



Mohamed-Aziz DOUKKALI
Maître de Conférences
Filière Microélectronique

ENSICAEN - 6, Bd Maréchal Juin, 14050,
Caen Cedex - Tel: 00 33 231 45 60 27
Mail : aziz.doukkali@nxp.com



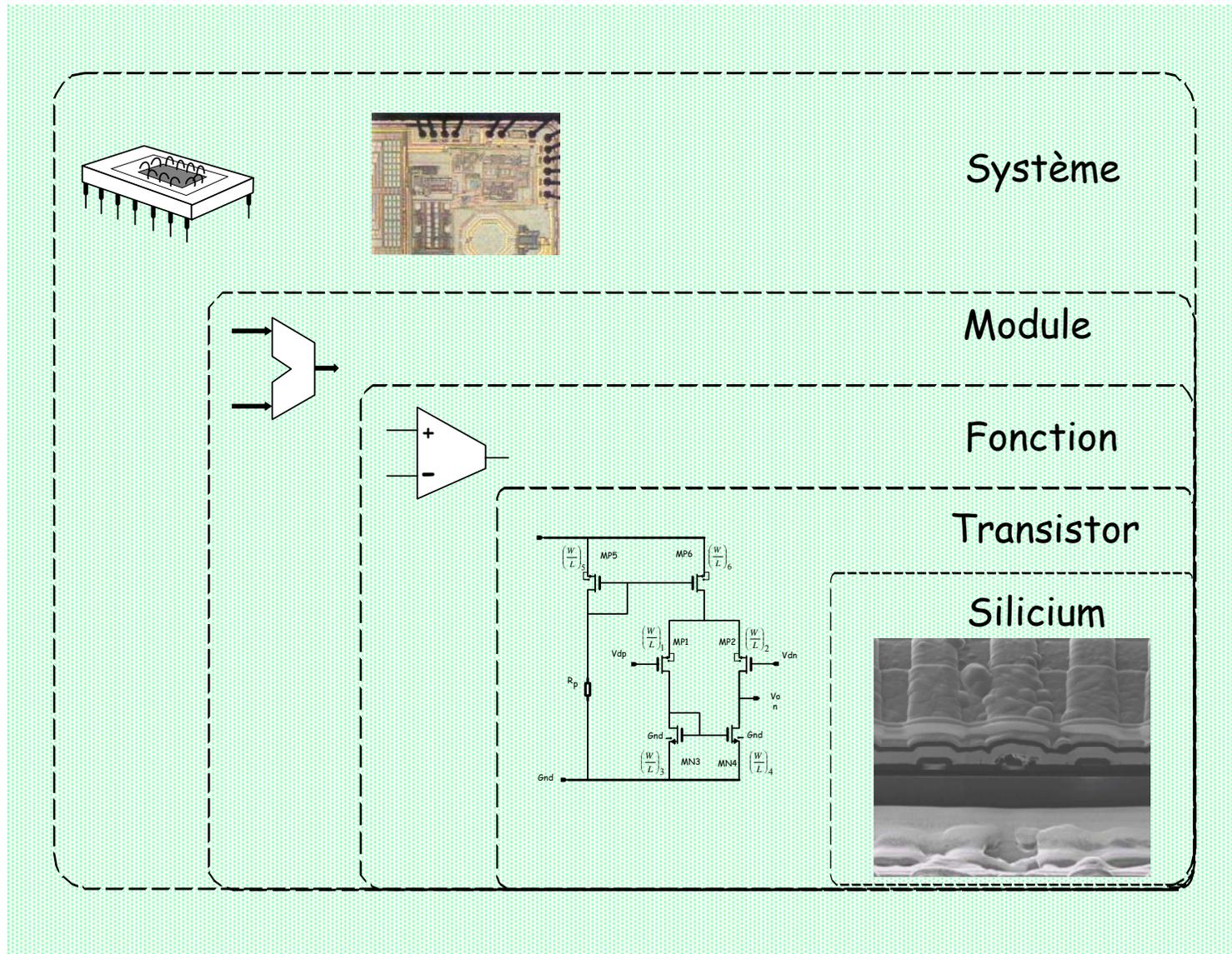
Introduction à la conception de circuits intégrés analogiques

“Analog circuit designers tend to think of themselves as lone cowboys, brave pioneers, creative and independent types, in contrast to the herd animals of the digital IC world”

Chris Mangelsdorf, “The Analog Top Ten”,
ISSCC Digest of Technical Papers, 1996

Généralités sur la conception de Circuits Intégrés

Les niveaux d'abstraction du design



Principes de base du design

La conception de circuits intégrés est fondée principalement sur la notion de **choix**.

Le concepteur doit savoir choisir :

- Le **procédé technologique** approprié dans lequel sera réalisé le circuit.
- L'**outil CAO** et la **bibliothèque des modèles** de composants permettant la simulation.
- La **méthodologie de conception**.
- La **méthodologie de test**.

Le **choix** requière une certaine **connaissance** en :

- **Technologie du silicium** et plus particulièrement la connaissance des différents **procédés** disponibles.
- **Conception de circuits**.
- **Topologie** qui recouvre la technique de génération des plans de masque.
- **test**

Principes de base (Suite)

Le **choix** doit satisfaire la **connaissance** préalable des **limitations** et les **avantages** liés à la technologie monolithique.

Ces limitations sont :

- Selon les modes de fonctionnement à envisager (BF, HF, faibles et fortes tensions, faibles et forts courants), l'impossibilité de définir un procédé technologique optimum pour tous les composants.
- Difficulté de réalisations de résistances linéaires de valeur supérieures à $10\text{k}\Omega/\square$.
- Impossibilité de réaliser des résistances de précision (dispersion typique 20%) et stables en fonction de la température
- Impossibilité de réaliser des transistors PNP performants, f_T proche du gigaHertz.
- Difficultés de réaliser des capacités de valeurs élevées supérieures à $1\text{nF}/\text{mm}^2$.
- Limitation due aux nombres de broches en sortie.
- Limitation due à la taille de la puce
- Existence d'éléments parasites divers (capacités, résistances, transistors, courant substrat, couplages thermiques).

Principes de base (Suite)

De façon générale le choix s'appuie sur quelques principes fondamentaux tels que :

- Nécessité de **raisonner** plutôt en fonction de l'**encombrement** qu'en fonction de la **nature** du composant. Une résistance de $10k\Omega$ coûte aussi cher qu'un transistor petit signal puisque les surfaces respectives sont du même ordre de grandeur.
- Nécessité d'**éliminer** autant que possible les **liaisons capacitives**, en utilisant des **couplages continus** entre étages. Ces couplages continus sont réalisés par des étages différentiels ou par des circuits de transposition.
- Nécessité d'**exploiter** au mieux les lois dont la **reproductibilité** est assurée comme par exemple $v_{BE}(I_c, T^\circ)$ en régime de faible injection de courant.
- Nécessité de **concevoir** des circuits tels que leurs performances dépendent plutôt de la **valeur relative** des résistances plutôt que de leurs **valeurs absolues**.
- Nécessité de **limiter** le nombre de connexions de sortie de manière à pouvoir utiliser les techniques de **mise en boîtier** usuelles.

L'**objectif** est de satisfaire aux critères permettant d'atteindre le meilleur compromis **Prix-Complexité**.

Ces critères sont généralement repérables par des paramètres économiques tels que **time to market** et **time to product**.

Méthode de conception

L'apprentissage de la conception de circuits intégrés se déroule en deux phases :

- Dans un premier temps, acquérir un ensemble d'informations théoriques par l'**analyse** de circuits élémentaires.
- Ensuite, dans un second temps, pratiquer la **synthèse** de circuits élémentaires à l'aide de l'outil CAO.

La **synthèse** de circuit repose sur un principe simple :

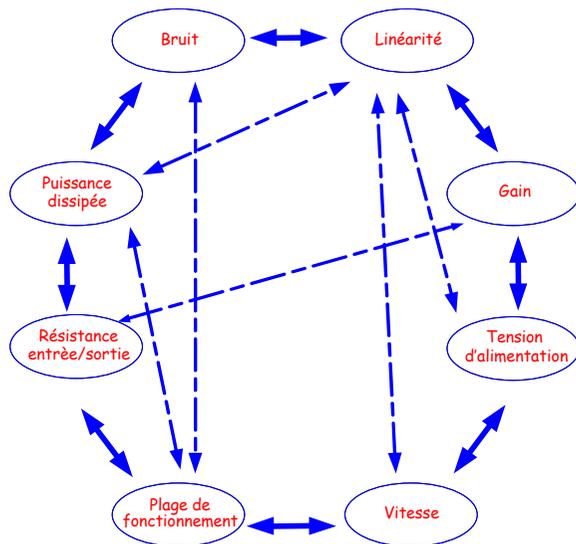
Ebauche puis Finition

L'ébauche : Consiste à faire un calcul approximatif à partir des modèles simples de composants, afin de vérifier que les choix (valeurs de résistances, de capacités, de courants, de dimensions de transistors...) posés répondent aux spécifications du cahier des charges.

La finition : A l'aide de l'outil CAO, consiste à saisir le schéma à partir des calculs faits à la main et de le simuler pour valider sa fonctionnalité.

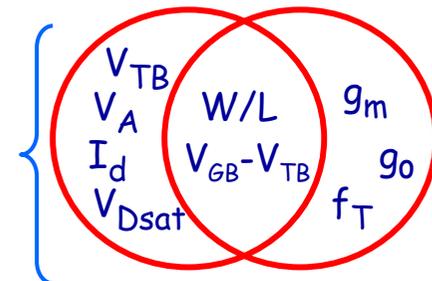
Difficultés de la conception de CI analogiques

Paramètres de design au niveau
fonction ou module

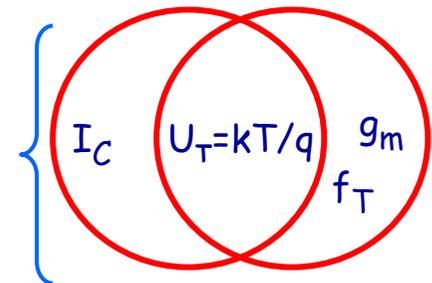


Paramètres de design au niveau transistor

transistor MOS



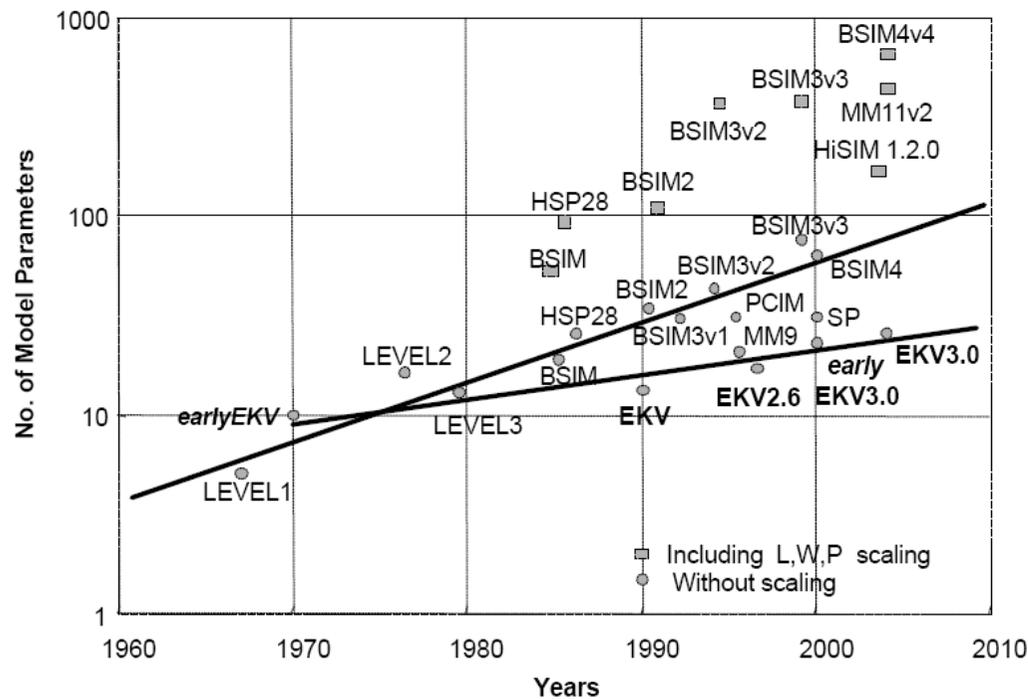
transistor Bipolaire



Solution : La recherche du bon compromis

Le transistor MOS

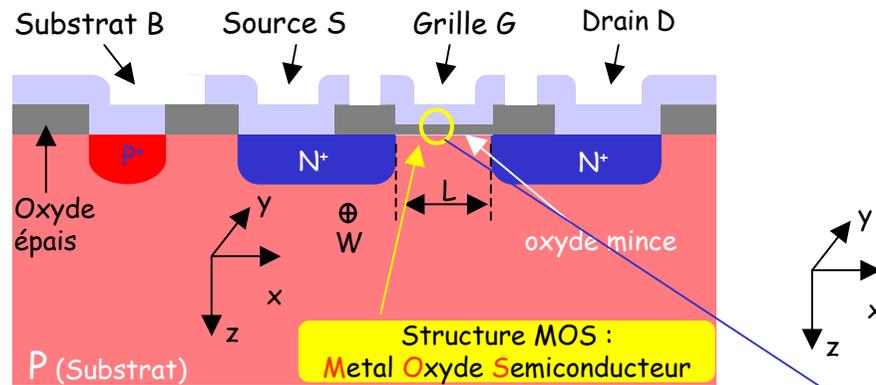
La modélisation du transistor MOS qui vous est proposée, s'appuie sur le **modèle EKV** (Enz-Krummenacher-Vittoz). C'est un modèle de troisième génération et de notre point de vue c'est le modèle par excellence qui allie simplicité et précision pour l'ébauche de circuits intégrés analogiques, basse consommation.



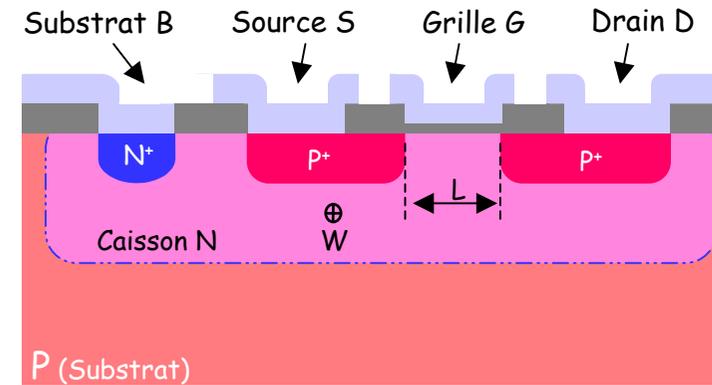
Structure du transistor MOS

Constant Symbol	Constant Description	Value	Units
V_G	Silicon bandgap (27°C)	1.205	V
k	Boltzmann's constant	1.381×10^{-23}	J/K
n_i	Intrinsic carrier concentration (27°C)	1.45×10^{10}	cm^{-3}
ϵ_0	Permittivity of free space	8.854×10^{-14}	F/cm
ϵ_{si}	Permittivity of silicon	$11.7 \epsilon_0$	F/cm
ϵ_{ox}	Permittivity of SiO ₂	$3.9 \epsilon_0$	F/cm

Structure MOS à canal N



Structure MOS à canal P



Dimensions typiques

Longueur du canal

$$L > 0.065 \text{ à } 2 \mu\text{m}$$

Largeur du canal

$$W > 0.2 \text{ à } 4 \mu\text{m (1mm)}$$

Profondeur de jonctions

$$z = 0.1 \text{ à } 5 \mu\text{m}$$

Épaisseur de l'oxyde de grille

$$t_{ox} = 5 \text{ à } 100 \text{ nm}$$

Capacité de grille

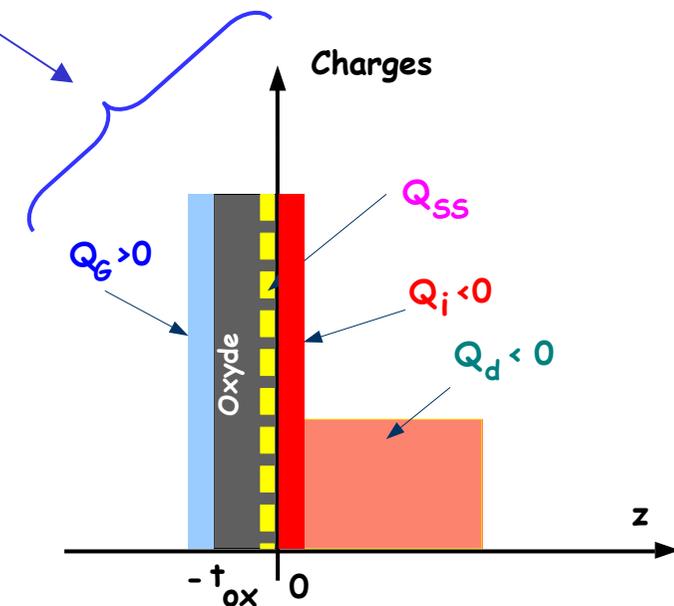
$$C_{ox} = \epsilon_{ox} / t_{ox}$$

Mobilité des charges dans le canal

$$\mu_p = 250 \text{ cm}^2/\text{V.s}$$

$$\text{et } \mu_n = 600 \text{ cm}^2/\text{V.s}$$

Répartition des charges



Bilan des charges de la structure MOS en régime d'inversion

- $Q_G > 0$ Charge côté grille.
- $Q_i < 0$ Charge mobile d'inversion.
- $Q_d < 0$ Charge de déplétion (non mobile).
- Q_{ss} Charge fixe et constante à l'interface S_i/S_iO_2 .
- Q_{sc} Charge totale dans Silicium

Avec $Q_{sc} = Q_d + Q_i$

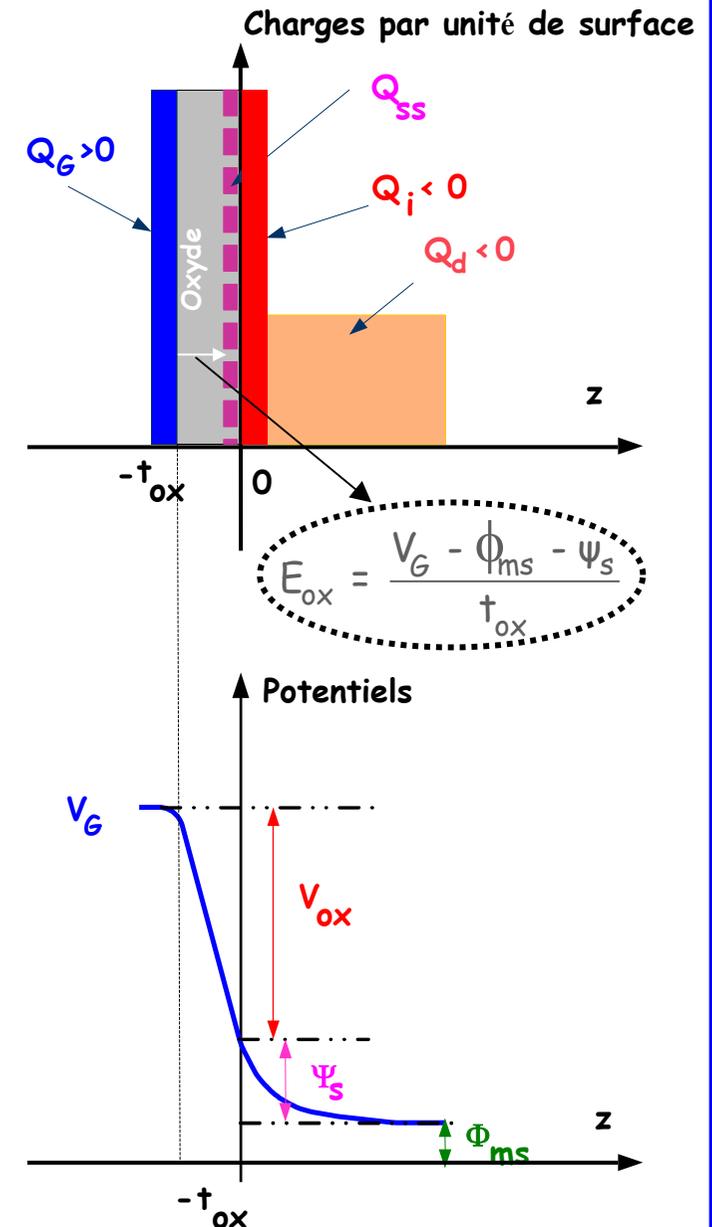
A l'équilibre le bilan des charges s'écrit :

$$Q_G = -Q_{ss} - Q_{sc}$$

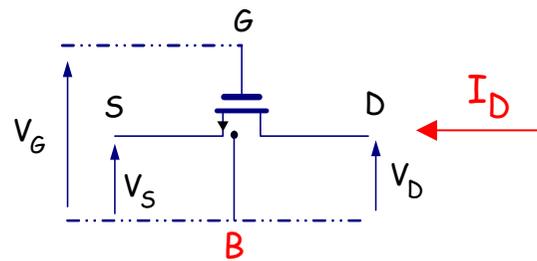
Répartition des potentiels entre la tension de grille et le potentiel de surface

$$V_G = V_{ox} + \psi_s + \phi_{ms}$$

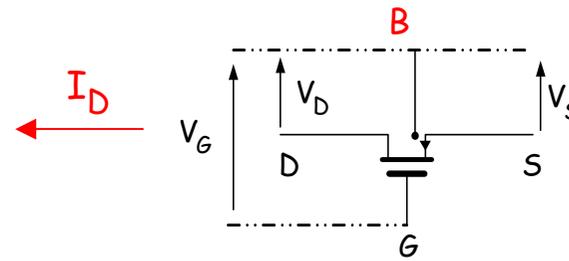
Cette relation montre comment la tension de grille V_G contrôle le potentiel d'interface par ψ_s



Représentation symbolique du transistor MOS



MOS à canal N ou NMOS
Substrat P



MOS à canal P ou PMOS
Caisson N

Pour les technologies modernes : substrat P et caisson N

Le substrat P relié à V_{SS} pour un MOS à canal N -Référence global.

Le caisson N relié à V_{DD} pour un MOS à canal P -Référence locale-

Notation des variables en régime statique

I_D courant de drain, circule du drain vers la source.

V_{SB} ou V_S tension source-substrat

V_{DB} ou V_D tension drain-substrat

V_{GB} ou V_G tension grille-substrat

I_S courant de la source, circule de la source vers le drain.

V_{BS} ou V_S tension substrat-source.

V_{BD} ou V_D tension substrat-drain

V_{BG} ou V_G tension substrat-grille

Remarque

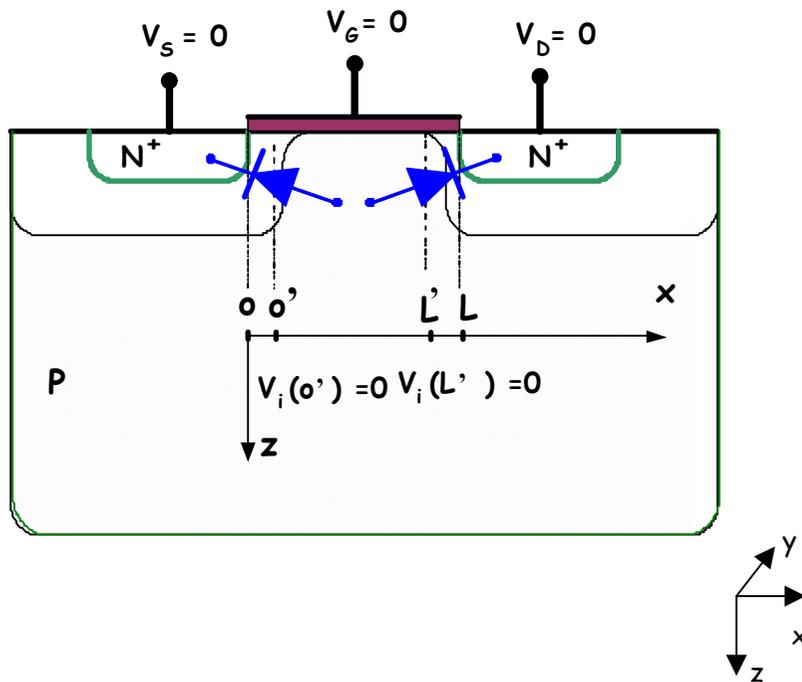
Pour faciliter l'utilisation du transistor MOS, il est recommandé de ne tenir compte que des valeurs absolues des tensions et de choisir les courants dans le même sens que la flèche pour que les équations restent identiques pour les deux types de transistors.

Les différents modes de fonctionnement du transistor MOS

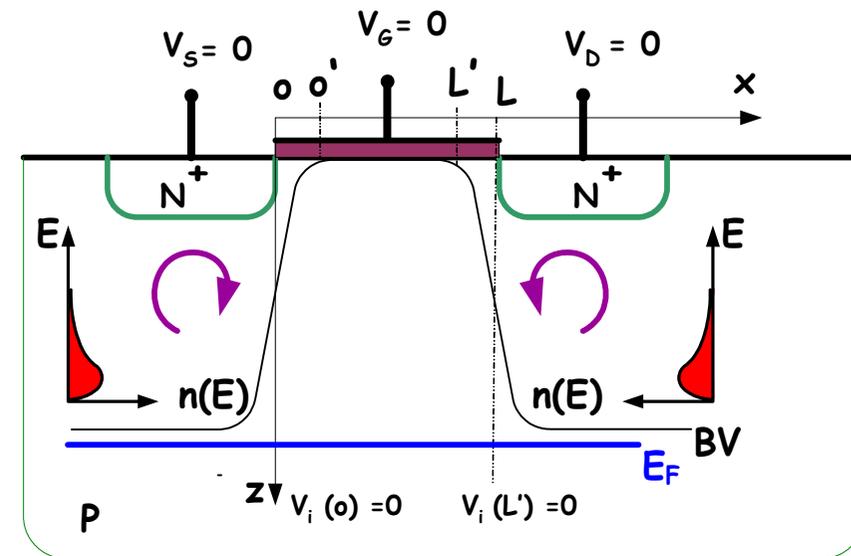
Régime de bande plate

Cette condition est obtenue lorsque le potentiel d'interface dans le canal, V_i , est nul.

Répartition des **charges** dans le canal.



Répartition du **potentiel** d'interface.



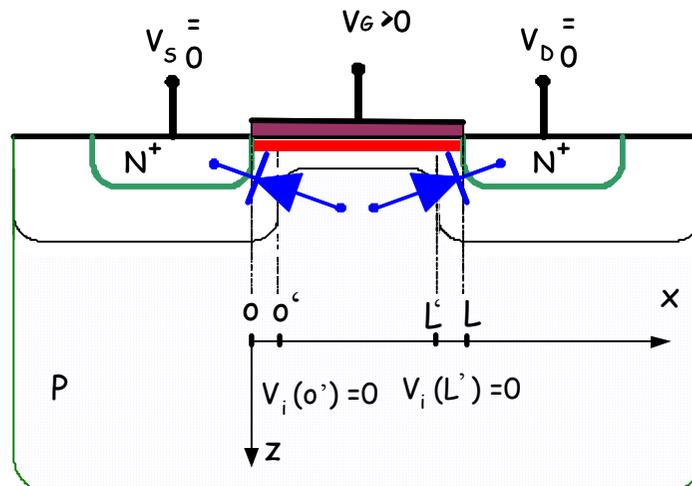
Régime de forte inversion

Lorsque le potentiel de grille V_G commence à augmenter :

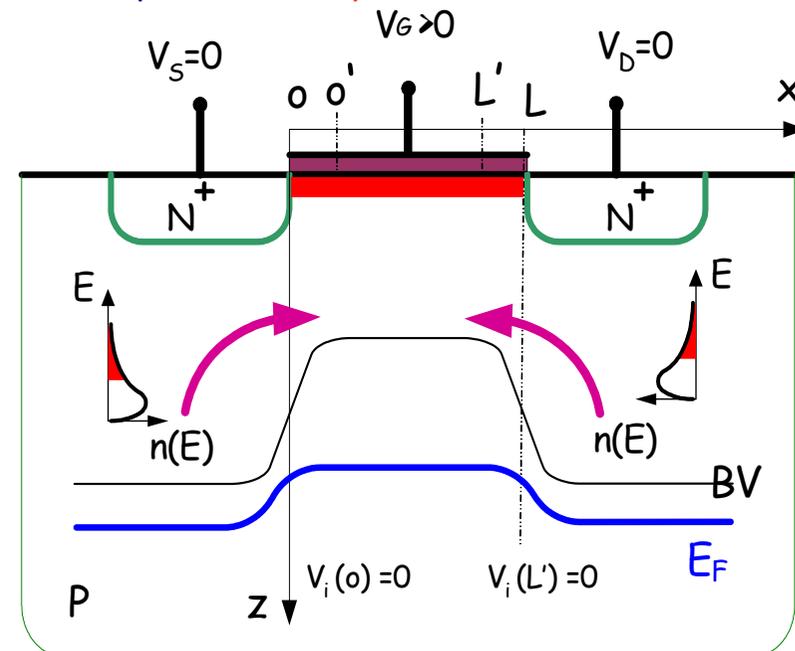
- Le champ crée va, dans un premier temps, dépléter la zone d'interface sous la grille.
- Puis, lorsque le potentiel d'interface V_i relatif à ce champ atteint la valeur de la tension de seuil d'une diode, les jonctions Source/Substrat et Drain/Substrat deviennent passantes : Elles conduisent et forment le canal.

