

**UNIVERSITE LARBI BEN M'HIDI  
OUM EL BOUAGHI  
FACULTE DES SCIENCES EXACTES  
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

N° d'ordre : .....

Série : .....

**MEMOIRE**

**Présenté Pour l'obtention du diplôme de  
Magister en physique  
Option : physique du solide**

**Sujet :**

**UTILISATION DE LA METHODE NON LINEAIRE POUR  
LA CARACTERISATION DU MOSFET**

**Par :**

**ZEMMAL BADR EDDINE**

**Soutenu publiquement le: / / 2010**

**Devant la commission d'examen:**

**Président :** Mme C.AZIZI                      Prof.                      U. Oum El Bouaghi

**Rapporteur :** Mr M.ZAABAT                      Prof.                      U. Oum El Bouaghi

**Examineurs :**

Mr R.GUEMINI                      M.C.A                      U. Oum El Bouaghi

Mr A.BOUDINE                      M.C.A                      U. Oum El Bouaghi

## REMERCIEMENTS

*Je dédie cet modeste effort à mes parents en reconnaissance de leurs bienfaits, à ma cher épouse dévouée, pour son soutien, sa patience et ses encouragements tout ou long de cette formation, à mon petit enfant Akram, à mes frères et sœurs, à mes beaux parents et leurs enfants, particulièrement Mr F.Lamin qui me supporte depuis de nombreuses années, à mes amis Mr G. Ayachi, le directeur d'institut de géologie, université de tebessa, Mr M. Ali et Mr F.sadek,*

*Je tiens à remercier le professeur Zaabat Mourad, mon encadreur, pour son aide, ses recommandations et sa confiance, sans lui ce travail n'aurait jamais abouti à sa fin.*

*Je suis très honoré que Mme A.Cherifa ait acceptée d'être président du jury, qu'elle en soit ici remerciée. Je tiens à remercier mes enseignants Mr R. Guemini, Mr A. boudine d'avoir acceptés d'être membres du jury.*

*Enfin je ne pourrais terminer sans remercier très chaleureusement mes collègues de lycée Saadi Sedik à tebessa et toutes mes connaissances.*



*Your complimentary  
use period has ended.  
Thank you for using  
PDF Complete.*

[Click Here to upgrade to  
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

# Introduction générale

Pour tous les pays, les télécommunications sont priorité incontournable. Les rapides développements de la recherche et de l'industrialisation ont permis à un large public d'accéder aux moyens modernes de commutation. Les applications civiles telles que les télécommunications par satellites, les téléphonies mobiles, l'automobile avec le radar anticollision, les transmissions de données connaissent un essor rapide grâce à la maîtrise des techniques à mettre en œuvre.

Ainsi, le développement spectaculaire notamment des communications mobiles au cours des dernières années a conduit à une recherche de technologies robustes et fiables, à des coûts relativement raisonnables dans le domaine de l'électronique. Les études développées dans le cadre de nouveaux marchés militaires et civils sont à l'origine d'une évolution importante de tous les secteurs d'activités de l'électronique hyperfréquence.

Cette évolution est essentiellement dirigée vers le choix de nouvelles technologie autorisant en particulier des densités de puissance importantes et l'optimisation des composants actifs, intégrés dans de nombreux systèmes.

Les matériaux semi-conducteurs interviennent principalement en microélectronique dans le domaine des radiofréquences et hyperfréquences ainsi qu'en optoélectroniques. Le matériau de base est le Silicium. De nombreuses raisons ont fait que le Silicium est devenu le matériau semi-conducteur prédominant. Par exemple, le Silicium permet la réalisation de dispositifs électroniquement stables, qui supportent des températures supérieures à celle ambiante. De plus, le Silicium est susceptible de former un oxyde  $\text{SiO}_2$  isolant et de grande stabilité chimique. Par contre, pour utilisation rapide et en optoélectronique, les propriétés du Silicium sont insuffisantes. Les mobilités des porteurs sont relativement petites et les transitions électroniques indirectes au seuil d'absorption optique [1].

Le marché des semi-conducteurs se répartit actuellement entre diverses technologies, la technologie MOS domine très largement le marché des circuits analogiques[2].

L'amélioration des technologies de fabrications des circuits intégrés a entraîné la réduction des dimensions des transistors MOS[3].

Le transistor MOS fut considéré comme un énorme progrès face au tube électronique, il est plus robuste, il fonctionne avec des tensions faibles, il peut donc être alimenté par des piles et il fonctionne instantanément une fois sous tension, contrairement aux tubes électroniques qui demandaient une dizaine de secondes de chauffage. Il est rapidement assemblé, avec d'autres composants, au sein de circuits intégrés, ce qui lui permet de conquérir encore plus de terrain sur les autres formes d'électronique active.

Le transistor MOS est, de loin, le dispositif le plus répandu dans la production actuelle de composant semi-conducteur, car il est le composant de base « la brique élémentaire » de la technologie CMOS (Complementary MOS), qui, à elle seule, englobe plus de 70% de la production mondiale de Circuits intégrés[4].

La miniaturisation incessante des technologies CMOS répond à des impératifs de performances et de rentabilité, moteurs de l'industrie de la microélectronique mondiale. Cette miniaturisation va de pair avec l'augmentation du nombre de transistors MOSFET par puce, phénomène bien connu, puis Gordon Moore, co-fondateur de INTEL Corporation, avait prévu cette loi de croissance dès 1965, quatre ans seulement après la fabrication du premier circuit intégré planaire. On est proche aujourd'hui du

[Click Here to upgrade to  
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

La complexité des architectures sur Silicium est telle, que la conception assistée par ordinateur, requiert une modélisation poussée du comportement électrique des dispositifs MOS. La réduction des géométries des transistors s'accompagne du développement de nouveaux procédés de fabrication qui ne sont pas sans générer des effets parasites qui influencent le fonctionnement des composants[5].

Le travail qui fait l'objet de notre mémoire est de faire une étude sur les transistors MOSFET-Si de type N (canal N) et de déterminer l'influence des paramètres physiques et géométriques sur les propriétés physiques (statiques) des transistors à effet de champ (MOSFET). Ce travail comportera les chapitres suivants :

Au premier chapitre nous avons étudié les propriétés physiques des semi-conducteurs. Ainsi, nous avons présenté la famille technologique des différents transistors à effet de champ (JFET, MOSFET, MESFET). Après avoir rappelé l'histoire des transistors les plus utilisés actuellement, nous présentons leurs descriptions physiques et le principe de fonctionnement. Ensuite les contraintes et domaines d'utilisation de chacun d'eux sont établis.

Le deuxième chapitre est consacré à la modélisation statique d'un transistor MOS, mais nous avons aussi étudié la charge d'espace et la capacité totale de ce transistor.

Dans le dernier chapitre et à l'aide d'un logiciel de simulation, nous avons déterminé les caractéristiques statiques d'un transistor MOS, nous avons étudié l'influence des paramètres physiques et géométriques sur les caractéristiques (I-V), l'effet de la température, le dopage du substrat l'épaisseur de l'oxyde, la longueur et la largeur du canal, sur la tension de seuil, nous avons terminé par une étude de l'effet de potentiel de surface sur la capacité totale d'une structure MOS.







Your complimentary  
use period has ended.  
Thank you for using  
PDF Complete.

[Click Here to upgrade to  
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

# CHAPITRE : 1

L'état de l'art des composants à effet de champ

Les transistors sont l'élément de base des dispositifs électroniques et des disciplines connexes (informatique, micro électronique). Parmi les transistors, ceux à effet de champ qui sont largement utilisés dans des conceptions hyperfréquences (parfois appelées micro ondes).

Ce chapitre est divisé en deux parties. La première partie est consacrée à un rappel sur les principales propriétés physiques des semi-conducteurs et la deuxième partie présente les différents transistors à effet de champ, on expose une description physique et géométrique des transistors les plus utilisés actuellement, on présente successivement les JFETs, MESFETs, MOSFETs. Enfin contraintes et domaines d'utilisation de chacun d'eux sont établis.

## II – Propriétés physiques des semi conducteurs :

### II-1- l'énergie de bande interdite (le gap):

L'énergie de bande interdite (notée  $E_g$ , unité : eV) est la quantité d'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de valence  $E_V$  à la bande de conduction  $E_C$  lorsque celui-ci est soumis à une excitation. En d'autre terme, le gap est l'énergie minimal nécessaire à la création d'une paire électron-trou. Cette énergie diminue très lentement avec l'augmentation de la température selon la fonction [3] :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{(a \cdot 10^{-4}) \cdot T^2}{T + b} \quad (I-1)$$

$E_g(0)$  : est la valeur de l'énergie de bande interdite à 0<sup>0</sup>K

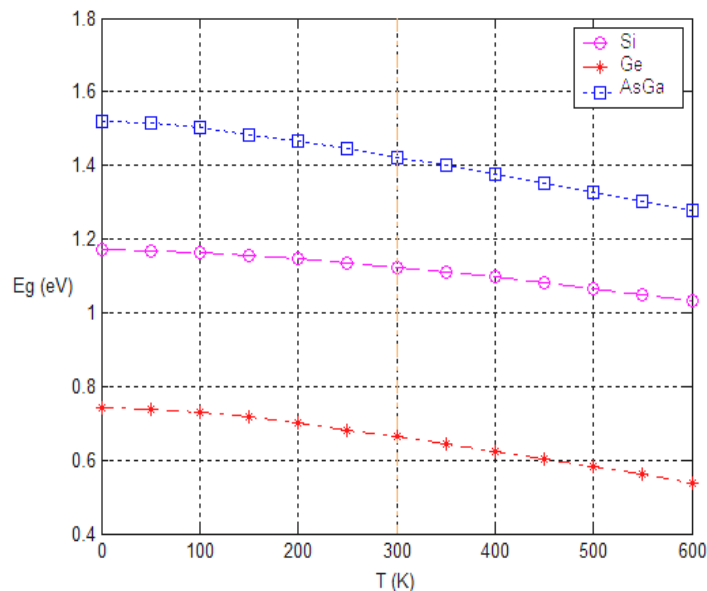


Figure (I-1) : Simulation d'une courbe  $E_g$  en fonction de la température pour différents matériaux.

semi-conducteur	$E_g(0)$ (eV)	a (eV/K)	b (K)
AsGa	1.519	5.405	204
Si	1.17	4.73	636
Ge	0.7437	4.774	235
GaN	3.509	7.32	700
AlN	6.118	17.99	1432

Tableau (I-1) : paramètres de la variation de la bande interdite en fonction de la température [2]

Le champ de claquage ou champ critique (noté  $E_c$ , unité : V/ cm) est la valeur du champ maximum que peut supporter le composant. Les matériaux grand gap ont un champ de claquage très important vis-à-vis du Silicium ou de l'arséniure de Gallium. Nous pouvons remarquer qu'il existe un rapport de 2 entre le champ de claquage de GaAs et celui du Silicium, et un rapport de 10 entre le champ de claquage de 6H-SiC et celui du Silicium (cf. Tableau I-2). La valeur de ce champ est directement liée à la largeur de bande interdite par la fonction suivante[2] :

$$E_c \propto E_g^{3/2} \quad (I-2)$$

Ce qui signifie que plus le gap d'énergie est important, plus le champ de claquage est élevé (Figure I-2), mais aussi que le champ de claquage diminue lorsque la température augmente.

Grandeurs Physiques	3C-SiC	4H-SiC	6H-SiC	AsGa	Silicium
$E_g(\text{eV})$	2.40	3.26	3.02	1.43	1.12
$E_{critique} (\text{MV} \cdot \text{cm}^{-1})$	2.12	2.2	2.5	0.4	0.25
$\theta_K (\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$ à 300°K	3.2	3.7	4.9	0.54	1.5
$n_i (\text{cm}^{-3})$ à 300°K	$1.5 \times 10^{-1}$	$5 \times 10^{-9}$	$1.6 \times 10^{-6}$	*	$1.0 \times 10^{10}$
$V_{sat} (\text{cm} \cdot \text{s}^{-1})$		$2.0 \times 10^7$	$2.0 \times 10^7$	$1.0 \times 10^7$	$1.0 \times 10^7$
$\mu_n (\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	800	1000	400	8500	1400
$\mu_p (\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	40	115	101	400	471
$\epsilon_r$	9.72	10	9.66	12.5	11.7

(Concentration en atomes dopants :  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )

Tableau (I-2) : Comparaison des paramètres physiques du Carbure de Silicium, du Silicium, de l'arséniure de Gallium[1] .

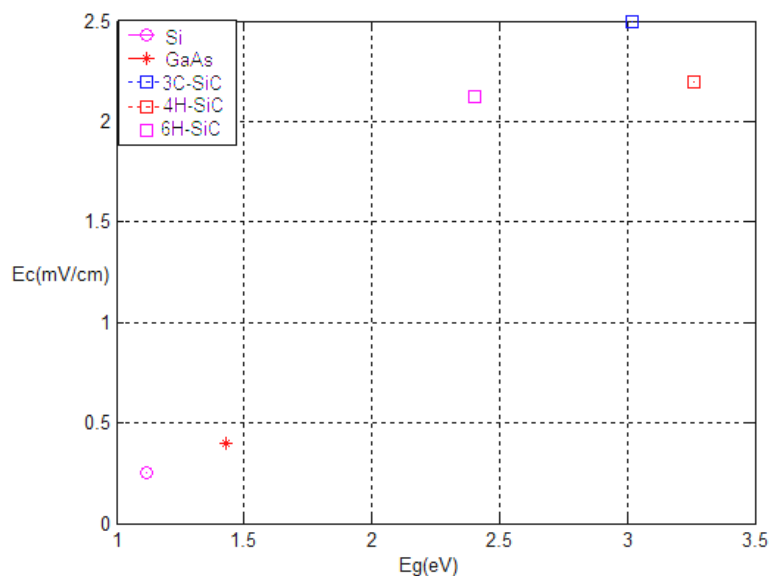


Figure 1-2 : Champ de claquage en fonction de la largeur de gap pour différents matériaux (Si, GaAs, 4H-SiC, GaN, Diamant)

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

donc un champ de claquage très élevé permet aux transistors grand gap de supporter des tensions de polarisation importantes, ce qui excellent pour les applications de puissance.

### II-3- Densité de porteurs intrinsèques:

La densité de porteurs intrinsèques (notée  $n_i$ , unité  $\text{cm}^{-3}$ ) est les nombres volumiques des porteurs de charge dans un cristal idéalement pur (sans défaut ni chimique, ni structural) et strictement neutre électriquement, La concentration de porteurs intrinsèques varie avec la température absolue (T) suivant une loi de type [6] :

$$n_i^2 = A T^3 e^{-\frac{E_{g0}}{kT}} \quad (I-3)$$

Où :

A : est une constante dépendante du matériau mais indépendante de la température.

$E_{g0}$  : est la valeur de gap à  $0^0$  K (énergie d'activation).

K : est la constante de Boltzmann ( $1.38 \times 10^{-23}$  J/K ou  $8.62 \times 10^{-5}$  eV/ K).

A partir de l'équation (I-3), le facteur  $T^3$  est moins important que le facteur  $\exp(-E_{g0}/KT)$ , la concentration de porteurs intrinsèques est donc un paramètre important à prendre en compte pour des applications à haute température. Le matériau grand gap ( $E_g > 2\text{eV}$ ) ayant une faible valeur de densité de porteurs intrinsèques mais peut être un excellent choix pour les applications à hautes températures.

