevato. Con le moderne tecnologie si giunge a T_{ox} di qualche decina di nanometri per cui si hanno tensioni di rottura intorno ai 20-30 volt;
- I_{DS} è direttamente proporzionale alla larghezza W ed inversamente proporzionale alla lunghezza L ;
- $V_{GS} - V_{TH}$ quantifica la carica al di là della soglia di inversione.

Sbilanciando source e drain passa una corrente sostenuta dagli elettroni del canale; se la tensione di drain diventa significativa la zona di svuotamento del drain si allarga perché la giunzione drain-bulk si polarizza inversamente. Allargandosi la zona di svuotamento gli elettroni diminuiscono e quindi il canale all'altezza del drain si annulla. Essere in condizioni di assenza di canale (pinch off) significa che raggiunta una tensione V_{DS} pari a $V_{DS|SAT}$ in un punto del canale si passa da una situazione di inversione ad una di svuotamento ovvero si hanno solo ioni accettori.

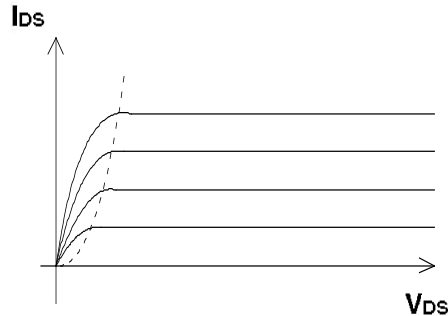
Raggiunta una tensione pari a $V_{DS|SAT}$ la corrente I_{DS} resta costante in quanto nel calcolo dell'integrale

$$I_{DS} = \mu C_{OX} \frac{W}{L} \int_0^L \left[V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F - V_C(x) - \gamma \sqrt{2\Phi_F - V_{BS} + V_C(x)} \right] \frac{dx}{dt} dx$$

si valuta la carica all'inversione, ma essendo nel punto di pinch off la carica di inversione nulla, non si ha alcun contributo all'integrale. Facendo aumentare la tensione V_{DS} al di sopra di $V_{DS|SAT}$ il bordo fra la regione invertita e la regione svuotata si sposta verso il source e si ha un fenomeno del secondo ordine definito modulazione di canale, che porta alla diminuzione della lunghezza effettiva del canale.

Per $V_{DS} = V_{DS|SAT}$ l'integrale della carica è un triangolo .

Per $V_{DS} > V_{DS|SAT}$ nel fare l'integrale della carica all'inversione non si ha più il contributo della zona in pinch off ma l'integrale totale è sempre costante perché la zona che non da contributo è trascurabile . Per quanto scritto la caratteristica $I_{DS}(V_{DS})$ è la seguente :



Se i parametri del transistor non variassero all'aumentare di V_{DS} le tangenti in zero alle curve, rappresentate sul piano (V_{DS}, I_{DS}) , sarebbero delle rette; nella realtà però i parametri del componente variano perché la carica che sostiene la corrente diminuisce (in prima approssimazione la carica si dimezza).

Al limite della zona di inversione, cioè per $V_{GS} = V_{TH}$ la concentrazione dei portatori è N_A , aumentando la tensione di gate, con $V_{DS} = 0$, la concentrazione di portatori, cioè il numero di elettroni del canale, aumenta ulteriormente.

Aumentando V_{DS} si ha una diminuzione di elettroni, se V_{DS} supera $V_{DS|SAT}$ si ha il pinch off del canale e quando si fa l'integrale della zona svuotata quest'ultima non da più contributo inoltre il bordo della parte restante si sposta seguendo il bordo della zona di svuotamento che si allarga.

L'allargamento della zona di svuotamento è dovuto al fatto che la tensione in eccesso rispetto a $V_{DS|SAT}$ non è più localizzata sul canale effettivo ma detta $V_{DS} - V_{DS|SAT}$ cade sulla zona di svuotamento della giunzione di drain che è polarizzata inversamente. Per quanto scritto il limite superiore all'aumento della tensione V_{DS} è imposto dalla tensione che causa la rottura della giunzione drain-substrato (cioè se $V_{DS} - V_{DS|SAT} \geq V_{BREAK-DOWN}$ il dispositivo si rompe).

Poiché in saturazione il canale entra localmente in svuotamento \Rightarrow vale

$$I_{DS} = \mu C_{OX} \frac{W}{L} \int_0^{V_{DS}} \left[V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F - V_C(x) - \gamma \sqrt{2\Phi_F - V_{BS} + V_C(x)} \right] dV_C$$

$$\Phi_S = \frac{1}{4} \left[-\gamma + \sqrt{\gamma^2 + 4(V_{GB} - V_{FB})} \right]^2 \quad (a)$$

essendo Φ_S calcolato sotto ipotesi di svuotamento e $V_{GB} = V_{GS} - V_{BS}$.

La condizione di svuotamento presso il drain è rappresentata dalla relazione

$$\Phi_S |_{inv - D} = 2\Phi_F + V_{DS} - V_{BS} \quad (b)$$

Essendo la saturazione al limite tra svuotamento ed inversione valgono sia la (a) che la (b) per cui si possono uguagliare \Rightarrow

$$\frac{1}{4} \left[\gamma^2 + 4(V_{GS} - V_{BS} - V_{FB}) + \gamma^2 - 2\gamma \sqrt{\gamma^2 + 4(V_{GS} - V_{BS} - V_{FB})} \right] = 2\Phi_F + V_{DS}|_{SAT} - V_{BS}$$

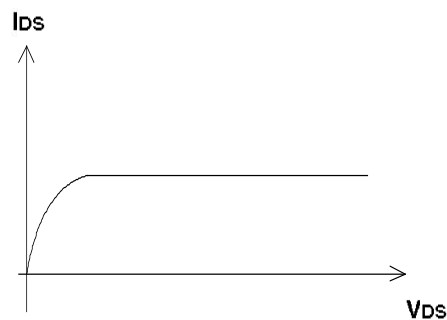
facendo le opportune semplificazioni si ottiene che

$$V_{DS}|_{SAT} = V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F + \frac{\gamma^2}{2} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{4}{\gamma^2} (V_{GS} - V_{BS} - V_{FB})} \right] \approx V_{GS} - V_{TH}$$

essendo $V_{TH} \approx V_{FB} + 2\Phi_F + f(\gamma, V_{BS})$.

Aumentando V_{DS} al di sopra del valore di saturazione la concentrazione si abbassa, la zona di svuotamento si amplia e il punto con potenziale superficiale Φ_s si sposta verso il source.