On appelle canal la zone sous la grille à l'interface Si/SiO₂, limitée de part et d'autre par le Drain et la Source.

Répartition des charges dans le canal.



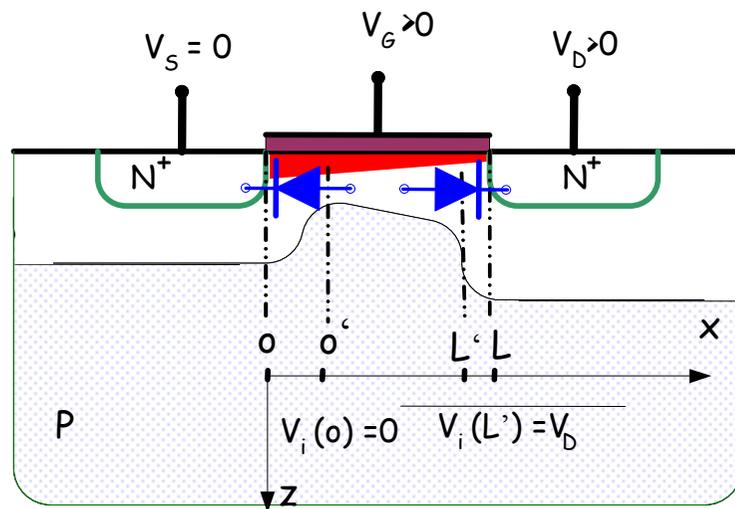
Répartition du potentiel d'interface.



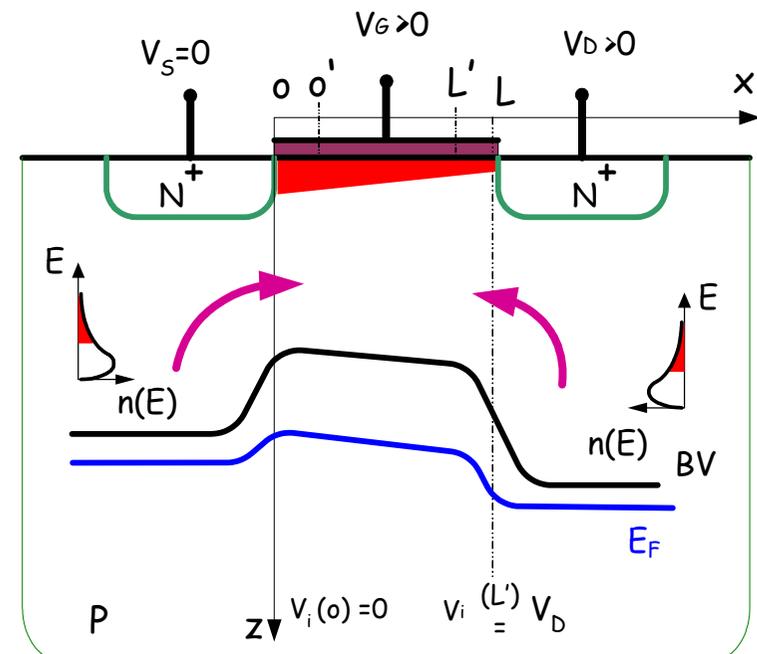
Mode linéaire

Lorsque les deux jonctions Source/Substrat et Drain/Substrat sont passantes, des électrons provenant de la Source et du Drain vont être injectés dans le canal. Une différence de potentiel entre Source et Drain va faire varier le potentiel d'interface dans le canal et générer un courant de conduction entre ces deux électrodes.

Répartition des **charges** dans le canal.



Répartition du **potentiel** d'interface.



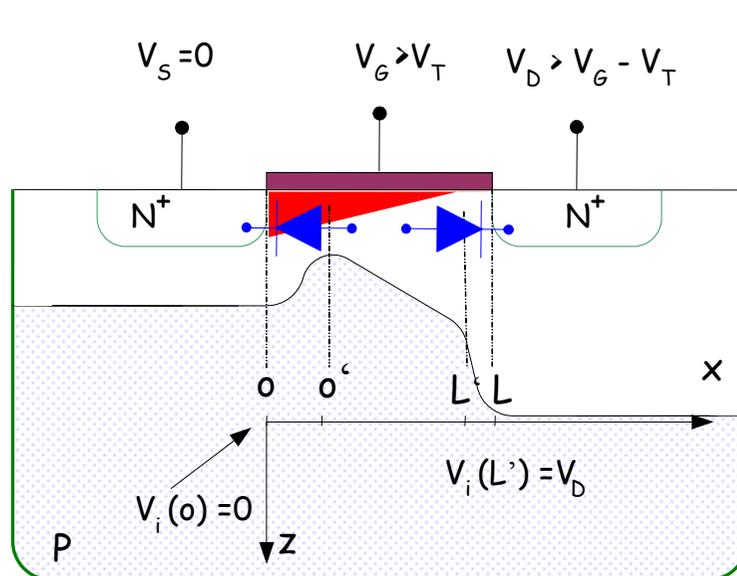
Mode saturé

Pour un potentiel d'interface tel que le canal existe, lorsqu'on continue d'augmenter le potentiel d'une des électrodes (Drain ou Source) tel que la jonction correspondante se bloque. Alors les charges -ici les électrons- ne sont plus injectés que par la jonction passante.

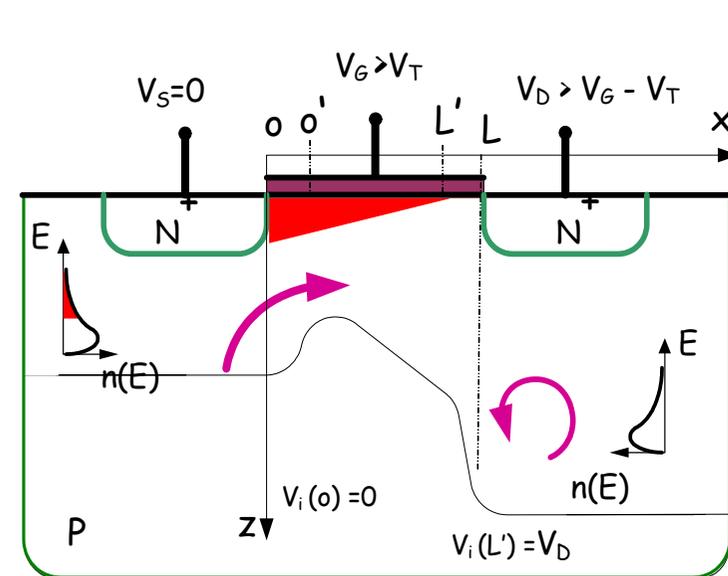
Depuis la jonction bloquée le transistor se comporte comme une source de courant contrôlée par la jonction passante.

La tension correspondant au blocage de la jonction est appelée tension de pincement car le blocage de la jonction correspond au pincement du canal.

Répartition des **charges** dans le canal.



Répartition du **potentiel** d'interface.



Modélisation du transistor MOS

Hypothèses simplificatrices

Critères de modélisation : Un modèle doit être **simple** et **précis**

1^{ère} hypothèse

Le dopage du substrat dans la zone du canal est supposé uniforme, noté $N_B(\text{cm}^{-3})$.

2^{ème} hypothèse

Pour éviter de tenir compte des effets secondaires prépondérants pour les MOS à canal court. La géométrie du MOS, c'est-à-dire la largeur W et la longueur L du canal, est choisie assez grande, c'est-à-dire au moins supérieure à $1\mu\text{m}$.

3^{ème} hypothèse

Le courant des porteurs minoritaires est négligé. On ne tient compte que des porteurs majoritaires.

4^{ème} hypothèse

L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial n(x,y,z)}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla J_n + G_n - R_n$$

Dans le cas du MOS à canal N, on considère que :

- La génération et la recombinaison des porteurs libres dans le canal est négligée.

$$G_n - R_n = 0$$

De même, on se place en régime statique ou quasi-statique. Ainsi,

$$\frac{\partial n(x,y,z)}{\partial t} = 0$$

L'équation de continuité devient : $\nabla J_n = 0$

Remarque

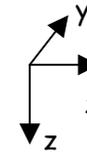
La densité de courant dans le canal est un courant d'électrons dont le divergent est nul, c'est-à-dire que le courant total dans le canal est constant en n'importe quel point du canal.

5^{ème} hypothèse

Le champ électrique transverse E_z est considéré beaucoup plus intense que les champs électriques longitudinal E_x et latéral E_y tel qu'en un point $M(x, y, z)$ du canal, le potentiel électrostatique $\Psi(x, y, z)$ est défini par la loi de Poisson :

$$\Delta \Psi(x, y, z) = \frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon_0 \epsilon_{sc}}$$

Comme $\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \gg \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2}, \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2}$



Alors l'équation de Poisson se simplifie en une équation à une dimension :

$$\frac{\partial^2 \Psi(x, y, z)}{\partial z^2} = \frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon_0 \epsilon_{sc}}$$

Remarque

Cette hypothèse qui considère que $E_x \ll E_z$ n'est pas vrai au voisinage du drain car du fait que $V_{DB} > 0$, E_x n'est plus négligeable devant E_z .

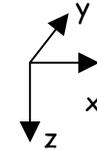
Cette hypothèse est maintenue car elle permet de conserver un modèle à une dimension et satisfaire à l'exigence de simplicité.

6^{ème} hypothèse

Le courant dans le canal circule seulement dans la direction des x donc

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \Psi}{\partial y} = 0$$

Ce qui se traduit par, $\Psi(x, y, z)$ reste constant dans les directions y et z.



7^{ème} hypothèse (Van de Wiele -79)

Pour conserver la simplicité du modèle, on considère que la charge dans le canal n'est pas répartie en profondeur mais concentrée à la surface : cette approximation définit le modèle à 'couche de charge' ou 'feuille de charge' ou encore 'charge sheet'.

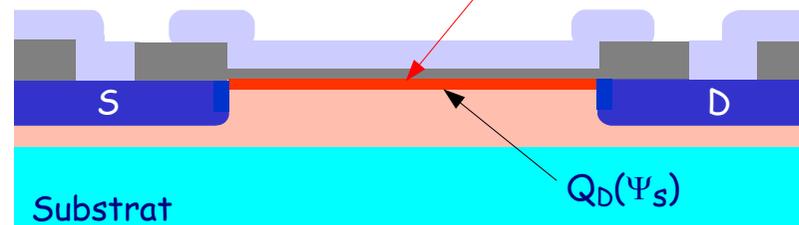
- Toute la charge Q_i est au potentiel de surface tel que $\Psi = \Psi_s$.
- La charge de déplétion Q_D est aussi fonction de Ψ_s .

$$-Q_d = \frac{\epsilon_s U_T}{L_D} \left\{ \frac{\Psi_s}{U_T} \right\}^{\frac{1}{2}} = \gamma C_{ox} \sqrt{\Psi_s}$$

Avec
$$\gamma = \frac{\sqrt{2qN_B \epsilon_s}}{C_{ox}}$$

appelé coefficient de modulation par le substrat

La charge Q_i dans le canal est localisée à la surface en $z=0$ et soumise au potentiel Ψ_s



Analyse quantitative du MOS

Définitions de base

Paramètres	Définition	unités
$N_B = \text{const.}$	Dopage du substrat	m^{-3}
n_i	Concentration intrinsèque de porteurs	m^{-3}
$U_T = kT/q$	Tension thermodynamique	V
Φ_{ms}	Différence de pot. d'extraction grille-substrat	V
$\Phi_F = U_T \ln(N_B/n_i)$	Potentiel de Fermi du substrat	V
$V_i + \Phi_F$	Quasi-potentiel de Fermi ϕ_{Fn} local des électrons	V
Ψ (Ψ_s)	Potentiel électrostatique (en surface) ($\Psi(z=\infty) = 0$ loin de la surface)	V

La tension V_i , appelée potentiel local du canal, mesure le déséquilibre des électrons en un point du canal, dû à la ddp entre les potentiels V_S et V_D .

- $V_i = V_S$ à la source et $V_i = V_D$ au drain

Notations

Les notations adoptées sont données sur un exemple. Elles peuvent être appliquées à tous les courants et toutes les tensions :

Le courant drain sera noté de la façon suivante : $I_d = i_d + I_D$

Avec

I_d : Courant total

i_d : Courant petits signaux ou AC

I_D : Courant statique, continu ou DC

Calcul des charges dans le canal

A partir des hypothèses simplificatrices, l'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2\psi(z)}{dz^2} = \frac{q}{\epsilon_s} (n_p(z) - p_p(z) + N_B)$$

- Pour un NMOS, les trous dans le canal restent à l'équilibre. Leur densité s'écrit :

$$p_p(z) = p_{p0} = n_i \exp\left(\frac{\phi_F - \psi(z)}{U_T}\right)$$

- Les électrons sont hors équilibre avec :

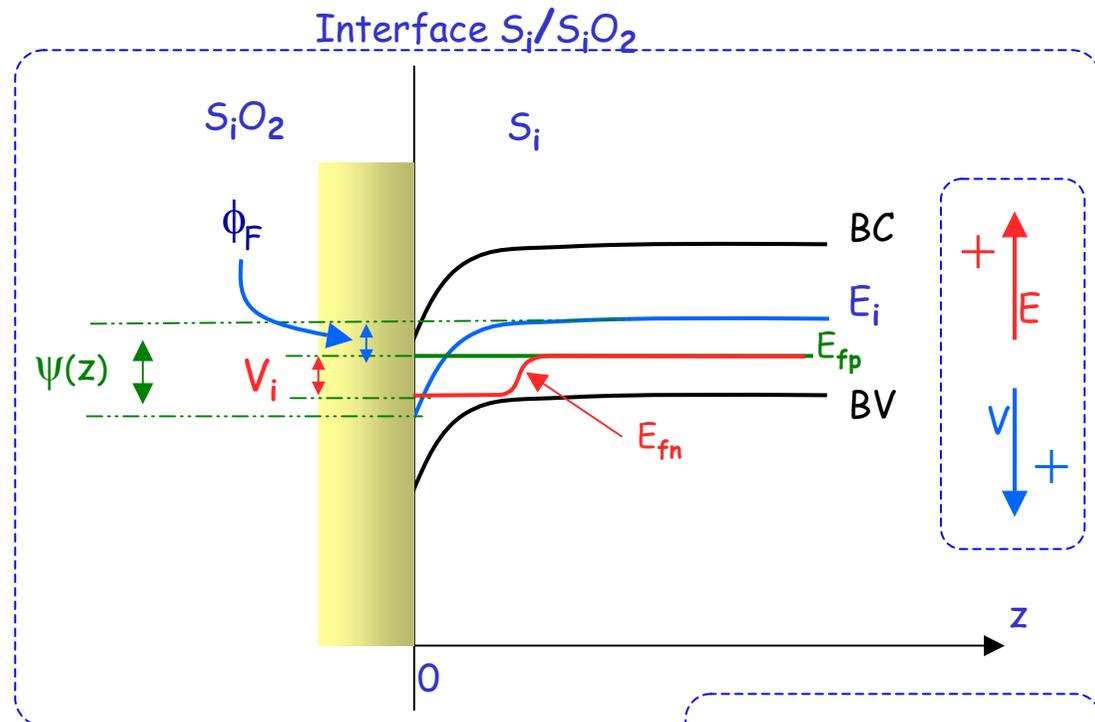
$$\phi_{Fn} = \phi_F + V_i$$

- Leur densité s'écrit :

$$n_p(z) = n_i \exp\left(\frac{\psi(z) - \phi_F - V_i}{U_T}\right)$$

Comme le volume est une zone neutre, alors : $\psi(z)|_{z \rightarrow \infty} = 0$ et $V_i|_{z \rightarrow \infty} = 0$

La densité des charges fixes s'écrit :
$$N_B = n_i \left(\exp\left(\frac{\phi_F}{U_T}\right) - \exp\left(\frac{-\phi_F}{U_T}\right) \right)$$



$$qV_i = E_{Fp} - E_{Fn}$$

$$q\phi_F = E_i(\infty) - E_{Fp}$$

$$\psi(z) = E_i(\infty) - E_i(z)$$

En fonction de la densité des charges, l'équation de Poisson devient :

$$\frac{d^2\psi(z)}{dz^2} = \frac{qN_B}{\epsilon_s} \left\{ \underbrace{\exp\left(\frac{\psi(z) - 2\phi_F - V_i}{U_T}\right)}_{\text{Electrons}} - \underbrace{\exp\left(\frac{-\psi(z)}{U_T}\right)}_{\text{Trous}} + \underbrace{1 - \exp\left(\frac{-2\phi_F}{U_T}\right)}_{\text{Charges fixes}} \right\}$$

Expression du champ électrique en surface

De l'intégration de l'équation de Poisson, on tire l'expression du champ électrique vertical E_z .

Sachant que : $E_z = -\frac{d\psi}{dz}$ et à partir de la relation précédente : $\frac{d^2\psi}{dz^2} = -\frac{dE_z}{dz} = \frac{E_z dE_z}{d\psi}$

On obtient :

$$E_z dE_z = \frac{qN_B}{\epsilon_s} \left\{ \exp\left(\frac{\psi(z) - 2\phi_F - V_i}{U_T}\right) - \exp\left(\frac{-\psi(z)}{U_T}\right) + 1 - \exp\left(\frac{-2\phi_F}{U_T}\right) \right\} d\psi$$

$G(\psi ; 2\phi_F + V_i)$

$$\int_0^{E_z} E_z dE_z = \frac{E_z^2}{2} = \frac{qN_B}{\epsilon_s} \int_0^\psi G(\psi ; 2\phi_F + V_i) d\psi$$

Soit :

$$E_z = \frac{\psi}{|\psi|} \frac{U_T}{L_D} \left\{ \exp\left(\frac{-2\phi_F - V_i}{U_T}\right) \left[\exp\left(\frac{\psi(z)}{U_T}\right) - 1 \right] + \left(\exp\left(\frac{-\psi(z)}{U_T}\right) - 1 \right) + \frac{\psi(z)}{U_T} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

L_D est appelé longueur de debye extrinsèque : $L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_s U_T}{2qN_B}}$

Le champ électrique vertical à l'interface Si/SiO₂ noté E_s avec $E_s = E_z(\psi = \psi_s)$

L'expression de ce champ électrique s'écrit :

$$E_s = \text{sgn}(\psi) \frac{U_T}{L_D} F(\psi_s ; 2\phi_F + V_i)$$

Avec :

$$F(\psi_s ; 2\phi_F + V_i) = \left\{ \exp\left(\frac{-2\phi_F - V_i}{U_T}\right) \left[\exp\left(\frac{\psi_s}{U_T}\right) - 1 \right] + \left(\exp\left(-\frac{\psi_s}{U_T}\right) - 1 \right) + \frac{\psi_s}{U_T} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Expression des charges surfaciques en fonction du potentiel de surface

A partir de la loi de Gauss, on obtient la charge surfacique totale Q_{sc} :

$$\text{Tel que } Q_{sc} = -\epsilon_s E_s$$

$$\text{Soit } Q_{sc} = -\frac{\epsilon_s U_T}{L_D} F(\psi_s ; 2\phi_F + V_i)$$

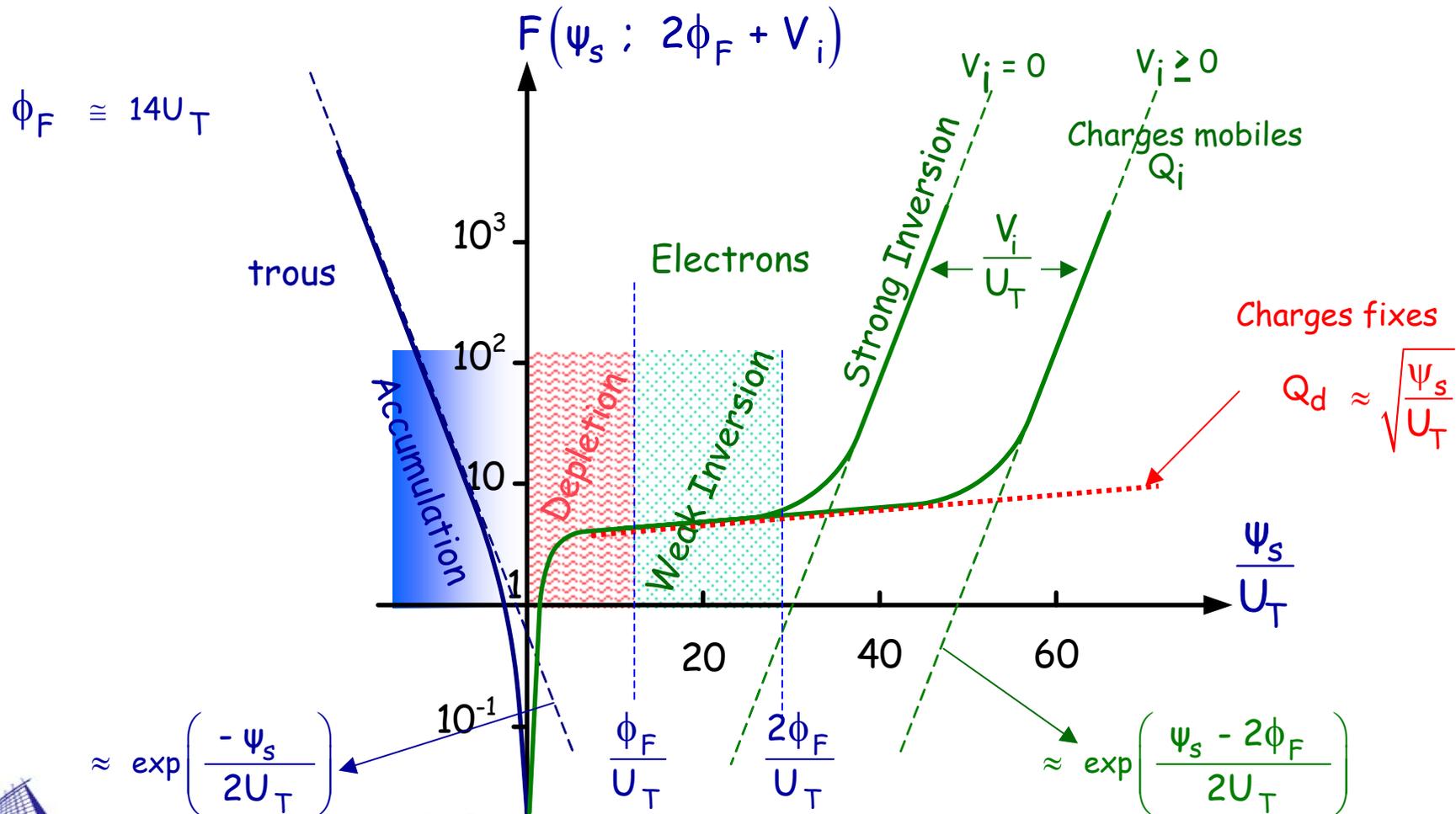
Avec :

$$F(\psi_s ; 2\phi_F + V_i) = \left\{ \exp\left(\frac{-2\phi_F - V_i}{U_T}\right) \left[\exp\left(\frac{\psi_s}{U_T}\right) - 1 \right] + \left(\exp\left(-\frac{\psi_s}{U_T}\right) - 1 \right) + \frac{\psi_s}{U_T} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Représentation de la fonction $F(\psi_s ; 2\phi_F + V_i)$ en fonction du potentiel de surface

Comme $Q_{sc} = -\epsilon_s E_s = -\text{sgn}(\psi) \frac{\epsilon_s U_T}{L_D} F(\psi_s ; 2\phi_F + V_i)$

La fonction $F(\psi_s ; 2\phi_F + V_i)$ représente à la fois le comportement du champs transverse E_s et celui des charges de surface Q_{sc} .



De façon approximative, si on néglige la contribution des trous, l'expression des charges à la surface du silicium Q_{sc} s'écrit :

$$Q_{sc} = - \frac{\psi_s}{|\psi_s|} \frac{\epsilon_s U_T}{L_D} \left\{ \exp\left(\frac{-2\phi_F - V_i}{U_T}\right) \left[\exp\left(\frac{\psi_s}{U_T}\right) - 1 \right] + \frac{\psi_s}{U_T} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Q_{sc} sont dues principalement aux charges mobiles Q_i -ici les électrons- et aux charges fixes Q_d .

- En régime de faible inversion, la charge à la surface du silicium est dominée par les charges fixes relatives à la déplétion dont l'expression s'écrit :

$$Q_d = \text{sgn}(\psi_s) \frac{\epsilon_s U_T}{L_D} \left\{ \frac{\psi_s}{U_T} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

- En régime de forte inversion, les charges mobiles sont la contribution dominante de la charge en surface. On constate qu'une très faible variation du potentiel de surface ψ_s augmente fortement les charges mobiles Q_i . L'expression de ces charges s'écrit :

$$Q_i = \frac{\psi_s}{|\psi_s|} \frac{\epsilon_s U_T}{L_D} \left\{ \exp\left(\frac{\psi_s - 2\phi_F - V_i}{U_T}\right) \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Pratiquement, On considère que le potentiel de surface est quasi constant lorsque : $\psi_o = 2\phi_F + \Delta\phi_F$

En forte inversion, le potentiel de surface ψ_s s'écrit : $\psi_s = (2\phi_F + \Delta\phi_F) + V_i = \psi_o + V_i$

Relation entre le potentiel de surface et la tension de grille

La loi de Gauss, appliquée à l'interface Oxyde/Silicium, donne : $\varepsilon_{sc} E_{sc} = \varepsilon_{ox} E_{ox}$

Sachant que $Q_{sc} = -\varepsilon_{sc} E_{sc}$ en Cb/cm² et $Q_G = \varepsilon_{ox} E_{ox} = \frac{\varepsilon_{ox}}{t_{ox}} V_{ox} = C_{ox} V_{ox}$ en Cb/cm²

A partir de ces relations et de celles donnant le bilan des charges et des tensions relatives à la zone active du canal, on en déduit la relation entre V_G et ψ_s .

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_G = -Q_{ss} - Q_{sc} \\ V_G = V_{ox} + \psi_s + \phi_{ms} \end{array} \right. \longrightarrow Q_G = C_{ox} (V_{GB} - \phi_{ms} - \psi_s) = -Q_{ss} - Q_{sc}$$

En fonction des charges totales dans le silicium, la tension de grille s'écrit :

$$V_{GB} = \phi_{ms} + \psi_s - \frac{Q_{ss}}{C_{ox}} - \frac{Q_{sc}}{C_{ox}}$$

Avec V_{FB} appelée tension de bande plate : $V_{FB} = \phi_{ms} - \frac{Q_{ss}}{C_{ox}}$

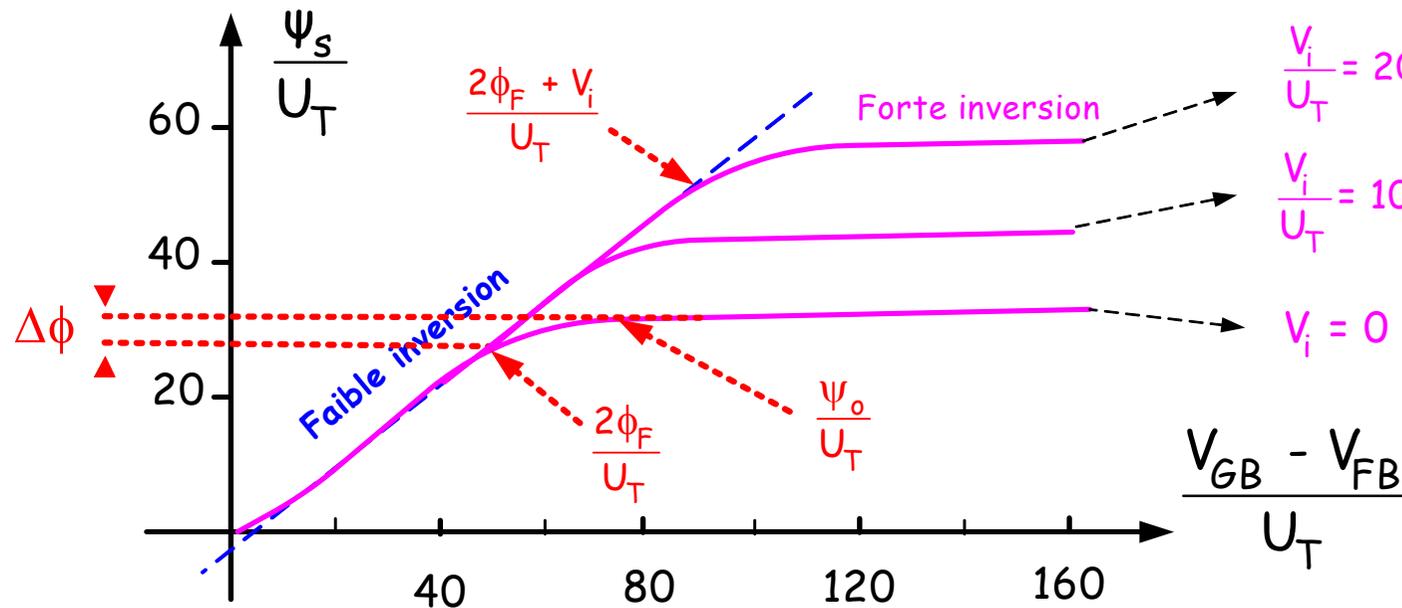
On obtient la relation entre le potentiel de surface et la tension de grille

$$V_{GB} = V_{FB} + \psi_s - \frac{Q_{sc}}{C_{ox}}$$

Si on injecte l'expression de Q_{SC} dans la relation de la tension de grille, on obtient ainsi une relation entre le potentiel de surface ψ_s et la tension de grille normalisée :

$$\frac{V_{GB} - V_{FB}}{U_T} = \frac{\psi_s}{U_T} + \frac{\epsilon_s}{C_{ox}L_D} F(\psi_s ; 2\phi_F + V_i)$$

$$\begin{cases} \phi_F = 14U_T \\ \frac{\epsilon_s}{C_{ox}L_D} = 5 \end{cases}$$



Remarque

On constate qu'en forte inversion le potentiel de surface ψ_s est bloqué à une valeur constante au delà de $\psi_0 = 2\phi_F + \Delta\phi$.