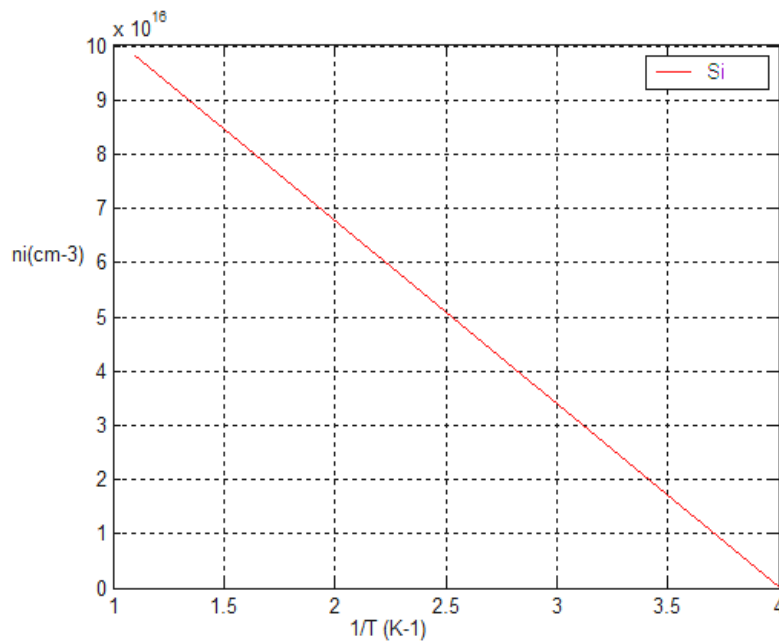


Figure (I-3) : Simulation d'une courbe  $n_i$  au Silicium en fonction de l'inverse de la température ( $A = 3.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-3/2}$ ,  $E_{g0} = 1.206\text{eV}$ ) [6].

### II -4- La mobilité et la vitesse des porteurs:

La mobilité (notée unité :  $\text{cm}^2/\text{V.s}$ ) est une mesure de la facilité avec laquelle se déplace un porteur dans un matériau particulier, toute modification du réseau cristallin entraîne une modification de cette mobilité. En effet, l'élévation de la température (Figure I-4) ou l'ajout d'atomes dopants (Figure I-5), créent des perturbations dans le cristal et affectent la mobilité. Dans les matériaux faiblement dopés, la mobilité des porteurs est limitée par leurs interactions avec le réseau

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

suivant une loi du type [6] :

$$\mu = \mu_0 \left( \frac{T}{T_{ref}} \right)^{-\alpha} \quad (I-4)$$

Où :

$\mu_0$  : représentant la valeur de mobilité à la température de référence ( $T_{ref}$ ).

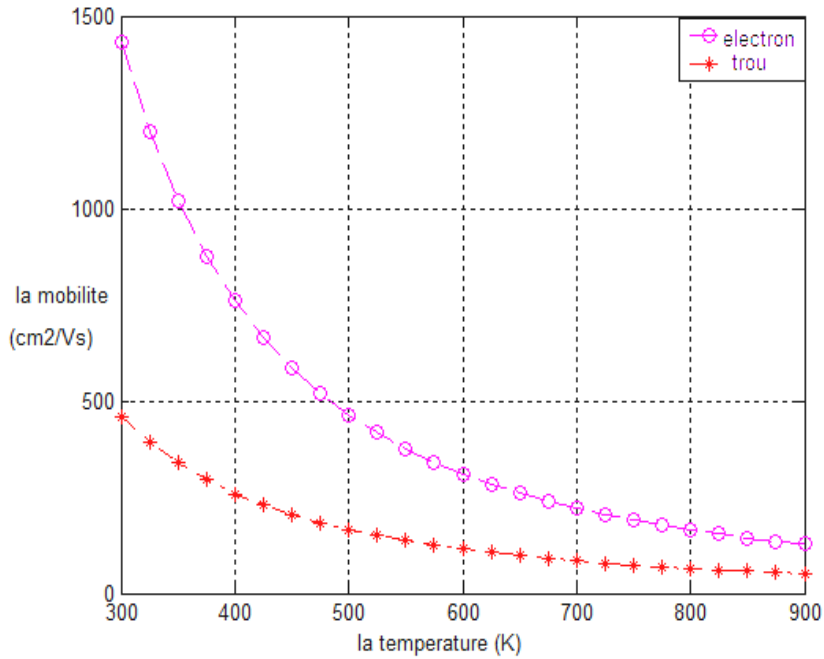


Figure (I-4) : Simulation d'une courbe  $\mu$  des électrons et de trous du Silicium en fonction de la température ( $T_{ref}=300^0K$ ,  $\alpha=2.2$ ,  $\mu_{no} = 1430 \text{ cm}^2/Vs$ ,  $\mu_{p0} = 495 \text{ cm}^2/Vs$ )

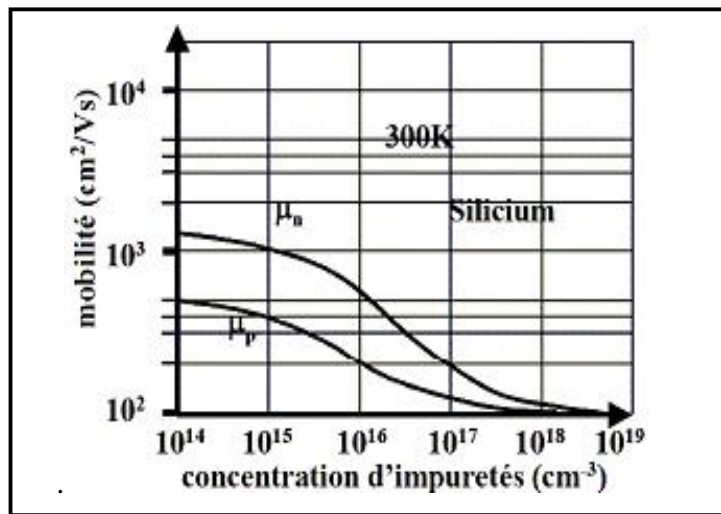


Figure (I-5) : Variation de la mobilité des électrons et de trous du silicium en fonction de la concentration en impuretés[7]

A faible champ électrique, les porteurs libres sont en équilibre thermodynamique avec le réseau, et leur vitesse moyenne (notée  $V$ , unité :  $\text{cm/s}$ ) est proportionnelle au champ électrique telle que :

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

$$\vec{v} = \pm \mu_0 \cdot \vec{E} \quad (I-5)$$

Avec :

$$\mu_0 = \frac{e\tau}{m^*} \quad (I-6)$$

- $\tau$  : est le temps de relaxation.
- $m^*$  : est la masse effective.
- $\mu_0$  : est la mobilité pour des champs faibles (constante).
- $e$  : est la charge élémentaire ( $1.6 \times 10^{-19} \text{C}$ ).

Lorsque le champ électrique devient important, les interactions des porteurs avec les vibrations du réseau entraînent une diminution de la mobilité des porteurs, la vitesse sature et tend vers la vitesse thermique. La loi de variation de la mobilité par rapport au champ électrique varie d'un matériau à l'autre, en fonction de la nature de la structure des bandes du semi-conducteur, elle se traduit par une variation non linéaire (figure I-6) de la vitesse de dérive des porteurs[4] :

$$\vec{V} = \mu(E) \cdot \vec{E} \quad (I-7)$$

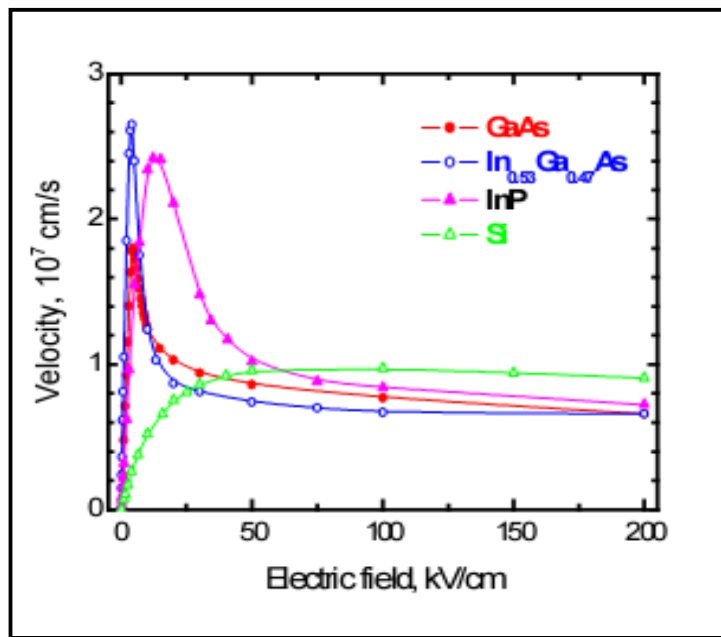


Figure (I-6) : Variation de la vitesse de dérive des électrons pour différents matériaux (Si, III-V) en fonction des champs électrique[8] .

## II-5- Différentes types de dopage (les cristaux N et P) :

La neutralité électrique d'un cristal (semi conducteur) se traduit par l'expression :

$$p + N_d = n + N_a \quad (I-8)$$

- Où :  $N_a$  : densité d'atomes accepteurs.
- $N_d$  : densité d'atomes donneurs.

La différence  $N_d - N_a$  fixant l'écart de concentration des deux types des porteurs de charge lorsque donneurs et accepteurs sont simultanément présents. Selon cet écart, il existe deux types de semi-conducteurs.

Il s'agit d'un semi conducteur dont la concentration en électrons est supérieure à la concentration en trous. Prenons par exemple le cas du Silicium dans lequel on introduit de Phosphore. On associe au Phosphore un niveau donneur  $E_d$  dans la bande interdite très proche de la bande de conduction. L'intérêt est que pour  $T > 0^0K$ , les atomes de Phosphore sont ionisés ce que revient à faire passer l'électron du niveau donneur à la bande de conduction. La concentration de donneurs sera donc supérieure à la concentration d'accepteurs ( $N_d - N_a > 0$ ) ce qui correspond à la définition d'un semi conducteur dopé N. A la température ambiants pratiquement tous les donneurs sont ionisés, la densité de porteurs libres du semi-conducteur sera[9] :

$$n \approx Nd, p = \frac{ni^2}{Nd} \quad (I-9)$$

La densité des donneurs ionisés  $N_d^+$  s'écrit :

$$N_d^+ = \frac{N_d}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_F - E_d}{kT}\right)} \quad (I-10)$$

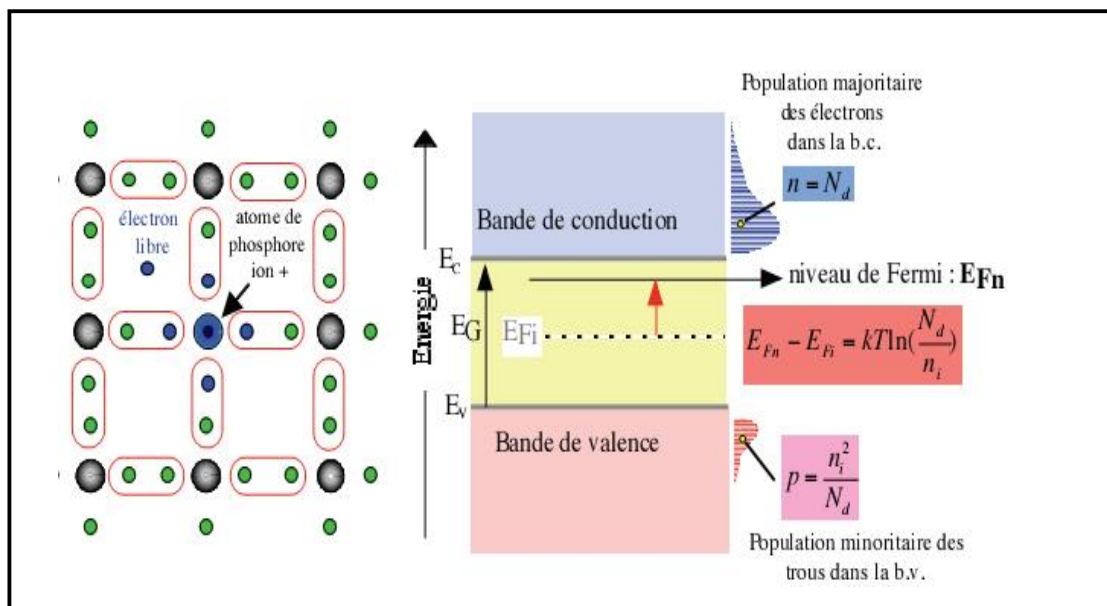


Figure (I- 7) : Libération d'un électron par l'atome de Phosphore et schéma des bandes[10] .

### II-5-2- Semi-conducteur dopé P :

Il s'agit d'un semi conducteur dont la concentration en trous est supérieure à la concentration en électrons. prenons le cas du Silicium dans lequel on introduit du Bore. On associe au bore un niveau accepteur  $E_a$  dans la bande interdite très proche de la bande de valence. De même façon que pour le semi-conducteur dopé N, la densité de porteurs libres du semi-conducteur sera :

$$n \approx Na, p = \frac{ni^2}{Na} \quad (I-11)$$

La densité d'accepteurs  $N_a^-$  s'écrit :

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

$$n = \frac{N_a}{1 + \frac{1}{4} \exp\left(\frac{E_a - E_F}{kT}\right)} \quad (I-12)$$

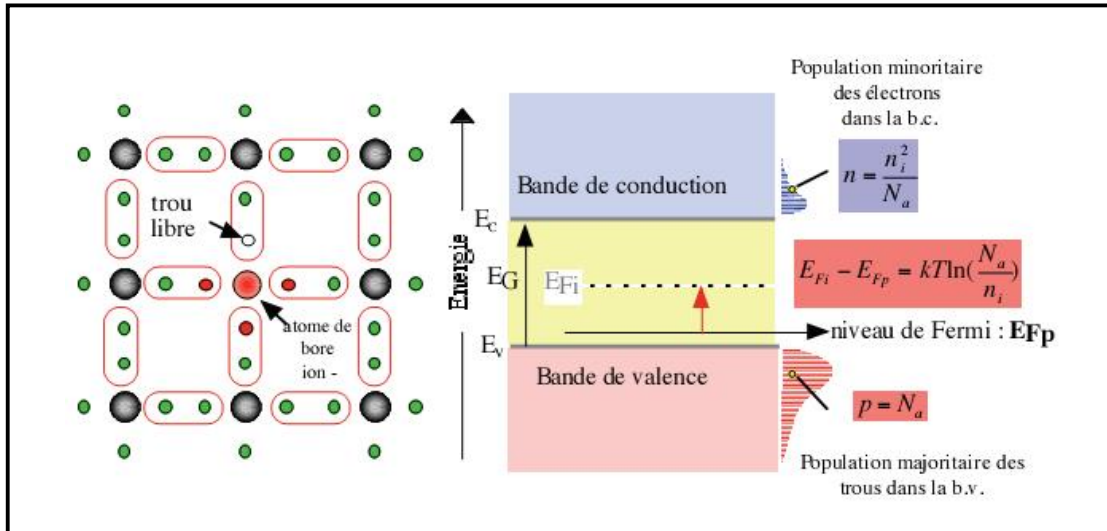


Figure (I-8) : Libération d'un trou par l'atome de Bore et schéma des bandes[10]

## II-6- Densité de courant dans le semi conducteur :

Le courant dans le semi conducteur résulte de déplacement des porteurs de charge, électrons et trous, sous l'action de différences forces. L'origine de ces forces, étant un champ électrique (courant de conduction) ou un gradient de concentration (courant de diffusion)[11] .

Densité de courant de conduction est proportionnelle au champ électrique E :

$$J_{Cn} = e. n. \mu_n. E \quad (I-13)$$

$$J_{Cp} = e. p. \mu_p. E \quad (I-14)$$

Ces relations sont valables pour des champs électriques faibles, la densité de courant total donnée sous la forme :

$$J_{tot} = J_{Cn} + J_{Cp} = e. (n\mu_n (T) + p\mu_p (T)). E = \sigma. E \quad (I-15)$$

Ainsi la conductivité  $\sigma(T)$  et la résistivité  $\rho(T)$ , sont données par :

$$\sigma(T) = e. (n\mu_n (T) + p\mu_p (T)) \quad (I-16)$$

$$\rho(T) = \frac{1}{e.(n\mu_n(T) + p\mu_p(T))} \quad (I-17)$$

La densité de courant de diffusion en un point d'abscisse x est :

$$J_{Dn} = e. D_n. \left( \frac{dn(x)}{dx} \right) \quad (I-18)$$

Où:

$$J_n = -e n \frac{kT}{e} \quad (I-19)$$

$D_n$  (unité :  $\text{cm}^2/\text{s}$ ) : est la constante de diffusion des électrons dans le semi conducteur.

$$J_{Dp} = -e \cdot D_p \cdot \left( \frac{dp(x)}{dx} \right) \quad (I-20)$$

Où:

$$D_p = \frac{kT}{e} \mu_p \quad (I-21)$$

$D_p$  (unité :  $\text{cm}^2/\text{s}$ ) : est la constante de diffusion des trous dans le semi conducteur.