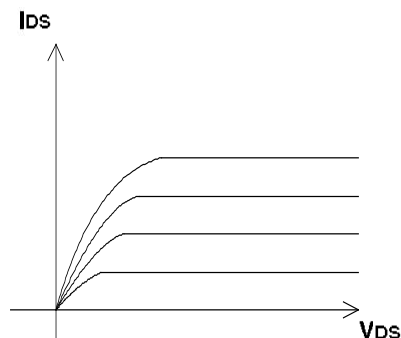
Poiché sia il profilo della concentrazione di portatori sia il potenziale superficiale non cambiano rispetto a prima allora il valore della corrente I_{DS} rimane costante.



Se la tensione di gate aumenta allora anche la tensione di saturazione aumenta e anche la corrente I_{DS} risulta incrementata essendo

$$I_{DS}|_{SAT} = \mu C_{OX} \frac{W}{2L} (V_{GS} - V_{TH})^2$$

Per quanto concluso la famiglia di curve (V_{DS} , I_{DS}) è la seguente



Per disegnare l'andamento di I_{DS} in funzione di V_{GS} è necessario conoscere il valore di V_{TH} .

- Se $V_{GS} < V_{TH}$ $I_{DS} \approx 0$ perché non si è formato il canale.

- Se $V_{TH} \leq V_{GS} < V_{TH} + V_{DS}$ si è in zona di saturazione essendo soddisfatta la condizione di saturazione (cioè $V_{DS} > V_{GS} - V_{TH}$). Allora vale la relazione

$$I_{DS} |_{SAT} = \mu C_{OX} \frac{W}{2L} (V_{GS} - V_{TH})^2$$

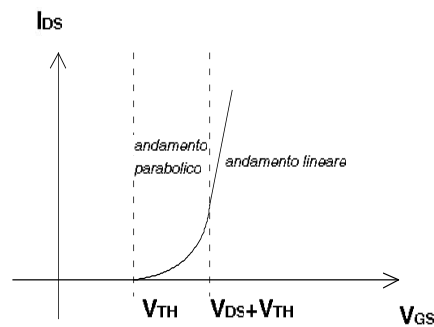
da cui si rivela la dipendenza quadratica tra I_{DS} e V_{GS} .

- Se $V_{GS} \geq V_{DS} + V_{TH}$ non è soddisfatta la condizione di saturazione perciò si è in zona lineare e vale la relazione

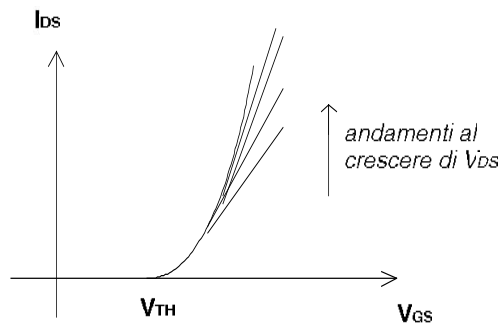
$$I_{DS} |_{SAT} = \mu C_{OX} \frac{W}{L} \left(V_{GS} - V_{TH} - \frac{V_{DS}}{2} \right) V_{DS}$$

da cui si rivela la dipendenza lineare tra I_{DS} e V_{GS} .

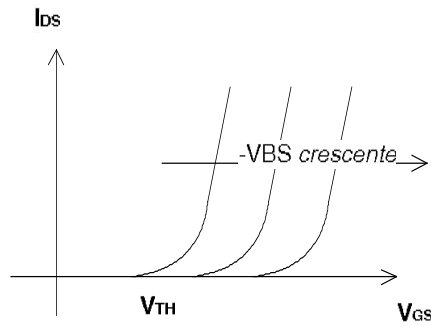
La caratteristica $I_{DS} = f(V_{GS})$ è perciò la seguente



Al variare della tensione V_{DS} sulla caratteristica $I_{DS} = f(V_{GS})$ si sposta il punto di passaggio da andamento parabolico ad andamento lineare e precisamente quest'ultimo punto si allontana dall'asse delle ordinate al crescere di V_{DS} .



Il grafico relativo a $I_{DS} = f(V_{GS})$ è stato tracciato supponendo $V_{BS} = 0$, se V_{BS} viene fatta decrescere allora la tensione di soglia V_{TH} aumenta perciò la caratteristica $I_{DS} = f(V_{GS})$ viene tralata a destra:

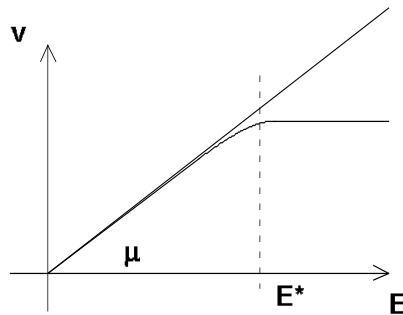


La dipendenza di I_{DS} da V_{BS} non è diretta ma avviene attraverso V_{TH} infatti $V_{TH} \propto \sqrt{V_{BS}}$; in particolare la variazione di V_{TH} rispetto a V_{BS} è definito *effetto Body*.

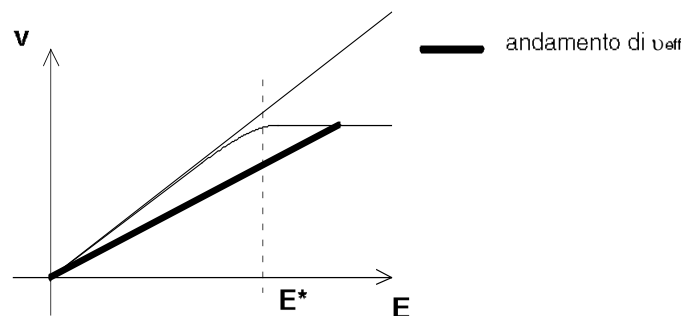
Precisazioni

Le relazioni ricavate fino a questo punto hanno alla base diverse ipotesi semplificative.

- La mobilità μ , che è stata considerata costante, ha in realtà il seguente andamento:



Dal grafico si può rivelare che oltre un certo valore di E si ha saturazione di velocità. Poiché il dispositivo non è ideale all'interfaccia ossido-semiconduttore il reticolo è distorto, infatti si tratta di una giunzione eterogenea, e quindi la mobilità effettiva dei portatori (μ_{eff}) risulta ulteriormente diminuita.



Solitamente si lavora con mobilità dell'ordine dei $600-700-800 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ mentre sui libri si trovano valori del tipo $1350 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$.