$\Delta\phi$ étant une valeur fluctuante à ajuster, valant quelques U_T , tel que $\Delta\phi = mU_T$ avec $4 < m < 6$

On peut dire qu'en forte inversion, le potentiel de surface ψ_s est indépendant de la tension de grille et vaut : $\psi_s = \psi_0 + V_i$

Fonctionnement en régime de forte inversion

Approximation par le modèle à feuille de charge (Charge sheet)

L'expression de la charge mobile en surface s'écrit : $-Q_i = q \int_0^\infty n_p dz = q \int_0^{\psi_s} \frac{n_p}{E_z} d\psi$

Connaissant les expressions de n_p et E_z , on constate qu'il n'y a pas de solution analytique de cette intégrale

Cependant l'allure du rapport $\frac{n_p(z)}{E_z} \approx \exp\left(m \frac{\psi(z)}{U_T}\right)$ Avec $1 < m < 2$;

Permet de constater que 95% des charges mobiles sont localisées au voisinage de la surface pour

$$\psi_s - 3 \text{ à } 6U_T < \psi < \psi_s$$

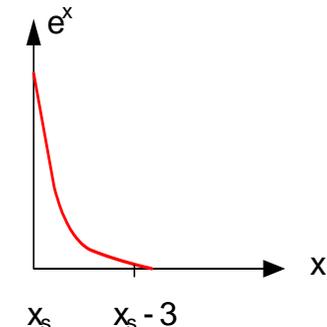
Ce qui justifie l'approximation du modèle à couche de charge ou feuille de charge :

- Toute la charge Q_i est au potentiel de surface $\psi = \psi_s$
- La charge de déplétion Q_d est fonction de ψ_s tel que :

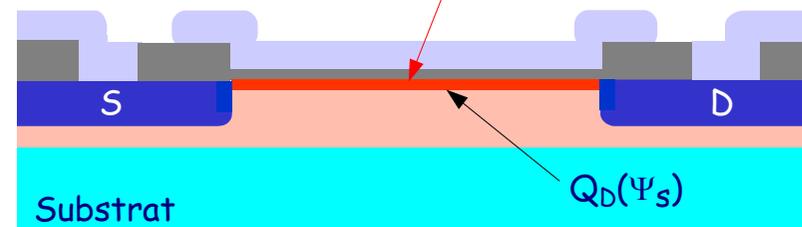
$$-Q_d = \frac{\epsilon_s U_T}{L_D} \left\{ \frac{\psi_s}{U_T} \right\}^{\frac{1}{2}} = \gamma C_{ox} \sqrt{\psi_s}$$

Avec $\gamma = \frac{\sqrt{2qN_B \epsilon_s}}{C_{ox}}$

appelé coefficient de modulation par le substrat



La charge Q_i dans le canal est localisée à la surface en $z=0$ et soumise au potentiel ψ_s



Relation entre la charge mobile dans le canal Q_i et la tension de grille V_G en régime de forte inversion, dans le modèle à feuille de charge

On sait que, dans l'approximation du modèle à feuille de charge, l'expression de la charge spatiale fixe due à la déplétion, s'écrit :

$$-Q_d = \gamma C_{ox} \sqrt{\psi_s} \quad \text{Avec} \quad \gamma = \frac{\sqrt{2qN_B \epsilon_s}}{C_{ox}} : \text{Facteur de modulation par le substrat}$$

L'expression de la charge mobile se déduit de la charge totale sachant que :

$$Q_i = Q_{sc} - Q_d \quad \text{et} \quad -\frac{Q_{sc}}{C_{ox}} = V_G - V_{FB} - \psi_s$$

$$\text{On obtient} \quad Q_i = -C_{ox} \left(\underbrace{V_G - V_{FB} - \psi_s - \gamma \sqrt{\psi_s}}_{-V_{TB}} \right) \quad \text{Avec : } \begin{aligned} \psi_s &= \psi_0 + V_i \\ \text{et} \\ \psi_0 &= 2\phi_F + \Delta\phi \end{aligned}$$

Soit $Q_i = -C_{ox}(V_G - V_{TB})$ et où V_{TB} est appelé tension de seuil

$$V_{TB} = V_{FB} + \psi_s + \gamma \sqrt{\psi_s}$$

Définition de la tension de seuil

- A l'équilibre électrostatique, c'est-à-dire sans effet de substrat (backgate effect). La tension de grille minimum correspondant à $Q_i = 0$ et $V_i = 0$ représente la tension de seuil. La tension de seuil est aussi définie comme la valeur de la tension de grille au-delà de laquelle se forme le canal

Son expression s'écrit : $V_{GB}(Q_i = 0, V_i = 0) = V_{TB}(V_i = 0) = V_{T0} = V_{FB} + \psi_0 + \gamma\sqrt{\psi_0}$

- Hors, équilibre électrostatique, c'est-à-dire lorsque $V_i \neq 0$, la tension de seuil, V_{TB} , est définie par rapport au substrat comme la valeur de la tension de grille pour laquelle il n'y a pas de charges dans le canal, c'est-à-dire lorsque $V_i \neq 0$ et $Q_i = 0$.

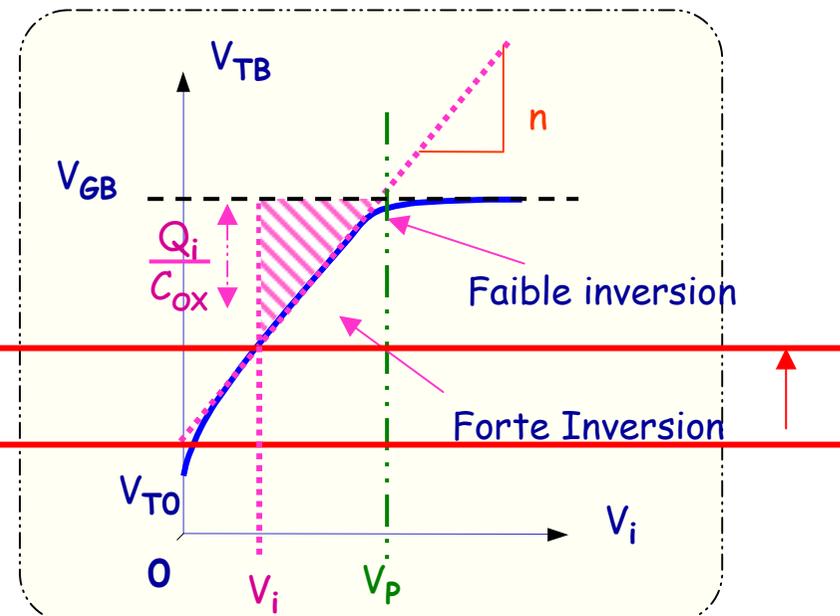
Ce qui s'écrit : $V_{GB}(Q_i = 0; V_i \neq 0) = V_{TB}(V_i) = V_{FB} + \psi_0 + V_i + \gamma\sqrt{\psi_0 + V_i}$

Et en fonction de V_{T0} la tension de seuil devient :

$$V_{TB}(V_i) = V_{T0} + V_i + \gamma(\sqrt{\psi_0 + V_i} - \sqrt{\psi_0})$$

$$V_{TB}(V_i \neq 0) = V_{TB}$$

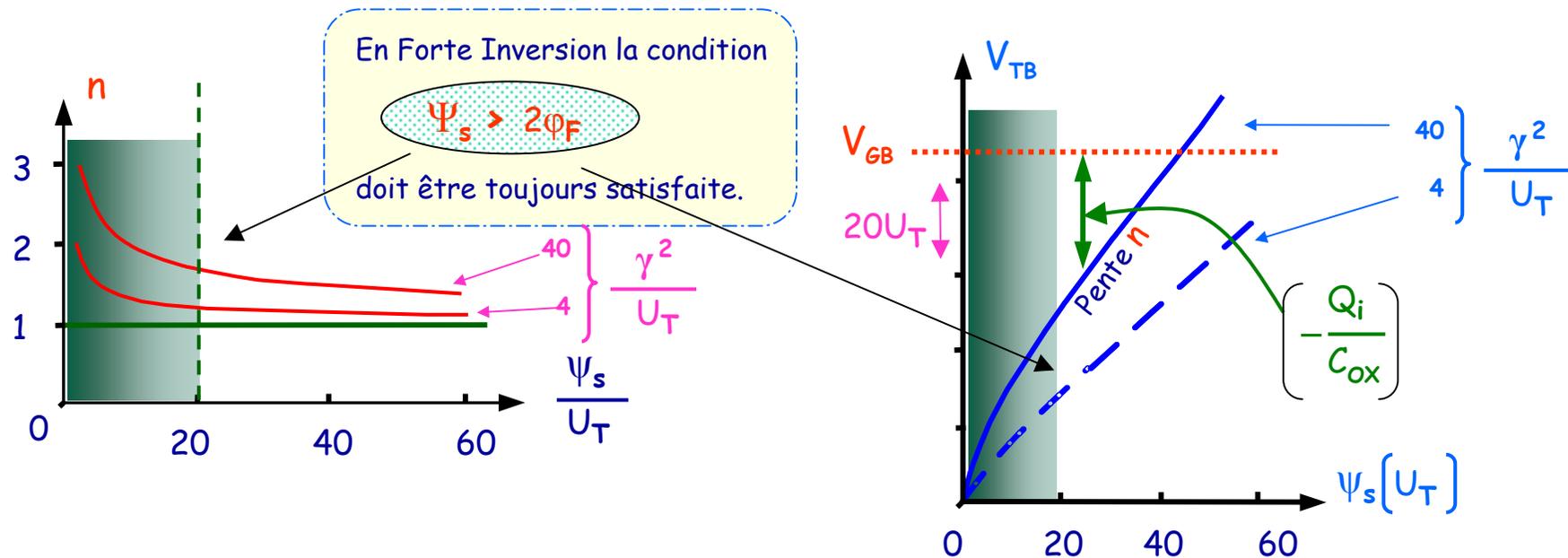
$$V_{TB}(V_i = 0) = V_{T0}$$



Définition du facteur de pente

Si l'on étudie la variation de la tension de seuil en fonction des charges mobiles, on constate que la **pente** de cette fonction varie lentement et donc peut être approximée par une constante notée n :

Cette constante est appelée facteur de pente.
$$n = \frac{dV_{TB}}{d\psi_s} = \frac{1}{C_{ox}} \frac{dQ_i}{d\psi_s} \Big|_{V_G} = 1 + \frac{\gamma}{2\sqrt{\psi_s}}$$



Ce constat a permis de simplifier l'expression de la tension de seuil.

$$V_{TB}(V_i) = V_{T0} + nV_i$$

Avec :

$$\psi_s = \psi_0 + V_i \text{ et } \psi_0 = 2\phi_F + \Delta\phi$$

Autres définition du facteur de pente

Le facteur de pente, notée n , tel qu'il a été défini précédemment par :

$$n = \frac{dV_{TB}}{d\psi_s} = \frac{1}{C_{ox}} \left. \frac{dQ_i}{d\psi_s} \right|_{V_G} = 1 + \frac{\gamma}{2\sqrt{\psi_s}}$$

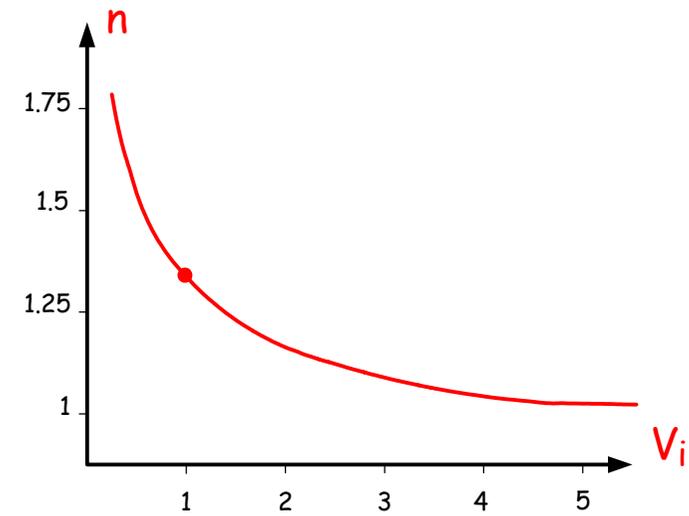
Peut s'écrire d'une autre manière :

Avec :

$$\psi_s = \psi_0 + V_i \quad \text{Soit : } n = 1 + \frac{\gamma}{2\sqrt{\psi_0 + V_i}}$$

et

$$\psi_0 = 2\phi_F + \Delta\phi$$



A partir de la relation de V_G en fonction de V_P

$$V_{GB} = V_{TB}(V_P) = V_{T0} + V_P + \gamma(\sqrt{\psi_0 + V_P} - \sqrt{\psi_0})$$

On définit aussi la pente n en fonction de la tension de pincement

$$V_{GB} = V_{T0} + nV_P$$

$$n = n(V_P) = \left. \frac{dV_{TB}(V_i)}{dV_i} \right|_{V_i = V_P} = 1 + \frac{\gamma}{2\sqrt{\psi_0 + V_P}}$$

Cette relation permet les approximations suivantes :

$$V_{GB} = V_{T0} + nV_P \quad \text{et} \quad -\frac{Q_i}{C_{ox}} \approx n(V_P - V_i)$$

A partir de la relation V_p en fonction de V_G

A partir de l'expression de la tension de pincement

$$V_p = V_{GB} - V_{T0} - \gamma \left(\sqrt{V_{GB} - V_{T0} + \left(\frac{\gamma}{2} + \sqrt{\Psi_0} \right)^2} - \left(\frac{\gamma}{2} + \sqrt{\Psi_0} \right) \right)$$

On donne l'expression de $n(V_G)$

$$\frac{dV_p}{dV_{GB}} = \frac{1}{n(V_{GB})} = 1 - \frac{\gamma}{2 \sqrt{V_{GB} - V_{T0} + \left(\frac{\gamma}{2} + \sqrt{\Psi_0} \right)^2}}$$

De cette relation, on obtient l'approximations suivantes :

$$V_p \approx \frac{V_{GB} - V_{T0}}{n}$$

Commentaire sur le facteur de pente « n »

C'est par définition la pente de l'expression de la tension de seuil $V_{TB}(V_i)$ lorsque le potentiel de surface V_i atteint la valeur de la tension de pincement V_p :

Remarque :

D'un point de vue de concepteur de circuit intégrés analogiques, la différence essentielle entre le modèle EKV (EPFL) et les autres familles de modèles BSIM (Berkeley), MOS (Philips), etc. c'est d'avoir pensé à 'linéariser' la tension de seuil.

Au lieu de travailler avec une expression très peu pratique de $V_{TB}(V_i)$:

$$V_{TB}(V_i) = V_{T0} + V_i + \gamma \left(\sqrt{\Psi_0 + V_i} - \sqrt{\Psi_0} \right)$$

On utilise une relation simple qui reste une bonne approximation en régime de forte saturation

$$\underline{V_{TB}(V_i) = V_{T0} + nV_i}$$

A partir de la relation entre la tension de grille et le potentiel de surface, nous avons conclu qu'en régime saturé, c'est-à-dire pour $\Psi_s \geq \Psi_0$ avec $\Psi_0 = 2\phi_F + \Delta\phi$ le potentiel de surface était considéré indépendant de la tension de grille.

En conséquence, la tension de grille V_g varie avec le potentiel local du canal V_i

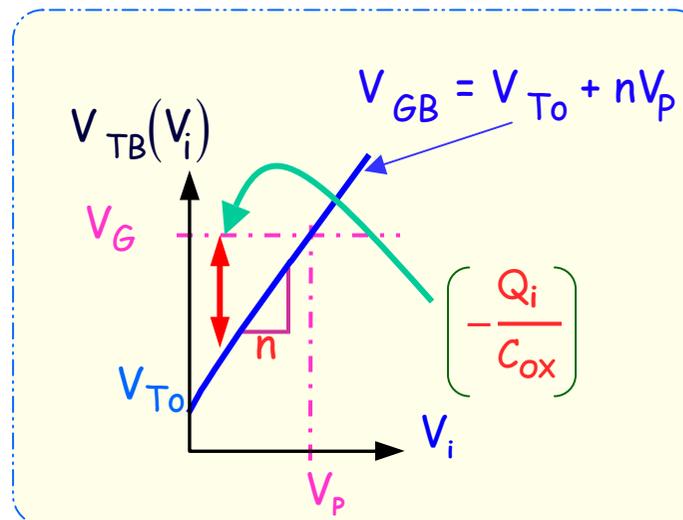
Conditions aux limites

La tension de grille minimum qui correspond à $Q_i = 0$ et $V_i = 0$, est la tension de seuil à l'équilibre électrostatique V_{T0} , c'est-à-dire sans effet de substrat (backgate effect).

La tension de grille est maximum à $V_{GB} = V_{TB}(V_p)$, lorsque $Q_i = 0$ et $V_i = V_p$, c'est-à-dire, lorsque le potentiel local du canal V_i est égale à la tension de pincement.

Représentation du graphique de Memmelink

Ce graphe s'obtient à partir de $V_{TB}(V_i) = V_{T0} + nV_i$ et pour une tension de grille donnée V_{GB}



Fonctionnement en régime de faible inversion

Relation entre Q_i et ψ_s en régime de faible inversion

Le régime de faible inversion a lieu lorsque $\phi_F \leq \psi_s \leq 2\phi_F + V_i$

Dans ce cas, les charges au voisinage de la surface sont principalement dues aux charges fixes Q_d , les charges mobiles Q_i sont relativement peu nombreuses.

$$Q_{sc} = -\frac{\epsilon_s U_T}{L_D} F(\psi_s ; 2\phi_F + V_i) \quad \text{et} \quad Q_d = -\gamma C_{ox} \sqrt{\psi_s}$$

A partir de la charge totale Q_{sc} et de la charge due à la déplétion Q_d , on extrait la charge mobile Q_i :

$$Q_i = Q_{sc} - Q_d = -\gamma C_{ox} \sqrt{U_T} \left\{ \left(\exp\left(\frac{\psi_s - 2\phi_F - V_i}{U_T}\right) + \frac{\psi_s}{U_T} \right)^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{\psi_s}{U_T}\right)^{\frac{1}{2}} \right\}$$

Après quelques opérations, cette expression devient :

$$-\frac{Q_i}{C_{ox}} = \frac{\gamma U_T}{2\sqrt{\psi_s}} \exp\left(\frac{\psi_s - 2\phi_F - V_i}{U_T}\right)$$

Sachant que $n = 1 + \frac{\gamma}{2\sqrt{\psi_s}}$ Avec $\psi_s = 2\phi_F + V_i$

On trouve :

$$-\frac{Q_i}{C_{ox}} = U_T (n - 1) \exp\left(\frac{\psi_s - 2\phi_F - V_i}{U_T}\right)$$

Relation entre ψ_s et V_i en régime de faible inversion

En régime de faible inversion, la tension de grille s'écrit aussi:

$$V_{GB} = V_{FB} + \psi_s + \gamma\sqrt{\psi_s}$$

De même, la tension de seuil V_{T0} à l'équilibre électrostatique s'écrit :

$$V_{GB}(Q_i = 0, V_i = 0) = V_{TB}(V_i = 0) = V_{T0} = V_{FB} + \psi_0 + \gamma\sqrt{\psi_0}$$

De même, la tension de grille en fonction de la tension de seuil V_{T0} s'écrit :

$$V_{GB} = V_{T0} + (\psi_s - \psi_0) + \gamma(\sqrt{\psi_s} - \sqrt{\psi_0})$$

De même, la tension de grille en fonction de la tension de pincement s'écrit :

$$V_{GB}(Q_i = 0; V_i = V_p) = V_{TB}(V_p) = V_{T0} + V_p + \gamma(\sqrt{\psi_0 + V_p} - \sqrt{\psi_0})$$

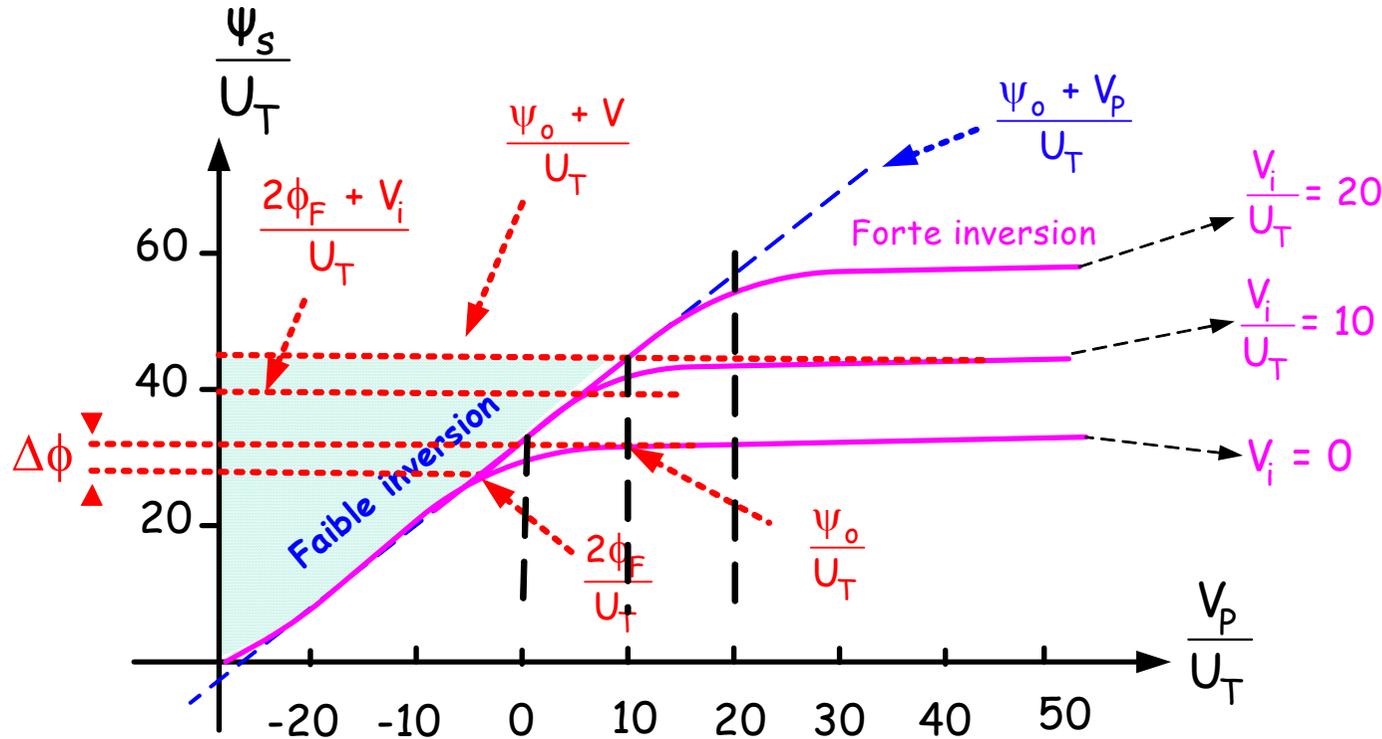
Par identification, on trouve la valeur de ψ_s qui correspond à la faible inversion :

$$\psi_s = \psi_0 + V_p$$

Si on trace la courbe donnant l'évolution de ψ_s en fonction de V_p , c'est-à-dire :

$$\psi_s = \psi_0 + V_p$$

On constate que pour différentes valeurs, du potentiel dans le canal V_i , données comme paramètre, La variation du potentiel de surface varie linéairement en fonction de V_p .