Lorsque les deux phénomènes existent simultanément la densité totale de courant pour les porteurs de charge est donnée, en explicitant la relation de dépendance avec la température, par :

$$J_{\text{tot}} = J_n + J_p = e \cdot E \cdot (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) + e \cdot \left( D_n \cdot \left( \frac{dn(x)}{dx} \right) - D_p \cdot \left( \frac{dp(x)}{dx} \right) \right) \quad (I-22)$$

Les constantes  $D_n$  et  $D_p$  sont liées aux mobilités  $\mu_n$  et  $\mu_p$  par la relation d'Einstein :

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{e} = V_{\text{Th}} \quad (I-23)$$

Où :

$V_{\text{Th}}$  : est le potentiel thermique.

### III-Les Transistors à effet de champ :

#### III-1- Introduction :

Les transistors à effet de champ (FET ou TEC) sont des dispositifs électroniques unipolaires (seuls les porteurs majoritaires interviennent dans le fonctionnement) dont le principe d'amplification est basé sur la modulation de leur conductance. Les électrons présentant les propriétés de transport (mobilité, vitesse et coefficient de diffusion) les plus intéressantes, les FETs fabriqués sont principalement de type N. L'invention réelle du transistor à effet de champ est due à Shockley qui proposa d'utiliser la région de charge d'espace d'une jonction P-N polarisée en inverse pour moduler l'épaisseur conductrice de la partie active du transistor. Shockley a imaginé trois structures principales de transistors à effets de champ correspondant à différents contacts de grille qui sont [12] :

- grille à jonction PN pour le transistor JFET (Junction Field Effect Transistor).
- grille métallique isolée pour le transistor MOSFET (Metal Oxyde Semi-conducteur Field Effect Transistor).
- grille métallique à barrière Schottky pour le transistor MESFET (Metal Semi-conductor Field Effect Transistor).

#### III-2- le transistor à effet de champ à jonction (JFET) :

##### III-2-1- Historique :

Le concept d'un semi-conducteur à triode comme structure similaire au transistor à effet de champ à jonction (JFET) a été proposé, la première fois, par Jules Lilienfeld dans trois révélations de

[Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features](#)

Le brevet semblable par Oskar Heil en 1935. Cependant, un dispositif fonctionnant réellement est demeuré évasif pendant une période d'environ 25 années principalement dues à la difficulté de développer une surface semi-conductrice propre. Après ces années les efforts cumulatifs d'un certain nombre de chercheurs aux laboratoires de Bell comprenant Atalla, Bardeen, Brattain, Bruns, Derick, Frosch, Gibney, Hoerni, Kahng, Ligenza, Shockley, Spitzer et Warner ont lentement mené à la réalisation de ce dispositif[13].

### III-2-2- Description :

Le transistor JFET (Junction Field Effect Transistor) est un composant de structure plane. Il est constitué par une mince couche de matériau semi conducteur de type N (pour un JFET canal N), sur un substrat de type P. Une diffusion de type P<sup>+</sup> à la surface de la couche réalise l'électrode de la grille et constituant ainsi une jonction P<sup>+</sup>N verticale (figure I-9). Deux diffusions N<sup>+</sup>, aux extrémités du canal, permettent d'assurer les contacts ohmiques de source et de drain[14].

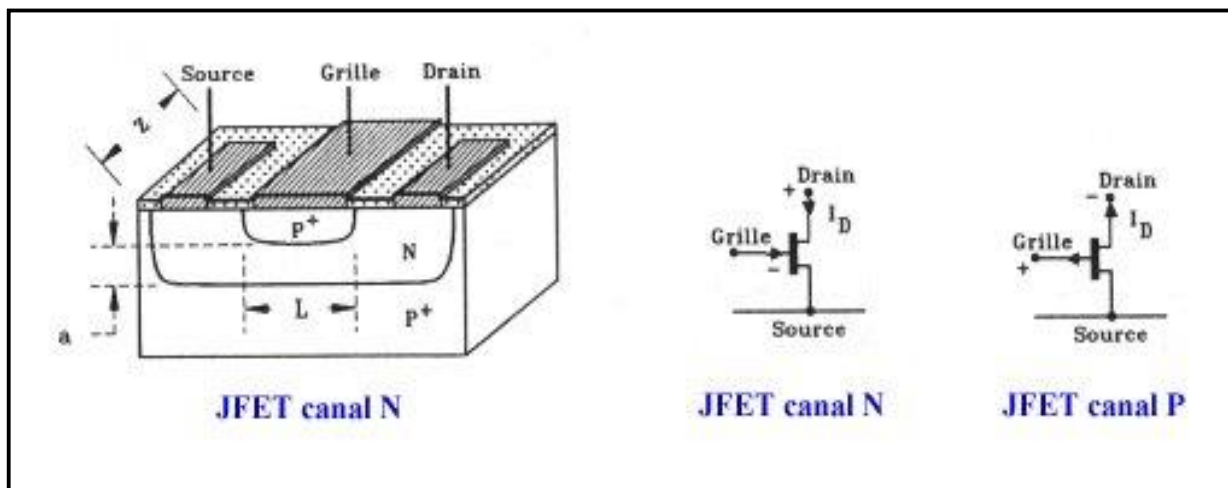


Figure (I-9) : Transistor JFET à canal N et symboles des deux types de JFET

### III-2-3- Principe de fonctionnement du JFET :

Dans le transistor à effet de champ à jonction (JFET), la variation de la tension de polarisation module la variation de la section conductrice du canal. Sans polarisation, il peut y avoir une zone de déplétion sur une certaine profondeur dans le canal. La déplétion est liée à différents paramètres tels que le matériau de la grille et les propriétés de l'interface.

Pour une tension drain-source ( $V_d$ ) nulle, la variation de la tension grille ( $V_g$ ) module la profondeur de la zone de déplétion, et donc la partie conductrice du canal. Pour une polarisation  $V_g < 0$  (et  $V_d = 0$  volt), la zone de déplétion se développe plus profondément dans le canal, provoquant le rétrécissement de celui-ci et donc une augmentation de sa résistance. Pour une tension  $V_g = V_p$  (tension de pincement), la zone de charge d'espace occupe la totalité du canal. La résistance entre drain et source devient très importante.

Pour une tension  $V_d$  non nulle et une tension  $V_g$  négative, on a un canal conducteur. Un courant  $I_d$  circule entre le drain et la source. Si  $V_d$  devient de plus en plus positive, le champ électrique à travers le canal augmente ainsi que la vitesse des électrons. La distribution de tension à travers le canal aura pour conséquence une différence de potentiel entre la grille et le canal sur la longueur de celui-ci. Ceci explique la différence observée pour la profondeur de la zone de déplétion le long du canal, qui augmente vers le drain (voir Figure I-10).

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

Le courant  $I_d$  atteint sa valeur de saturation. L'augmentation de la tension  $V_d$  au-delà de  $V_{dsat}$  n'affecte pas l'évolution du courant de drain  $I_d$  qui garde une valeur relativement constante [15].

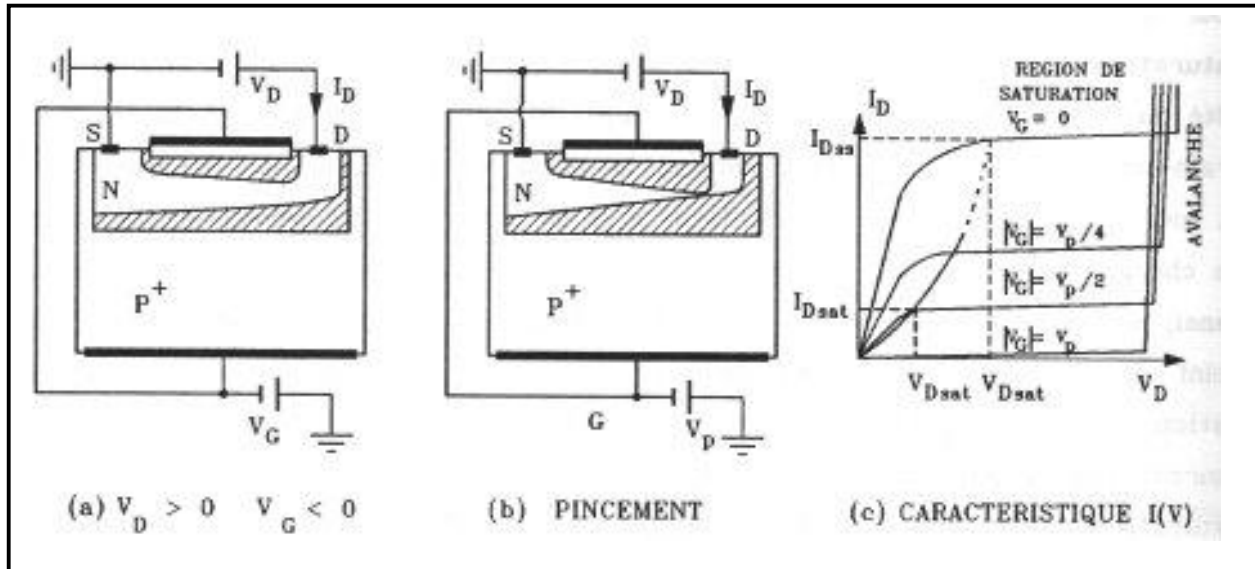


Figure (I-10): Comportement du JFET en fonction de  $V_d$  pour  $V_g < 0$

### III-2-4 : Contraintes et domaines d'utilisation :

La forte impédance d'entrée des JFET (plusieurs dizaines, voire centaines de mégohms) associée à un faible bruit propre, rend ces transistors particulièrement bien adaptés à l'amplification des faibles signaux sous forte impédance. En commutation, ils présentent par rapport aux transistors bipolaires certains avantages, comme un gain en puissance plus élevé et une impédance d'entrée aux faibles fréquences beaucoup plus forte, ce qui permet de réaliser de grandes constantes de temps avec des capacités assez faibles (réalisation de monostables ou d'astables) [16].

### III-3- Transistor à effet de champ à contact Schottky (MESFET) :

#### III-3-1- Historique :

Le MESFET (Metal Semi-conductor Field Effect Transistor) fut le premier composant à être fabriqué à partir d'un composé III-V. En 1966 Carver Mead proposa en premier lieu de remplacer le Silicium des premiers FETs par un semi-conducteur III-V tel que l'Arséniure de Gallium (GaAs), puis réalise par Hoop. Cette évolution au niveau matériau a permis l'utilisation des MESFET aux fréquences micro ondes, et depuis cette date de nombreux travaux ont été effectués pour réaliser des transistors de plus en plus performants à base de matériau à grand gap. Les premiers résultats obtenus avec un MESFET au carbure de silicium (4H-SiC) datent de 1994 [12].

#### III-3-2- Description :

Dans l'état de l'art aujourd'hui, la structure du Transistor à effet de champ à contact Schottky repose sur une couche active (canal) directement implantée dans le substrat semi-isolant. Ensuite, la grille en métal réfractaire est déposée pour matérialiser le contact schottky. Puis les zones  $N^+$  sont implantées en se servant du métal comme d'un masque pour obtenir deux zones d'accès auto alignées sur la grille. La figure (I-11) présente une coupe schématique d'un MESFET. La structure présentée

met en évidence les différentes couches utilisées pour sa réalisation. La couche active est généralement une couche du type N qui repose sur un substrat semi-isolant. Les contacts de source et de drain sont des contacts ohmiques contrairement au contact Schottky de grille[17] .

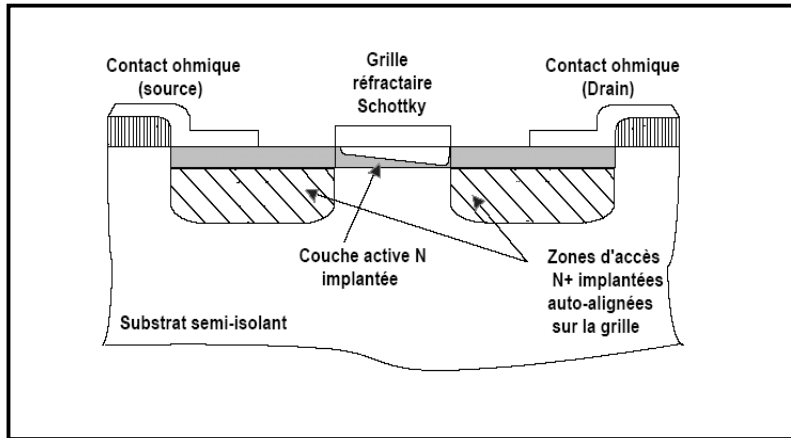


Figure (I-11) : Vue en coupe du MESFET GaAs implanté auto-aligné

### III-3-3- : Principe de fonctionnement :

La base du fonctionnement d'un MESFET est la possibilité de moduler l'épaisseur du canal sous la grille (figure I-12). Le contact de grille est de type Schottky. Une couche dépeuplée d'électrons libres, appelée zone de charge d'espace (ZCE), se crée sous la grille. Aucun courant ne peut traverser cette couche. La région où le courant peut circuler est donc réduite à la fraction de la couche active non dépeuplée. En régime de fonctionnement normal le drain est polarisé positivement par rapport à la source, tandis que la grille est polarisée négativement, toujours par rapport à la source.

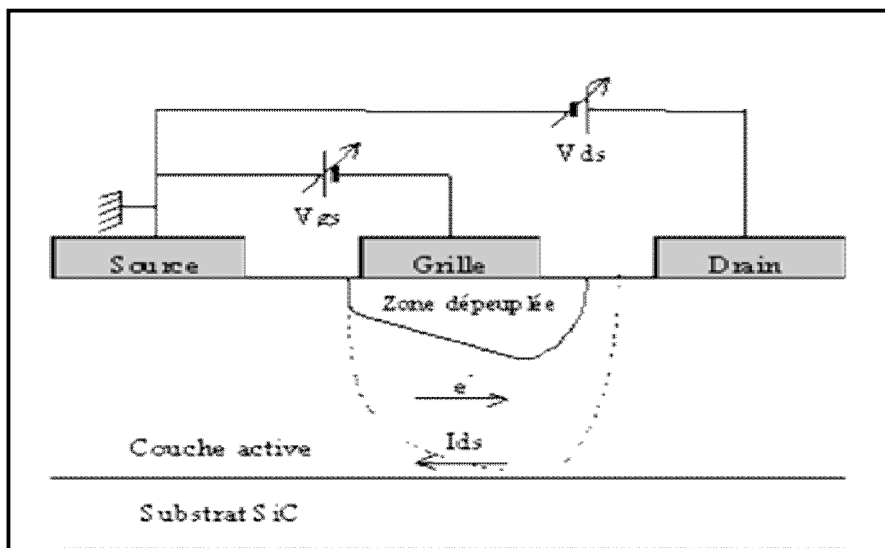


Figure (I-12) : Vue en coupe et polarisation d'un MESFET

-A tension de drain fixée, la polarisation négative de la grille a pour effet d'augmenter la pénétration de la zone de charge d'espace dans la couche active, diminuant ainsi le passage du courant. Lorsque la tension de grille est suffisamment négative, la ZCE vient complètement obstruer le canal

-A tension de grille fixée, l'augmentation de la tension positive de drain crée un champ électrique dans le canal. Ce champ entraîne les électrons de la source vers la grille, établissant ainsi un courant  $I_{ds}$  (drain-source).

-Avec l'accroissement de la tension de drain, la section de la zone dépeuplée (zone de charge d'espace) commence à se déformer en devenant beaucoup plus importante côté drain que côté source. Ce resserrement du canal provoque un ralentissement de la croissance du courant de drain. Arrivé à un certain stade, l'augmentation de la tension ( $V_d$ ) n'a quasiment plus aucune influence sur le courant. On nomme le courant de saturation ( $I_{dsat}$ ), lorsque le courant de drain ( $I_d$ ) du transistor commence à rentrer dans la zone de saturation pour une tension de polarisation de grille  $V_g$  nulle[12].