- La modulazione di canale è trascurabile se il dispositivo utilizzato è sufficientemente lungo ($>2\mu\text{m}$) ma poiché l'evoluzione delle tecnologie sta abbassando le dimensioni dei transistori, rendendole comparabili a quelle delle zone di svuotamento, questo effetto non è più trascurabile.
- Il modello monodimensionale super-ideale finora utilizzato potrebbe essere sostituito con un modello tridimensionale più realistico. Questo comporterebbe l'utilizzo di tecniche di soluzione interattive al computer atte a risolvere le equazioni differenziali necessarie per il calcolo di μ , E , etc. Per far ciò sarebbero necessarie decine di ore di elaborazione computazionale e ciò è assolutamente improponibile. Il modello monodimensionale del transistor può essere modificato con opportuni accorgimenti basati sia su proprietà fisiche sia su espedienti euristici (a quest'ultima categoria appartengono i parametri di fitting).

La formulazione utilizzata da SPICE per la mobilità μ è la seguente

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{\mu_s}{1 + \frac{\mu_s V_{\text{DS}}}{V_{\text{MAX}} L_{\text{eff}}}}$$

dove

$$\mu_s = \frac{\mu_0}{1 + \theta (V_{\text{GS}} - V_{\text{TH}} |_{V_{\text{BS}}})}$$

Nell'espressione di μ_{eff} sono considerati i due fattori che causano la diminuzione della mobilità cioè:

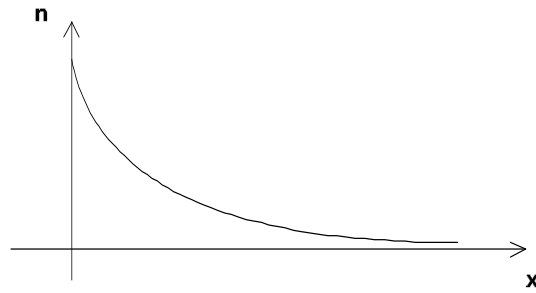
- la saturazione di velocità ($V_{\text{MAX}} \equiv$ velocità massima dei portatori);
- il reticolo cristallino (θ).

In μ_s si considera anche, a prescindere dalla saturazione di velocità, l'effetto di modifica della mobilità superficiale a causa del campo di gate: intuitivamente si può pensare che l'aumento della polarizzazione di gate schiacci gli elettroni verso l'interfaccia e ne renda difficile il passaggio attraverso il canale con conseguente diminuzione della mobilità. Per non trascurare questo effetto si è considerato il parametro θ in funzione di V_{GS} : quando $V_{\text{GS}} = V_{\text{TH}}$ μ_s è massima cioè $\mu_s = \mu_0$. Il parametro θ che compare nell'espressione della mobilità, così come il parametro V_{MAX} , è un parametro di fitting. Una volta rappresentato il transistor con il modello matematico ideale i parametri di fitting sono scelti in modo tale da minimizzare l'errore che risulta dal confronto tra i risultati ottenuti e quelli misurati sul dispositivo reale.

Nell'espressione di μ_{eff} compare il termine $\frac{V_{\text{DS}}}{L_{\text{eff}}}$ che rappresenta il campo superficiale, trasversale ed elettrico; se V_{DS} cresce anche E aumenta e quindi si va verso la saturazione della velocità se invece $V_{\text{DS}} = 0$ anche $E = 0$ e $\mu_{\text{eff}} = \mu_s$.

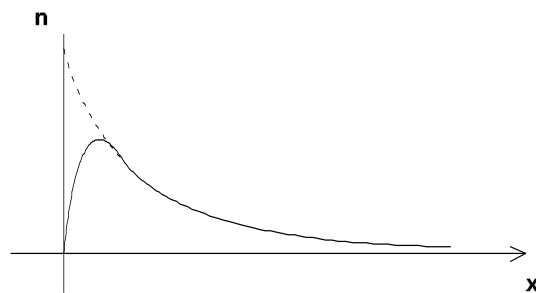
In conclusione la crescita di V_{DS} provoca la diminuzione della mobilità effettiva.

L'andamento ideale della concentrazione elettronica in funzione dello spessore del canale è



Si nota che la caratteristica rappresenta l'esponenziale di un quadrato perché $n \propto e^{\Phi}$ ed inoltre $\Phi \propto x^2$.

L'andamento reale considera il fatto che per $x=0$ (cioè all'interfaccia ossido-semiconduttore) il reticolo finisce per cui in quel punto la concentrazione elettronica è nulla.



Fino ad ora si è espressa I_{DS} come

$$I_{DS} = \mu \frac{C_{OX}}{L} W \left(V_{GS} - V_{TH} - \frac{V_{DS}}{2} - \frac{\gamma}{4} \frac{V_{DS}}{\sqrt{2\Phi_F - V_{BS}}} \right) V_{DS}$$

per le considerazioni fatte riguardo agli andamenti effettivi di alcune grandezze quali p.e. la mobilità è più realistico esprimerla come

$$I_{DS} = \mu_{eff} C_{OX} \frac{W}{L_{eff}} \left(V_{GS} - V_{TH} - \frac{1 + F_B}{2} V_{DS} \right) V_{DS}$$

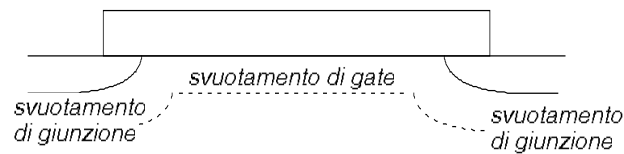
avendo posto $F_B = \frac{\gamma F_s}{2 \sqrt{\Phi_F - V_{BS}}} + F_N$.

Il termine F_B è caratterizzato da due contributi :

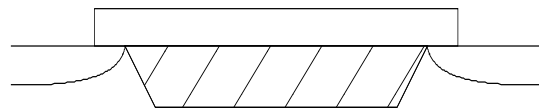
- il termine dipendente da F_s considera gli effetti che si manifestano in condizione di canale corto (short);
- il termine F_N considera gli effetti che si manifestano in condizioni di canale stretto (narrow).

Quando il transistor è sia corto che stretto si presentano tutti e due i contributi che, come si vedrà, hanno effetti contrastanti.