On considère que le choix de $\psi_0 = 2\phi_F + \Delta\phi$ est arbitraire et dépend de V_G . L'expression du potentiel de surface devient en fonction de V_p :

$$\psi_s = \begin{cases} \psi_0 + V_p & \text{quand } V_p \leq V_i & \text{Faible inversion} \\ \psi_0 + V_i & \text{quand } V_p \geq V_i & \text{Forte inversion} \end{cases}$$

On sait que la faible inversion a lieu, tant que : $\psi_s < 2\phi_F + V_i$

Par ailleurs l'expression de la charge en faible inversion précédemment trouvée :

$$-\frac{Q_i}{C_{ox}} = U_T (n - 1) \exp\left(\frac{\psi_s - 2\phi_F - V_i}{U_T}\right)$$

on injecte $\psi_s =: \psi_o + V_p$

$$-\frac{Q_i}{C_{ox}} = U_T (n - 1) \exp\left(\frac{\psi_o + V_p - 2\phi_F - V_i}{U_T}\right) = U_T (n - 1) \exp\left(\frac{\psi_o - 2\phi_F}{U_T}\right) \exp\left(\frac{V_p - V_i}{U_T}\right) =$$

$$\text{Si on pose } K_{wi} = (n - 1) \exp\left(\frac{\psi_o - 2\phi_F}{U_T}\right) = (n - 1) \exp\left(\frac{\Delta\phi_F}{U_T}\right)$$

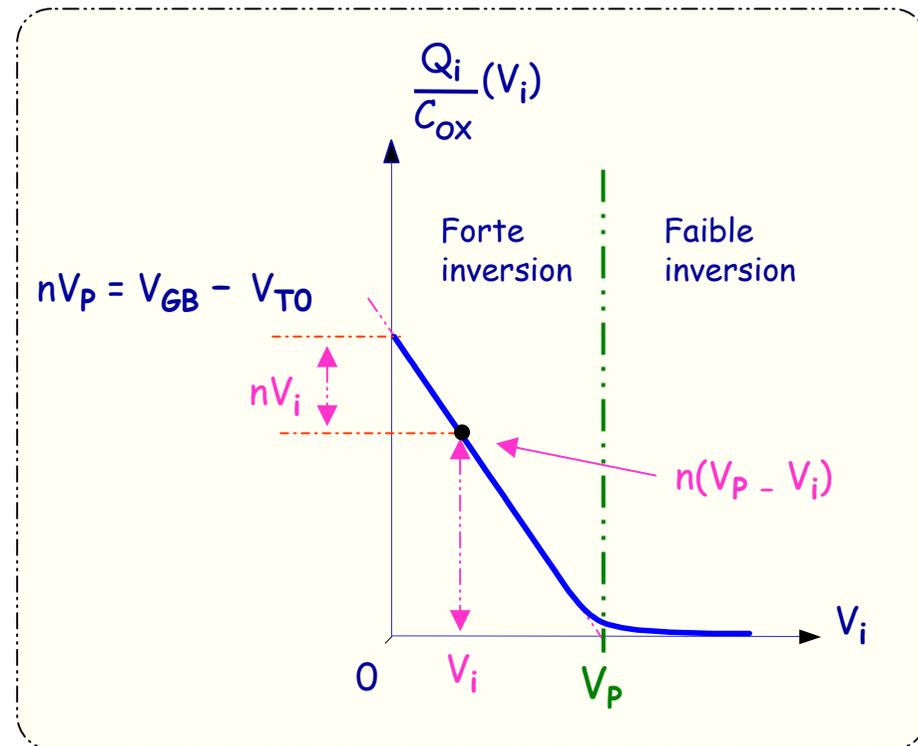
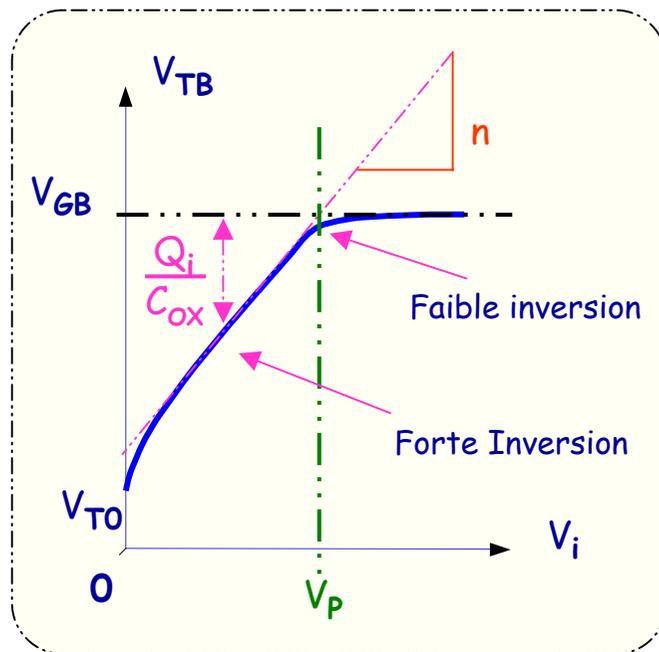
Ce qui donne

$$\text{On trouve : } -\frac{Q_i}{C_{ox}} = K_{wi} U_T \exp\left(\frac{V_p - V_i}{U_T}\right)$$

$$K_{WI} \text{ est un terme ajustable qui donne : } -\frac{Q_i}{C_{ox}} = 2n U_T \exp\left(\frac{V_p - V_i}{U_T}\right)$$

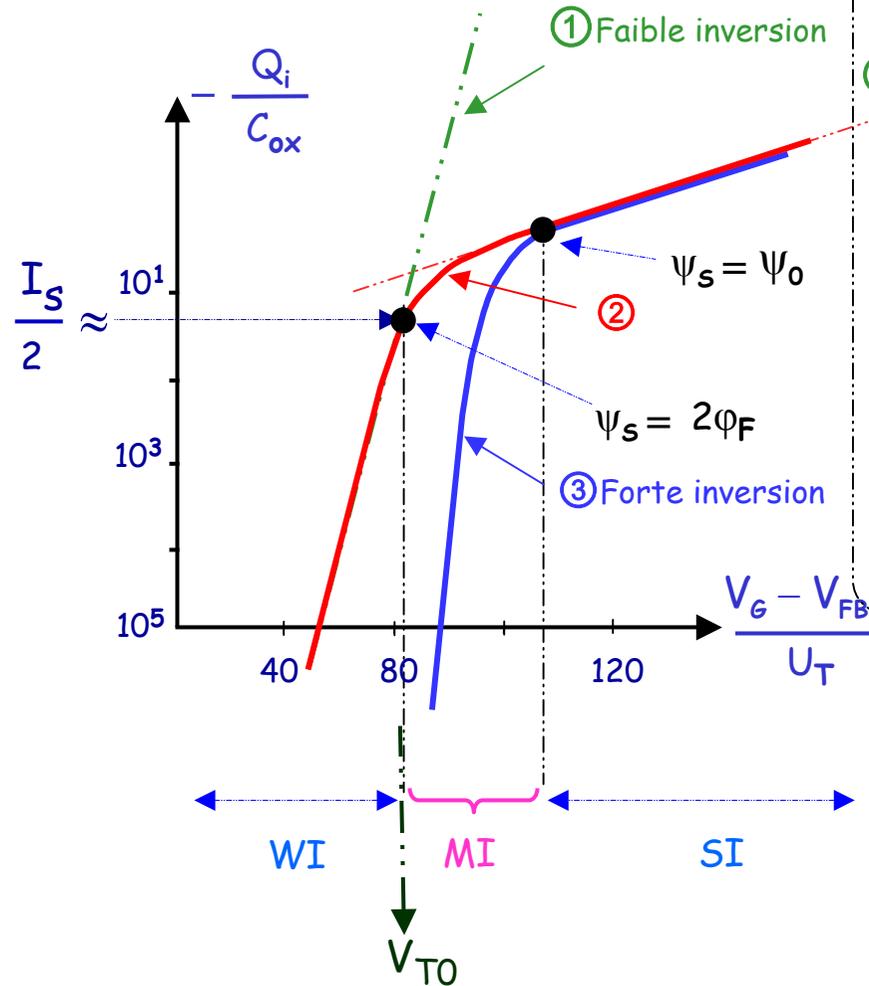
En résumé :

$$\Psi_s = \begin{cases} \Psi_0 + V_p & \text{quand } V_i \geq V_p & \text{Faible inversion} \\ \Psi_0 + V_i & \text{quand } V_i \leq V_p & \text{Forte inversion} \end{cases}$$



Modélisation de l'évolution des charges mobiles Q_i dans le canal suivant

les modes de fonctionnement



Modèle exponentiel correspondant à la faible inversion.
Le courant de drain est dû au courant de diffusion

$$\textcircled{1} \rightarrow -\frac{Q_i}{C_{ox}} = \frac{\gamma U_T}{2 \sqrt{\psi_s}} \exp\left[\frac{\psi_s - 2\phi_F - V_i}{U_T}\right]$$

Courbe réelle

$$\textcircled{2} \rightarrow \frac{V_G - V_{FB}}{U_T} = \frac{\psi_s}{U_T} + \frac{\epsilon_s}{C_{ox} L_D} G(\psi_s, \phi_F, V_i)$$

Modèle quadratique correspondant à la forte inversion.
Le courant de drain est dû au courant de conduction.

$$\textcircled{3} \rightarrow -\frac{Q_i}{C_{ox}} = V_{GB} - V_{FB} - \psi_s - \gamma \sqrt{\psi_s}$$

Avec $\psi_0 = 2\phi_F + \Delta\phi$

$$\Delta\phi \approx 3U_T$$

$$N_B = 10^{16} \text{ atomes/cm}^3$$

Résumé

Relation entre Q_i et V_p en régime de forte inversion.

Lorsque $\psi_s = \psi_o + V_i$ pour $V_i \leq V_p$

En utilisant, la relation entre la charge mobile et la tension de grille :

$$Q_i = -C_{ox} (V_G - V_{TB})$$

Sachant que $V_{TB}(V_i) = V_{T0} + n V_i$

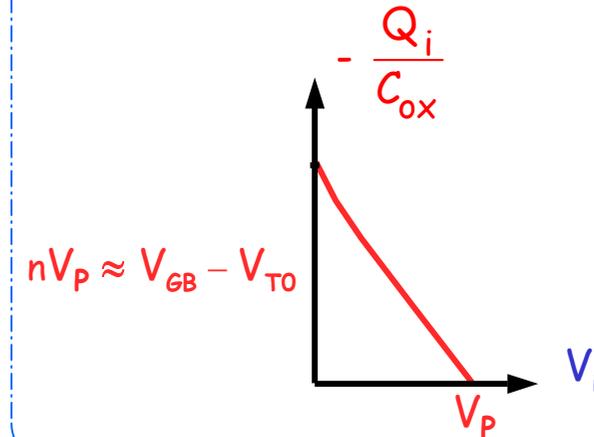
Et de même, la relation donnant la tension de pincement en fonction de la tension de grille.

$$V_p \approx \frac{V_{GB} - V_{T0}}{n}$$

$$nV_p \approx V_{GB} - V_{T0}$$

On obtient :

$$-\frac{Q_i}{C_{ox}} = n(V_p - V_i)$$



Relation entre Q_i et V_p en régime de faible inversion.

Lorsque $\psi_s = \psi_o + V_i$ pour $V_i \geq V_p$

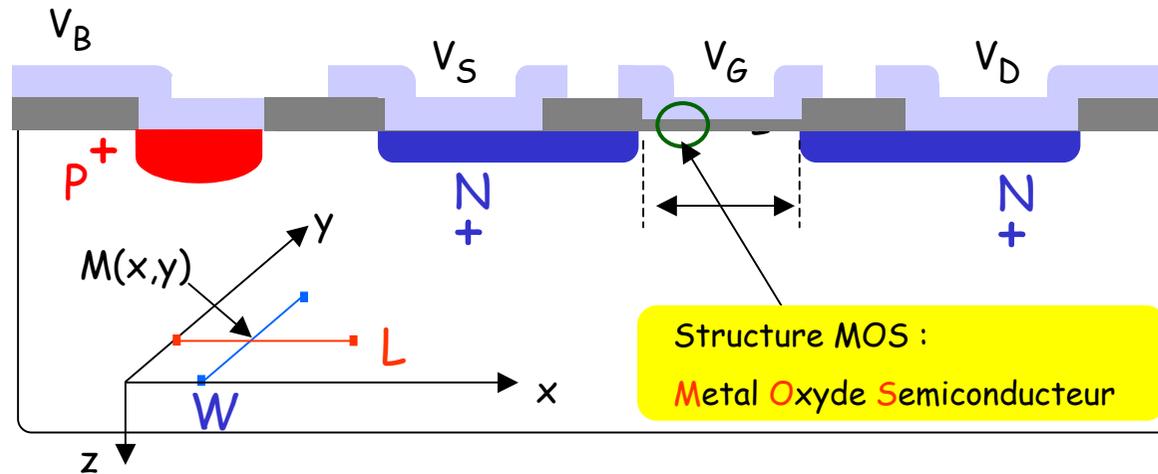
$$\text{on a : } -\frac{Q_i}{C_{ox}} = 2nU_T \exp\left(\frac{V_p - V_i}{U_T}\right)$$

Définition du courant de drain

Calcul du courant de drain

A partir des hypothèses simplificatrices et en régime permanent le courant dans le canal est constant, il résulte de la contribution :

- D'un courant de conduction dû au champ longitudinal.
- D'un courant de diffusion dû à un gradient de charges.



En un point $M(x,y)$ du canal, l'expression du courant s'écrit :

$$d(I_d) = d(I_{\text{cond}}(x,y)) + d(I_{\text{diff}}(x,y))$$

$$\text{Avec : } dI_{\text{cond}}(x,y) = q\mu(x,y)n(x,y)Wdy \frac{\partial \psi(x,y)}{\partial x}$$

$$\text{Et } dI_{\text{diff}}(x,y) = q\mu(x,y)U_T Wdy \frac{\partial n(x,y)}{\partial x}$$

En $M(x,z)$ la densité des charges mobiles, hors équilibre, s'écrit :

$$n(x,z) = n_0 \exp\left(\frac{\psi(x,z) - V_i(x)}{U_T}\right)$$

A partir des ces expressions, le courant dans le canal en $M(x,y)$ s'écrit :

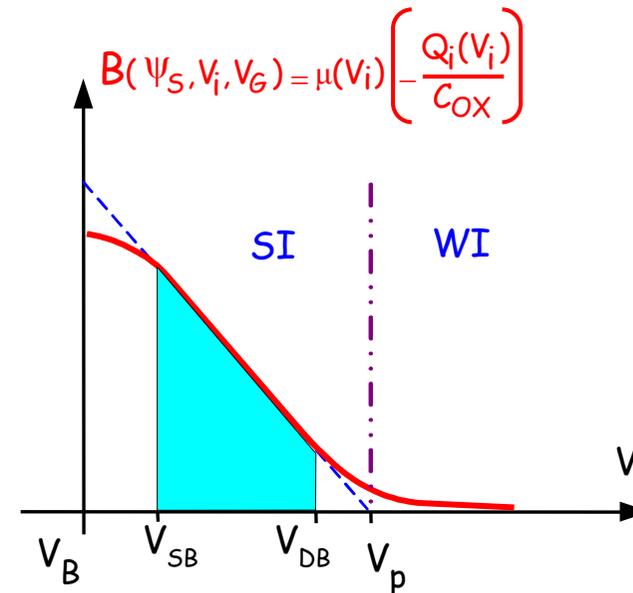
$$dI_d(x,z) = -qWdy\mu(x,z)n(x,z)\frac{\partial V_i(x)}{\partial x}$$

En supposant que la mobilité dans le canal n'est effective que dans la direction 'x', tel que $\mu(x,z) = \mu(x)$
 On obtient après quelques opérations, l'expression du courant :

$$I_d = \frac{W}{L} C_{ox} \int_{V_{SB}}^{V_{DB}} \mu(V_i) \left(-\frac{Q_i}{C_{ox}}\right) dV_i$$

De façon générale, on peut écrire :

$$I_d = \frac{W}{L} C_{ox} \int_{V_{SB}}^{V_{DB}} B(\psi_s, V_i, V_G) dV_i$$



Avec $B(\psi_s, V_i, V_G) = \mu(V_i) \left(-\frac{Q_i(V_i)}{C_{ox}} \right)$ qui représente la conductivité locale.

Selon la précision avec laquelle est définie $B(\psi_s, V_i, V_G)$, on retrouve les différentes familles des modèles décrivant le fonctionnement du transistor MOS.

Hypothèse simplificatrice supplémentaire

Pour tendre vers un modèle simple qui permette de faire des calculs à la main, on considère que la mobilité dans le canal est constante, telle que :

$$\mu(V_i, T) = \mu_0$$

L'expression du courant de drain devient :

$$I_d = \mu_0 C_{ox} \frac{W}{L} \int_{V_{SB}}^{V_{DB}} \left[-\frac{Q_i(V_i)}{C_{ox}} \right] dV_i = \beta \int_{V_{SB}}^{V_{DB}} \left[-\frac{Q_i(V_i)}{C_{ox}} \right] dV_i$$

Avec $\beta = \mu_0 C_{ox} \frac{W}{L}$ coefficient de transfert

Par analogie avec le transistor bipolaire, l'expression du courant de drain s'écrit alors :

$$I_d = I_F - I_R = \underbrace{\beta \int_{V_{SB}}^{\infty} \left[-\frac{Q_i(V_i)}{C_{ox}} \right] dV_i}_{I_F} - \underbrace{\beta \int_{V_{DB}}^{\infty} \left[-\frac{Q_i(V_i)}{C_{ox}} \right] dV_i}_{I_R}$$

L'expression de la conductivité locale : $B(\psi_s, V_i, V_G) = \mu(V_i) \left(-\frac{Q_i(V_i)}{C_{ox}} \right)$

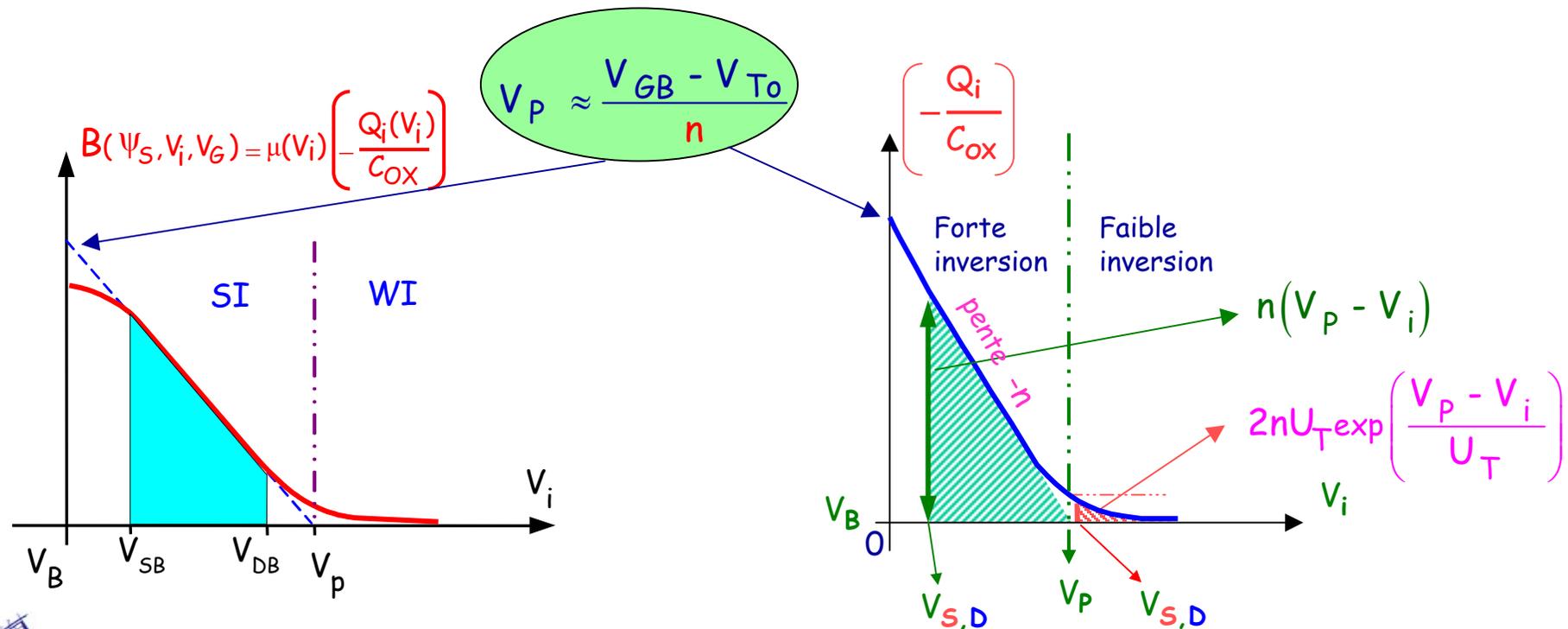
donnant le courant dans le canal n'est pas intégrable analytiquement. Pour répondre aux critères de simplicité (linéarité et précision), elle est approximée par deux relations définissant deux modes de fonctionnement

Forte inversion

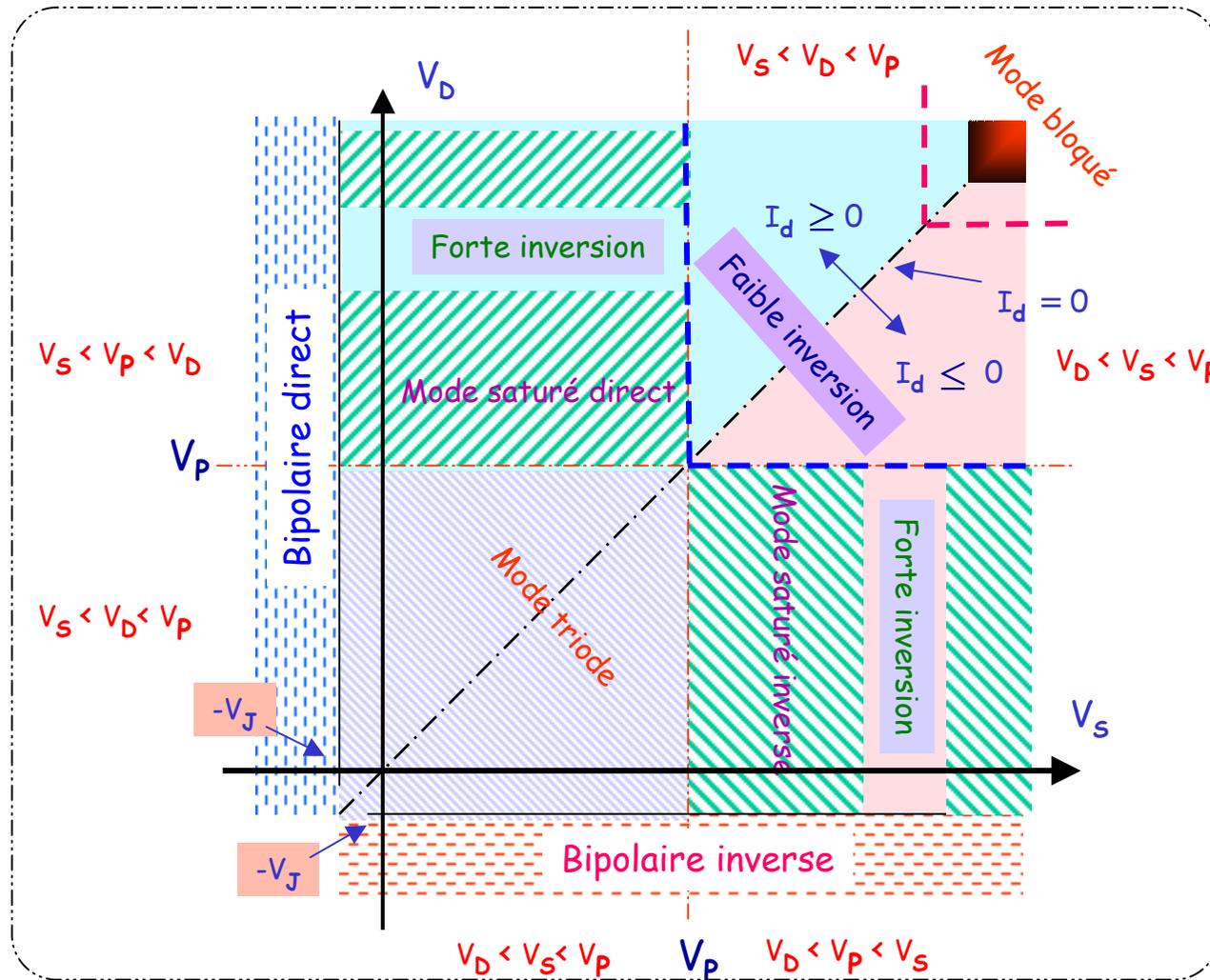
$$-\frac{Q_i}{C_{ox}} = n(V_P - V_i) \dots \gg 2nU_T$$

Faible inversion

$$-\frac{Q_i}{C_{ox}} = 2nU_T \exp\left(\frac{V_P - V_i}{U_T}\right) \dots \ll 2nU_T$$



Représentation graphique des différents modes de fonctionnement

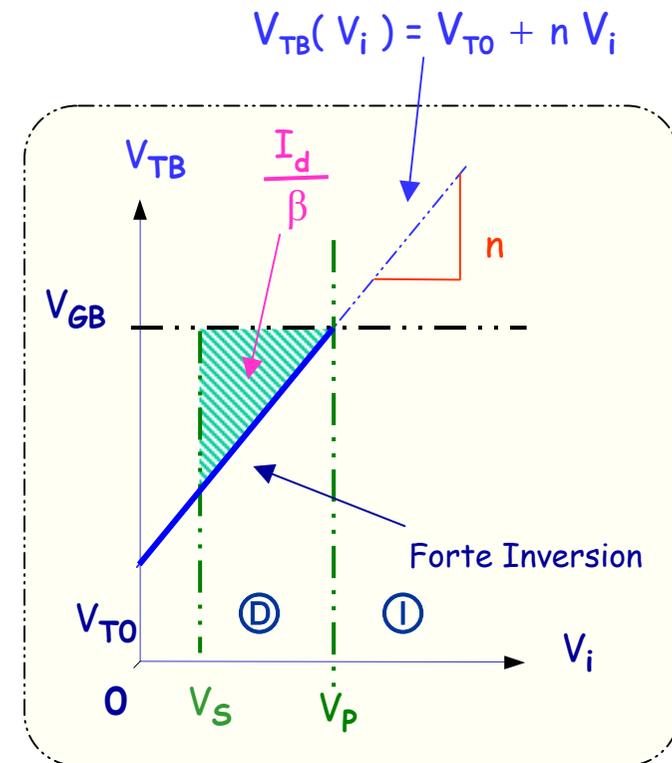
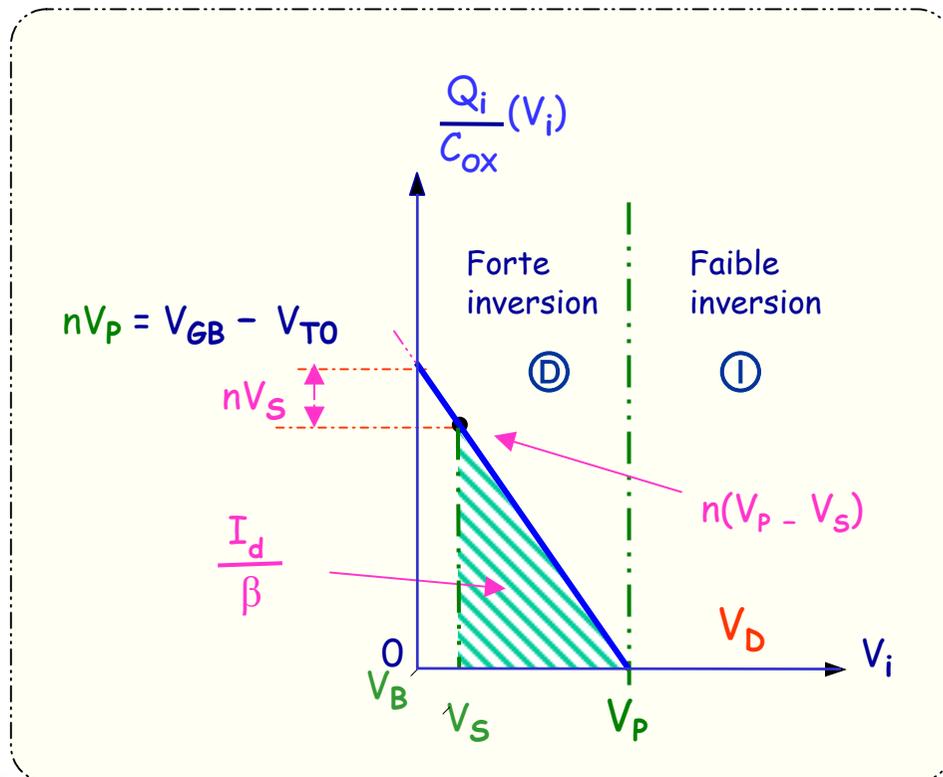


Expression du courant de drain en régime de forte inversion

Forte Inversion

Saturé

<p>Direct $V_S < V_P < V_D$</p>	<p>Inverse $V_D < V_P < V_S$</p>
$I_F = \frac{\beta n}{2} (V_P - V_S)^2$	$I_R = \frac{\beta n}{2} (V_P - V_D)^2$



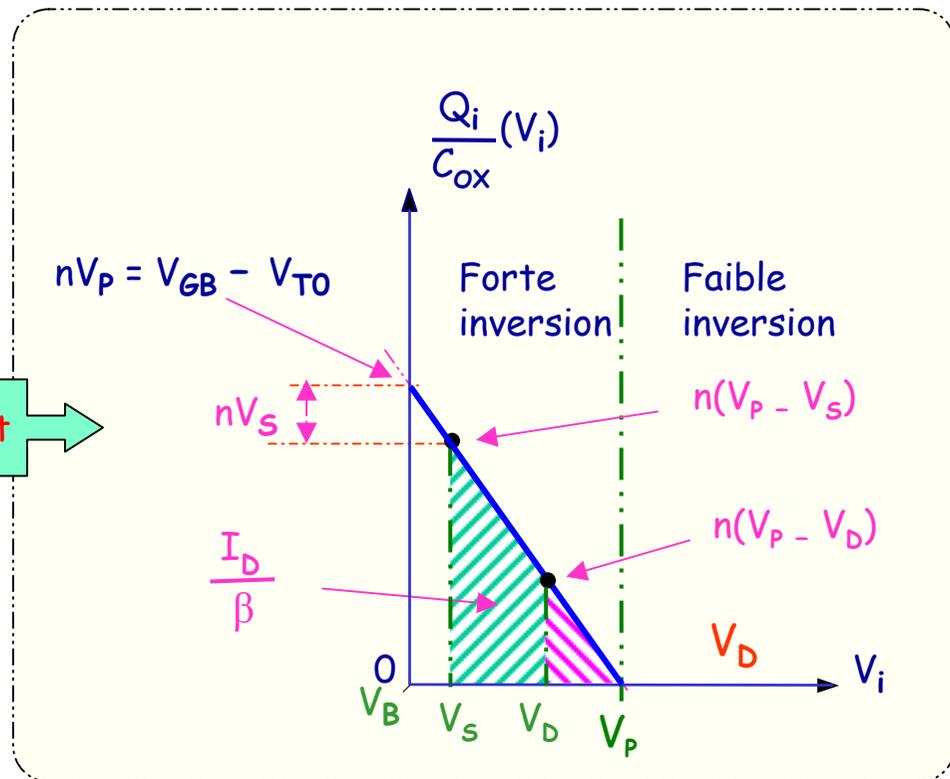
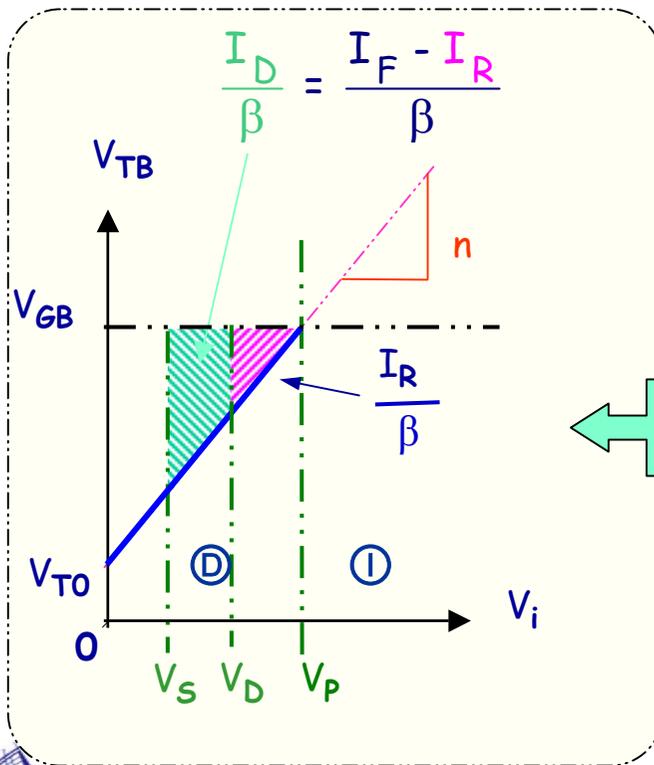
Expression du courant de drain en régime de forte inversion (Suite)