### III-3-4 : Contraintes et domaines d'utilisation :

Le MESFET GaAs est longtemps resté le composant à effet de champ prépondérant pour l'amplification de puissance micro-onde. En effet, les propriétés de transport électronique de l'Arséniure de Gallium permettent d'obtenir des densités de porteurs dont la vitesse moyenne dans le canal est bien supérieure à celle du Silicium. Avantage supplémentaire, le GaAs permet le dépôt de contacts ohmiques de bonne qualité par rapport à la plupart des autres composés III-V. Pour fournir une puissance élevée, le FET doit pouvoir délivrer un courant drain-source  $I_{ds}$  le plus élevé possible tout en supportant des tensions  $V_{ds}$  de grande amplitude. Cependant, l'obtention d'un fort courant  $I_{ds}$  nécessite l'emploi de dopages élevés qui entraînent une dégradation de la tension de claquage. D'autre part, si l'on veut privilégier un fonctionnement à de très hautes fréquences, il convient de réduire la longueur de grille. La nécessité de garder un facteur d'aspect (le rapport entre la longueur de grille et l'épaisseur de la couche active) raisonnable contraint alors à diminuer l'épaisseur de cette couche active, ce qui se traduit par une diminution de courant drain-source.

Pour des applications de forte puissance, des MESFET utilisant des matériaux dits à « grand gap » présentent des caractéristiques intéressantes. Ainsi, l'utilisation du Carbure de Silicium SiC permet d'obtenir des performances élevées grâce à un champ de claquage huit fois plus élevé et une conductivité thermique trois fois plus élevée que le Silicium.

Ces propriétés permettent d'utiliser les composants avec des tensions très élevées, de plusieurs dizaines de volts et à haute température. Compte tenu de ces performances, le domaine d'utilisation privilégié de ces composants est l'amplification de très forte puissance (Objectif > 100W) pour l'émission en station de base par exemple[12].

### III-4- Le transistor à effet de champ à grille isolée (MOSFET) :

#### III-4-1- Historique :

Le MOSFET a été conçu de façon théorique en 1920 par Julius Edgar Lilienfeld qui le breveta comme étant un composant servant à contrôler le courant. Par contre, la technologie nécessaire à sa construction ne fut pas disponible avant 1950. Effectivement, la complexité du MOSFET requiert des techniques plus précises que ce qui était disponible à l'époque. Ce ne fut qu'avec l'avènement des circuits intégrés que le MOSFET put devenir une réalité. Ainsi, Atalla et Khang du laboratoire Bell construisirent le premier MOSFET en 1959 qui fera son apparition dans les circuits intégrés en 1963. Peu après, l'élaboration de la technologie CMOS assura le futur commercial et technologique du MOSFET en électronique intégrée (mémoires, microprocesseurs, circuits logiques) grâce à une géométrie simple et une consommation pouvant être très faible[18].

### III-4-2- Description :

Le transistor MOS est constitué d'un substrat semi conducteur sur lequel repose une fine couche d'oxyde isolant ( $\text{SiO}_2$ ). Une couche conductrice (métal ou poly Silicium fortement dopé), appelée électrode de grille, est aussi déposée sur l'oxyde. Enfin, deux régions fortement dopées, appelée source et drain, sont formées dans le substrat de part et d'autre de la grille, la structure basique d'un transistor MOS à canal N est représentée à la figure (I-13). La région entre les jonctions de source et de drain est appelée la région du canal et est définie par sa longueur  $L$  et sa largeur  $W$ .

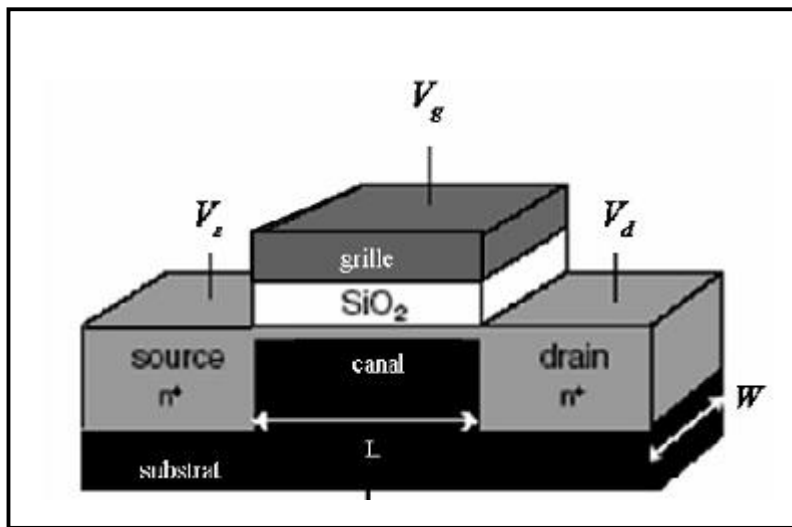


Figure (I-13) : représentation schématique d'un transistor MOS à canal N [19]

### III-4-3 : Principe de fonctionnement du MOSFET :

- Le MOSFET à canal induit (à enrichissement) :

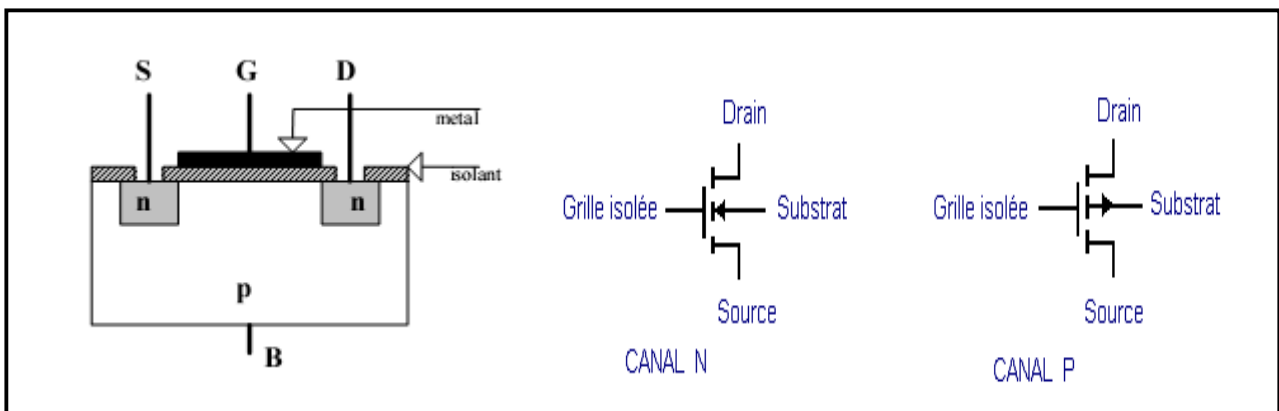


Figure (I-14) : Transistor MOSFET à canal N et symboles des deux types de MOSFET

Pour un substrat de type P par exemple. Si  $V_g = 0$ , aucun courant de drain ne passera, car le circuit source-drain est composé de deux jonctions en série, l'une PN, l'autre NP, il y en aura toujours une en inverse.

L'application sur la grille d'une tension positive par rapport au substrat fait apparaître une charge d'espace négative en surface du semi conducteur. Dès que la tension de grille dépasse un certain seuil  $V_T$ , une couche d'inversion est créée et le canal N ainsi formé, de même type donc que la source et le drain et d'autant plus conducteur que  $V_g$  est grand, autorise le passage d'un courant entre les deux îlots de source et de drain. Mais ceci suppose que la tension de drain soit très inférieure à ce seuil, la relation entre courant de drain et tension de drain est linéaire et le canal comporte comme une résistance.

Pour  $V_g < V_T$ , les îlots de source et de drain forment avec le substrat des jonctions PN dont une obligatoirement se trouve être non passante quelle que soit la polarité de la tension de drain, la conduction entre drain et source se trouve donc interrompue.

Pour  $V_d = V_{dsat}$ , on a phénomène de pincement du canal induit N comme pour le JFET (fig I-10). Le courant de drain tend alors vers une valeur constante, de la même manière que pour le JFET. Ce mode de fonctionnement est appelé à enrichissement, car une tension  $V_g$  positive enrichit le canal en porteurs minoritaires, permettant le passage du courant.

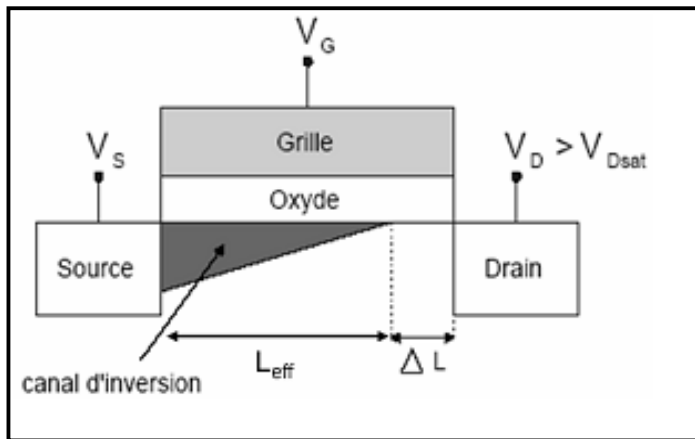


Figure (I-15) : pincement du canal en fonction de  $V_d$ [19]

- Le MOSFET à canal initial (à appauvrissement) :

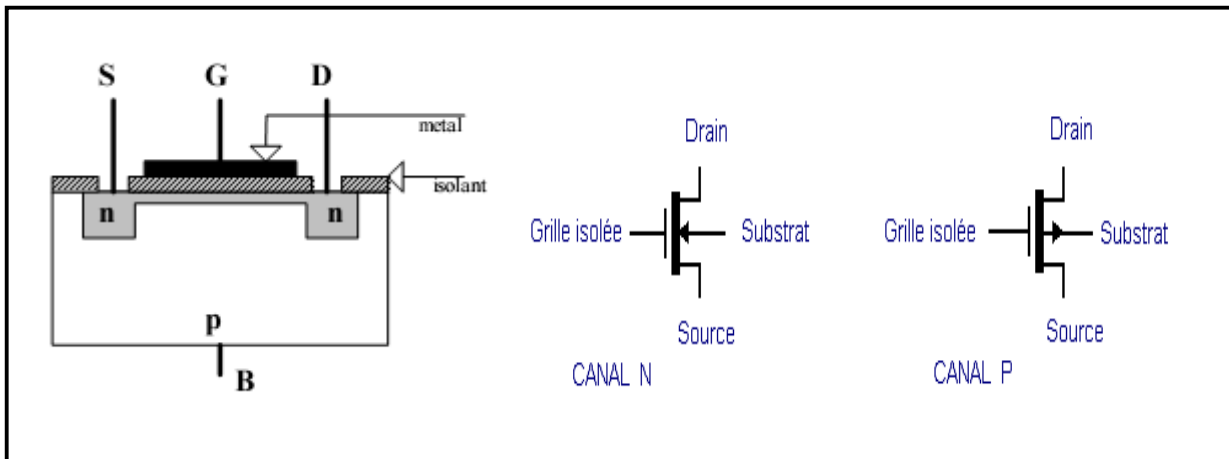


Figure (I-16) : Transistor MOSFET à canal N et symboles des deux types de MOSFET

Les MOSFET à canal initial a la même structure que le MOS à canal induit, avec en plus, un canal faiblement dopé N entre la source et le drain. Pour  $V_g$  nulle, ce transistor fonctionne comme un JFET, un courant de drain pourra circuler, quand  $V_d$  augmente, un phénomène de pincement se produit, qui obstrue le canal, le courant de drain devient constant. Au contraire, pour  $V_g$  supérieure à 0, on retrouve le fonctionnement du MOS à canal induit, et le courant de drain va croître.

Si  $V_g$  est inférieure ou égale 0, on accélère le pincement (le condensateur formé par la grille, l'isolant et le canal attire des trous dans le canal initial qui neutralisent les électrons de cette zone N), on fonctionne en régime d'appauvrissement[20] .

#### III-4-4 : Contraintes et domaines d'utilisation :

La grille étant isolée, la résistance d'entrée du transistor MOS est très élevée (de  $10^{11}$  à  $10^{15}$  ), et la capacité grille-source étant très faible, ces transistors sont extrêmement sensibles aux charges électrostatiques qui peuvent provoquer le claquage de la couche de silice. Il faut donc intégrer des dispositifs de protection contre les surtensions (le plus souvent, deux diodes tête-bêche placées entre grille et source).

En raison de leurs très petites dimensions, de leur faible consommation et de leur facilité d'intégration, le domaine privilégié d'emploi des transistors MOS est celui des circuits intégrés (mémoires, microprocesseurs, circuits logiques). Certes, ces dispositifs sont encore moins rapides, malgré que des progrès spectaculaires ont été effectués en vue de la miniaturisation des transistors MOS et plus particulièrement la diminution de la et plus particulièrement la diminution de la densité d'intégration et la vitesse de fonctionnement des circuits mais cette réduction de dimensions à engendrer des phénomènes parasites (modification de la tension de seuil, augmentation du phénomène des porteurs chauds,  $i$  ) qui détériorent les caractéristiques courant-tension. Toutefois, les technologies ont imaginé des procédés de fabrication particuliers en vue de conserver ces caractéristiques (Technologie SOI, NMOS, CMOS, VMOS,  $i$  ), par exemple les transistors de type VMOS (à grille particulière en forme de V) permettent des applications de puissance (plusieurs dizaines de watts) jusqu'à des fréquences très élevées (plusieurs milliers de mégahertz)[18] .



Your complimentary  
use period has ended.  
Thank you for using  
PDF Complete.

[Click Here to upgrade to  
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

# CHAPITRE : 2

## MODELISATION STATIQUE DU MOSFET

Dans ce type de transistor, la grille ne forme pas une jonction avec le canal drain-source, mais est isolée de celui-ci par un dépôt d'oxyde de silicium, le drain et la source forment une jonction avec le substrat. Dans un circuit intégré, cette jonction est toujours polarisée en sens inverse. Lorsque la grille est polarisée positive avec une tension suffisante, il apparaît une couche d'inversion à l'interface isolant / semi conducteur que constitue la zone déplétion ou le canal. Ce canal est constituée d'électrons alors que le substrat est dopé P. la quantité de charges négatives est contrôlée par la grille. Lorsqu'une tension est appliquée entre la source et le drain, ces électrons vont se déplacer sous l'effet du champ électrique, constituant ainsi un courant entre la source et le drain.

Dans ce chapitre, on déterminera les différentes caractéristiques statiques du composant MOSFET-Si à canal N afin d'étudier son comportement physique. L'ensemble d'équations régissant les phénomènes de transport de charges dans le canal sont établies. Les paramètres statiques et géométriques qui interviennent dans le fonctionnement du composant sont identifiés et caractérisés.

## II-Equations fonctionnelles d'une structure MOS idéale :

Une structure MOS est considérée comme idéale si les conditions suivantes sont réalisées :

- Les travaux de sortie de la grille en métal et du substrat sont identiques.
- Il n'y a pas de charges électriques fixées dans l'oxyde.
- Il n'y a pas d'états électroniques (de charges piégées) à l'interface SiO<sub>2</sub>/ Si.

### II-1- Charge d'espace :

Dans le cas d'un semi conducteur non dégénéré et à l'équilibre thermique, les densités d'électrons ( $n_0$ ) et de trous ( $p_0$ ) sont respectivement données par les expressions (II-1), (II-2)[14] :

$$n_0 = n_i \exp\left[-\frac{E_i - E_F}{kT}\right] = n_i \exp\left[\frac{-e\phi_F}{kT}\right] \quad (\text{II-1})$$

$$p_0 = n_i \exp\left[\frac{E_i - E_F}{kT}\right] = n_i \exp\left[\frac{e\phi_F}{kT}\right] \quad (\text{II-2})$$

Où :

$E_F$  : niveau d'énergie pour le niveau de Fermi.

$E_i$  : niveau d'énergie intrinsèque, milieu de  $E_C$  et  $E_V$  loin de l'interface.

$n_i$  : est la concentration intrinsèque du semi conducteur.

$k$  : constante de Boltzmann.

$T$  : la température absolue.

$e$  : la charge élémentaire.

$\phi_F$  (potentiel de volume) : correspondant à l'écart entre le potentiel intrinsèque ( $E_i / e$ ) et le potentiel de Fermi ( $E_F / e$ ) du semi conducteur.