CONDIZIONE DI CANALE CORTO

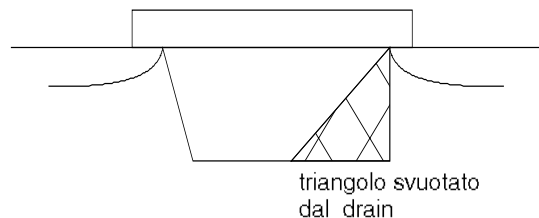


Gli elettroni a cavallo tra la regione di svuotamento di gate e la regione di svuotamento della giunzione sono allontanati dall'azione sinergica provocata da due effetti. Per capire la dinamica di questo fenomeno bisogna ricorrere ad una opportuna approssimazione semplificativa, definita "a trapezio", per cui si considera che l'area interna a detto poligono sia svuotata dal gate e la zona esterna sia svuotata dalle giunzioni.



Il contributo dato dalle giunzioni nello svuotamento è significativo perciò per raggiungere il limite di inversione è necessaria una carica superficiale di gate in proporzione inferiore rispetto a quella che servirebbe per un dispositivo con canale lungo. In conclusione l'effetto di canale corto porta ad una diminuzione della tensione di soglia e si tratta di un effetto puramente geometrico.

Se si applicasse una tensione di drain la regione svuotata da detta giunzione aumenterebbe di dimensioni, con conseguente diminuzione della zona trapezoidale di svuotamento di competenza del gate, e perciò con ulteriore abbassamento della soglia.



CONDIZIONE DI CANALE STRETTO

Per analizzare il comportamento del dispositivo in condizione di canale stretto è necessario sezionare diversamente il transistor.

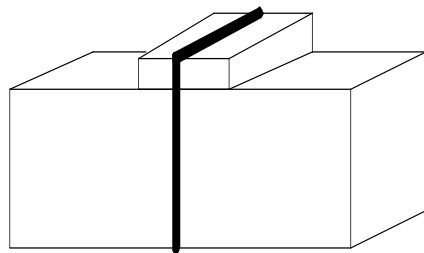


fig.a

nuovo piano di sezione

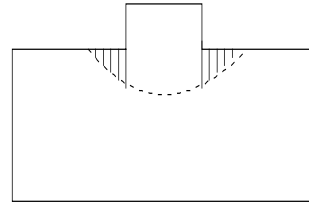


fig.b

Quando il canale è stretto lo svuotamento delle aree tratteggiate in fig. b non è più trascurabile e questo provoca un aumento della tensione di soglia.

Un canale è stretto se $W \leq L$ dove W rappresenta la larghezza della zona di diffusione.

Si è già detto che la tendenza della tecnologia è quella di integrare sempre più transistori sullo stesso

chip: questo obiettivo si raggiunge grazie alla progressiva diminuzione delle dimensioni di W e L .

Gli esperti tecnologici tentano però di mantenere costanti i campi elettrici in particolare per lasciare le tensioni di alimentazione a 5 volt allo scopo di garantire la compatibilità TTL (anche se in commercio esistono dispositivi con tensioni pari a 3.5 volt e quindi con campi elettrici più bassi).

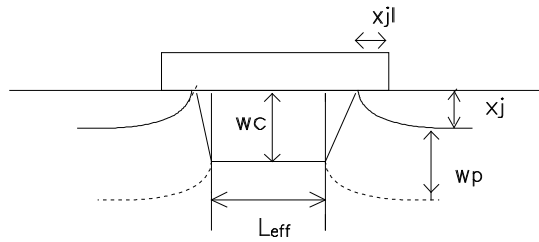
Quantificando i valori di F_s e di F_N si ha

$$F_s = 1 - \frac{x_j}{L_{\text{eff}}} \left(\frac{x_{jl} + w_c}{x_j} \sqrt{1 - \frac{\frac{w_c}{x_j}}{w_p(x_j + 1)}} - \frac{x_{jl}}{x_j} \right) \quad \text{a)}$$

dove

- x_j è la profondità di giunzione;
- L_{eff} è la distanza tra le zone di svuotamento di drain e di source ed in particolare $L_{\text{eff}} = L - 2x_{jl} - x_D - x_S$;
- x_{jl} è la diffusione laterale;
- w_c è la larghezza della regione di svuotamento del gate;
- w_p è la larghezza della regione di svuotamento della giunzione piana source-substrato.

Visualizzando sul dispositivo le grandezze introdotte si ha:



Per $V_D = 0$ vale la relazione

$$\frac{w_c}{x_j} = a_0 + a_1 \frac{w_p}{x_j} + a_2 \left(\frac{w_p}{x_j} \right)^2$$

essendo

$$\begin{cases} a_0 = 0.0831353 \\ a_1 = 0.8013292 \\ a_2 = 0.0111077 \end{cases}$$

dove gli a_i sono parametri di fitting.

L'espressione di F_N è la seguente

$$F_N = \frac{\delta \pi \epsilon_{Si}}{4 W C_{ox}} \quad \text{b)}$$

dove δ è un parametro di fitting.

Dalle espressioni di F_s e di F_N si può verificare che se W è elevato (cioè $W \geq 4\mu$) allora $F_N = 0$ mentre se L è significativa si ha che $F_s = 1$.

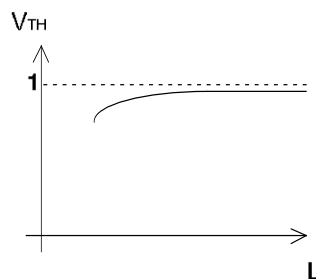
Analizzando più dettagliatamente il comportamento alla soglia si ha che

$$V_{TH} = 2\Phi_F + V_{FB} + \gamma' F_s \sqrt{2\Phi_F - V_{BS}} + F_N (2\Phi_F - V_{BS}) - \sigma V_{DS}$$

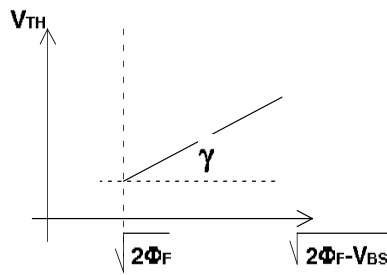
In un dispositivo a canale corto l'espressione $\gamma' F_s \sqrt{2\Phi_F - V_{BS}}$ diminuisce (a causa dell'abbassamento di F_s) ed allora la tensione di soglia V_{TH} si abbassa; in un dispositivo a canale stretto, invece, diventa significativa la quantità $F_N (2\Phi_F - V_{BS})$ e conseguentemente la tensione di soglia V_{TH} si alza. Il termine σV_{DS} è inserito per considerare l'effetto di diminuzione della tensione di soglia dovuto all'applicazione di una tensione di drain; si ha che $\sigma = \eta \frac{8.15 \cdot 10^{-22}}{\epsilon_{ox} \cdot L_{eff}^3}$ in cui sia η

sia il valore $8.15 \cdot 10^{-22}$ sono parametri di fitting.