Forte Inversion Linéaire

Direct
 $V_S < V_D < V_P$

Inverse
 $V_D < V_S < V_P$

$$I_D = I_F - I_R = \frac{\beta n}{2} \left\{ (V_P - V_S)^2 - (V_P - V_D)^2 \right\} \quad \Bigg| \quad I_D = I_F - I_R = \frac{\beta n}{2} \left\{ (V_P - V_D)^2 - (V_P - V_S)^2 \right\}$$



Direct

Expression du courant de drain en régime de faible inversion

Faible Inversion

Mode saturé

Direct

$$I_F \ll I_S$$

et

$$V_P < V_S < V_D$$

$$V_D - V_S \geq mU_T$$

$$m \approx 4 \text{ à } 6$$

$$I_F = I_S \exp\left[\frac{V_P - V_S}{U_T}\right]$$

Inverse

$$I_R \ll I_S$$

et

$$V_P < V_D < V_S$$

$$V_S - V_D \geq mU_T$$

$$I_R = I_S \exp\left[\frac{V_P - V_D}{U_T}\right]$$

$$-\frac{Q_i}{C_{ox}} = 2nU_T \exp\left(\frac{V_P - V_i}{U_T}\right)$$

I_S est appelé courant spécifique :

$$I_S = 2n\beta U_T^2$$

Faible Inversion

Mode linéaire

Direct

$$I_F \ll I_S$$

et

$$V_S < V_D < V_P$$

$$V_D \approx V_S$$

Inverse

$$I_R \ll I_S$$

et

$$V_D < V_S < V_P$$

$$V_D \approx V_S$$

$$I_F = I_S \exp\left[\frac{V_P}{U_T}\right] \left[\exp\left[\frac{-V_S}{U_T}\right] - \exp\left[\frac{-V_D}{U_T}\right] \right]$$

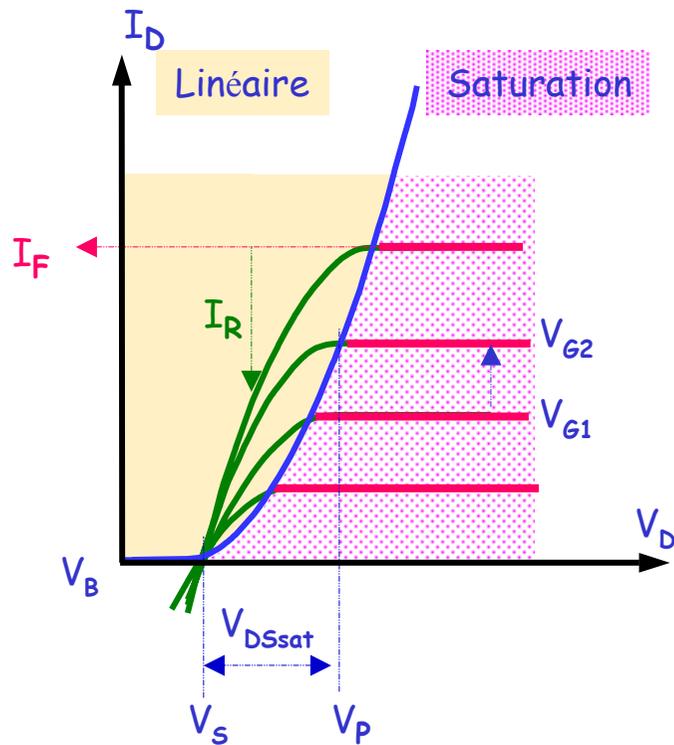
$$I_R = I_S \exp\left[\frac{V_P}{U_T}\right] \left[\exp\left[\frac{-V_D}{U_T}\right] - \exp\left[\frac{-V_S}{U_T}\right] \right]$$

Caractéristiques courant/tension du transistor MOS en forte inversion

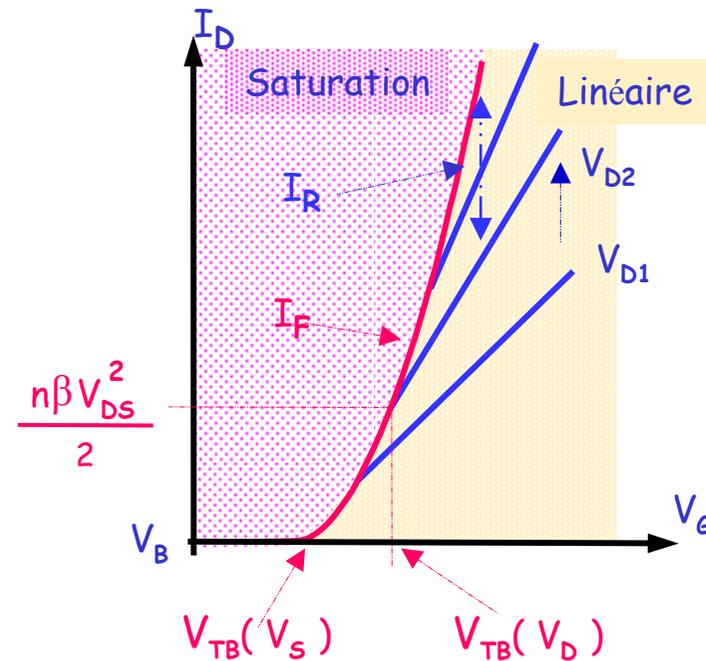
$$I_D = I_F - I_R = \frac{n\beta}{2} \left\{ (V_P - V_S)^2 - (V_P - V_D)^2 \right\}$$

$$I_F = \frac{n\beta}{2} (V_P - V_S)^2$$

Caractéristique courant/tension de sortie



Caractéristique courant/tension de transfert

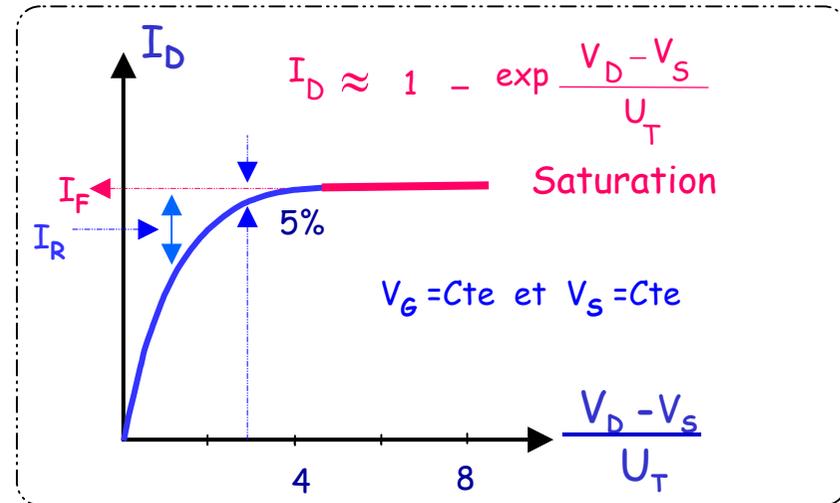


Caractéristiques courant/tension du transistor MOS en faible inversion

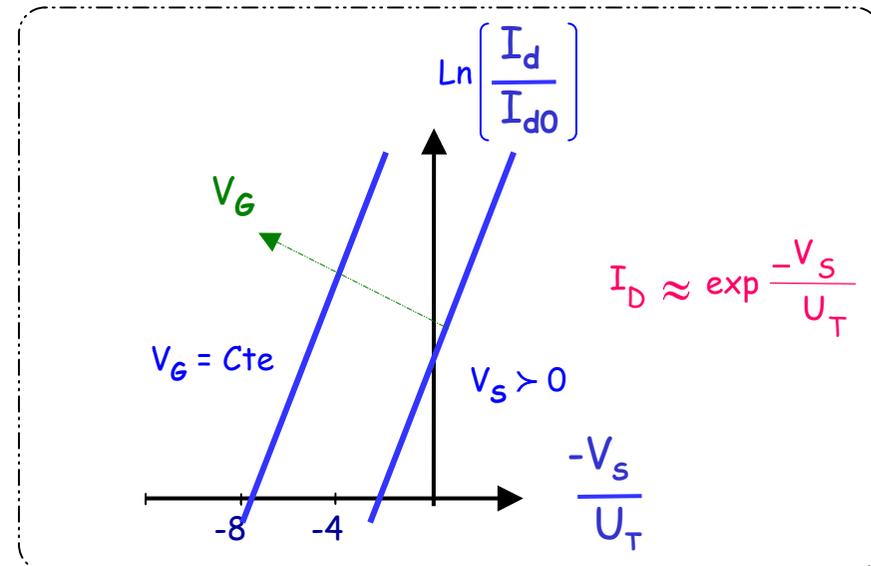
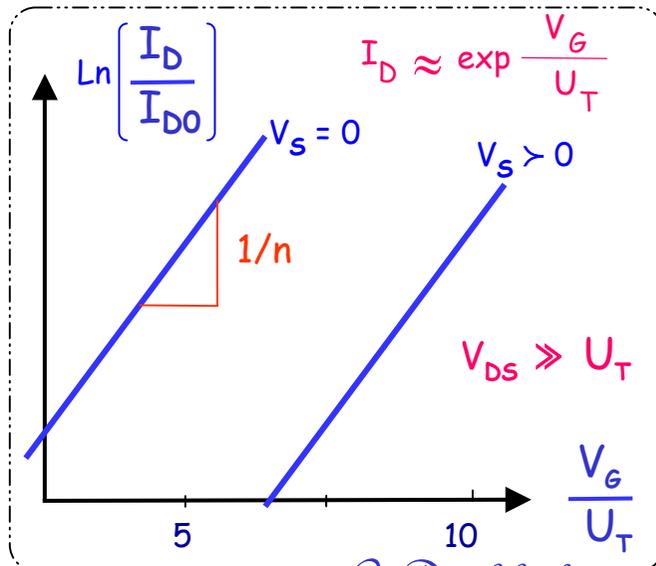
Caractéristique courant/tension de sortie

$$I_F = I_{D0} \exp\left[\frac{V_G}{n U_T}\right] \left[\exp\left[\frac{-V_S}{U_T}\right] - \exp\left[\frac{-V_D}{U_T}\right] \right]$$

Avec $I_{D0} = I_S \exp\left[\frac{V_{T0}}{n U_T}\right]$



Caractéristiques courant/tension de transfert



Fonctionnement du transistor MOS en régime dynamique

Fonctionnement du transistor MOS en régime dynamique

Généralités

Dans sa formulation générale, la relation courant/tension, en régime de petits signaux, est donnée par la matrice des admittances

$$\begin{bmatrix} i_g \\ i_d \\ i_s \\ i_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} & Y_{13} & Y_{14} \\ Y_{21} & Y_{22} & Y_{23} & Y_{24} \\ Y_{31} & Y_{32} & Y_{33} & Y_{34} \\ Y_{41} & Y_{42} & Y_{43} & Y_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_g \\ V_d \\ V_s \\ V_b \end{bmatrix}$$

A partir de la loi des nœuds on a :

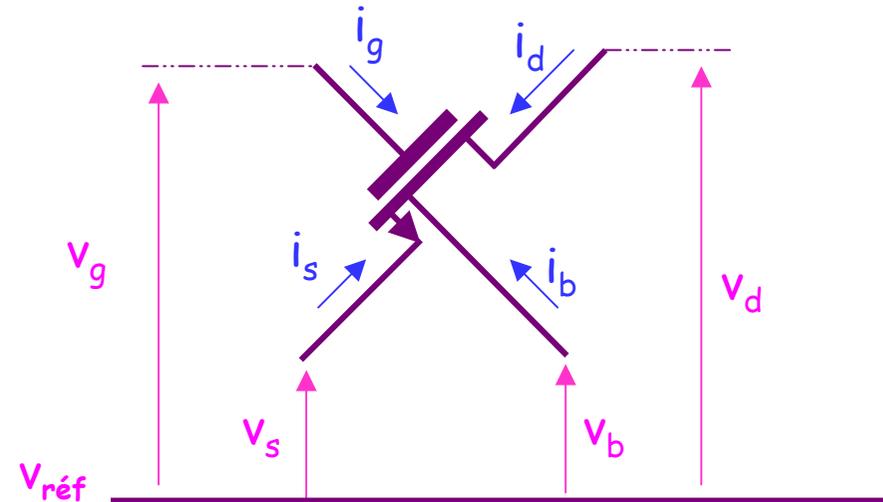
$$\sum_j Y_{ij} = 0$$

En régime petits signaux et en BF; et en tenant compte des simplifications suivantes :

$$i_g = 0 ; i_b = 0 ; i_d = -i_s$$

L'expression du courant de drain s'écrit :

$$i_d = Y_{11}V_g + Y_{12}V_d + Y_{21}V_s + Y_{22}V_b$$



Expression des transconductances à partir du modèle général

Usuellement en petits signaux, au lieu d'utiliser les admittances y_{ij} dans l'expression du courant de drain, on utilise les transconductances :

$$i_d = g_{mG}V_g + g_{mD}V_d - g_{mS}V_s + g_{mB}V_b$$

Avec la condition $g_{mG} + g_{mD} - g_{mS} + g_{mB} = 0$

Les notations qu'on trouve habituellement dans la bibliographie sont :

$$g_{mG} = g_m ; \quad g_{mD} = g_d \text{ ou } g_{ds} ; \quad g_{mS} \text{ et } g_{mB}$$

L'expression du courant de drain s'écrit autrement :

$$dI_d = \frac{I_d}{V_g} dV_g + \frac{I_d}{V_d} dV_d + \frac{I_d}{V_s} dV_s + \frac{I_d}{V_b} dV_b$$

Avec : $g_m = \frac{\partial I_d}{\partial V_g} ; \quad g_d = \frac{\partial I_d}{\partial V_d} ; \quad g_{ms} = -\frac{\partial I_d}{\partial V_s} \text{ et } g_{mb} = \frac{\partial I_d}{\partial V_b}$

En régime de forte inversion et en mode direct, on a : $g_d \approx 0$; d'où : $g_m - g_{ms} + g_{mb} = 0$

Ce qui donne : $g_{ms} = g_m \left(1 + \frac{g_{mb}}{g_m} \right)$ Si on pose : $\chi = \frac{g_{mb}}{g_m}$ et $n = 1 + \chi$

On obtient la relation classique :

$$g_{ms} = n g_m$$

Approximation de la transconductance Drain-Source en régime de forte inversion

Le courant de drain en fonction de la variation des tensions s'écrit :

$$i_d = g_m V_g + g_d V_d - g_{ms} V_s + g_{mb} V_b$$

Par ailleurs, $g_d V_d = g_d V_d - g_d V_s + g_d V_s = g_d V_{ds} + \underbrace{g_d V_s}_{\varepsilon}$

Si l'on injecte la nouvelle expression de $g_d V_d$ dans i_d cela donne :

$$i_d \approx g_m V_g + g_d V_{ds} - g_{ms} V_s + g_{mb} V_b \quad \text{car} \quad g_{ms} V_s \gg g_d V_s$$

Si de plus on choisit le substrat B comme tension de référence tel que $V_b = 0$ cela donne :

$$i_d \approx g_m V_g + g_d V_{ds} - g_{ms} V_s$$

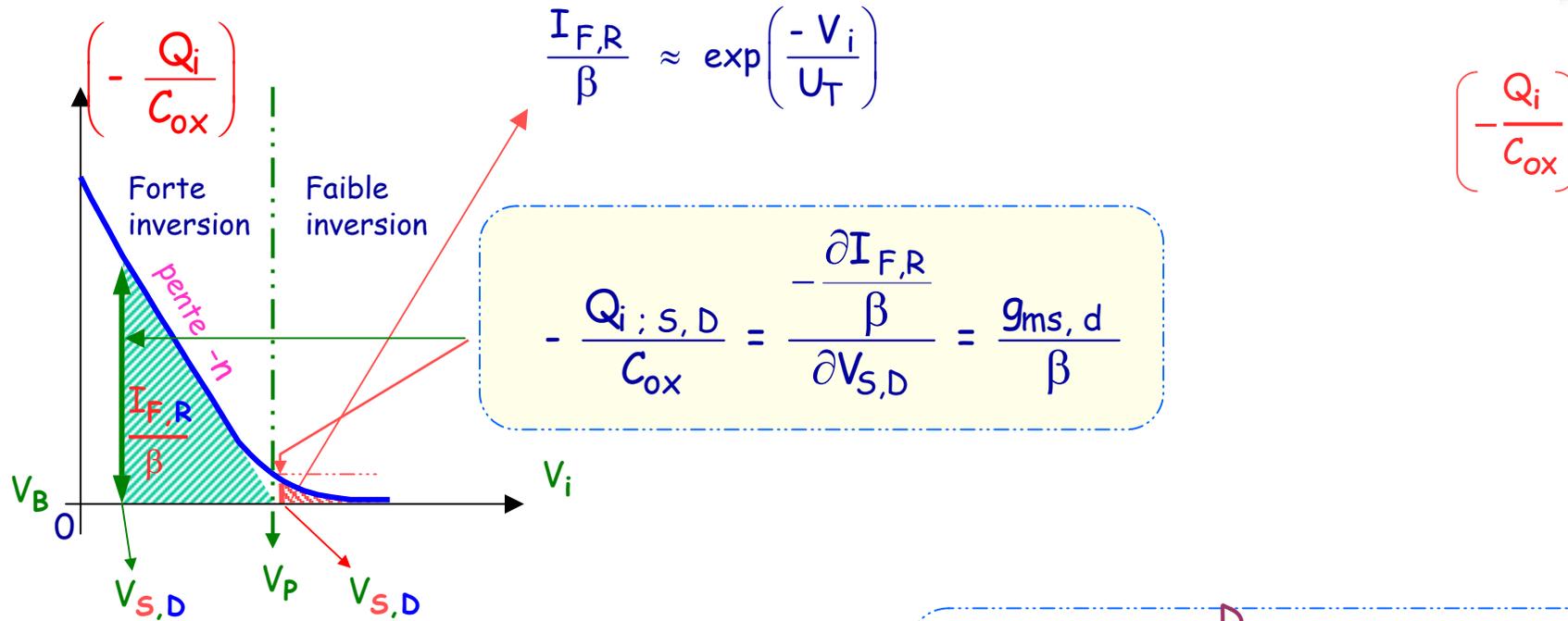
Approximation de la transconductance par le modèle EKV

L'expression du courant de drain en petits signaux rend mieux compte de l'effet des variables, dans cette écriture le substrat est choisi comme tension de référence

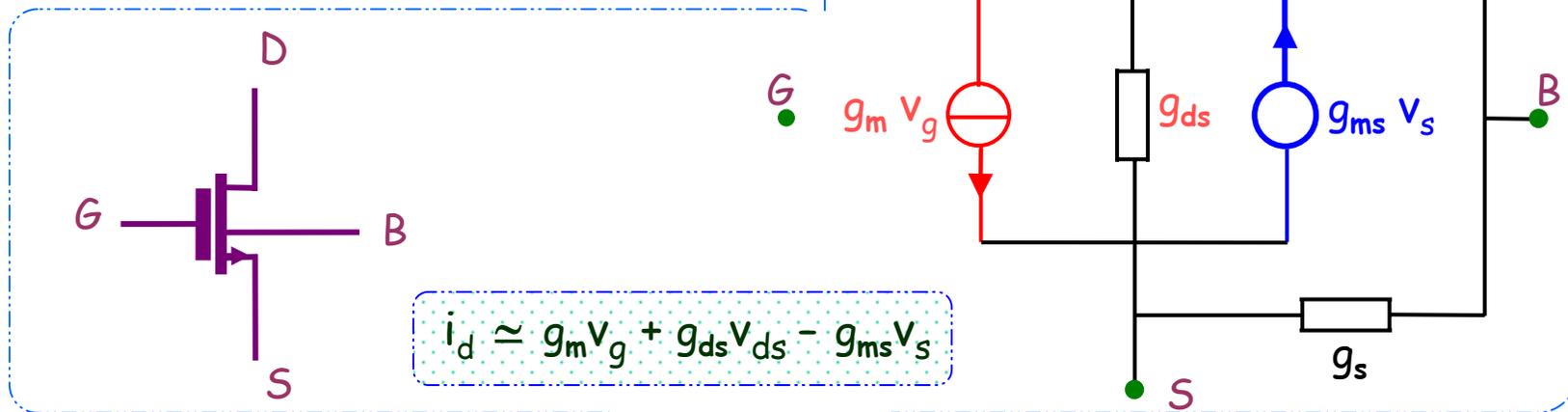
$$i_d = \frac{\partial I_F}{\partial V_s} v_s + \frac{-\partial I_R}{\partial V_d} v_d + \frac{\partial (I_F - I_R)}{\partial V_p} \frac{\partial V_p}{\partial V_G} v_g$$

Avec : $-g_{ms} = \frac{\partial I_F}{\partial V_s}$; $g_d = \frac{-\partial I_R}{\partial V_d} v_d$ et $g_m = \frac{\partial (I_F - I_R)}{\partial V_p} \frac{\partial V_p}{\partial V_G} = \frac{g_{ms} - g_d}{n}$

Approximation de la transconductance par la méthode graphique



Modèle petits signaux BF en régime de forte inversion



Expression des transconductances en régime de forte inversion

Rappel :

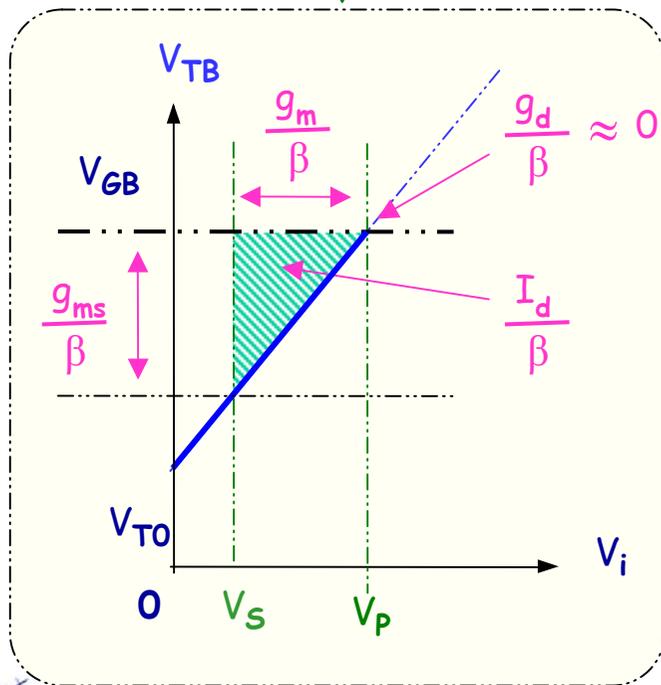
Forte Inversion
Saturé

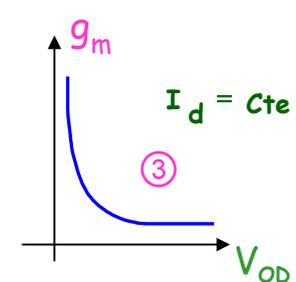
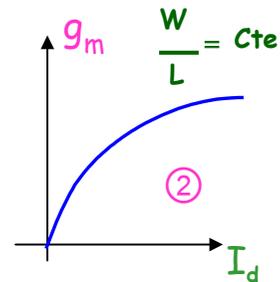
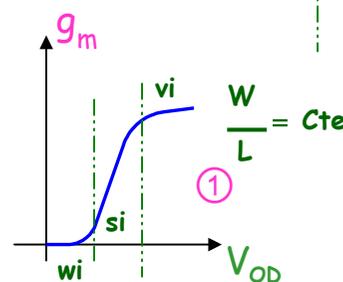
Direct
 $V_S < V_P < V_D$

Inverse
 $V_D < V_P < V_S$

$$I_F = \frac{\beta n}{2} (V_P - V_S)^2 = \frac{\beta n}{2} (V_{GB} - V_{TB}(V_S))^2$$

$$I_R = \frac{\beta n}{2} (V_P - V_D)^2 = \frac{\beta n}{2} (V_{GB} - V_{TB}(V_D))^2$$



$$g_m = \begin{cases} \textcircled{1} \bullet \beta (V_P - V_S) = \beta (V_{GS} - V_T) = \beta V_{Dsat} \\ \textcircled{2} \bullet \sqrt{\frac{2\beta I_d}{n}} \\ \textcircled{3} \bullet \frac{2I_d}{n(V_P - V_S)} = \frac{2I_d}{n V_{Dsat}} = \frac{2I_d}{V_{OB}} \end{cases}$$


Forte Inversion

Linéaire

Direct
 $V_S < V_D < V_P$

$$I_D = I_F - I_R = \frac{\beta n}{2} \left\{ (V_P - V_S)^2 - (V_P - V_D)^2 \right\}$$

Inverse
 $V_D < V_S < V_P$

$$I_D = I_F - I_R = \frac{\beta n}{2} \left\{ (V_P - V_D)^2 - (V_P - V_S)^2 \right\}$$

$$g_m = \beta V_{DS}$$

$$g_{ms} = - \frac{\partial I_d}{\partial V_{SB}} = \frac{\partial I_F}{\partial V_{SB}} = n\beta [V_P - V_S] = \beta [V_{GB} - V_{TB}(V_S)]$$

$$= \beta [V_{GS} - V_T(V_S)]$$

$$g_{md} = \frac{\partial I_d}{\partial V_{DB}} = - \frac{\partial I_R}{\partial V_{DB}} = n\beta [V_P - V_D] = \beta [V_{GB} - V_{TB}(V_D)]$$

$$= \beta [V_{GB} - V_{TB}(V_D)]$$

$$-g_{ds} = g_{ms} - g_d = n\beta V_{DS} = ng_m$$

Expression des transconductances en régime de forte inversion (Suite)

Forte Inversion

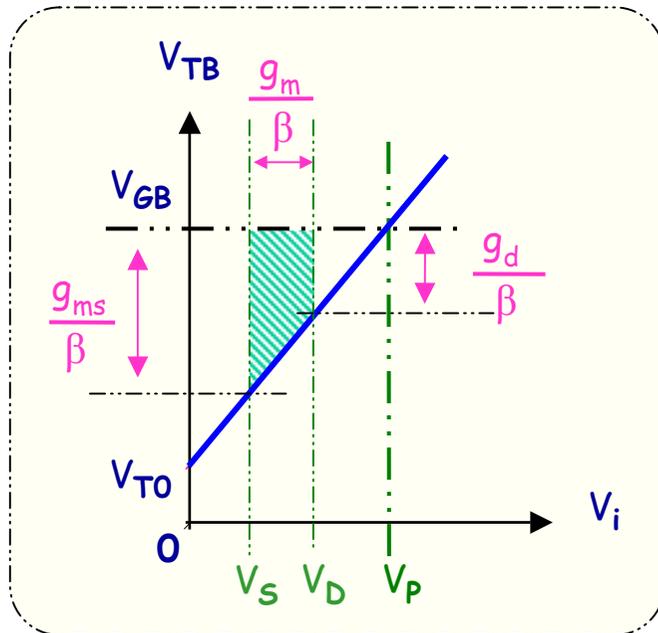
Linéaire

Direct
 $V_S < V_D < V_P$

$$I_D = I_F - I_R = \frac{\beta n}{2} \left\{ (V_P - V_S)^2 - (V_P - V_D)^2 \right\}$$

Inverse
 $V_D < V_S < V_P$

$$I_D = I_F - I_R = \frac{\beta n}{2} \left\{ (V_P - V_D)^2 - (V_P - V_S)^2 \right\}$$



$$g_m = \beta V_{DS}$$

$$-g_{ds} = g_{ms} - g_d = n\beta V_{DS} = ng_m$$

$$g_{ms} = n\beta (V_P - V_S)$$

Expression des transconductances en régime de faible inversion (directe)

A partir de l'expression du courant en faible inversion, par simple dérivation, on tire les différentes transconductances

$$I_D = I_{D0} \exp\left(\frac{V_G}{nU_T}\right) \left(\exp\left(\frac{-V_D}{U_T}\right) - \exp\left(\frac{-V_S}{U_T}\right) \right)$$

Transconductance de source

$$g_{ms} = -\frac{\partial I_D}{\partial V_S} = -\frac{I_{D0}}{U_T} \exp\left(\frac{V_G}{nU_T}\right) \exp\left(\frac{-V_S}{U_T}\right) = \frac{I_D}{U_T} \frac{\exp\left(\frac{-V_S}{U_T}\right)}{\left(\exp\left(\frac{-V_D}{U_T}\right) - \exp\left(\frac{-V_S}{U_T}\right) \right)}$$