Pour semi conducteur dopé P on a :

$$= n_i \exp\left[\frac{e\phi_F}{kT}\right] \quad (\text{II-3})$$

ion statique du MOSFET

Donc :

$$\ln N_a = \ln \left( n_i \exp\left[\frac{e\phi_F}{kT}\right] \right) = \ln n_i + \ln \left( \exp\left[\frac{e\phi_F}{kT}\right] \right) \Rightarrow \ln \frac{N_a}{n_i} = \frac{e\phi_F}{kT} \Rightarrow$$

$$\boxed{\phi_F = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_a}{n_i}} \quad (\text{II-4})$$

Avec :

$N_a$  : la concentration de dopants accepteurs.

En un point d'abscisse  $x$  ou le potentiel est  $\phi(x)$ , les densités d'électrons et de trous sont données par les expressions suivantes :

$$n(x) = n_0 \exp\left[\frac{e\phi(x)}{kT}\right] = n_i \exp\left[\frac{-e\phi_F}{kT}\right] \exp\left[\frac{e\phi(x)}{kT}\right] \Rightarrow$$

$$n(x) = n_i \exp\left[\frac{e(\phi(x) - \phi_F)}{kT}\right] \quad (\text{II-5})$$

$$p(x) = p_0 \exp\left[\frac{-e\phi(x)}{kT}\right] = n_i \exp\left[\frac{e\phi_F}{kT}\right] \exp\left[\frac{-e\phi(x)}{kT}\right] \Rightarrow$$

$$p(x) = n_i \exp\left[\frac{-e(\phi(x) - \phi_F)}{kT}\right] \quad (\text{II-6})$$

A la surface du semi conducteur ( $\phi(x) = \phi_s$ ), les densités de porteurs des charges sont données par :

$$n_s = n_i \exp\left[\frac{e(\phi_s - \phi_F)}{kT}\right] \quad (\text{II-7})$$

$$p_s = n_i \exp\left[\frac{-e(\phi_s - \phi_F)}{kT}\right] \quad (\text{II-8})$$

Où :

$\phi_s$  : est le potentiel de surface.

Les expressions (II-1), (II-2), (II-7), (II-8) montrent comment le potentiel de surface conditionne les différents régimes de fonctionnement de la structure MOS :

❖ Régime d'accumulation correspondant à  $V_g < 0$  :

On a :  $\phi_s < 0$ , on obtient  $n_s < n_0$  et  $p_s > p_0$ , la densité de trous en surface est plus importante qu'en volume, la structure est en régime d'accumulation.

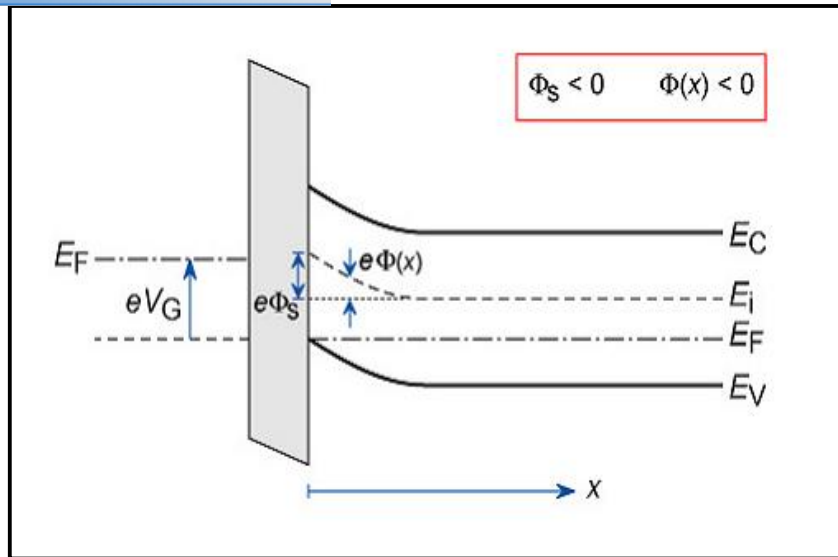


Figure (II-1) : Diagramme d'énergie d'une structure NMOS en régime d'accumulation[21]

❖ Régime de déplétion correspondant  $V_{Fb} < V_g < V_T$  :

On a :  $0 < s < F$ , on obtient  $n_s > n_0$  et  $p_s < p_0$  avec  $p_s > n_s$ , les trous sont progressivement repoussés de la surface, jusqu'à la création d'une large zone désertée de charges mobiles ( $W_D$ ) correspondant à une charge d'espace négative coté semi conducteur  $Q_D$ . La structure MOS en régime de déplétion.

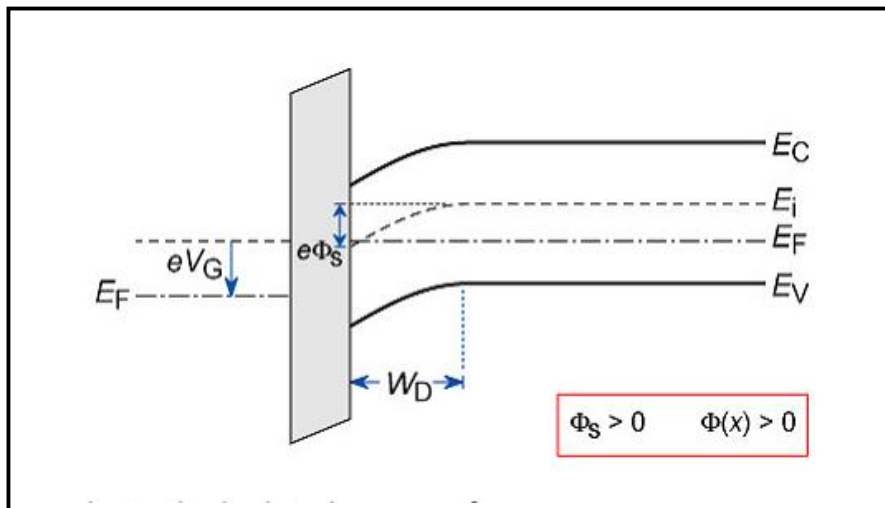


Figure (II-2) : Diagramme d'énergie d'une structure NMOS en régime de déplétion[21]

❖ régime d'inversion correspondant à  $V_g > V_T$  :

On a  $0 < s < F$ , on obtient  $p_s < n_s$ , la densité d'électrons au niveau de l'interface devient supérieure à la densité de trous. Il y a donc apparition d'une couche d'inversion entre la zone désertée et l'interface, cette couche constituée d'électrons libres qui pourront participer au courant.

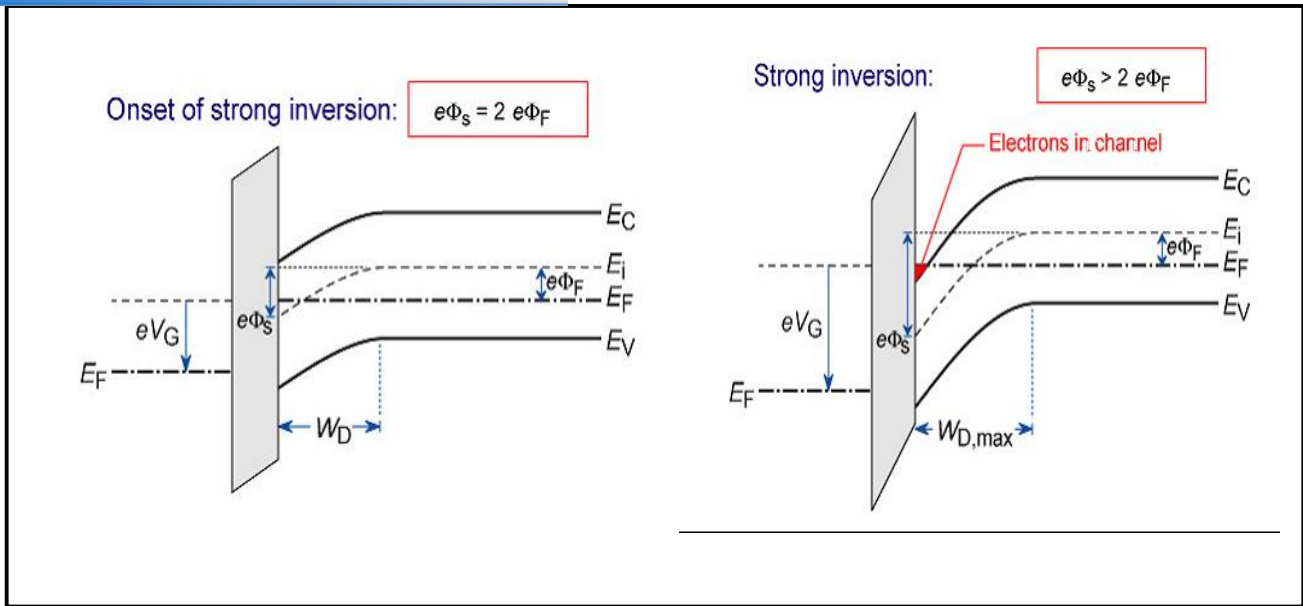


Figure (II-3) : Diagramme d'énergie d'une structure NMOS en régime d'inversion[21]

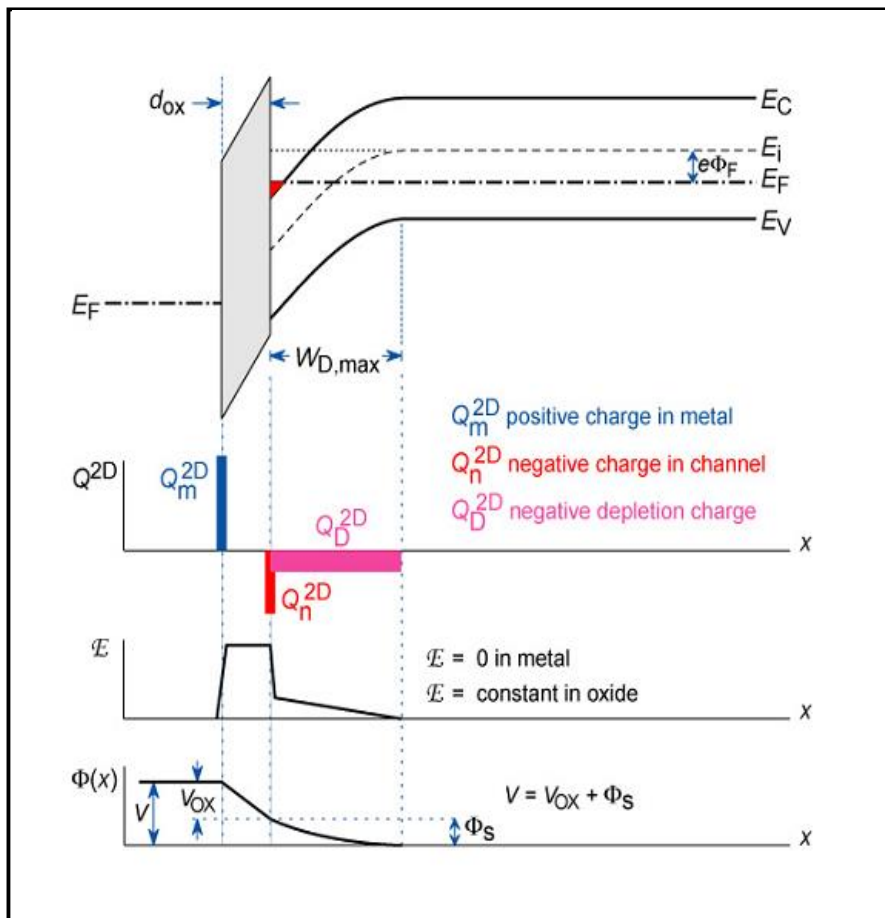


Figure (II-4) : Diagrammes énergétiques, densités de charge, potentiels et des champs électriques d'une structure NMOS idéale polarisée[21]

Pour obtenir la densité totale de charges développées dans le semi conducteur (substrat), il faut intégrer l'équation de Poisson :

$$\frac{\phi}{2} + \frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon_s} = \text{(II-9)}$$

délimitation statique du MOSFET

Où :

$\epsilon_s$  : est le constant diélectrique (ou permittivité relative) du semi conducteur.

En un point d'abscisse  $x$ , la densité de charge  $\rho(x)$  est donnée par :

$$\rho(x) = e(N_d(x) - N_a(x) + p(x) - n(x)) \quad \text{(II-10)}$$

Où:

$N_d(x)$  : la concentration de donneurs ionisés.

$N_a(x)$  : la concentration d'accepteurs ionisés.

Si le semi conducteur dopé de manière uniforme, on peut écrire la formule suivante :

$$N_d(x) - N_a(x) = N_d - N_a = n_0 - p_0 \quad \text{(II-11)}$$

A partir de les équations (II-5), (II-6), (II-10), (II-11), on obtient :

$$\rho(x) = e \left\{ n_0 - p_0 + p_0 \exp\left[-\frac{e\phi(x)}{kT}\right] - n_0 \exp\left[\frac{e\phi(x)}{kT}\right] \right\} \quad \text{(II-12)}$$

Donc :

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_s} \left\{ n_0 - p_0 + p_0 \exp\left[-\frac{e\phi(x)}{kT}\right] - n_0 \exp\left[\frac{e\phi(x)}{kT}\right] \right\} \quad \text{(II-13)}$$

On peut écrire le terme de gauche de l'équation (II-13) sous la forme :

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_s} \left\{ n_0 \left[ 1 - \exp\left(\frac{e\phi(x)}{kT}\right) \right] + p_0 \left[ \exp\left(-\frac{e\phi(x)}{kT}\right) - 1 \right] \right\} \quad \text{(II-14)}$$

Et le terme de droite de même équation sous la forme :

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = \frac{d}{dx} \left( \frac{d\phi(x)}{dx} \right) = \frac{d}{d\phi(x)} \left( \frac{d\phi(x)}{dx} \right) \times \frac{d\phi(x)}{dx} = E(x) \times \frac{dE(x)}{d\phi(x)} \quad \text{(II-15)}$$

Où :

$E(x)$  : la composante du champ électrique dans le canal est donnée par :

$$E(x) = -\frac{d\phi(x)}{dx} \quad \text{(II-16)}$$

Donc :

$$E(x) \times \frac{dE(x)}{d\phi(x)} = -\frac{e}{\epsilon_s} \left\{ n_0 \left[ 1 - \exp\left(\frac{e\phi(x)}{kT}\right) \right] + p_0 \left[ \exp\left(-\frac{e\phi(x)}{kT}\right) - 1 \right] \right\} \Rightarrow$$

Après une première intégration, on aboutit à l'expression du champ électrique dans la zone de charge d'espace :

$$E^2(x)/2 = \frac{e}{\epsilon_s} \left\{ n_0 \left[ \frac{kT}{e} \exp\left(\frac{e\phi(x)}{kT}\right) - \phi(x) - \frac{kT}{e} \right] + p_0 \left[ \frac{kT}{e} \exp\left(-\frac{e\phi(x)}{kT}\right) + \phi(x) - \frac{kT}{e} \right] \right\} \Rightarrow$$

$$E(x) = \pm \sqrt{\frac{2kT}{\epsilon_s}} \times \sqrt{n_0 \left( \exp\left(\frac{e\phi(x)}{kT}\right) - \frac{e\phi(x)}{kT} - 1 \right) + p_0 \left( \exp\left(-\frac{e\phi(x)}{kT}\right) + \frac{e\phi(x)}{kT} - 1 \right)} \quad (\text{II-18})$$

Le champ électrique est dirigé dans le sens des potentiels décroissants (figure II-5). En prendre le signe (+) pour  $x < 0$  et le signe (-) pour  $x > 0$ . L'expression du champ électrique à l'interface ( $x = 0$ ) soit pour  $\phi(0) = \phi_s$  :

$$E_s = \pm \sqrt{\frac{2kT}{\epsilon_s}} \times \sqrt{n_0 \left( e^{\frac{e\phi_s}{kT}} - \left(\frac{e\phi_s}{kT}\right) - 1 \right) + p_0 \left( e^{-\frac{e\phi_s}{kT}} + \left(\frac{e\phi_s}{kT}\right) - 1 \right)} \quad (\text{II-19})$$