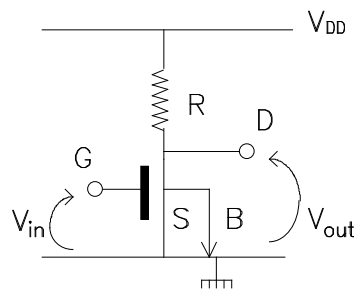
Il grafico corrispondente è:



Per capire il significato del parametro γ si esamina il grafico di $I_{DS} = 2 \Phi_F + V_{FB} + \gamma \sqrt{2\Phi_F - V_{BS}}$



Si è detto che per avere compatibilità TTL il transistor n-mos deve funzionare con tensione di alimentazione pari a 5V inoltre, per lavorare correttamente, deve avere almeno $V_{TH} = 0.2 V_{DD} = 1V$. La più semplice porta logica è l'inverter cioè



Lo schema in figura ha il source ed il bulk cortocircuitati a massa inoltre, dall'analisi circuitale, si determina facilmente che:

- se $V_{IN} \leq V_{TH} \Rightarrow$ il transistor non conduce perciò $V_R = 0$ ed ai capi della giunzione drain-bulk cadono tutti i 5V della tensione di alimentazione;
- se $V_{IN} > V_{TH} \Rightarrow$ il transistor conduce perciò ai capi della giunzione drain-bulk non cade tensione (cioè $V_{OUT} = 0$).

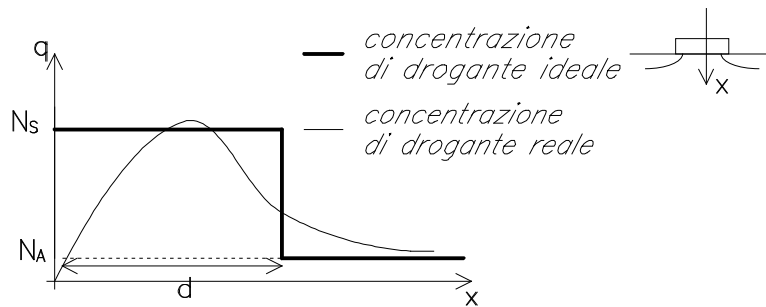
Dall'esame compiuto si vede che la giunzione drain-substrato deve poter sostenere una tensione di break-down maggiore di V_{DD} (p.e almeno 20V), per ottenere ciò è necessario che il drogaggio del substrato (cioè la concentrazione di ioni positivi nel caso di bulk di tipo p) sia sufficientemente basso, per esempio $p=10^{15}$: una concentrazione di questo tipo però determina tensioni di soglia al massimo di 0.2V e questo è inaccettabile perché il dispositivo non svolgerebbe funzioni logiche. Al contrario per avere tensioni di soglia dalle 10 alle 100 volte superiori sarebbe necessaria una concentrazione da $p=10^{16}$ a $p=10^{17}$ che determinerebbe però una tensione di break-down troppo bassa.

Il compromesso che permette di conseguire sia una tensione di break-down che una tensione di soglia accettabili è quello di avere un drogaggio non uniforme ovvero più sostenuto sotto il canale e più blando altrove. La concentrazione più alta presso il canale si ottiene attraverso un processo di impiantazione ionica sul silicio già drogato (con $p=10^{15}$).

La carica di impiantazione Q_I è rappresentata dalla relazione

$$Q_I = q \cdot N_s \cdot d$$

che rappresenta l'integrale della concentrazione di carica q ed in cui d rappresenta la profondità di impiantazione, cioè visualizzando la caratteristica:



Quando lo spessore della zona di svuotamento raggiunge il valore d si ha che

$$\Phi_S|_I = \frac{q N_s d^2}{2 \epsilon_{SI}} = 2 \Phi_{FP} - V_{BS}|_I \hat{=} V_I$$

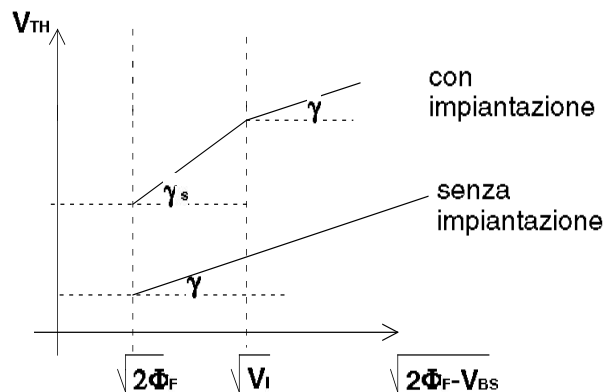
dove V_I è la tensione che inverte tutta la zona impiantata.

Quindi è possibile esprimere la tensione di soglia V_{TH} in riferimento al termine γ come:

$$\begin{cases} V_{FB} + 2 \Phi_F + \gamma_s \sqrt{2 \Phi_F - V_{BS}} & \text{per } 2 \Phi_F - V_{BS} < V_I \\ V_{FB} + 2 \Phi_F + \gamma_s \sqrt{V_I} + \gamma (\sqrt{2 \Phi_F - V_{BS}} - \sqrt{V_I}) & \text{per } 2 \Phi_F - V_{BS} > V_I \end{cases}$$

dove γ_s è il γ prodotto dalla impiantazione (ovviamente $\gamma_s \gg \gamma$) ed è esprimibile con l'espressione

$$\gamma_s = \frac{\sqrt{2 \epsilon_{SI} q N_s}}{C_{OX}}$$



Per valutare l'effetto del pinch-off si considera, in saturazione, la seguente formula:

$$V_{DSat} = V_A + V_B - \sqrt{V_A^2 + V_B^2}$$

dove

- $V_A = \frac{V_{GS} - V_{TH}}{1 + \frac{\gamma}{2\sqrt{2\Phi_F - V_{BS}}}}$ modella l'effetto di pinch-off;
- $V_B = \frac{v_{max} L'}{\mu_s}$ modella l'effetto di saturazione della velocità dei portatori ed in cui $L' = L - 2x_{jl}$.