Linéaire

$V_{DS} \approx \text{quelques } U_T$

$$g_{ms} = \frac{I_D}{U_T} \frac{1}{\left(1 - \exp\left(\frac{-V_{DS}}{U_T}\right) \right)}$$

Saturé

$V_{DS} \gg \text{quelques } U_T$

$$g_{ms} \approx \frac{I_D}{U_T} = ng_m$$

Expression des transconductances en régime de faible inversion (Suite)

Transconductance de grille

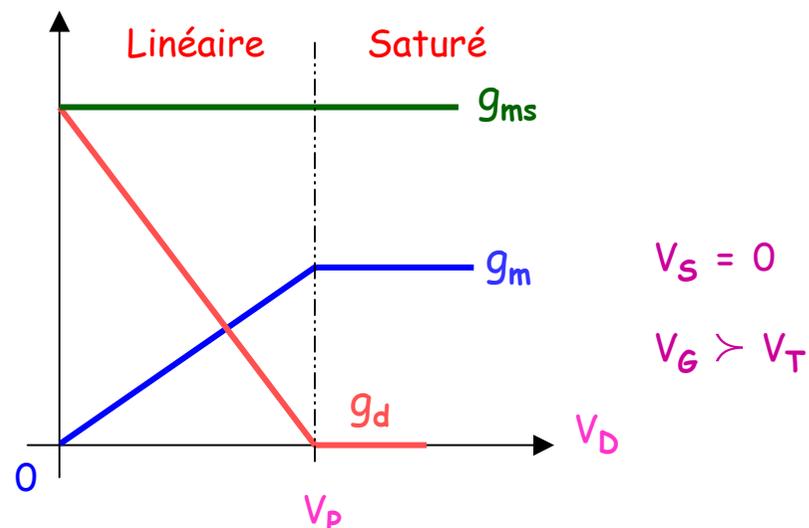
$$g_m = \frac{\partial I_d}{\partial V_g} = \frac{I_D}{nU_T}$$

Transconductance drain-source

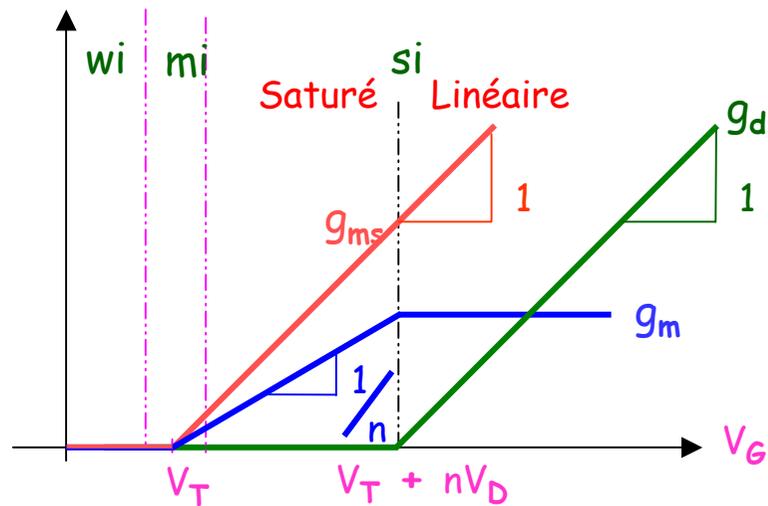
$$g_{ds} = \frac{\partial I_d}{\partial V_d} = \frac{I_{D0}}{U_T} \exp\left(\frac{V_G}{nU_T}\right) \exp\left(\frac{-V_D}{U_T}\right) = \frac{I_D}{U_T} \frac{1}{\left(\exp\left(\frac{V_{DS}}{U_T}\right) - 1\right)}$$

Si $V_{DS} \gg U_T$; alors $g_{ds} \approx 0$

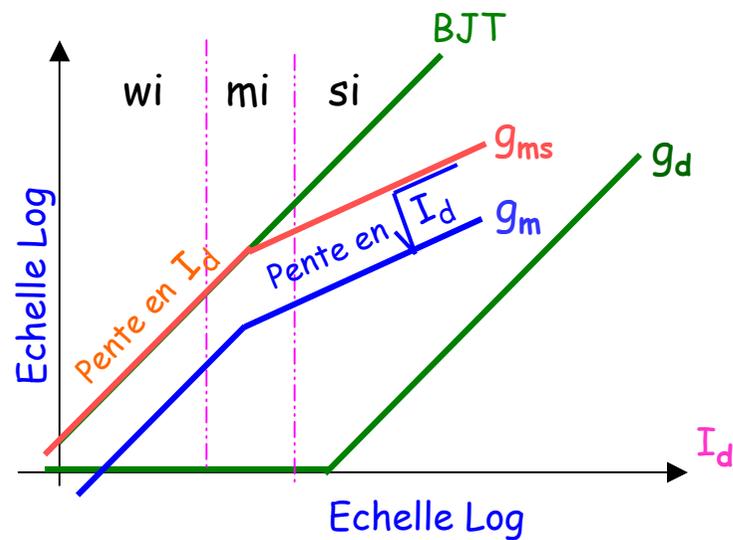
Représentation des transconductances en fonction de V_D , en régime saturé.



Représentation des transconductances en fonction de V_G



Représentation des transconductances en fonction de I_d



Annexe : Calcul du courant I_d

Sachant que :

$$\frac{\partial n(x,z)}{\partial x} = \frac{n(x,z)}{\Phi_T} \left\{ \frac{\partial \psi(x,z)}{\partial x} - \frac{\partial V_i(x)}{\partial x} \right\}$$

Dans la direction longitudinale et en un point x du canal, le courant s'écrit :

$$I_d(x) = -W \mu(x) \frac{\partial V_i(x)}{\partial x} \int_{z_{surf}}^{z_{vol}} qn(x,z) dz = W \mu(x) (-Q_i) \frac{\partial V_i(x)}{\partial x}$$

Le courant total I_d s'obtient en intégrant sur la longueur du canal entre drain et source tel que :

$$\int_0^L I_d(x) dx = I_d L = W C_{OX} \int_0^L \mu(x) \left(-\frac{Q_i}{C_{OX}} \right) \frac{\partial V_i(x)}{\partial x} dx$$

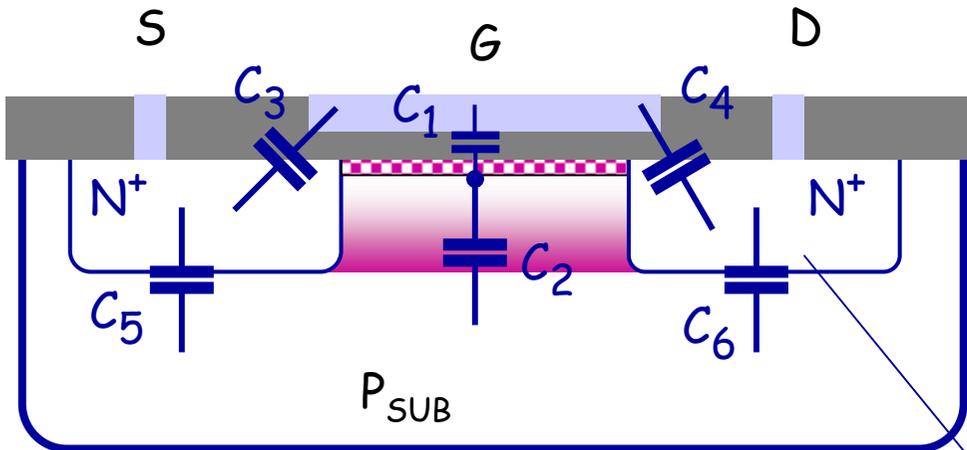
En $x = 0$ on a $V_i(0) = V_{SB}$ et en $x = L$ on a $V_i(L) = V_{DB}$.

$$I_d = \frac{W}{L} C_{OX} \int_{V_{SB}}^{V_{DB}} \mu(V_i) \left(-\frac{Q_i}{C_{OX}} \right) dV_i$$

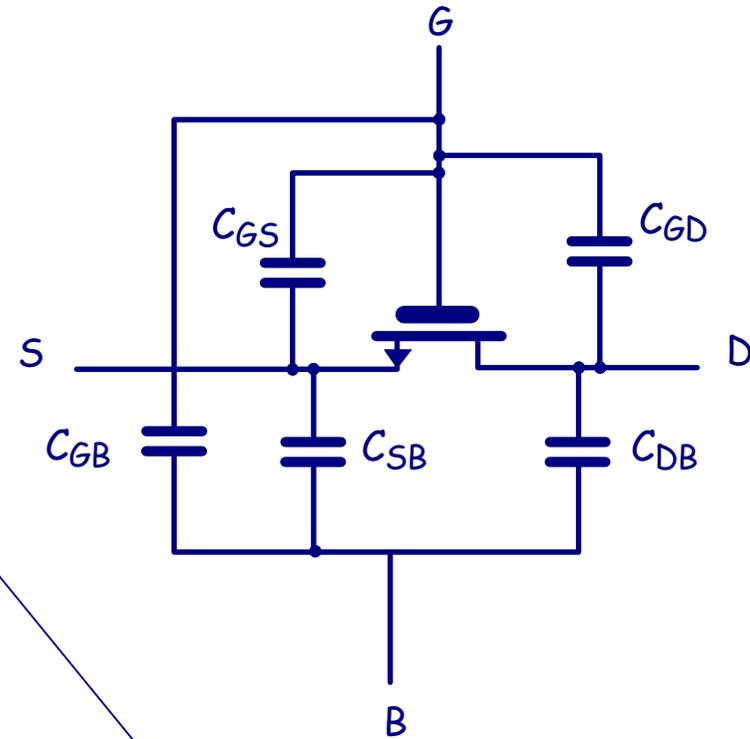
Calculs des capacités du transistor MOS

Répartition des capacités du transistor MOS à canal N

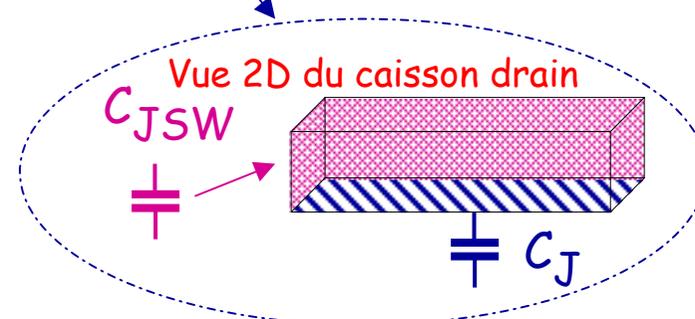
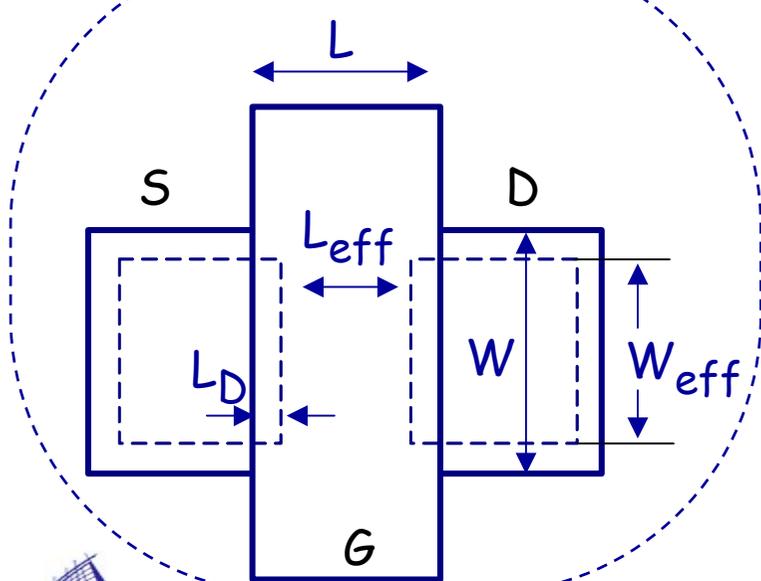
Représentation structurale



Représentation analytique



Vue de dessus



Définition de la capacité de grille en fonction de la tension de grille normalisée

La capacité de grille par unité de surface C_g est donnée par la relation : $C_g = \frac{\Delta Q_g}{\Delta V_g}$ (1)

Comme $V_g = V_{ox} + \Psi_s$. On considère que la variation de V_g résulte de celle de V_{ox} et Ψ_s tel que :

$$\Delta V_g = \Delta V_{ox} + \Delta \Psi_s \quad (2)$$

En injectant (2) dans (1) on obtient : $C_g^{-1} = \left(\frac{\Delta Q_g}{\Delta V_{ox}} \right)^{-1} + \left(\frac{\Delta Q_g}{\Delta \Psi_s} \right)^{-1} = C_{ox}^{-1} + C_{sc}^{-1}$

La capacité surfacique locale de grille équivaut à deux capacités en série telle que : $\frac{1}{C_g} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{sc}}$

Avec : $C_{sc} = -\frac{dQ_{sc}}{d\Psi_s}$ et $Q_{sc} = -\frac{\epsilon_s U_T}{L_D} F(\Psi_s ; 2\phi_F + V_i)$

$$\text{On obtient : } \frac{C_{sc}}{C_{ox}} = \frac{\epsilon_s t_{ox}}{2 \epsilon_{ox} L_D} \frac{\exp\left(\frac{\Psi_s - 2\phi_F - V_i}{U_T}\right) - \exp\left(-\frac{\Psi_s}{U_T}\right) + 1}{F(\Psi_s ; 2\phi_F + V_i)}$$

L'expression de la capacité de grille rapportée à C_{ox} s'écrit : $\frac{C_g}{C_{ox}} = \frac{1}{1 + \frac{C_{ox}}{C_{sc}}}$

L'expression de la capacité de grille rapportée à C_{ox} s'écrit alors:

$$\frac{C_g}{C_{ox}} = \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon_s t_{ox}}{2 \varepsilon_{ox} L_D} \frac{\exp\left(\frac{\psi_s - 2\phi_F - V_i}{U_T}\right) - \exp\left(-\frac{\psi_s}{U_T}\right) + 1}{F(\psi_s ; 2\phi_F + V_i)}}$$

1) En régime de faible inversion, lorsque $U_T < \psi_s < 2\phi_F + V_i$, la capacité C_{sc} se réduit à C_d , la capacité

relative à la zone de déplétion, soit : $C_{sc} = C_d = \frac{\gamma C_{ox}}{2\sqrt{\psi_s}}$

En limite du régime de faible inversion C_{sc} s'écrit : $C_{sc} = C_d = \frac{\gamma C_{ox}}{2\sqrt{2\phi_F + V_i}} = (n-1)C_{ox}$

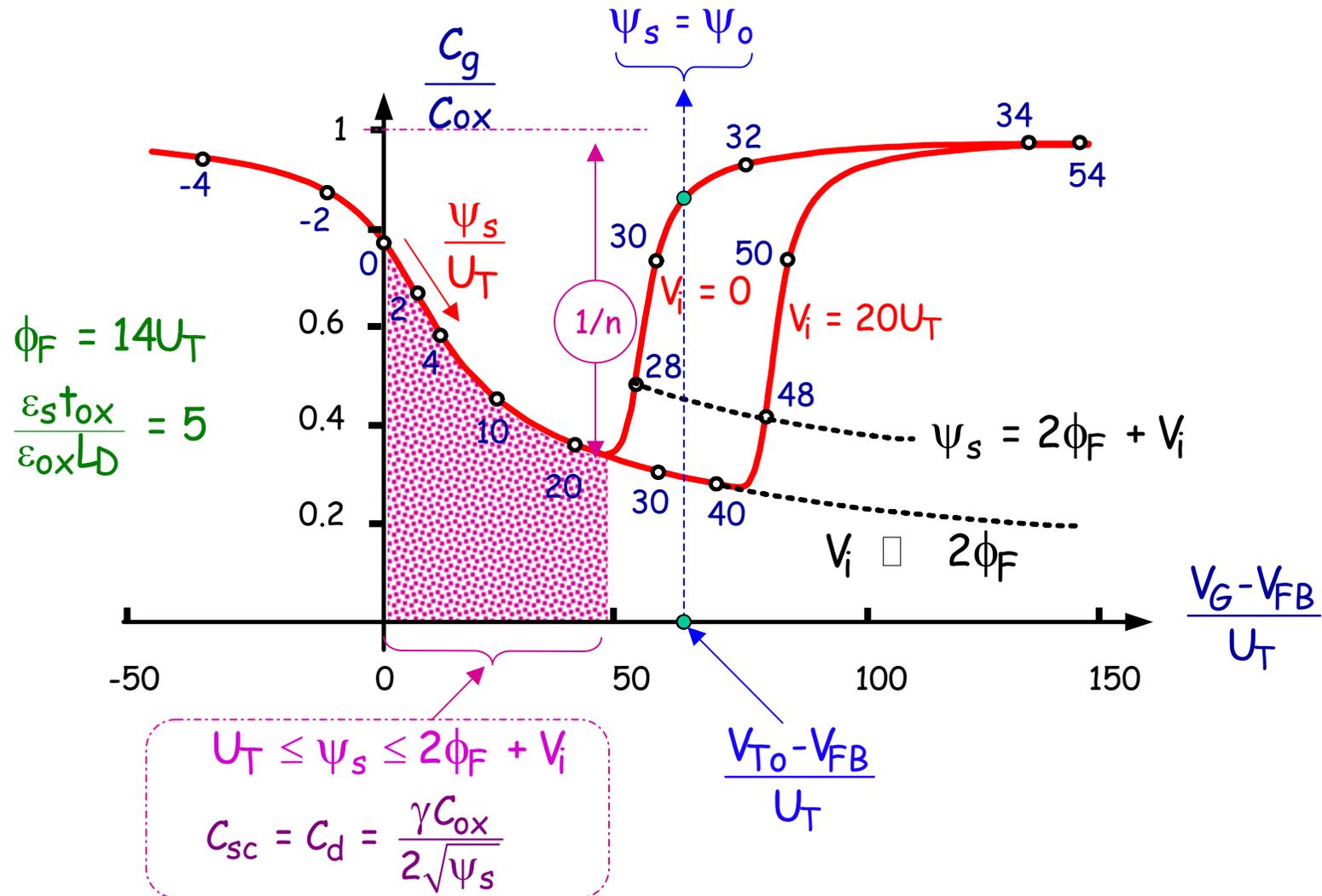
On en déduit l'expression de la capacité de grille en faible inversion en fonction du facteur de pente , n :

$$\frac{C_g}{C_{ox}} = \left(1 + \frac{C_{ox}}{C_{sc}}\right)^{-1} = \left(1 + \frac{1}{n-1}\right)^{-1} = 1 - \frac{1}{n} \quad \text{Soit : } C_g = C_{ox} \left(\frac{n-1}{n}\right)$$

2) En régime d'inversion modérée et de forte inversion, la capacité de grille redevient voisine de C_{ox} car la zone d'inversion crée une couche conductrice à l'interface Si/SiO₂ qui va écranter l'effet de la capacité C_d .

Représentation de la capacité de grille en fonction de la tension de grille normalisée

V_i , la tension du canal est prise comme paramètre. Cette courbe permet de mesurer le facteur de pente, n



Définition des capacités du transistor MOS à partir du modèle quasi statique

Ce modèle traduit de façon simplifiée le comportement dynamique du transistor MOS. Il rend compte de la manière dont varie la charge totale stockée en chacun des noeuds, Grille, Drain, Source ou Substrat, suite à une variation de la tension correspondant à ces électrodes.

C'est-à-dire, une petite variation de la tension de ΔV_G , ΔV_S , ΔV_D ou ΔV_B se traduit par une variation de la charge totale stockée : ΔQ_G ; ΔQ_B ; ΔQ_D ; ΔQ_S

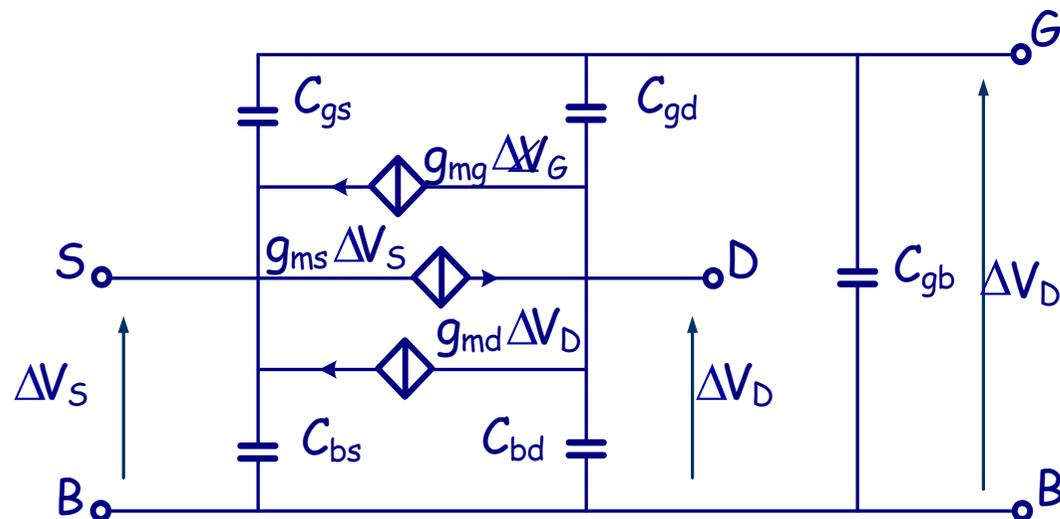
Ces variations sont traduites par des capacités qui rendent compte de la variation relative :

$$C_{gs} = - \left. \frac{\partial Q_G}{\partial V_S} \right|_{V_B, V_G, V_D} ; C_{gd} = - \left. \frac{\partial Q_G}{\partial V_D} \right|_{V_B, V_G, V_S} ; C_{gb} = - \left. \frac{\partial Q_G}{\partial V_B} \right|_{V_S, V_G, V_D}$$

$$C_{bs} = - \left. \frac{\partial Q_B}{\partial V_S} \right|_{V_B, V_G, V_D}$$

et

$$C_{bd} = - \left. \frac{\partial Q_G}{\partial V_D} \right|_{V_B, V_G, V_S}$$



Calcul des charges totales associées au transistor intrinsèque

L'expression des charges totales sur la grille Q_g^\dagger et dans le canal Q_d^\dagger et Q_i^\dagger sont obtenues par intégration le long du canal des expressions relatives aux charges par unité de surface Q_g , Q_d et Q_i :

$$\text{Soit : } Q_j^\dagger \Big|_{j=i,d,g} = \int_0^L Q_j W dx = W \int_0^L Q_j dx$$

Ces charges intégrées sur la longueur du canal peuvent s'exprimer en fonction de la tension V_i le long du canal à partir de l'expression du courant de drain : $dx = \mu W \frac{-Q_j}{I_d} dV$

$$\text{On obtient : } Q_i^\dagger = W \int_0^L Q_i dx = -\frac{\mu W^2}{I_d} \int_{V_s}^{V_d} Q_i^2 dV$$

$$Q_d^\dagger = W \int_0^L Q_d dx = -\frac{\mu W^2}{I_d} \int_{V_s}^{V_d} Q_i Q_d dV$$

$$Q_g^\dagger = W \int_0^L Q_g dx = -\frac{\mu W^2}{I_d} \int_{V_s}^{V_d} Q_i Q_g dV$$

On néglige les charges d'interface Q_{ss} .

D'après la neutralité électrique, la somme des charges est nulle.

Expression des charges totales en régime de faible inversion.

Charge totale d'inversion

A partir des deux expressions ci-dessous :

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_i^\dagger = W \int_0^L Q_i dx = -\frac{\mu W^2}{I_d} \int_{V_s}^{V_d} Q_i^2 dV \\ Q_i = -K_{WI} U_T C_{ox} \exp\left(\frac{V_P - V_i}{U_T}\right) \\ K_{WI} = (n-1) \exp\left(\frac{\Psi_0 - 2\phi_F}{U_T}\right) \end{array} \right. \quad \rightarrow$$

On obtient la charge totale :

$$Q_i^\dagger = -C_{ox}^\dagger \frac{K}{2} U_T (i_F + i_R)$$

$$\text{Avec : } C_{ox}^\dagger = W L C_{ox}$$

$$i_F = \exp\left(\frac{V_P - V_s}{U_T}\right)$$

$$i_R = \exp\left(\frac{V_P - V_d}{U_T}\right)$$

Charge totale de déplétion

En régime de faible inversion, la charge d'interface est due principalement à Q_d et le potentiel de surface Ψ_s est constant le long du canal entre drain et source.

A partir de la condition aux limites : $\Psi_s = \Psi_0 + V_p$

La charge de déplétion par unité de surface s'écrit : $Q_d = -\gamma C_{ox} \sqrt{\Psi_0 + V_p}$

L'expression de la charge totale de déplétion s'écrit : $Q_d^\dagger = -\gamma C_{ox}^\dagger \sqrt{\Psi_0 + V_p}$

Charge totale sur la grille

Elle s'obtient à partir de l'équation de neutralité : $Q_g^+ = -Q_d^+ - Q_i^+ - Q_{ox}^+$

$$= \gamma C_{ox}^+ \sqrt{\psi_0 + V_p} - Q_i^+ - Q_{ox}^+$$

Soit : $Q_g^+ \approx \gamma C_{ox}^+ \sqrt{\psi_0 + V_p} - Q_{ox}^+$

Expression des charges totales en régime de forte inversion.

A partir de l'expression du courant de drain :

$$I_d = \frac{\beta n}{2} \left\{ (V_p - V_s)^2 - (V_p - V_d)^2 \right\} = 2\beta n U_T^2 \left\{ \left(\frac{V_p - V_s}{2 U_T} \right)^2 - \left(\frac{V_p - V_d}{2 U_T} \right)^2 \right\}$$

On définit l'expression normalisée des courants de drain direct et inverse :

$$i_F = \frac{I_F}{I_S} = \left(\frac{V_p - V_s}{2 U_T} \right)^2 ; \quad i_R = \frac{I_R}{I_S} = \left(\frac{V_p - V_d}{2 U_T} \right)^2 \quad \text{Avec } I_S = 2\beta n U_T^2$$

Charge totale d'inversion

De même, à partir de $Q_i^+ = W \int_0^L Q_i dx = -\frac{\mu W^2}{I_d} \int_{V_s}^{V_d} Q_i^2 dV$ et $-Q_i = C_{ox} n (V_p - V_i)$

$$\text{On trouve : } Q_i^+ = -\frac{4nU_T C_{ox}^+}{3} \left[\frac{i_F + i_R + \sqrt{i_F i_R}}{\sqrt{i_F} + \sqrt{i_R}} \right]$$

Charge totale de déplétion

A partir des équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_d^{\dagger} = W \int_0^L Q_d dx = -\frac{\mu W^2}{I_d} \int_{V_s}^{V_d} Q_i Q_d dV \\ \text{et} \\ -Q_i = C_{ox} n (V_p - V_i) ; \quad Q_d = -\gamma C_{ox} \sqrt{\psi_0 + V_p} \end{array} \right.$$

On en déduit l'expression de la charge totale de déplétion :

$$Q_d^{\dagger} = -\gamma C_{ox} \sqrt{\psi_0 + V_p} - \frac{n-1}{n} Q_i$$

Charge totale sur la grille

A partir de l'équation de neutralité : $Q_g^{\dagger} = -Q_d^{\dagger} - Q_i^{\dagger} - Q_{ox}^{\dagger}$

On obtient l'expression de la charge totale de grille :

$$\text{Soit : } Q_g^{\dagger} = \gamma C_{ox}^{\dagger} \sqrt{\psi_0 + V_p} - \frac{1}{n} Q_i^{\dagger} - Q_{ox}^{\dagger}$$

Calcul des capacités

Les différentes capacités entre la grille et les autres nœuds Source, Drain et Substrat traduisent la variation de la charge de la grille ΔQ_G en fonction de la variation des tensions V_S , V_D , le potentiel V_B du Substrat en tant que tension de référence est maintenue constante.

Ce qui se traduit par : $\Delta V_G = \Delta V_S = \Delta V_D = - \Delta V_B$

L'expression des capacités intrinsèques, en régime de forte inversion s'obtient à partir de la différentielle de Q_G .