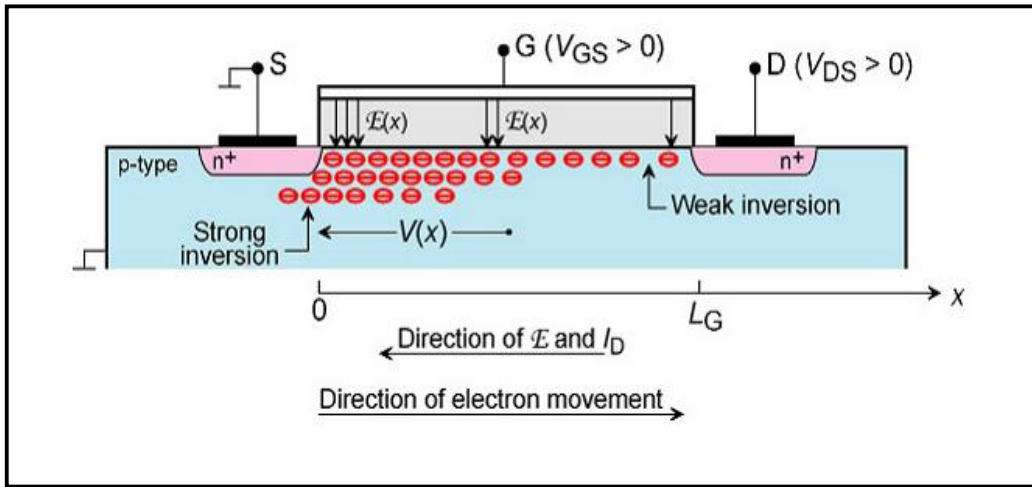


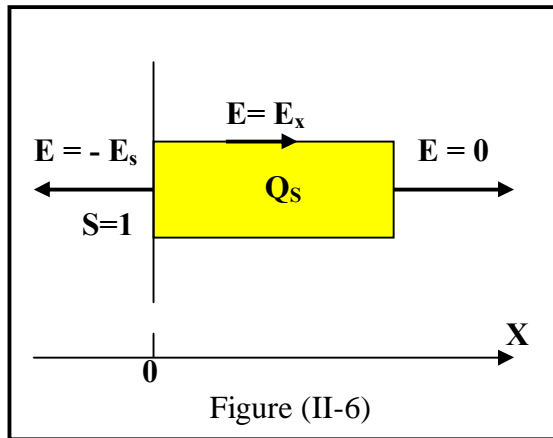
Figure (II-5) : la zone active d'une structure NMOS [21]

Pour calculer la densité totale de charge développée dans le semi conducteur, en appliquant le théorème de Gauss. Pour cela, on considère comme surface d'intégration un cylindre fermé de section unitaire, (figure II-6), le champ électrique à travers cette surface ( $E_s$ ) est :

$$E_s = -\frac{Q_s}{\epsilon_s} \quad (\text{II-20})$$

Donc, la charge totale (charge d'espace) développée dans le semi conducteur est donnée par :

$$Q_s = \mp \sqrt{2\epsilon_s kT} \times \sqrt{n_0 \left( e^{\frac{e\phi_s}{kT}} - \left(\frac{e\phi_s}{kT}\right) - 1 \right) + p_0 \left( e^{-\frac{e\phi_s}{kT}} + \left(\frac{e\phi_s}{kT}\right) - 1 \right)} \quad (\text{II-21})$$



## II-2-Tension de seuil $V_T$ :

La tension de seuil d'une structure MOS est définie comme étant la tension à appliquer à la grille pour obtenir la forte inversion ( $\phi_s = 2\phi_F$ ). Dans le cas idéal, la tension de grille est la somme de la chute de potentiel dans l'oxyde ( $V_{OX}$ ) et de la chute de potentiel dans le substrat ( $\phi_s$ ).

$$V_g = V_{OX} + \phi_s \quad (\text{II-22})$$

Où :

$$V_{OX} = -\frac{Q_s}{C_{OX}} \quad (\text{II-23})$$

$C_{OX}$  : est la capacité de l'oxyde, elle donnée par l'expression :

$$C_{OX} = \frac{\epsilon_{OX}}{e_{OX}} \quad (\text{II-24})$$

$\epsilon_{OX}$  : est la permittivité de l'oxyde.

$e_{OX}$  : est l'épaisseur de l'oxyde.

Donc :

$$V_g = \phi_s - \frac{Q_s}{C_{OX}} \quad (\text{II-25})$$

Dans la mesure où le seuil de forte inversion correspond au régime pour lequel les charges d'inversion deviennent prépondérantes, on peut écrire qu'en deçà du seuil les charges dans le semi-conducteur sont essentiellement des charges de déplétion. De sorte que pour  $\phi_s < 2\phi_F$  on écrira :

$$Q_s \approx Q_D = -\sqrt{2eNa\epsilon_s\phi_s} \quad (\text{II-26})$$

Ainsi :

$$+ \frac{\sqrt{2eNa\epsilon_s\phi_s}}{C_{OX}} \quad (\text{II-27})$$

Pour :  $\phi_s = 2\phi_F \Rightarrow$  
$$V_T = 2\phi_F + \frac{\sqrt{4eNa\epsilon_s\phi_F}}{C_{OX}} \quad (\text{II-28})$$

Pour une structure réelle, la tension de seuil donne par l'expression [22] :

$$V_T = 2\phi_F + \phi_{ms} - \frac{Q_{SS}}{C_{OX}} - \frac{Q_i}{C_{OX}} + \frac{\sqrt{4eNa\epsilon_s\phi_F}}{C_{OX}} \quad (\text{II-29})$$

Où :

$\phi_{ms}$  : potentiel de contact métal-semi conducteur.

$Q_{SS}$  : la charge des états de la surface par  $\text{cm}^3$  à l'interface semi conducteur-isolant.

$Q_i$  : la charge moyenne dans l'oxyde (dans la silice ces charges sont positives).

Avec :

$$V_{FB} = \phi_{ms} - \frac{Q_{SS}}{C_{OX}} - \frac{Q_i}{C_{OX}} \quad (\text{II-30})$$

$V_{FB}$  : tension de bande plate (tension grille correspondent à l'absence de charges électriques dans le canal).

### II-3-Courant de drain :

Considérons la figure (II-7), en un point de coordonnées  $xyz$  de la couche d'inversion, la densité d'électrons est  $n(xyz)$  et la conductivité du canal est donnée par l'expression [14]:

$$\sigma(xyz) = e\mu n(xyz) \quad (\text{II-31})$$

La conductance dans la direction  $x$  d'un élément de canal de coordonnées  $xyz$  et de volume  $d\tau = dx dy dz$  est donnée par :

$$d^3g = \sigma(xyz) \frac{dydz}{dx} = e\mu n(xyz) \frac{dydz}{dx} \quad (\text{II-32})$$

Compte tenu de la géométrie de la structure, la densité d'électrons est indépendante de  $z$  de sorte que l'intégrale sur  $z$  donne :

$$d^2g = Ze\mu n(x) \frac{dy}{dx} \quad (\text{II-33})$$

En intégrant cette expression de  $y = 0$  à  $y = y_i$ , limite de la zone d'inversion, on obtient :

$$\frac{d(xy)dy}{dx} = -Z\mu \frac{Q_n(x)}{dx} \quad (\text{II-34})$$

$Q_n(x)$  représente la densité surfacique de charges d'inversion. Cet élément de canal de longueur  $dx$ , est étendu sur toute la section conductrice du barreau, il est donc parcouru par la totalité du courant de drain  $I_d$ . La loi d'ohm aux bornes de cet élément de canal s'écrit donc :

$$I_d = dg \cdot dv \quad (\text{II-35})$$

où le courant  $I_d$  est constant avec  $x$ . On peut écrire la dernière expression sous la forme :

$$I_d dx = -Z\mu Q_n(x) dv \quad (\text{II-36})$$

On obtient le courant  $I_d$  en intégrant sur  $x$  de  $x=0$  à  $x=L$ , et sur  $V$  de  $V = \phi_s = 0$  à  $V = V_d$ . Il faut au préalable expliciter la variation de  $Q_n(x)$ . En un point d'abscisse  $x$  de la structure, la densité surfacique de charges participant au courant de drain est donnée par :

$$Q_n(x) = Q_S(x) - Q_D(x) \quad (\text{II-37})$$

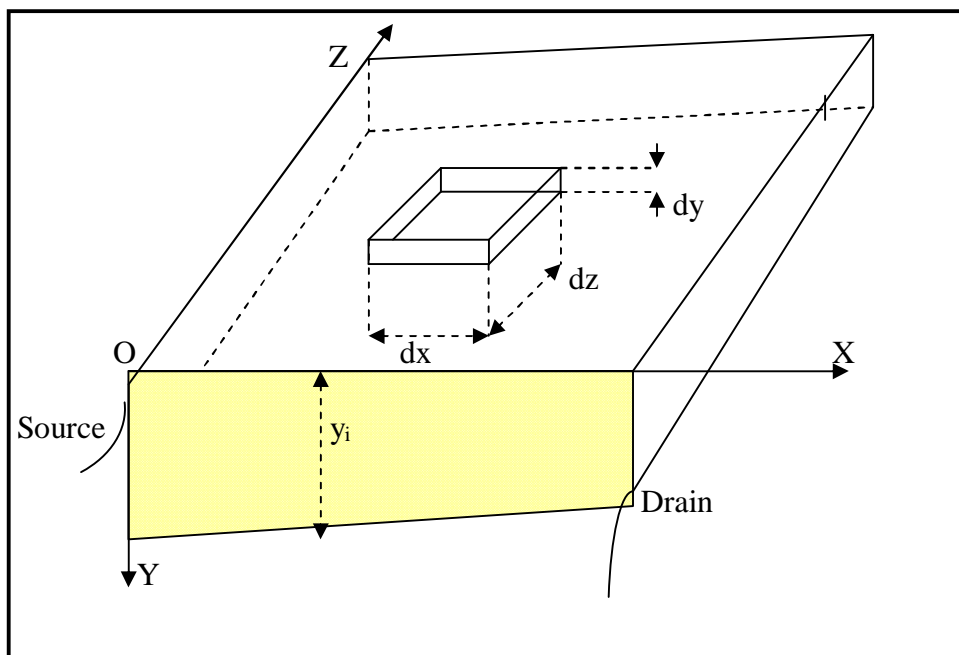


Figure (II-7)

et les densités surfaciques de charges développées à cette abscisse, dans le métal et dans le semi-conducteur, sont données par :

$$Q_m(x) = -Q_S(x) = C_{ox}(V_g - \phi_s(x)) \quad (\text{II-38})$$

En régime de forte inversion, La charge d'espace  $Q_S$  est donnée par :

$$\frac{kT}{eL_D} \times e^{\frac{e(\phi_s - 2\phi_F)}{2kT}} \quad (\text{II-39})$$

Debye du semi conducteur, donne par l'expression

$$L_D = \sqrt{\frac{kT\epsilon_s}{2e^2 p_0}} \quad (\text{II-40})$$

A partir de les équations (II-25), (II-39), on obtient :

$$Vg \approx \phi_s + \frac{\epsilon_s kT}{eL_D C_{OX}} e^{\frac{e(\phi_s - 2\phi_F)}{2kT}} \quad (\text{II-41})$$

Lorsque  $\phi_s > 2\phi_F$  de quelques  $kT$  on peut négliger le terme linéaire devant le terme exponentiel et écrire :

$$Vg \approx \frac{\epsilon_s kT}{eL_D C_{OX}} e^{\frac{e(\phi_s - 2\phi_F)}{2kT}} \Rightarrow \ln Vg = \ln \left[ \frac{\epsilon_s kT}{eL_D C_{OX}} \right] + \frac{e(\phi_s - 2\phi_F)}{2kT} \Rightarrow$$

$$\phi_s \approx 2 \left( \phi_F - \frac{kT}{e} \ln \left[ \frac{\epsilon_s kT}{eL_D C_{OX}} \right] \right) + 2 \frac{kT}{e} \ln(Vg) \quad (\text{II-42})$$

Compte tenu des ordres de grandeur des quantités  $\phi_F$ ,  $\frac{\epsilon_s kT}{eL_D C_{OX}}$ ,  $\frac{kT}{e}$ , on peut simplifier l'expression précédente et écrire :

$$\phi_s \approx 2\phi_F + 2 \frac{kT}{e} \ln(Vg) \quad (\text{II-43})$$

En un point d'abscisse  $x$  du canal conducteur si on appelle  $V(x)$  le potentiel résultant de la polarisation drain-source et  $\phi_s(x)$  le potentiel de surface, l'équation (II-43) permet d'écrire :

$$\phi_s(x) - V(x) \approx 2\phi_F + 2 \frac{kT}{e} \ln(Vg) \approx 2\phi_F \quad (\text{II-44})$$

Aux extrémités du canal en particulier, cette expression s'écrit :

- cote source  $V(x) = 0 \Rightarrow \phi_s(x=0) = \phi_s(S) = 2\phi_F$  (II-45)
- cote drain  $V(x) = V_d \Rightarrow \phi_s(x=L) = \phi_s(D) = 2\phi_F + V_d$  (II-46)

l'équation (II-38) s'écrit sous la forme :

$$Q_S(x) = -C_{OX}(Vg - V(x) - 2\phi_F) \quad (\text{II-47})$$

et la charge de déplétion en un point d'abscisse  $x$  du canal est donnée par :

$$Q_D(x) = -eNaW(x) = -(2eNa\epsilon_s(\phi_s(x) - V_{substrat}))^{1/2} \quad (\text{II-48})$$

Ainsi :

$$2\phi_F) + (2eNa\epsilon_s)^{1/2} (V(x) + 2\phi_F)^{1/2} \quad (\text{II-49})$$

$$I_d dx = Z\mu C_{OX} \left[ (Vg - V(x) - 2\phi_F) - \frac{(2eNa\epsilon_s)^{1/2}}{C_{OX}} (V(x) + 2\phi_F)^{1/2} \right] dV \quad (\text{II-50})$$

Pour obtenir l'expression finale du courant de drain en intégrant (II-50) sur la longueur du canal, de  $x = 0$  à  $x = L$  et de  $V(x) = 0$  à  $V(x) = V_d$ :

$$I_d = \frac{Z\mu C_{OX}}{L} \left[ (Vg - \frac{V_d}{2} - 2\phi_F)V_d - \frac{2}{3} \frac{(2eNa\epsilon_s)^{1/2}}{C_{OX}} ((V_d + 2\phi_F)^{3/2} - (2\phi_F)^{3/2}) \right] \quad (\text{II-51})$$

### II-3-1-Etablissement du courant de drain pour le Régime linéaire (ohmique) :

L'expression précédente de courant de drain peut se mettre sous la forme suivante :

$$I_d = \frac{Z\mu C_{OX}}{L} \left[ (Vg - 2\phi_F)V_d - \frac{V_d^2}{2} - \frac{2}{3} \frac{(2eNa\epsilon_s)^{1/2}}{C_{OX}} (2\phi_F)^{3/2} \left( \left(1 + \frac{V_d}{2\phi_F}\right)^{3/2} - 1 \right) \right] \quad (\text{II-52})$$

Dans la gamme des faibles valeurs de  $V_d$ , c'est-à-dire pour  $V_d \ll 2\phi_F$ , on peut d'une part négliger le terme quadratique en  $V_d$  et d'autre part développer le terme en  $(1 + \epsilon)^{3/2} \approx 1 + \frac{3\epsilon}{2}$ , on obtient :

$$I_d = \frac{Z\mu C_{OX}}{L} \left[ (Vg - 2\phi_F)V_d - \frac{2}{3} \frac{(2eNa\epsilon_s)^{1/2}}{C_{OX}} (2\phi_F)^{3/2} \left( \frac{3}{2} \frac{V_d}{2\phi_F} \right) \right] \quad (\text{II-53})$$

Soit :

$$I_d = \frac{Z\mu C_{OX}}{L} \left[ (Vg - 2\phi_F) - \frac{(2eNa\epsilon_s)^{1/2}}{C_{OX}} (2\phi_F)^{3/2} \right] V_d \quad (\text{II-54})$$

A partir des équations (II-28) et (II-54), on obtient :

$$I_d = \frac{Z\mu C_{OX}}{L} (Vg - V_T)V_d \quad (\text{II-55})$$

On obtient donc un régime linéaire, dans lequel le courant de drain  $I_d$  varie proportionnellement à la tension drain-source  $V_d$ . Les pentes des caractéristiques sont fonction de la géométrie du MOS par  $Z$ ,  $L$  et la capacité de l'oxyde  $C_{OX}$  et de la tension de polarisation grille source.

du transistor (voie microscopique), on peut écrire[23] :

$$= \frac{Q_{canal}}{t_0} \quad (\text{II-56})$$

Avec :

Chapitre (2)

Modélisation statique du MOSFET

Page 32

$Q_{canal}$  : Charge totale des électrons dans le canal

$t_0$  : Temps de parcours nécessaire pour que tous les électrons constituant la charge  $Q_{canal}$  (à un moment donné) puissent aboutir au drain.