Sempre in saturazione si ha:

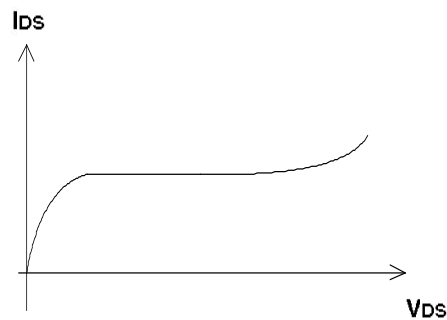
$$I_{DS} = I_{DSat} \frac{1}{1 - \frac{\Delta L}{L'}}$$

in cui ΔL rappresenta la diminuzione della lunghezza del canale dovuta alla tensione di drain che modula la profondità della zona di svuotamento. Per esprimere ΔL esiste la seguente formula empirica:

$$\Delta L = f(\sqrt{V_{DS}}) = \sqrt{\left(\frac{E_p x_D^2}{2}\right)^2 + k x_D^2 (V_{DS} - V_{DS_{sat}})} + \frac{E_p x_D^2}{2}$$

con k parametro di fitting ed $x_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_{SI}}{2N_A}}$.

Immediata conseguenza di quanto appena concluso è l'andamento reale della corrente I_{DS} che segue:



Il campo elettrico in pinch-off (E_p) è dato dalla formula

$$E_p = \frac{I_{DS_{sat}}}{G_{DS_{sat}} L'}$$

in cui $G_{DS_{sat}} = \left. \frac{dI_{DS}}{dV_{DS}} \right|_{V_{DS} = V_{DS_{sat}}}$.

Questo effetto non è trascurabile nei circuiti analogici perché in suddetti dispositivi è facile che non vengano usate le dimensioni minime.

L'espressione appena vista per I_{DS} è quella relativa al livello 3 di SPICE, una formula più semplificata, simile a quella relativa al livello 1 è

$$I_{DS} = I_{DS_{sat}} (1 + \lambda V_{DS})$$

in cui λ è inserito per considerare la pendenza dell'andamento reale di I_{DS} .

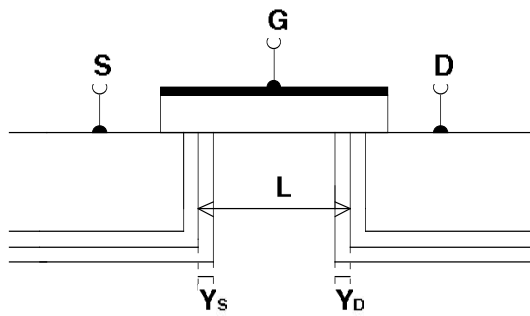
Il termine $(1 + \lambda V_{DS})$ compare nell'espressione di I_{DS} in zona lineare per garantire la continuità con la formula relativa ad I_{DS} in zona saturazione.

Data la densità di corrente

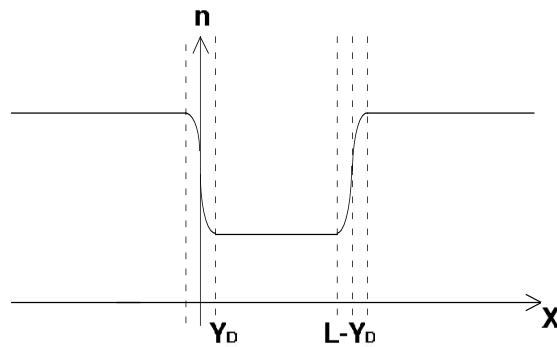
$$J_n = q \mu_n n E + q D_n \nabla n = J_{DRIFT} + J_{DIFF}$$

si vede che detta relazione è caratterizzata da due contributi: uno dipendente dal campo elettrico (cioè J_{DRIFT}) ed uno dipendente dalla diffusione (cioè J_{DIFF}) essendo ∇n un gradiente di diffusione.

Prendendo in considerazione la struttura

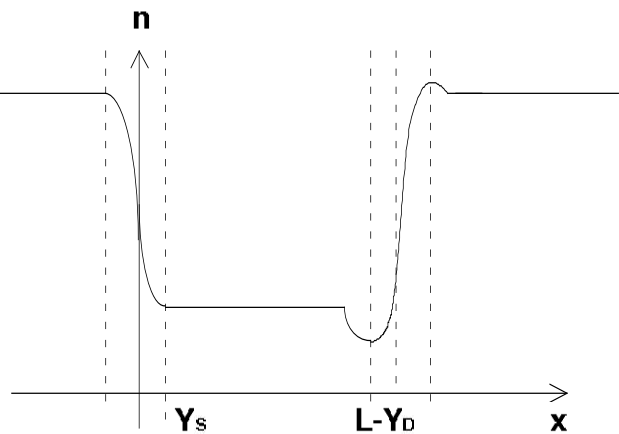


Supponendo che sia $V_{BS} = 0$, $V_{GS} = 0$, $V_{DS} = 0$ allora il profilo della concentrazione di elettroni della struttura è il seguente

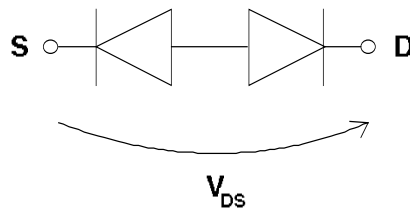


Se invece si applica una tensione $V_{DS} > 0$ il profilo della concentrazione l'andamento riportato a fianco.

Per quanto riguarda il grafico appena riportato si può evidenziare che nella zona di canale la densità di corrente è costituita solo dalla componente di diffusione perché, supponendo che la tensione di drain cada solo ai capi di detta giunzione, $E=0$ per cui $J_{DRIFT} = 0$.



Per comprendere quanto appena concluso è necessario riprendere la struttura del transistor sotto soglia ovvero:



La V_{DS} cade quasi completamente sul diodo polarizzato inversamente che nella schematizzazione fatta rappresenta la giunzione drain-substrato.

Facendo ancora alcune considerazioni sugli andamenti delle concentrazioni riportati, dette condizioni al contorno, si ha che:

- $n(Y_s) = n_s = \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{q\Phi_s}{kT}}$ rappresenta la concentrazione di source;
- $n(L - Y_D) = n_d = \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{q(\Phi_s - V_{DS})}{kT}}$ che rappresenta la concentrazione di drain.

Considerando l'equazione di continuità

$$-\frac{1}{q} \nabla J_n = -\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{n - n_{th}}{\tau_n}$$

(in cui n_{th} rappresenta la concentrazione degli elettroni del canale in assenza della polarizzazione della giunzione di drain, cioè all'equilibrio) e ricordando che

$$J_n = q \mu_n n E + q D_n \nabla n = J_{DRIFT} + J_{DIFF}$$

si ha che

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \mu_n \nabla n E + \mu_n n \nabla E + D_n \nabla^2 n - \frac{n - n_{th}}{\tau_n}$$

- $\frac{\partial n}{\partial t}$ si annulla perché si suppone di avere condizioni stazionarie;
- i termini $\mu_n \nabla n E$ e $\mu_n n \nabla E$ sono nulli perché è nullo il campo elettrico (in quanto non si ha carica significativa che invece è localizzata nella zona di svuotamento per la presenza di ioni fissi).