La variation de la charge totale de la grille en fonction de la variation de V_B s'écrit :

$$dQ_G^+ = \left(\frac{\partial Q_G^+}{\partial V_S} \bigg|_{V_B, V_G, V_D} \right) dV_S + \left(\frac{\partial Q_G^+}{\partial V_D} \bigg|_{V_B, V_G, V_S} \right) dV_D + \left(\frac{\partial Q_G^+}{\partial V_G} \bigg|_{V_B, V_G, V_S} \right) dV_G$$

$$dQ_G^+ = \left\{ - \left(\frac{\partial Q_G^+}{\partial V_S} \bigg|_{V_B, V_G, V_D} \right) - \left(\frac{\partial Q_G^+}{\partial V_D} \bigg|_{V_B, V_G, V_S} \right) - \left(\frac{\partial Q_G^+}{\partial V_G} \bigg|_{V_B, V_G, V_S} \right) \right\} dV_B$$

$$\frac{\partial Q_G^+}{\partial V_B} = C_{gb} = C_{gs} + C_{gd} - \frac{\partial Q_G^+}{\partial V_{GB}} \bigg|_{V_B, V_D, V_S} = C_{gs} + C_{gd} - \frac{1}{n} \frac{\partial Q_G^+}{\partial V_p} \bigg|_{V_B, V_D, V_S}$$

De même, la variation de la charge totale du substrat en fonction de la variation des autres

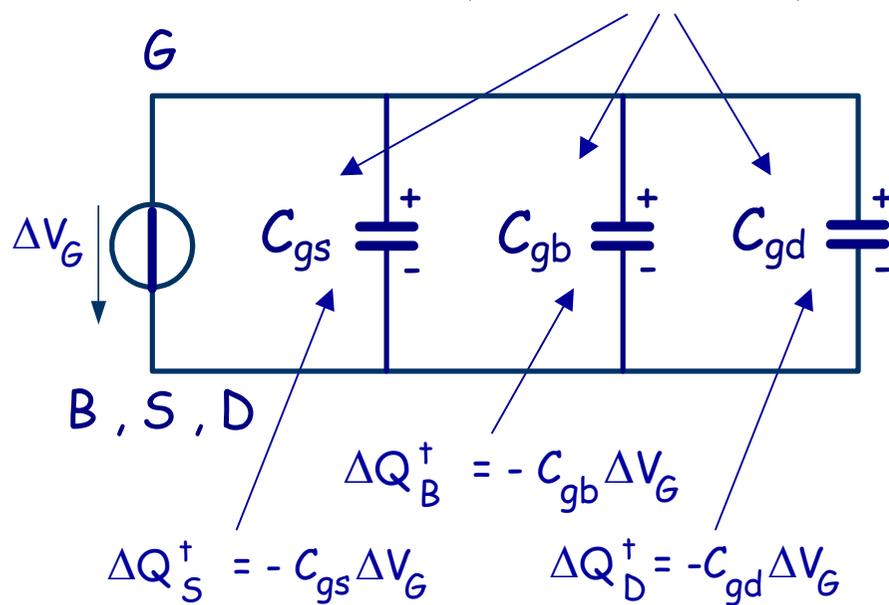
potentiels V_S et V_D s'écrit :

$$C_{bs} = - \frac{\partial Q_B}{\partial V_S} \bigg|_{V_B, V_G, V_D} ; C_{bd} = - \frac{\partial Q_B}{\partial V_D} \bigg|_{V_B, V_G, V_S}$$

Variation de la charge totale de la grille et du substrat en fonction de la variation des potentiels relatifs aux différentes électrodes.

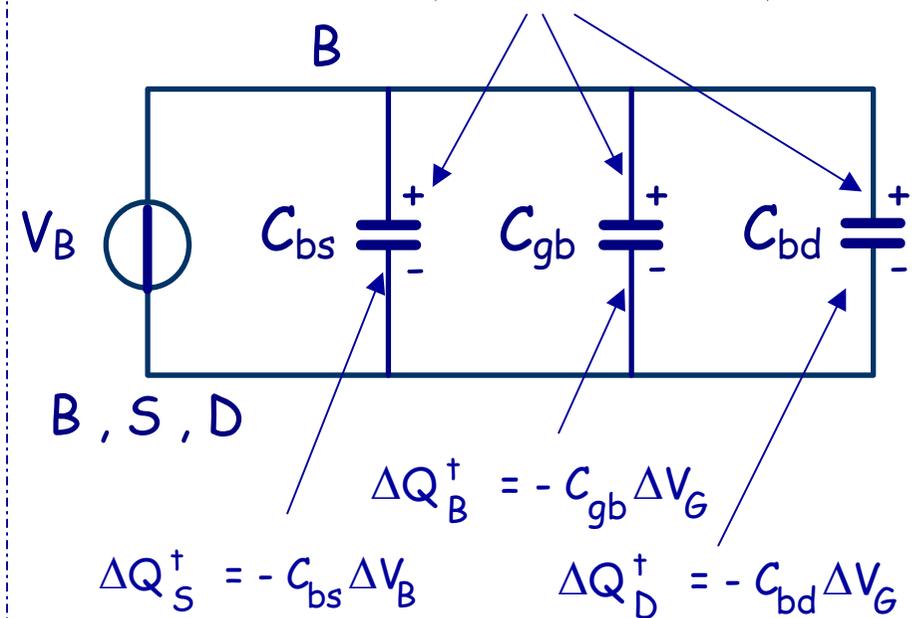
Effets de la variation du potentiel de la grille

$$\Delta Q_G^+ = (C_{gs} + C_{gd} + C_{gb}) \Delta V_G$$



Effets de la variation du potentiel du substrat

$$\Delta Q_G^+ = (C_{bs} + C_{gb} + C_{bd}) \Delta V_B$$



Relation entre les différentes capacités

Relation entre C_{bs} et C_{gs} , et entre C_{bd} et C_{gd}

Par définition, on a : $\Delta Q_{inv}^+ = \Delta Q_S^+ + \Delta Q_D^+$

Comme $\Delta Q_{inv}^+ = f(V_P - V_i)$ Alors :
$$\begin{cases} \Delta Q_S^+ = f(V_P - V_S) \\ \Delta Q_D^+ = f(V_P - V_D) \end{cases}$$

$$\frac{\partial Q_S^+}{\partial V_S} = -\frac{\partial Q_S^+}{\partial V_P} = -\frac{\partial Q_S^+}{\partial V_G} \frac{dV_G}{dV_P} = -n \frac{\partial Q_S^+}{\partial V_G}$$

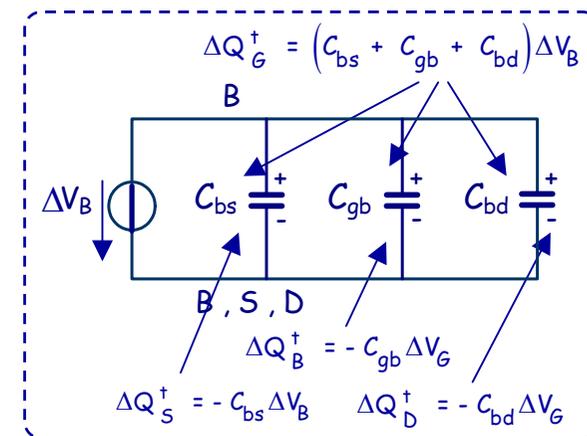
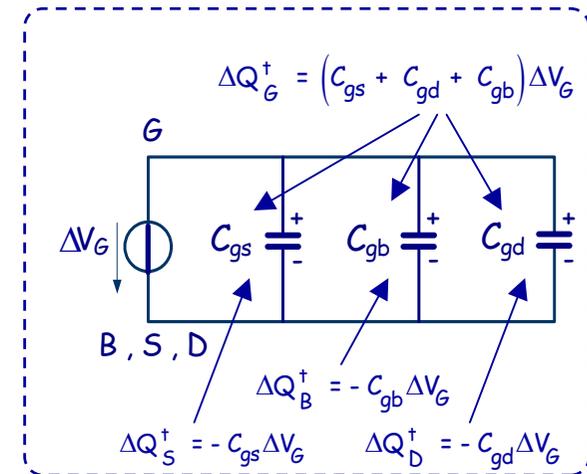
Sachant que , $\Delta V_G = \Delta V_S = \Delta V_D = -\Delta V_B$, on trouve :

$$\left. \frac{\partial Q_S}{\partial V_B} \right|_{V_S, V_G, V_D} = - \left. \frac{\partial Q_S}{\partial V_G} \right|_{V_B, V_D, V_S} = - \left. \frac{\partial Q_S}{\partial V_S} \right|_{V_B, V_D, V_G}$$

En combinant ces relations, on obtient :

$$C_{bs} = (n - 1)C_{gs} \quad \text{et} \quad C_{bd} = (n - 1)C_{gd}$$

Ces deux relations permettent que le calcul de toutes les capacités se fasse à partir de la dérivée partielle de la charge totale de la grille.



Calcul des capacités en régime de faible inversion

L'expression des capacités intrinsèques, en régime de faible inversion devrait s'obtenir, comme pour la forte inversion, à partir de la dérivée partielle de Q_G qui traduit la contribution des différentes variations.

$$\text{Soit : } Q_g^\dagger = \gamma C_{ox}^\dagger \sqrt{\Psi_0 + V_p} - Q_i^\dagger - Q_{ox}^\dagger$$

Si cette relation traduit bien l'effet de la variation de potentiel des différentes électrodes sur la grille. Elle ne modélise pas bien la relation entre les variations de ΔV_S et ΔV_D avec celle de la charge totale de la grille. Autrement dit, C_{gs} et C_{gd} ne sont pas bien définis par cette relation. Une meilleure évaluation de C_{gs} et C_{gd} se fait à partir de la charge Q_i dans le canal en faible inversion.

$$\left\{ \begin{array}{l} C_{gs} = \frac{\partial Q_B^\dagger}{\partial V_S} \Big|_{V_B, V_D, V_G} + \frac{\partial Q_i^\dagger}{\partial V_S} \Big|_{V_B, V_D, V_G} = -C_{bs} + \frac{\partial Q_i^\dagger}{\partial V_S} \Big|_{V_B, V_D, V_G} \\ C_{bs} = (n-1)C_{gs} \\ Q_i^\dagger = -C_{ox}^\dagger \frac{K}{2} U_T (i_F + i_R) \\ i_F = \exp\left(\frac{V_P - V_S}{U_T}\right) \quad ; \quad i_R = \exp\left(\frac{V_P - V_D}{U_T}\right) \end{array} \right.$$

A partir de ces relations et après quelques opérations, on trouve :

$$C_{gs-WI} = \frac{1}{n} \left. \frac{\partial Q_i^+}{\partial V_S} \right|_{V_B, V_D, V_G} =$$

$$C_{gs-WI} = C_{ox}^+ \frac{K_{WI}}{2n} i_F = C_{ox}^+ i_F$$

De la même façon, la capacité C_{gd} en régime de faible inversion s'écrit :

$$C_{gd-WI} = C_{ox}^+ i_R$$

La capacité C_{gb} , en régime de faible inversion, calculée à partir de la variation de la charge totale du substrat Q_B s'écrit :

$$C_{gb-WI} = C_{bg-WI} = - \frac{1}{n} \left. \frac{\partial Q_B^+}{\partial V_p} \right|_{V_B, V_D, V_S} = \frac{n-1}{n} C_{ox}^+$$

Calcul des capacités en régime de forte inversion

L'expression des capacités intrinsèques, en régime de strong inversion s'obtient à partir de la différentielle de Q_G

$$\text{Soit : } Q_g^+ = \gamma C_{ox}^+ \sqrt{\psi_0 + V_p} - \frac{1}{n} Q_i^+ - Q_{ox}^+$$

$$\text{On trouve : } C_{gs-SI} = - \left. \frac{\partial Q_G^+}{\partial V_S} \right|_{V_B, V_G, V_D} = \frac{2}{3} C_{ox}^+ \left[1 - \frac{i_R}{(\sqrt{i_F} + \sqrt{i_R})^2} \right]$$

$$C_{gd-SI} = - \left. \frac{\partial Q_G^+}{\partial V_D} \right|_{V_B, V_G, V_S} = \frac{2}{3} C_{ox}^+ \left[1 - \frac{i_F}{(\sqrt{i_F} + \sqrt{i_R})^2} \right]$$

$$C_{gb-SI} = \frac{1}{n} \left. \frac{\partial Q_G^+}{\partial V_p} \right|_{V_B, V_D, V_S} - C_{gs} - C_{gd} = \frac{n-1}{3n} C_{ox}^+ \left[1 - \frac{4\sqrt{i_F i_R}}{(\sqrt{i_F} + \sqrt{i_R})^2} \right]$$

Dans l'expression de C_{gb-SI} , on considère que le facteur de pente n est constant. Les capacités C_{gb} et C_{gs} se déduisent des relations précédemment établies

Tableau récapitulatif donnant les capacités intrinsèques selon les régimes de fonctionnement :

Capacités normalisées	Faible Inversion	Forte Inversion	
		Mode Triode	Mode Saturé
$\frac{C_{gs}}{C_{ox}^+}$	i_F	$\frac{2}{3} \left[1 - \frac{i_R}{(\sqrt{i_F} + \sqrt{i_R})^2} \right]$	$\frac{2}{3}$
$\frac{C_{gd}}{C_{ox}^+}$	i_R	$\frac{2}{3} \left[1 - \frac{i_F}{(\sqrt{i_F} + \sqrt{i_R})^2} \right]$	≈ 0
$\frac{C_{bs}}{C_{ox}^+}$	$(n - 1) \frac{C_{gs}}{C_{ox}^+}$		
$\frac{C_{bd}}{C_{ox}^+}$	$\frac{n - 1}{n}$	$(n - 1) \frac{C_{gd}}{C_{ox}^+}$	
$\frac{C_{gb}}{C_{ox}^+}$		$\frac{n - 1}{3n} \left[1 - \frac{4\sqrt{i_F i_R}}{(\sqrt{i_F} + \sqrt{i_R})^2} \right]$	$\frac{n - 1}{3n}$

Caractéristique $\frac{g_m}{I_d}$:

En fonctionnement dynamique, ce paramètre évalue l'aptitude du transistor MOS à convertir une tension en courant suivant les différents modes de fonctionnement.

Ce paramètre est appelé pouvoir de commande - g_m par rapport à I_d est par analogie avec la mécanique comme la vitesse par rapport à l'accélération.

Pour une puissance donnée - pour un courant donné - $\frac{g_m}{I_d}$ mesure l'efficacité de g_m

$$\frac{g_m}{I_d} = \frac{\partial (\text{Log}(I_d))}{\partial V_g}$$

La condition aux limites se produit pour :

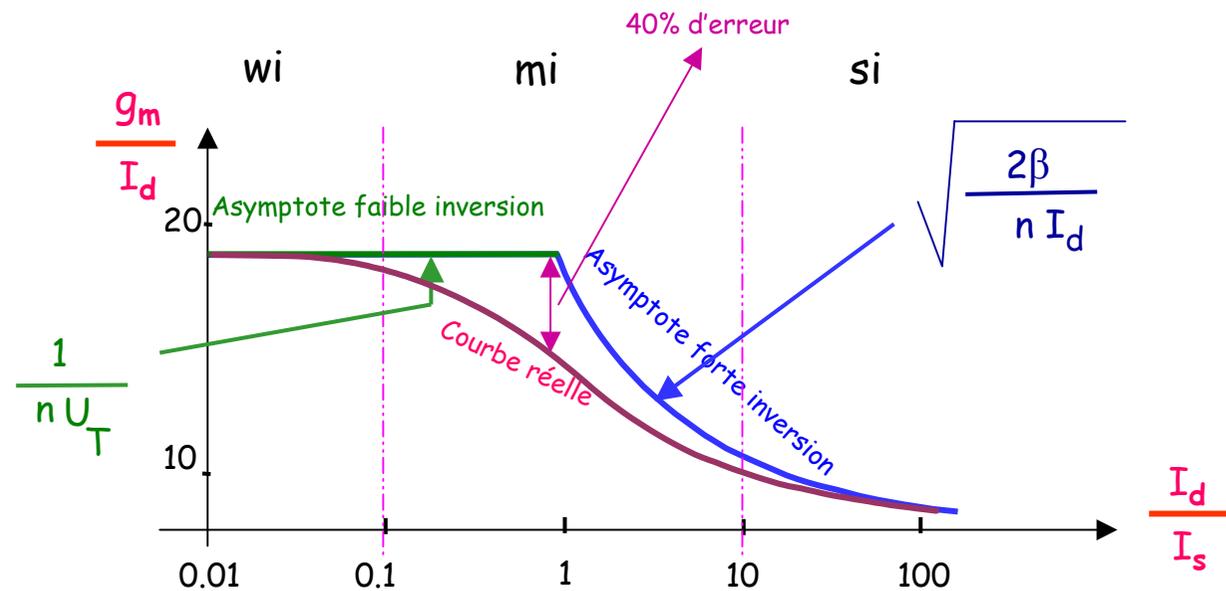
$$I_d = I_s = 2 n \beta U_T^2$$

Et

$$V_{OB} = 2 n U_T$$

$\frac{g_m}{I_d}$ dépend de β et n :

- β traduit la conversion tension-courant
- n traduit l'efficacité du contrôle de la tension de grille sur le canal



Effets secondaires

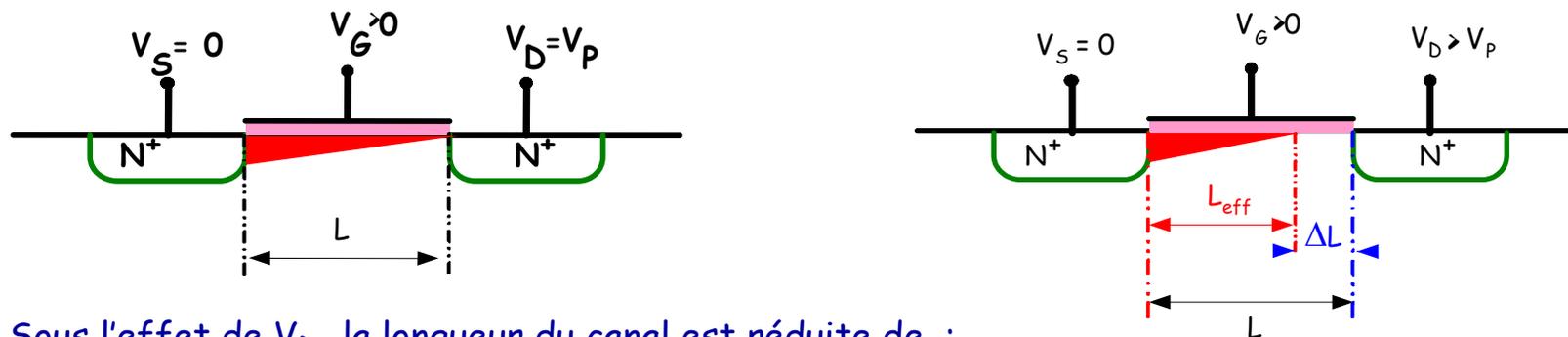
Les imperfections du modèle sont considérées au second ordre et les paramètres responsables de l'imperfection sont analysés et révisés de façon à obtenir une précision satisfaisante.

Les principaux effets secondaires sont :

- Réduction de la mobilité sous l'effet des champs électriques vertical et transverse.
- Dopage non uniforme dans le canal.
- Modulation de la longueur du canal.
- La dérive thermique.
- Les effets liés à la géométrie en technologie submicronique.

Modulation du canal

Aspect physique du solide



Sous l'effet de V_D , la longueur du canal est réduite de :

$$L_{\text{eff}} = L - \Delta L \quad \text{Avec} \quad \Delta L = \zeta \left[\sqrt{\phi_B + (V_D - V_P)} - \sqrt{\phi_B} \right]$$

$$\text{et} \quad \zeta = \frac{2\varepsilon_{sc}}{\gamma C_{ox}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{sc}}{qN_B}} \quad : \text{Facteur de modulation}$$

On obtient :
$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\zeta}{L} \frac{(V_D - V_P)}{2\sqrt{\phi_B}} = \frac{(V_D - V_P)}{V_A}$$

V_A est appelée tension de modulation du canal ou encore tension d'Early

$$V_A = \left[\frac{\sqrt{\phi_B}}{\gamma} \right] L = V_A' L$$

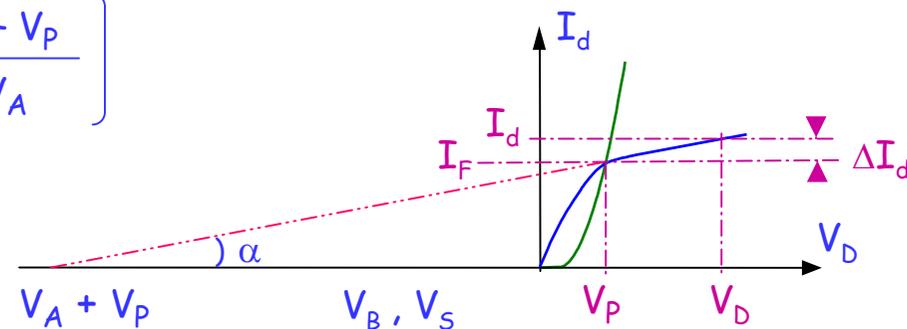
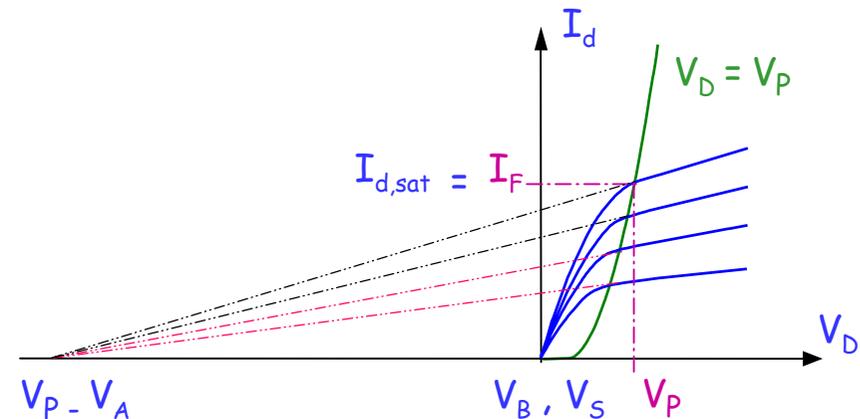
Aspect électrique

$$I_d = I_{d,sat} + (I_d - I_{d,sat}) = I_F + \Delta I_d$$

$$\text{tg}\alpha = \frac{I_F}{V_A + V_P} = \frac{\Delta I_d}{V_D - V_P}$$

$$I_d = I_F \left[1 + \frac{V_D - V_P}{V_A + V_P} \right] = I_F \left[1 + \frac{V_D - V_P}{V_A} \right]$$

Soit encore
$$I_d = I_F \left[1 + \frac{\Delta L}{L} \right]$$



Aspect électrique (suite)

Une autre façon d'aborder le problème consiste à considérer L_{eff}

Tel que : $L_{eff} = L - \Delta L$

Le courant de drain s'écrit alors :

$$I_d = \frac{\beta_0}{2n} \frac{W}{L_{eff}} \left(V_{GB} - V_{TB} \right)^2 = \frac{\beta_0}{2n} \frac{W}{L} \left(V_{GB} - V_{TB} \right)^2 \frac{L}{L_{eff}} = I_F \left(\frac{L}{L - \Delta L} \right)$$

Soit

$$I_d = I_F \left[1 + \frac{\Delta L}{L} \right] = I_F \left[1 + \frac{V_D - V_P}{V_A} \right]$$

Dans le modèle Level I, cette écriture devient :

$$I_d = I_F \left[1 + \frac{V_{DS} - \overbrace{V_P - V_S}^{V_{DS, sat}}}{V_A} \right] \approx I_F \left[1 + \frac{V_{DS}}{V_A} \right]$$

Effet de la température

Le comportement électrique du transistor MOS peut être caractérisé essentiellement par 3 paramètres V_{T0} , β et n le facteur de pente.

Au premier ordre, l'effet de la température sur le transistor MOS sera le résultat de l'effet conjugué de ces 3 paramètres soumis à la variation de la température.

Comportement thermique de V_{T0}

La variation de la tension de seuil en fonction de la température est quasi-linéaire

$$V_{T0} = V_{FB} + \psi_0 + \gamma\sqrt{\psi_0} = V_{FB} + 2\phi_F + \gamma\sqrt{2\phi_F} = Cte + 2\phi_F + \gamma\sqrt{2\phi_F}$$

Dans l'expression de V_{T0} , ψ_0 à travers ϕ_F est le seul paramètre qui dépend de la température.

$$\frac{dV_{T0}}{dT} = \frac{dV_{T0}}{d\phi_F} \frac{d\phi_F}{dT} = \left(1 + \frac{\gamma}{\sqrt{2\phi_F}} \right) \frac{d\phi_F}{dT} = (2n_0 - 1) \frac{d\phi_F}{dT}$$

Où $n_0 = n(V_p = 0) = n(V_G = V_T)$

$$\text{Comme } \phi_F = \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{N_B}{n_i}\right) \text{ et } n_i(T) = AT^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{V_{G0}}{U_T}\right)$$

Avec E_G : Gap du Silicium et $A = Cte$

Comportement thermique de V_{T0} (Suite)

$$\text{Alors : } \phi_F = U_T \ln\left(\frac{N_B}{A}\right) + \frac{V_{G0}}{2} \quad \text{et} \quad \frac{d\phi_F}{dT} = \frac{1}{T} \left(\phi_F - \frac{V_{G0}}{2} \right) \leq 0$$

$$\text{Donc : } \frac{dV_{T0}}{dT} = \frac{2n_0 - 1}{T} \left(\phi_F - \frac{V_{G0}}{2} \right) \quad ; \text{ soit environ } 2\text{mV}/^\circ$$

Le comportement thermique de la tension de seuil V_{T0} , est très voisin de celui de V_{BE} .

Comportement thermique du paramètre de transfert β

$$\text{Comme : } \beta = \mu_0 C_{ox} \frac{W}{L}$$

L'effet de la température sur le paramètre β est le même que celui de la mobilité

$$\mu_0(T) = \mu_0(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-\alpha} \quad \text{Avec } 1.5 \leq \alpha \leq 2$$

$$\text{Donc : } \frac{d\beta}{dT} = -\frac{\alpha}{T} \quad \text{Environ } -0.5\% / ^\circ\text{C} \quad \text{lorsque } \alpha = 1.5$$

Comportement thermique du facteur de pente n

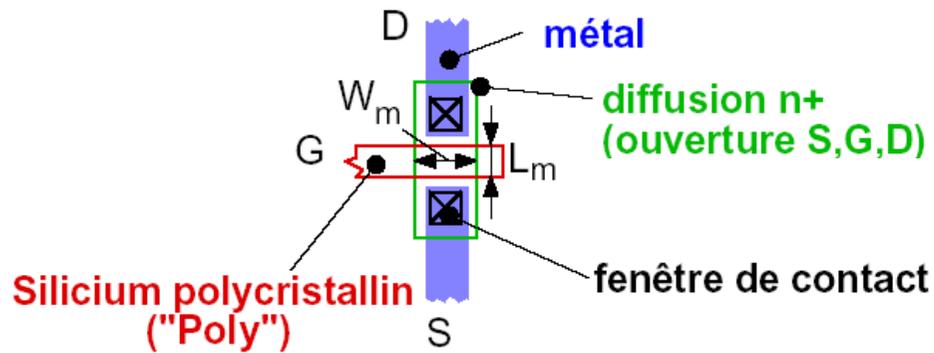
A partir de son expression, on constate qu'il dépend de la température par ϕ_F :

$$\text{Ainsi : } n = 1 + \frac{\gamma}{2\sqrt{2\phi_F + V_p}} \quad \text{donne} \quad \frac{dn}{dT} = \left(\frac{1 - n}{2\phi_F + V_p} \right) \frac{d\phi_F}{dT}$$

$$\text{Soit en définitive : } \frac{dn}{dT} = \frac{n - 1}{2T} \left(\frac{V_{G0} - 2\phi_F}{2\phi_F + V_p} \right) \quad \left(\text{Inférieur à } 0.15\% / ^\circ\text{C} \right)$$

Les plans de masques des principaux composants intégrés

Transistor de taille minimum (canal n)



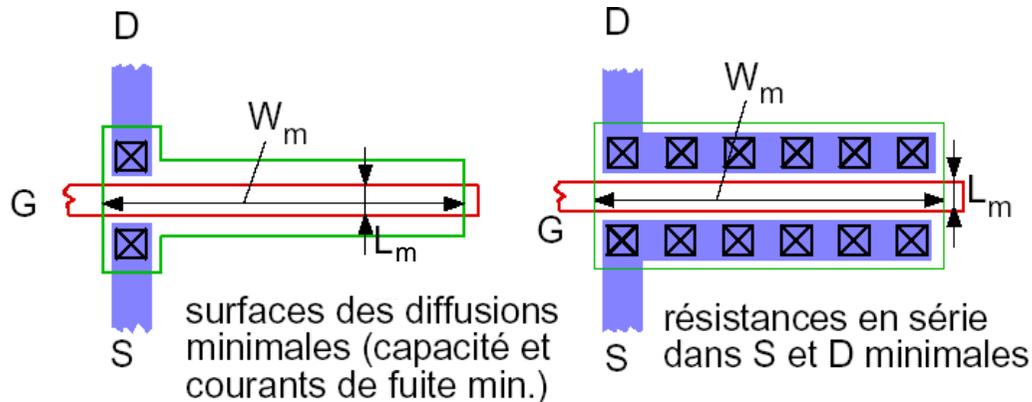
Caractéristiques géométriques

$$L = L_m + \Delta L$$

$$W = W_m + \Delta W$$

Les dimensions sur masques L_m et W_m sont différentes des dimensions électriques L et W

Transistors larges

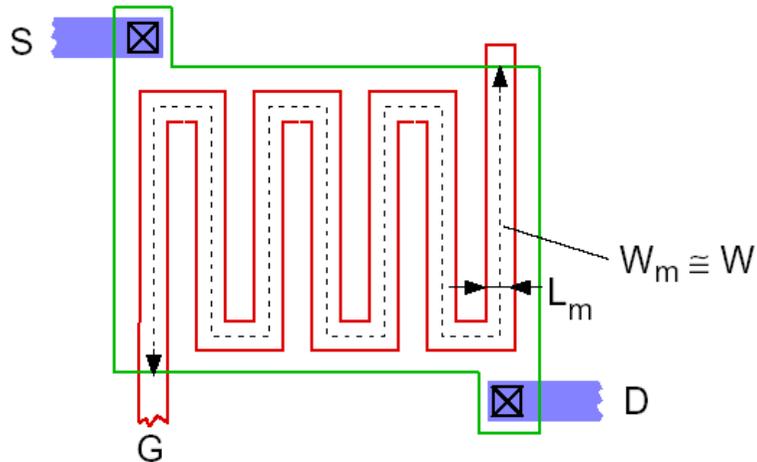


ΔL et ΔW peuvent être dus soit à :

- La fabrication des masques
- Sous ou sur gravure
- Diffusion latérale sous la grille

Transistors très larges

Transistor sous forme de doigts interdigités : $\frac{W}{L} \gg 1$; $\frac{W}{L}$ peut atteindre 10^4

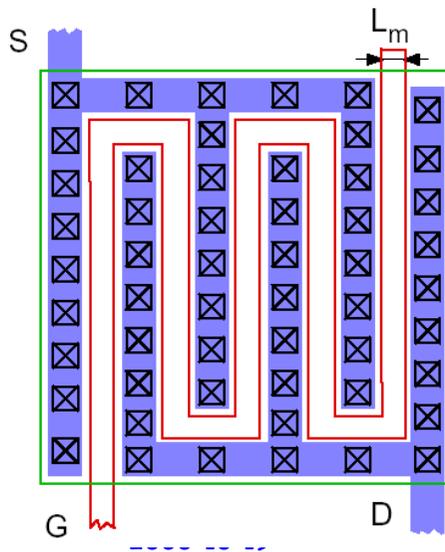


Caractéristiques électriques et géométriques

- Faible surface totale.
- Résistance série Drain et Source élevée.
- Grande résistance de Grille.
- Les jonctions Drain Source sont minimales.