La charge de canal n'est pas disposée uniformément, on a :

- du côté source :  $C_{OX}(Vg - V_T)$  par  $cm^2$ .
- du côté drain :  $C_{OX}(Vg - V_T - V_d)$  par  $cm^2$ .

car le potentiel dans le canal varie de  $\phi_s$  à la source à  $\phi_s + V_d$  au drain, diminuant ainsi l'intensité de l'effet du champ coté drain, en supposant que cette variation de densité de charges est linéaire, on peut prendre la moyenne

$$Q_{canal} = ZLC_{OX} \left( Vg - V_T - \frac{V_d}{2} \right) \quad (\text{II-57})$$

où ZL est la largeur de canal. Cette expression (II-57) n'est valable que lorsque  $V_d \leq Vg - V_T$  (l'inversion est étendue sur toute la longueur du canal),

Le temps de parcours  $t_0$  doit être égale à  $\frac{L}{v}$  ( $v$  étant la vitesse moyenne de dérive d'un électron dans son mouvement latéral), la vitesse de dérive des électrons dans un semi conducteur est proportionnelle au champ électrique E qui induit leurs déplacements et le coefficient de proportionnalité est appelé mobilité  $\mu$ , on adonc :

$$t_0 = \frac{L}{\mu E} = \frac{L^2}{\mu V_d} \quad (\text{II-58})$$

Cette dernière équation est valable pourvu que le champ latéral soit  $E = \frac{V_d}{L}$ . En introduisant  $Q_{canal}$  et  $t_0$  ainsi exprimés dans l'expression (II-52) du courant, on obtient si  $V_d \leq Vg - V_T$  :

$$I_d = \frac{Z\mu C_{OX}}{L} \left( Vg - V_T - \frac{V_d}{2} \right) V_d \quad (\text{II-59})$$

### II-3-2-Etablissement du courant de drain pour le Régime saturé :

Quand la tension drain-source  $V_d$  augmente au-delà du régime linéaire, la densité surfacique de porteurs libres décroît au voisinage du drain et le courant de drain présente une variation sous linéaire avant d'atteindre un régime de saturation. On obtient la tension de saturation  $V_d = V_{dsat}$ ,  $Q_n(x) = 0$  en  $x = L$ . L'expression (II-49) s'écrit alors :

$$Q_n(x) = -C_{OX} (Vg - V(x) - 2\phi_F) + (2eNa\epsilon_S)^{1/2} (V(x) + 2\phi_F)^{1/2} = 0 \quad (\text{II-60})$$

$$\frac{2eNa\epsilon_s)^{1/2}}{C_{OX}} (V_{dsat} + 2\phi_F)^{1/2} \quad (II-61)$$

$$V_{dsat} = Vg - 2\phi_F + \frac{eNa\epsilon_s}{C_{OX}} \left( 1 - \left( 1 + \frac{2C_{OX}^2}{eNa\epsilon_s} Vg \right)^{1/2} \right) \quad (II-62)$$

On simplifie considérablement les expressions précédentes dans le cas réaliste où le semi-conducteur est peu dopé et la couche d'oxyde très mince. Dans ces conditions Na est petit et C<sub>OX</sub> est grand, de sorte que la tension de seuil du MOS et la tension de saturation et le courant de saturation s'écrivent simplement sous la forme :

$$V_T \approx 2\phi_F \quad (II-63)$$

$$V_{dsat} \approx Vg - 2\phi_F \approx Vg - V_T \quad (II-64)$$

$$I_{dsat} \approx \frac{Z\mu C_{OX}}{2L} (Vg - V_T)^2 \approx \frac{Z\mu C_{OX}}{2L} (V_{dsat})^2 \quad (II-65)$$

Lorsque la tension drain-source  $V_d$  est égale à la tension de saturation  $V_{dsat}$ , le point de pincement se situe au contact du drain, lorsque  $V_d$  augmente au-delà de  $V_{dsat}$ , le point de pincement P se déplace vers la source, la longueur du canal diminue de  $\lambda$  (figure II-8).

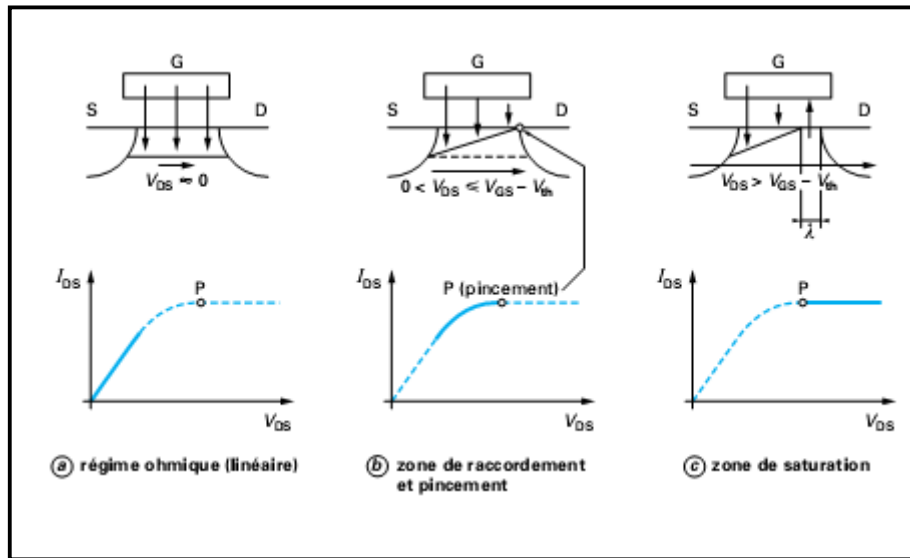


Figure (II-8) : Modulation de la résistivité du canal par polarisation du drain à trois régime[23]

L'excédent de tension  $V_d - V_{dsat}$  s'établit aux bornes de la zone de déplétion de largeur  $\lambda$ . La tension  $V_P - \phi_S = V_P$  reste constante et égale à  $V_{dsat}$ . Le canal reste donc soumis à une tension constante  $V_P = V_{dsat}$  mais sa longueur diminue quand  $V_d$  augmente et par conséquent sa conductance augmente. Il en résulte que le courant de drain  $I_d$  augmente au-delà de  $I_{dsat}$ . On peut écrire le courant de drain en régime de saturation sous la forme[14] :

$$I_d = I_{dsat} \frac{L}{L - \lambda} \quad (\text{II-66})$$

Si  $V_d > V_{dsat}$ ,  $\lambda > 0$  et  $I_d > I_{dsat}$ . Si  $\lambda/L \ll 1$ , la variation de la longueur du canal est négligeable, courant de drain reste constant et égale à  $I_{dsat}$ , la conductance

Chapitre (2) Modélisation statique du MOSFET Page 34

différentielle de drain est nulle. Si par contre  $\lambda/L$  n'est pas négligeable, le courant de drain est lié à la tension de drain par la variation de  $\lambda$ . En ce concerne  $\lambda$ , c'est la longueur de la zone de déplétion d'un élément de semi conducteur soumis à une différence de potentiel  $\Delta V = V_d - V_p = V_d - V_{dsat}$ . On calcule cette longueur tout simplement en intégrant l'équation de Poisson.

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_s} = \frac{eNa}{\epsilon_s} \quad (\text{II-67})$$

En intégrant une première fois avec la condition ( $x = 0 \Rightarrow E = 0$ ), on obtient :

$$\frac{dV}{dx} = \frac{eNa}{\epsilon_s} x \Rightarrow dV = \frac{eNa}{\epsilon_s} x dx \quad (\text{II-68})$$

On intégrant sur la longueur  $\lambda$  :

$$\int_{V_p}^{V_d} dV = \int_0^\lambda \frac{eNa}{\epsilon_s} x dx = \frac{eNa\lambda^2}{2\epsilon_s} = V_d - V_p \quad (\text{II-69})$$

Ainsi dans la mesure où  $V_p = V_{dsat}$

$$\lambda = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{eNa} (V_d - V_{dsat})} \quad (\text{II-70})$$

A partir des les équations (II-65, II-66, II-70), on obtient :

$$I_d = \frac{Z\mu C_{OX}}{2L} V_{dsat}^2 \frac{1}{1 - \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{eNaL^2} (V_d - V_{dsat})}} \quad (\text{II-71})$$

Dans la pratique, et sauf pour de MOSFET à canal très court ( $(L \approx 1\mu m)$ ),  $\lambda$  reste inférieur à L. Il en résulte que la deuxième partie de l'expression (II-71) peut s'écrire sous la forme  $\frac{1}{1 - \epsilon} \approx 1 + \epsilon$ ,

Soit :

$$I_d = \frac{Z\mu C_{OX}}{2L} V_{dsat}^2 \left[ 1 + \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{eNaL^2} (V_d - V_{dsat})} \right] \quad (\text{II-72})$$

On peut écrire pour le régime saturé



$$+ \lambda V_d) = \frac{\beta}{2} V_{dsat}^2 (1 + \lambda V_d) \quad (\text{II-73})$$

$$\beta = \frac{Z}{L} \mu C_{OX} \quad (\text{II-74})$$

Cette seconde modélisation, assumant une augmentation linéaire du courant du drain en fonction de  $V_d$  et du facteur de modulation de canal  $\lambda$  telle que ( $\lambda V_d \ll 1$ ) correspond au modèle de Schichmann-Hodges. On notera que le facteur de modulation de canal est inversement proportionnel à la longueur de canal et que par commodité, en conception analogique, on considère sous la forme

$$\lambda = \frac{1}{L V_E} \quad (\text{II-75})$$

le paramètre  $V_E$  étant le coefficient d'Early ( $\approx qqs \frac{V}{\mu m}$ ).

## II-4- Caractéristiques statiques :

### II-4-1- Zone linéaire :

Dans la zone linéaire, le NMOS se comporte comme une résistance dont la valeur équivalente :

$$R_{ON} = \frac{V_d}{I_d} = \left[ \frac{Z \mu C_{OX}}{L} (Vg - V_T) \right]^{-1} \quad (\text{II-76})$$

Aussi, comme pour une résistance, la conductance petits signaux du MOS dans cette zone est l'inverse de sa résistance équivalente :

$$g_d = \frac{dI_d}{dV_d} \Big|_{Vg=cte} = \frac{1}{R_{ON}} = \frac{Z \mu C_{OX}}{L} (Vg - V_T) \quad (\text{II-77})$$

Notons que cette conductance est proportionnelle à  $(Vg - V_T)$ , elle est donc réglable en fonction de la polarisation de grille.

La transconductance (ou conductance de transfert) petits signaux vaut :

$$g_m = \frac{dI_d}{dVg} \Big|_{Vd=cte} = \frac{Z \mu C_{OX}}{L} V_d \quad (\text{II-78})$$

Cette transconductance est indépendante de  $Vg$ , ce qui entraîne que l'incrément du courant est proportionnel à l'incrément de  $Vg$ . La figure (II-9) illustre les propriétés des caractéristiques  $I_d(V_d)$  et  $I_d(Vg)$  relatives au régime linéaire. Remarquons que, quelle que soit la valeur de  $V_d$ ,

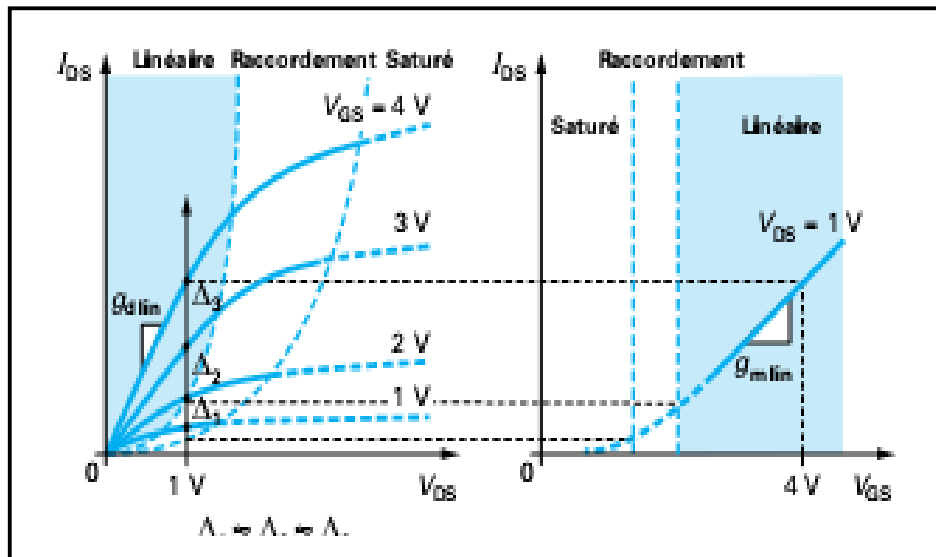


Figure (II-9) : Caractéristiques de sortie et de transfert d'un NMOS[23]

#### II-4-2-Zone saturé :

La transconductance  $g_m$  est d'autant plus importante que la capacité de l'oxyde est grande et que le canal est court. En outre elle augmente linéairement avec la tension de grille  $V_g$ . Elle est donnée par :

$$g_m = \frac{dI_d}{dV_g} = \frac{Z\mu C_{OX}}{L} (V_g - V_T) = \sqrt{\frac{2Z\mu C_{OX}}{L} I_{dsat}} \quad (\text{II-79})$$

La conductance petits signaux devient beaucoup plus faible que celle en régime linéaire à même  $(V_g - V_T)$ , par la dérivée de l'expression (II-72), on obtient :

$$g_d = \frac{\frac{Z\mu C_{OX}}{4L^2} \sqrt{2\epsilon_s} V_{dsat}^2}{\sqrt{(V_d - V_{dsat})}} \quad (\text{II-80})$$

La conductance augmente avec  $V_{dsat}$  donc  $V_g$ , on en déduit que les courbes sont d'autant moins couchées que la polarisation de grille  $V_g$  est grande.

La résistance équivalente  $R_{ON}$  du MOS est plus grande qu'en régime linéaire (à même  $(V_g - V_T)$ ) et elle augmente avec  $V_d$ , mais elle chute rapidement lorsque  $V_g$  croît, si  $V_{dsat} \ll V_d \ll V_E$  :

$$I_d = \frac{Z\mu C_{ox}}{L} (V_g - V_T)^2 V_d \quad (\text{II-81})$$

La figure (II-10) illustre les propriétés des caractéristiques  $I_d(V_d)$  et  $I_d(V_g)$  relatives au régime saturé.