Per le considerazioni appena fatte risulta che

$$D_n \frac{d^2(n - n_{th})}{dx^2} - \frac{n - n_{th}}{\tau_n} = 0 \quad (*)$$

La soluzione dell'equazione differenziale (*) che rappresenta il profilo dei portatori del canale è la seguente:

$$n(y) - n_{th} = n_{th} \left(e^{\frac{V_{DS} q}{kT}} - 1 \right) \frac{\sinh\left(\frac{Y - Y_s}{L_n}\right)}{\sinh\left(\frac{L - Y_D - Y_s}{L_n}\right)}$$

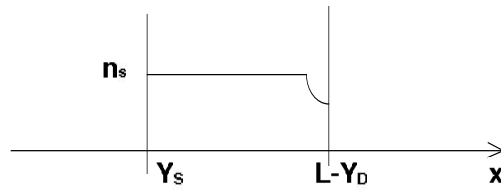
essendo $L_n = \sqrt{\tau_n D_n}$.

La densità di corrente di diffusione, ottenuta derivando la concentrazione, risulta essere

$$J = q \frac{D_n}{L_n} \frac{n_{th} \left(e^{\frac{q V_{DS}}{kT}} - 1 \right)}{\operatorname{tgh}\left(\frac{L - Y_D - Y_s}{L_n}\right)}$$

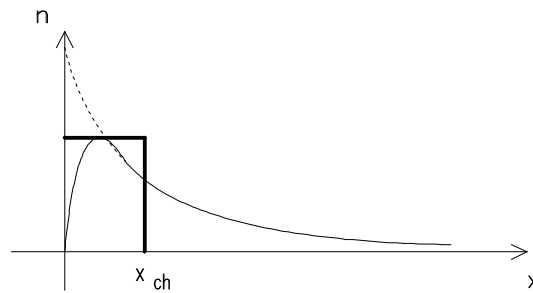
Il valore J dipende da V_{GS} in modo esponenziale, infatti l'unico termine dell'espressione di J dipendente da V_{GS} è n_{th} ed il legame tra V_{GS} e n_{th} è appunto di tipo esponenziale, mentre dipende in modo lineare da V_{DS} .

Nel caso in esame $n_{th} = n_s$ ed ha il seguente andamento



La diminuzione della concentrazione nei pressi del drain è dovuta al fatto che detta giunzione è polarizzata inversamente.

Il calcolo di I_{DIFF} si effettua integrando J su una opportuna sezione; per far ciò è necessario conoscere la "forma" del canale o in altri termini è necessario conoscere lo spessore x_{ch} degli elettroni del canale.



A causa della discontinuità del reticolo cristallino è difficile esprimere matematicamente il valore di detto spessore perciò si approssima la concentrazione elettronica con un rettangolo.

In base all'equivalenza a rettangolo considerata si ha che

$$x_{ch} = \sqrt{\frac{\epsilon_{si} kT}{2q^2 N_A \left(1 + q \frac{\Phi_s - V_{DS}}{kT}\right)}}$$

perciò si può esprimere la corrente

$$I_{DIFF} = q \frac{D_n}{L_n} W \bar{\eta} x_{ch} \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{q\Phi_s}{kT}} \frac{\left(e^{\frac{qV_{DS}}{kT}} - 1\right)}{\operatorname{tgh}\left(\frac{L_{eff}}{L_n}\right)}$$

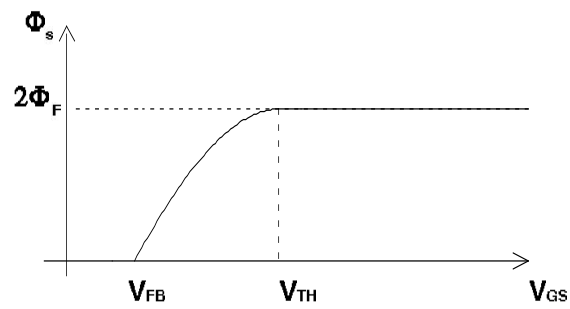
dove

- $\bar{\eta}$ è un parametro di fitting scelto in modo tale che il prodotto $\bar{\eta} x_{ch}$ rappresenti l'andamento effettivo della concentrazione di elettroni nel canale

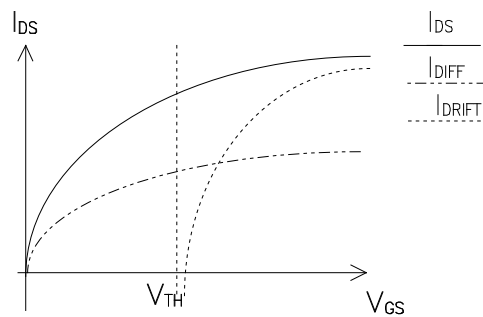
Se $\frac{L_{eff}}{L_n}$ è molto piccolo allora $\operatorname{tgh}\left(\frac{L_{eff}}{L_n}\right) = \frac{L_{eff}}{L_n}$ e sostituendo nell'equazione di I_{DIFF} si ottiene che

$$I_{DIFF} = q \frac{D_n}{L_{eff}} W \bar{\eta} x_{ch} \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{q\Phi_s}{kT}} \left(e^{\frac{qV_{DS}}{kT}} - 1\right)$$

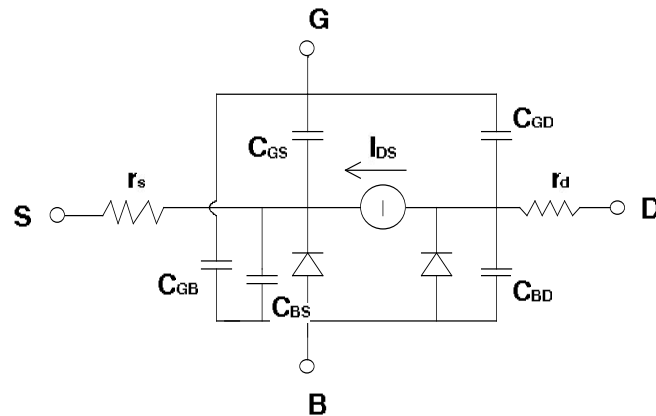
Sapendo che l'andamento di Φ_s al variare di V_{GS} è:



si vede che per $V_{GS} > V_{TH}$ Φ_s è approssimabile con una costante allora $e^{\frac{\Phi_s q}{kT}}$ risulta essere costante. In conclusione essendo $I_{DS} = I_{DIFF} + I_{DRIFT}$ se V_{GS} è sotto soglia allora nell'espressione di I_{DS} prevale il termine di diffusione mentre se V_{GS} è sopra soglia prevale il termine di deriva.