Transistor en forme de peigne

Contact à la couche métal tout le long des doigts, afin de minimiser les résistances en série dans S et D

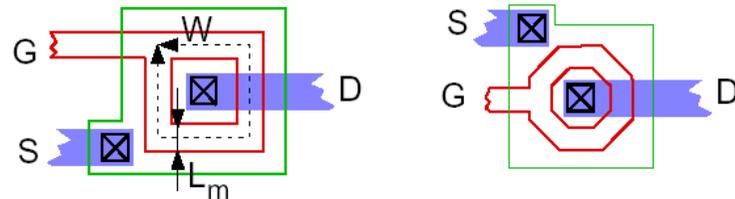


Caractéristiques électriques et géométriques

- Plus grande surface totale occupée.
- Faible résistance série Drain et Source.
- Faible résistance de Grille.
- Dissymétrie drain-source si le nombre de grilles en parallèle est paire.

Transistors concentrique

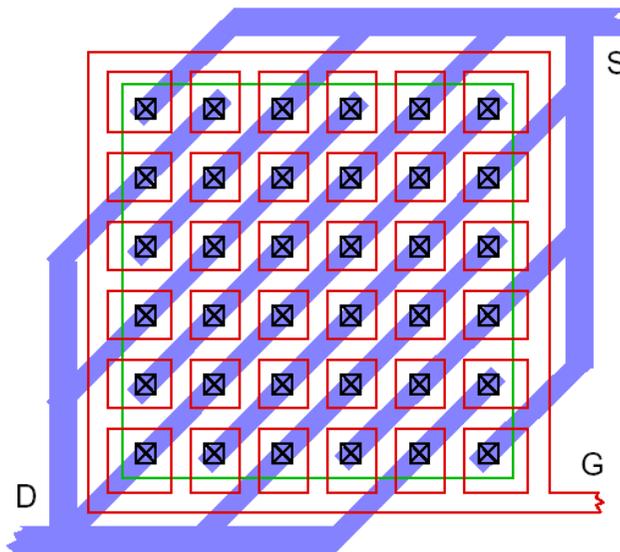
Transistors à structure fermée



Caractéristiques électriques et géométriques

- Faible capacité de Drain
- Dissymétrie Drain-Source.
- Pas d'effet de bord du canal (moins de fuite et de bruit)

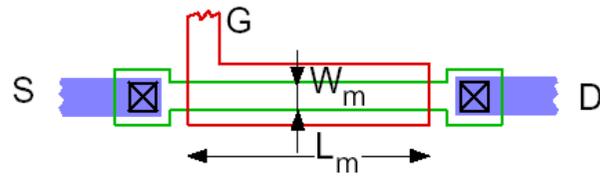
Transistors en forme de gaufre : (Waffle)



Caractéristiques électriques et géométriques

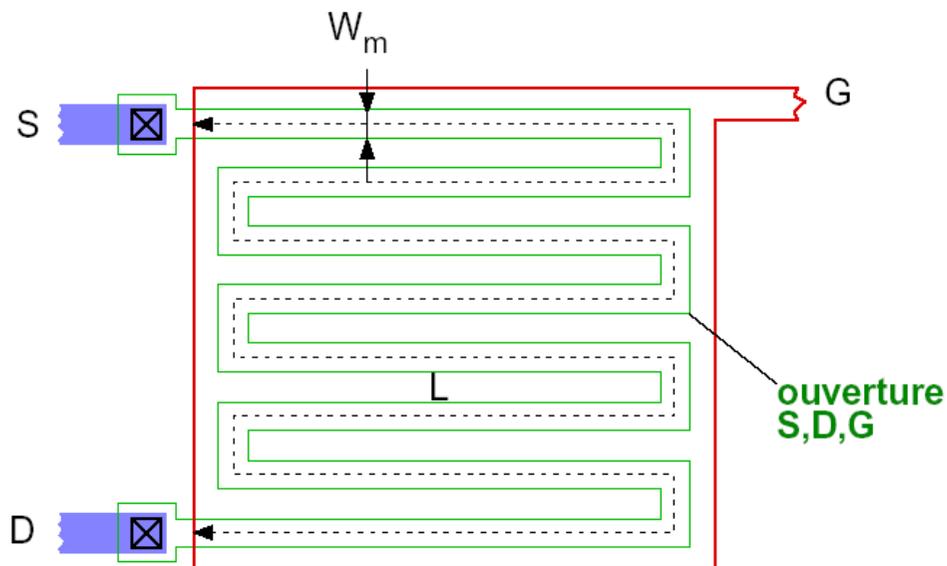
- Grand nombre de structures fermées en parallèle
- Chaque Drain est entouré de 4 Sources et vice-versa
- Accès à chaque Drain et Source par métal (connexion à 45°C)

Transistors longs : $\frac{W}{L} \ll 1$



Transistors très longs

$L \gg W$; La structure du canal est en forme de serpentins et L/W peut atteindre 10^4

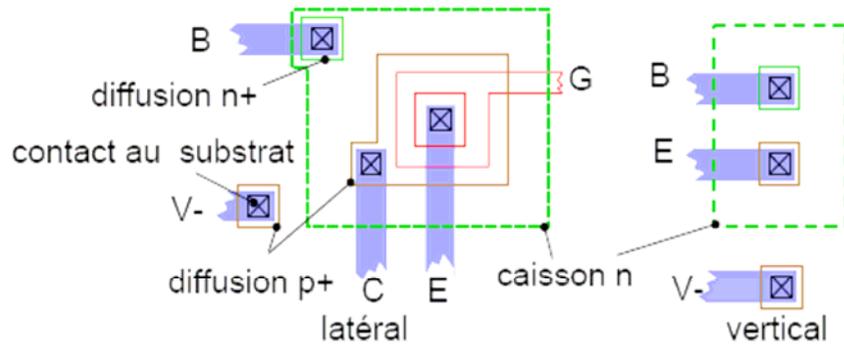


Caractéristiques géométriques

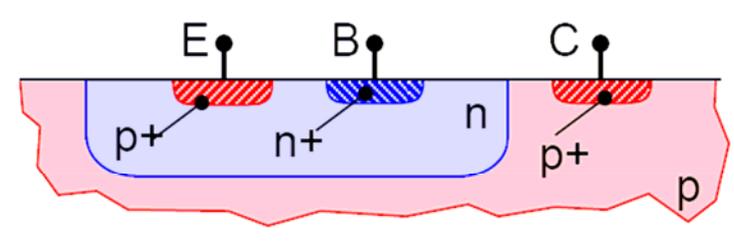
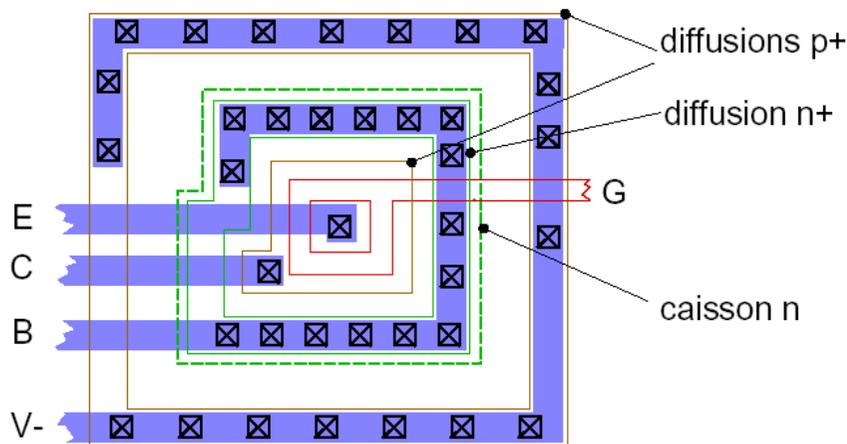
- Faible surface totale.

Transistors bipolaires latéral compatibles CMOS

Structure concentrique à dimensions minimales, au centre l'émetteur a une surface minimum.
Grande résistance en série dans la base $r_{bb'}$



Transistor bipolaire latéral optimisé



Ce transistor de type PNP à base

faiblement dopée se caractérise par :

- En contactant tout le pourtour de la base, la résistance $r_{bb'}$ de la base est ainsi réduite
- Le contact au substrat entoure toute la structure.
- Gain élevé ($\beta_F > 50$)
- Faible fréquence de transition f_T

Objectif

Le design est conçu tel que :

- La dépendance de la température soit insignifiante.
- La dépendance du procédé technologique soit réduite au minimum.
 - * En premier lieu, on cherche à minimiser la dérive de V_{T0} ; β_{\square} ; R_{\square} ; C /unité de surface...
 - * En second lieu, on cherche à minimiser l'effet de la tension d'early V_A ; du bruit en $1/f$...

Comment procéder ?

Utiliser dans le design :

Des références de tension externes ou des références bandgap intégrées.

Des circuits PTAT et CTAT.

Éliminer, des caractéristiques du circuitels que gain, R_{in} , R_{out} , etc., les dépendances directes avec les paramètres technologiques

- En utilisant la contre réaction.
- En réalisant des design utilisant l'erreur relative plutôt que l'erreur absolue : rapport de résistance, de capacité, etc.
- En respectant les consignes d'appairage des composants monolithiques.

Vérifier que le circuit satisfait aux spécifications dans les conditions extrêmes de variation valeurs min et max de la température et de la tension d'alimentation.

Principales règles pour optimiser le 'Matching' d'un design

Afin de réduire au minimum le des-appariement ou des-appairage des composants constituant un circuit intégré, ceux-ci doivent être placés dans une configuration de placement et de géométrie qui tienne compte des critères suivants :

- Même structure
- Même température
- Même forme et même dimension
- Minimum de distance entre les composants
- Même barycentre
- Même orientation
- Même environnement
- Pas de taille minimale

Remarque

Le critère d'importance et l'indice de pertinence d'une règle par rapport aux autres dépend du procédé technologique utilisé, du type de composants concernés et de leur fonction électrique.

De l'expérience, ont été retenues 8 règles de design permettant d'optimiser la similitude des composants de même type. Ces règles d'appariage sont développées ci-dessous :

Règle 1 : même structure

Les composants appairés doivent avoir exactement la même structure et utiliser le même type de couches afin de dépendre des mêmes paramètres technologiques.

Contre-exemples :

Capacité réalisées à partir d'oxyde mince et celle fabriquée à partir d'un oxyde épais.

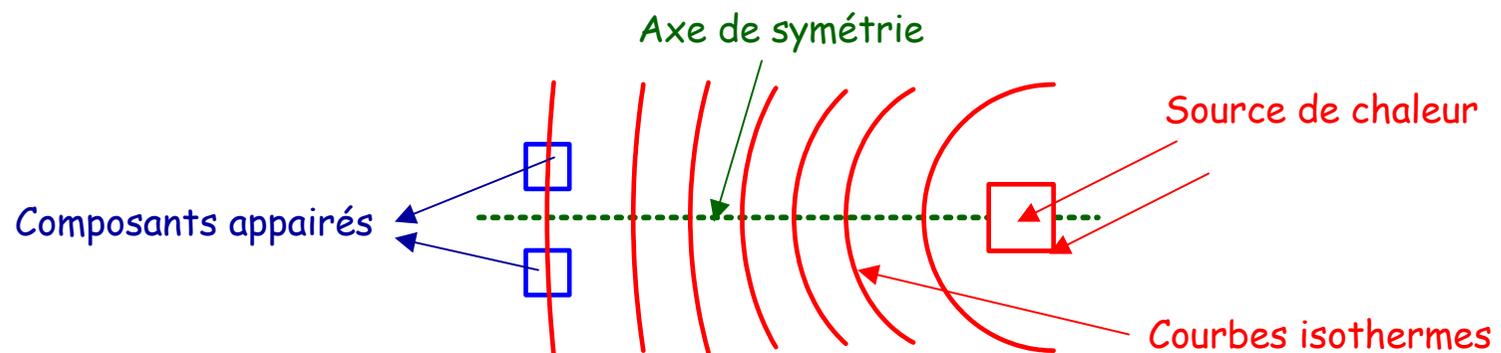
Résistance Si Polysilicium et résistance diffusée.

Transistor à canal N et à canal P.

Règle 2 : même température

Lorsque l'échauffement de certains composants monolithiques entraînent une dissipation thermique significative dans le circuit intégré, il faudra, pour réduire l'effet de ce gradient thermique sur les composants à appairer:

- Placer les composants loin de la source de chaleur
- Placer les composants sur la même isotherme, en utilisant la symétrie ou une disposition common centroïde



Règle 3 : même forme et même taille

Bien que les caractéristiques électriques d'un composant intégré ne dépendent, en première approximation, que du produit des géométries WL et/ou de leur rapport W/L, on considère que deux composants de même type sont appairés lorsqu'ils sont géométriquement identiques.

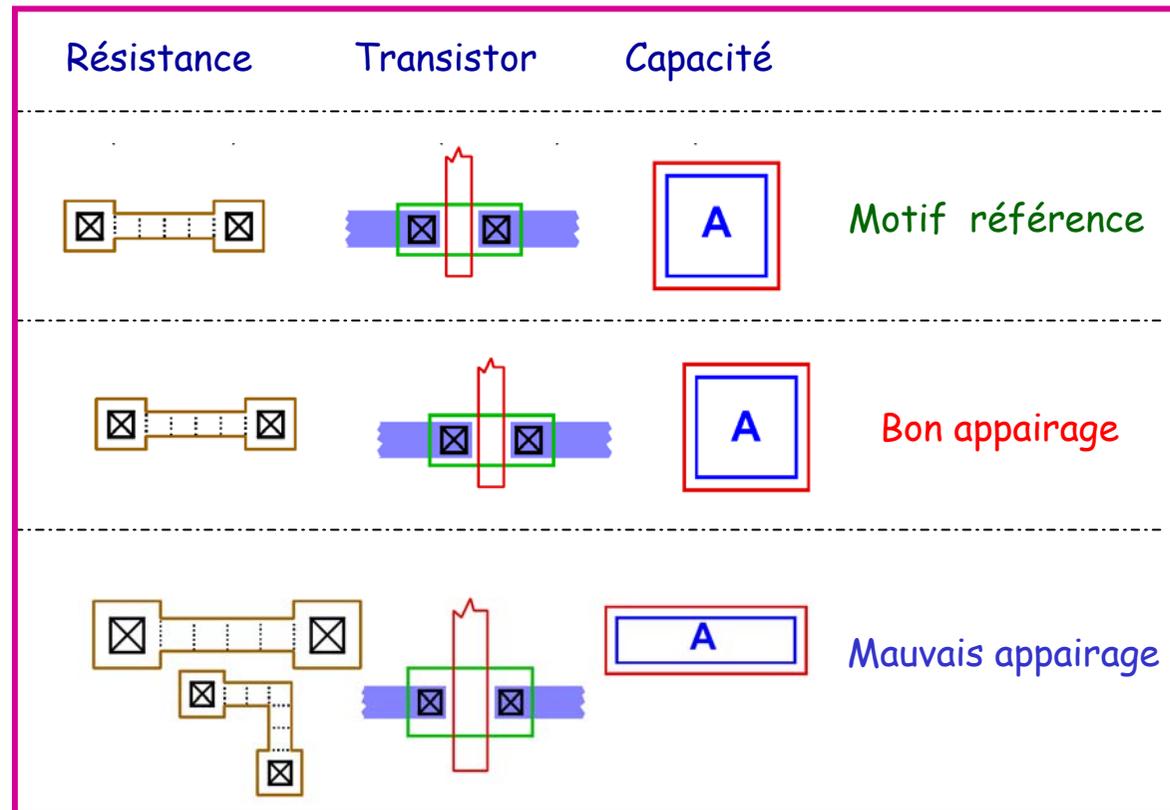
Il se peut que les composants qui sont sensés être identiques sur le layout deviennent lors de la Fabrication différents.

En général, ces différences sont dues à :

Sur- ou sous-gravure des motifs.

Les effets de bord.

La diffusion latérale.

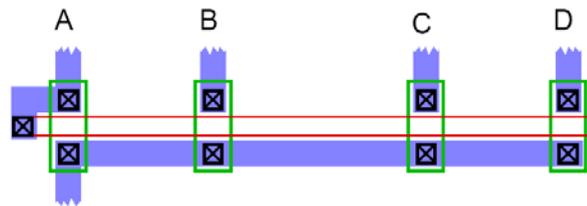


Règle 4 : proximité

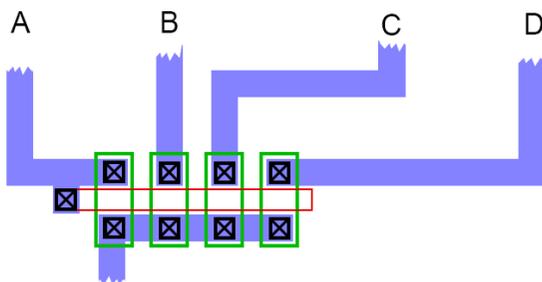
Pour réduire au minimum la disparité entre un même paramètre (résistivité, dopage, constante Diélectrique) correspondant à un même type de composants des paramètres électriques, il faut placer les composants dans un proche voisinage afin de tirer le meilleur avantage de la corrélation spatiale.

Exemple

Miroir de courant à sortie multiple



Mauvais appairage

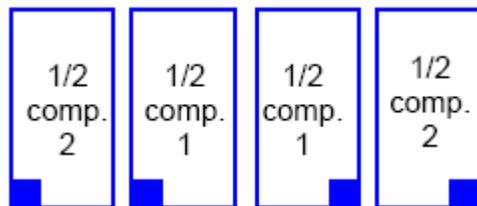
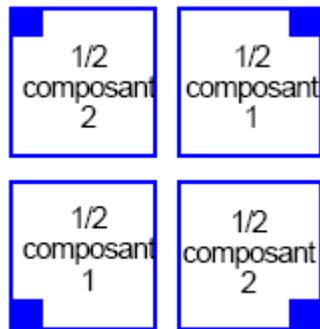


Bon appairage

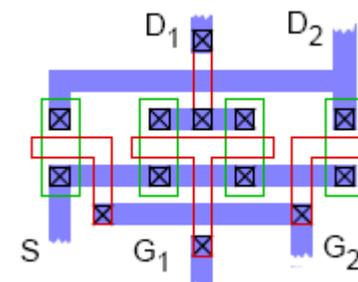
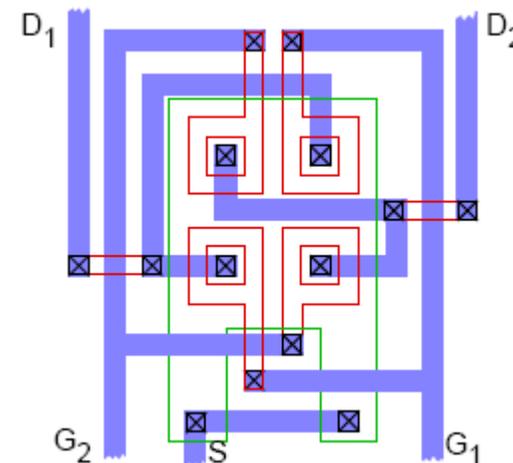
Règle 5 : même barycentre ou common centroid

Pour minimiser l'effet du gradient thermique, on place les composants suivant une répartition qui garantit la coïncidence des centres de gravité des composants à appairer. En pratique, pour satisfaire à cette condition les composants à appairer sont scindés en deux demi composants et regroupés comme ci-dessous par exemple :

Placement de principe



Réalisation de layout



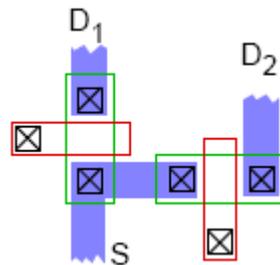
Règle 6 : même orientation

Pour minimiser l'effet de l'anisotropie

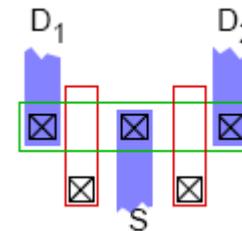
- Lors de certaines étapes de fabrication.
- Celui induit par le substrat soumis aux contraintes d'encapsulation.

Exemple :

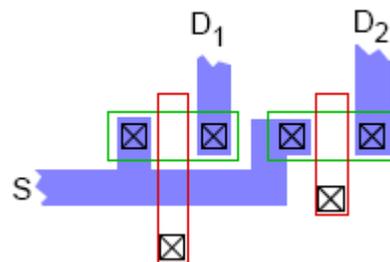
Cas de la paire différentielle



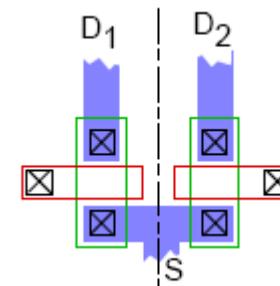
Très mauvaise disposition



mauvaise disposition car les orientations de S et D sont opposées



Bon placement pour cette règle
mais violation de la règle 7



Bon placement

Remarque

Le non-respect de cette règle peut entraîner une erreur systématique sur les tensions de seuil allant jusqu'à 10mV.

Règle 7 : même environnement

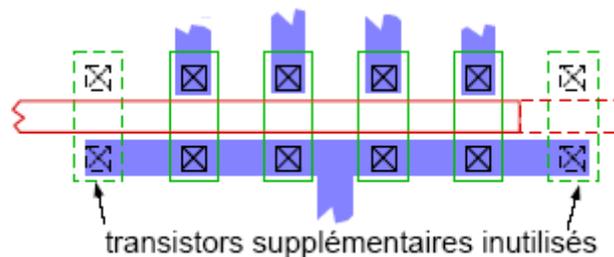
De même, la condition d'appairage nécessite que l'environnement des transistors concernés soit strictement même.

L'effet de l'environnement sur les caractéristiques électriques n'est pas reproductible et difficilement interprétable comme phénomène.

Ce phénomène n'affecte pas les lignes d'interconnexion métalliques.

Exemple

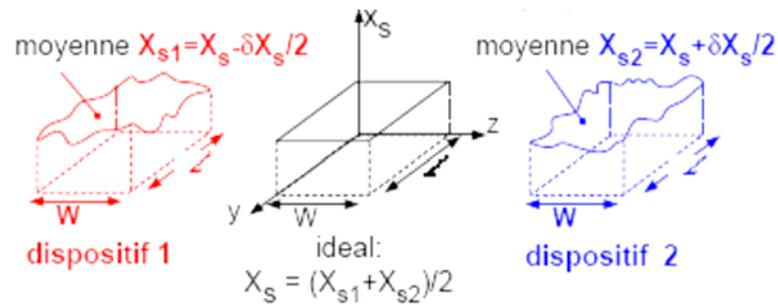
Dans le cas d'un miroir de courant à sortie multiple et pour que tous les transistors aient le même environnement, on ajoute des transistors supplémentaires, appelés dummy transistors, à la périphérie des transistors extrêmes.



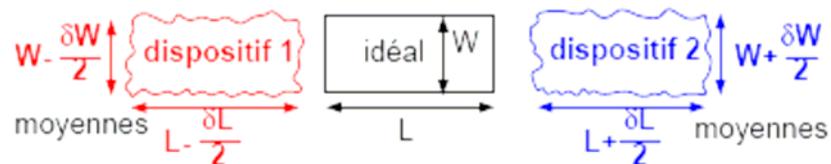
Règle 8 : Taille non minimale

L'appairage des composants se dégrade lorsqu'on les choisit de taille minimale.
Ceci à cause de :

- L'effet des fluctuations spatiales



- L'effet des fluctuations de géométrie.



Bibliographie

Référence principale

Eric Vittoz ; Notes de cours "*Conception de circuits intégrés analogiques*" ; EPFL ; Lausanne

Références générales

a) livres

A.S.Grove, *Physics and Technology of Semiconductor Devices*, John Wiley and Sons, 1967

R.S.Muller, T.I.Kamins, *Device Electronics for Integrated Circuits*, Wiley, New York, 1977 (dispositifs)

S.M.Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, New York, 1981 (physique, dispositifs).

Y.P.Tsividis, *Operation and Modeling of the MOS Transistor*, McGraw-Hill, 2nd edition, 1998.

E.Vittoz *et al*, *Low Power Design, A Collection of CSEM Papers*, Electronic Design Books, Penton Publishing, 1995.

R.Gregorian , G.Temes, *Analog MOS Integrated Circuits for Signal Processing*, Wiley and Sons, 1986.

P.E.Allen, D.R.Holberg, *CMOS Analog Circuit Design*, The Dryden Press, Saunders College Publishing, 1987.

Y.P.Tsividis , J.Franca (editors), *Design of VLSI Circuits for Telecommunication and Instrumentation*, Prentice Hall, 1994.

K.Laker and W.Sansen, *Design of Analog Integrated Circuits and Systems*, Mc Graw-Hill, , 1994.

P. Gray, P. Hurst, S. Lewis, and R.G. Meyer, *Analysis and Design of Analog Integrated Circuits*, 4th Edition, John Wiley and Sons, 2001 (circuits bipolaires et MOS).

B. Razavi, *Design of Analog CMOS Integrated Circuits*, McGraw-Hill, 2001.

R.M. Warner and B.L.Grung, *MOSFET, Theory and Design*, Oxford University Press, 1999.

Thomas Lee, *The Design of CMOS Radio Frequency Integrated Circuits*, Cambridge University Press, 1998

Références spécifiques :

Faible inversion

E. Vittoz et J. Fellrath ; "CMOS analog integrated circuits based on weak inversion operation", IEEE J. Solid State Circuits, Vol. SC-12, pp.224-231, june 1977.

J. Fellerath et E. Vittoz, "Small signal model of MOS transistors in weak inversion", Proc. Journée d'Electronique 1977, EPF-Lausanne, pp. 315-324.

Modèle continu faible-forte inversion avec référence au substrat

H. Oguey et S. Cserveny, " MOS modelling at low current density", Summer course on "Process and Device Modelling" ESAT-Leuven, Belgium, June 1983.

E. Vittoz, "Micropower Techniques", in Design of VLSI Circuits for Telecommunication and signal Processing, Editors J. Franca et Y. Tsvividis, Prentice Hall, 1994.

C. Enz, F. Krummennacher et E. Vittoz, " An analytical MOS transistor model valid in all regions of operation and dedicated to low-voltage and low-current applications", Analog Integrated Circuits and Signal Processing, Vol. 8, pp.83-114, 1995.

E. Vittoz, " MOS transistors operated in the lateral bipolar mode and their applications in CMOS technology", IEEE J. Solid State Circuits, vol. SC-18, pp. 273-279, june 1983.