MODELLO ALLE COMPONENTI TOTALI DEL TRANSISTORE



Nel circuito equivalente alle componenti totali del transistorore i diodi e le capacità rappresentano rispettivamente le giunzioni e le capacità di giunzione (che sono non lineari), r_s e r_d rappresentano le resistenze dei tratti che vanno dalle zone di svuotamento di source e drain ai rispettivi elettrodi di connessione con altri dispositivi (r_s e $r_d \approx 10 \Omega$).

Tra i modelli esistenti in letteratura sul transistorore mos, il simulatore SPICE ne adotta uno analogo a quello appena visto: in detto circuito i valori delle capacità dipendono dalla zona di funzionamento del dispositivo.

- Valori delle capacità in zona di arricchimento:

$$\begin{cases} C_{GB} = C_{ox} W L + C_{GBO} L_{eff} \\ C_{GS} = C_{GSO} W \\ C_{GD} = C_{GDO} W \end{cases}$$

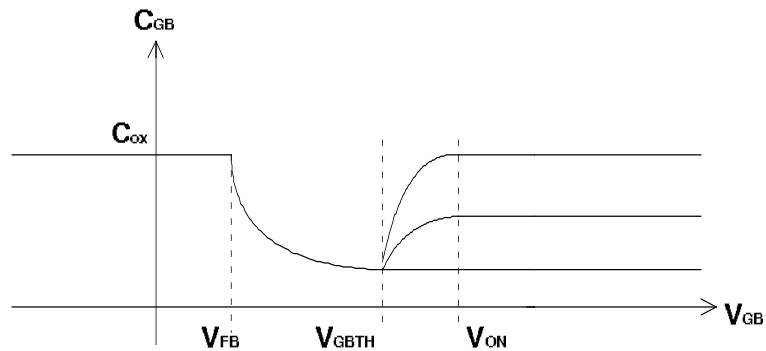
- C_{GBO} è una capacità per unità di lunghezza che considera la sovrapposizione tra gate e substrato;
- C_{GSO} è una capacità per unità di lunghezza che considera la sovrapposizione del gate con il source;
- C_{GDO} è una capacità per unità di lunghezza che considera la sovrapposizione del gate con il drain.

In zona di arricchimento, non essendosi formato il canale, è presente quasi esclusivamente il contributo di C_{GB} , in quanto le capacità C_{GD} e C_{GS} sono molto piccole.

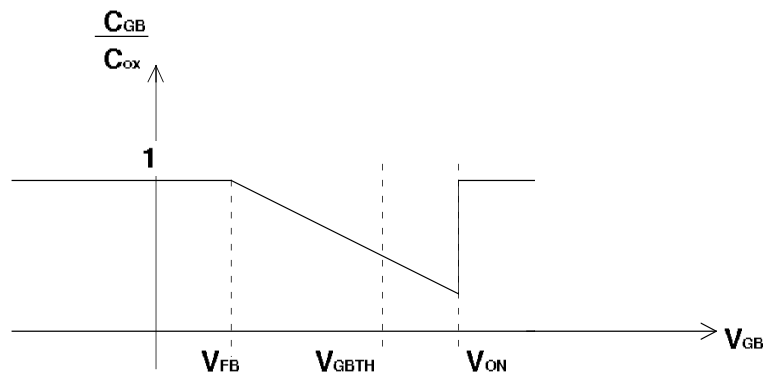
- Valori delle capacità in zona di svuotamento:

$$\begin{cases} C_{GB} = \frac{V_{ON} - V_{GS}}{2 \Phi_F} C_{ox} W L + C_{GBO} L_{eff} \\ C_{GS} = \frac{2}{3} \left(1 + \frac{V_{ON} - V_{GS}}{2 \Phi_F} \right) C_{ox} W L + C_{GSO} W \\ C_{GD} = C_{GDO} W \end{cases}$$

$V_{ON} = V_{TH} + n \cdot \frac{KT}{q}$ (dove $1 \leq n \leq 2$) è una "tensione di comodo" così definita per approssimare l'andamento di C_{GB} in funzione di V_{GS} (analizzato nel capitolo relativo al condensatore mos a pag. 11) sotto riportato



con il seguente profilo



Con questo modello si ha

- arricchimento per $V_{GS} < V_{ON} - 2\Phi_F$
- svuotamento per $V_{ON} - 2\Phi_F < V_{GS} < V_{ON}$
- saturatione per $V_{ON} < V_{GS} < V_{ON} + V_{DS}$
- lineare per $V_{GS} > V_{ON} + V_{DS}$

- Valori delle capacità in zona di saturazione:

$$\begin{cases} C_{GB} = C_{GBO} L_{eff} \\ C_{GS} = \frac{2}{3} C_{ox} W L + C_{GSO} W \\ C_{GD} = C_{GDO} W \end{cases}$$

dove il coefficiente $\frac{2}{3}$ tiene conto della lunghezza effettiva del canale in pinch-off.

- Valori delle capacità in zona lineare:

$$\begin{cases} C_{GB} = C_{GBO} L_{eff} \\ C_{GS} = \left(1 - \left(\frac{V_{GS} - V_{DS} - V_{ON}}{2(V_{GS} - V_{ON}) - V_{DS}} \right)^2 \right) C_{ox} W L + C_{GSO} W \\ C_{GD} = \left(1 - \left(\frac{V_{GS} - V_{ON}}{2(V_{GS} - V_{ON}) - V_{DS}} \right)^2 \right) C_{ox} W L + C_{GDO} W \end{cases}$$

Dalle relazioni si vede che, se $V_{DS} = 0$ allora $C_{GS} = C_{GD}$, mentre se $V_{DS} > 0$ il canale si accumula presso il source (C_{GS} trascurabile); inoltre il numero di portatori presso il drain diminuisce fino a giungere alla situazione limite per cui si ha il pinch-off del canale.

Per concludere si riportano i grafici di C_{GB} , C_{GS} , C_{GD} :