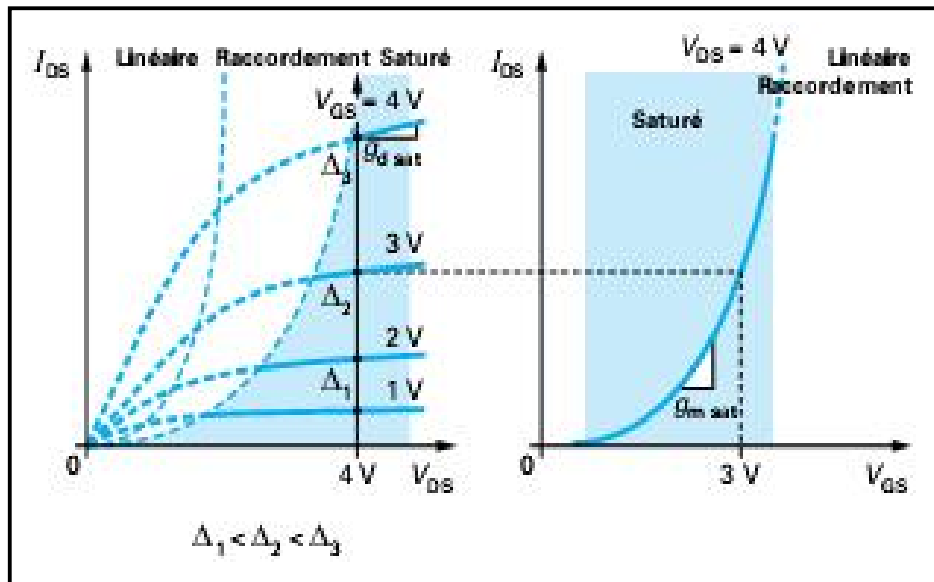


Figure (II-10) : Caractéristiques de sortie et de transfert d'un NMOS[23]

### II-5:Capacité totale C :

La chute de potentiel dans l'isolant et la charge développée sur le métal sont reliées par l'expression suivante[14] :

$$C_{ox} = \frac{Q_m}{V_g - \phi_s} \quad (\text{II-82})$$

Cette capacité constante a la même valeur en régime statique et en régime dynamique. Si la tension de grille  $V_g$  varie de  $dv_g$  et le potentiel de surface  $\phi_s$  varie de  $d\phi_s$ , correspondante de la charge  $Q_m$  est donnée par la relation :

$$C_{ox} = \frac{dQ_m}{d(V_g - \phi_s)} \quad (\text{II-83})$$

A cette variation  $d\phi_s$  correspond une variation  $dQ_s$  de la charge développée dans le semi conducteur, de sorte que la zone de charge d'espace se comporte comme une capacité dynamique donnée par la relation[14] :

$$C_s = -\frac{dQ_s}{d\phi_s} \quad (\text{II-84})$$

La structure complète est soumise à la différence de potentiel  $V_g$ . Quand  $V_g$  varie de  $dV_g$ , les charges développées dans le métal d'une part et dans le semi conducteur d'autre part, varient de  $(dQ_m = -dQ_s)$ . Ainsi la structure complète se comporte comme un condensateur de capacité :

$$\frac{Q_m}{Vg} = -\frac{dQ_s}{dVg} \quad (\text{II-85})$$

permettent de décrire les relations :

$$dVg - d\phi_s = \frac{dQ_m}{C_{OX}} \quad (\text{II-86-a})$$

$$d\phi_s = \frac{dQ_m}{C_s} \quad (\text{II-86-b})$$

$$dVg = \frac{dQ_m}{C} \quad (\text{II-86-c})$$

La somme algébrique (II-86-a) + (II-86-b) - (II-86-c) donne :

$$\frac{dQ_m}{C_{OX}} + \frac{dQ_m}{C_s} - \frac{dQ_m}{C} = 0 \quad (\text{II-87})$$

Soit :

$$\boxed{\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{OX}} + \frac{1}{C_s}} \quad (\text{II-88})$$

La capacité base fréquence est donc équivalente à la mise en série de  $C_{OX}$  et  $C_s$  respectivement respectivement les capacités de l'oxyde et du semi conducteur.

Pour  $\phi_s < 0$  (régime d'accumulation) : la capacité du substrat maximale ( $C = C_{OX}$ )

Pour  $\phi_s = 0$  (bandes plates) : la capacité du substrat est équivalente à une capacité d'épaisseur  $L_D$  (longueur de debye) où :

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_s KT}{e^2 Na}} \quad (\text{II-89})$$

On a donc :

$$\boxed{\frac{1}{C_{FB}} = \frac{1}{C_{OX}} + \frac{L_D}{\epsilon_s S}} \quad (\text{II-90})$$

Pour  $0 < \phi_s < \phi_F$  (déplétion) : une zone de charge d'espace désertée de porteurs libres et d'épaisseur  $W_D$  où :

$$C_s = C_D = \frac{\epsilon_s S}{W_D} \quad (\text{II-91})$$

$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \phi_s}{eNa}} \quad (\text{II-92})$$

Selon les équations (II-25) et (II-26), l'expression (II-92) devient :

$$W_D = -\frac{\varepsilon_s}{C_{OX}} + \sqrt{\frac{\varepsilon_s^2}{C_{OX}^2} + \frac{2Vg\varepsilon_s}{eNa}} \quad (\text{II-93})$$

On a donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{C_d} = -\frac{1}{C_{OX}} + \sqrt{\frac{1}{C_{OX}^2} + \frac{2Vg}{eNa\varepsilon_s}} \quad (\text{II-94}) \\ \frac{1}{C} = \sqrt{\frac{1}{C_{OX}^2} + \frac{2Vg}{eNa\varepsilon_s}} \quad (\text{II-95}) \end{array} \right.$$

Pour  $\phi_s = \phi_F$  : c'est la transition entre déplétion et inversion simple.

Pour  $\phi_F \leq \phi_s < 2\phi_F$  (inversion faible) : la couche d'inversion commence à se former et la charge du substrat est proportionnelle à  $\sqrt{|\phi_s|}$

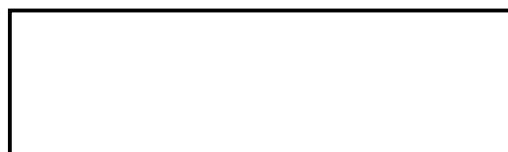
Pour  $\phi_s \geq 2\phi_F$  (inversion forte) : la densité des porteurs minoritaires présents à l'interface n'est plus négligeable et domine la charge de déplétion, la capacité basse fréquence (T élevée) du substrat est donnée par :


$$C_s = \frac{dQ_s}{d\phi_s} = \sqrt{\frac{\varepsilon_s e^2}{2kT}} \times \frac{p_0 \left| 1 - e^{-\frac{e\phi_s}{kT}} \right| + n_0 \left| 1 - e^{\frac{e\phi_s}{kT}} \right|}{\sqrt{p_0 \left( e^{-\frac{e\phi_s}{kT}} + \frac{e\phi_s}{kT} - 1 \right) + n_0 \left( e^{\frac{e\phi_s}{kT}} - \frac{e\phi_s}{kT} - 1 \right)}} \quad (\text{II-96})$$

Où :

$$Q_s = \mp \sqrt{2\varepsilon_s kT} \times \sqrt{n_0 \left( e^{\frac{e\phi_s}{kT}} - \frac{e\phi_s}{kT} - 1 \right) + p_0 \left( e^{-\frac{e\phi_s}{kT}} + \frac{e\phi_s}{kT} - 1 \right)} \quad (\text{II-97})$$

et la capacité haute fréquence (T faible) est donnée par[5] ( $n_0 \ll p_0$ ) :





**PDF Complete**

Your complimentary use period has ended.  
Thank you for using PDF Complete.

[Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features](#)

$$\times \frac{\left| 1 - e^{-\frac{e\phi_s}{kT}} \right|}{\sqrt{e^{-\frac{e\phi_s}{kT}} + \frac{e\phi_s}{kT} - 1}} \quad (\text{II-98})$$



Your complimentary  
use period has ended.  
Thank you for using  
PDF Complete.

[Click Here to upgrade to  
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

# CHAPITRE : 3

Résultats de simulation et interprétation des phénomènes

Le logiciel de simulation est réalisé en langage Matlab version 6.5, à partir des expressions établies dans le chapitre précédant. Il permet la résolution du système d'équations et d'utiliser les résultats pour tracer les différentes courbes. Avec ce logiciel nous pouvons déterminer :

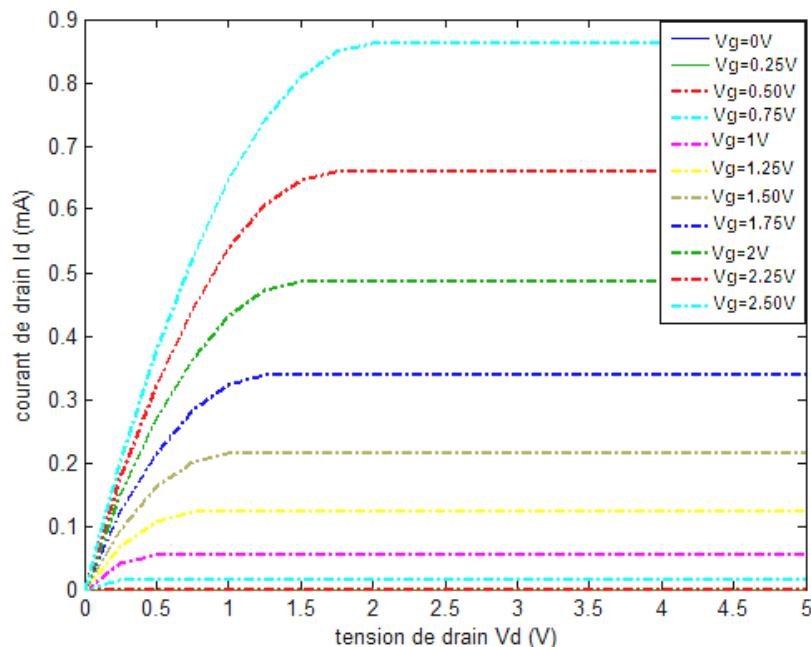
- Les caractéristiques courant-tension I-V dans les différents régimes de fonctionnement.
- Comparaison entre les deux modèles Shockley et Shichman.
- l'effet des paramètres physiques et géométriques ( $L$ ,  $Z$ ,  $N_A$ ) sur les caractéristiques I-V.
- l'effet de la température sur les caractéristiques I-V.
- l'effet des paramètres ( $N_A$ ,  $\epsilon_{OX}$ ,  $L$ ,  $Z$ ,  $T$ ) sur la tension de seuil.
- La mobilité et la vitesse des électrons en fonction du champ électrique.
- La conductance et la transconductance et la résistance totale  $R_{ON}$
- La charge d'espace dans le substrat en fonction du potentiel de surface suivant le dopage du substrat.
- La charge d'espace dans le substrat en fonction de la tension de grille.
- La relation entre le potentiel de surface et la tension de grille suivant le dopage du substrat.
- Capacité MOS idéale en fonction du potentiel de surface suivant le dopage du substrat.

**II- CARACTERISTIQUES DU COURANT DE DRAIN (I-V) :**

Les figures (III-1, III-2), présentent les caractéristiques I-V du modèle Shockley où la mobilité des porteurs est constante (expressions II-29, II-59, II-65). Ainsi, une comparaison simple a été faite entre ce modèle et celui de Shichman (Figure III-3). Le tableau suivant regroupe les paramètres du transistor utilisé (modèle Shockley).

Les paramètres	L (µm)	Z (µm)	Na (m <sup>-3</sup> )	e <sub>ox</sub> (nm)	µ (m <sup>2</sup> /Vs)	V <sub>Fb</sub> (V)
MOSFET-Si	1	1	10 <sup>23</sup>	4	0.05	-0.5

**Tableau III-1: paramètres du MOSFET-Si**



**Figure (III-1) : Caractéristiques de sortie d'un TMOS (modèle Shockley)**

Pour différentes valeurs de la tension de drain, le courant de drain augmente linéairement avec la tension de drain  $V_d$ , c'est le régime ohmique. Puis une zone de transition est créée où on remarque une faible augmentation du courant avec  $V_d$ . Lorsque  $V_d$  devient égale ou supérieur à la tension de saturation  $V_{dsat}$ , le courant de drain devient constant, c'est le régime de saturation où se trouve le point de pincement. A ce stade, le courant  $I_d$  ne dépend plus de  $V_d$  mais seulement de tension de grille  $V_g$  où la vitesse des porteurs devient maximale qu'on appelle la vitesse de saturation. Dans cette condition, le transistor se comporte comme une source de courant commandée par  $V_g$ .

La figure (III-2) présente l'évolution du courant de drain  $I_d$  en fonction de la tension de grille

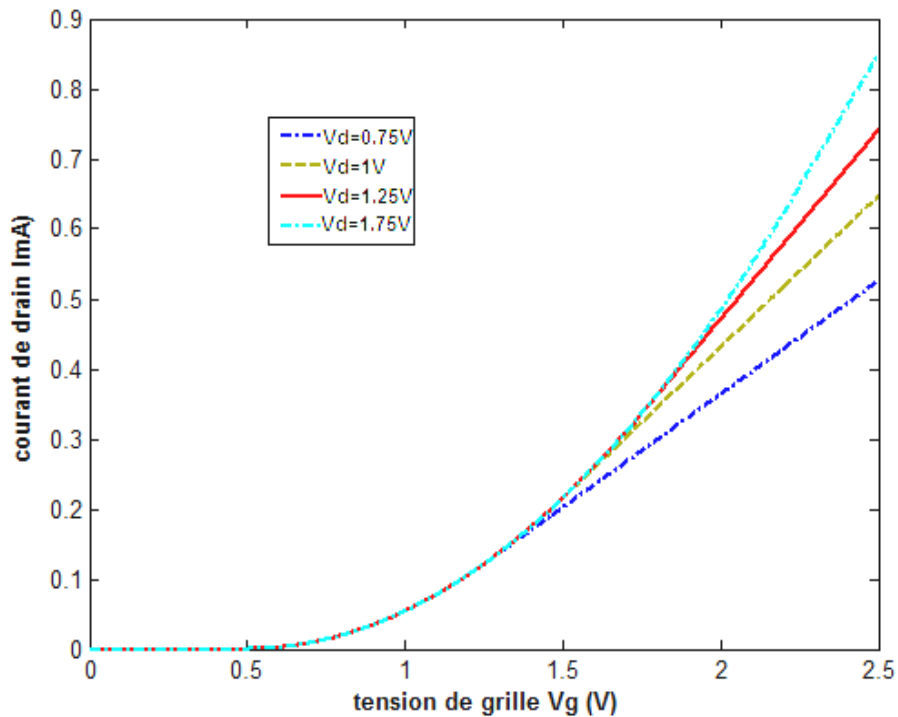


Figure (III-2) : Caractéristiques de transfert d'un TMOS (modèle Shockley) pour différentes valeurs de  $V_d$

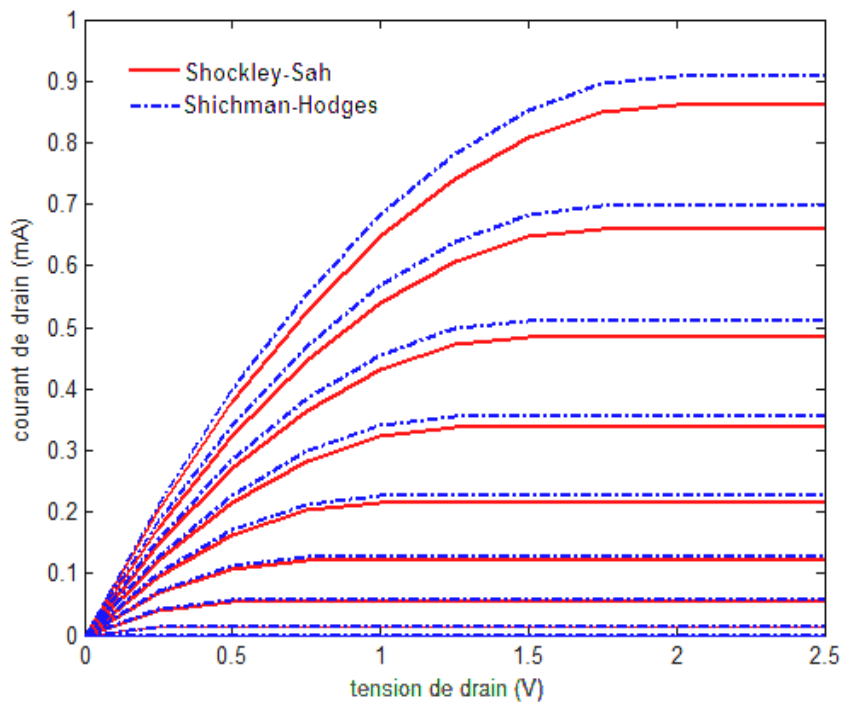


Figure (III-3) : Comparaison entre les deux modèles, Shichman et Shockley

Pour des faibles valeurs de la tension de drain, les résultats obtenus par la simulation pour les deux modèles sont presque identiques. Lorsque la tension de drain  $V_d$  augmente et devient plus

du niveau de dopage du substrat selon l'expression (II-70) où  $\lambda$  diminue avec l'augmentation de  $N_a$ .

### III-Effet des paramètres physiques et géométriques sur les caractéristiques (I-V) :

L'amplitude du courant de drain est une fonction de la longueur  $L$  et de largeur  $Z$ . Elle diminue avec l'augmentation de  $L$  ou par la diminution de  $Z$ . L'influence de ces paramètres géométriques sont illustrés dans les figures (III-4, III-5).

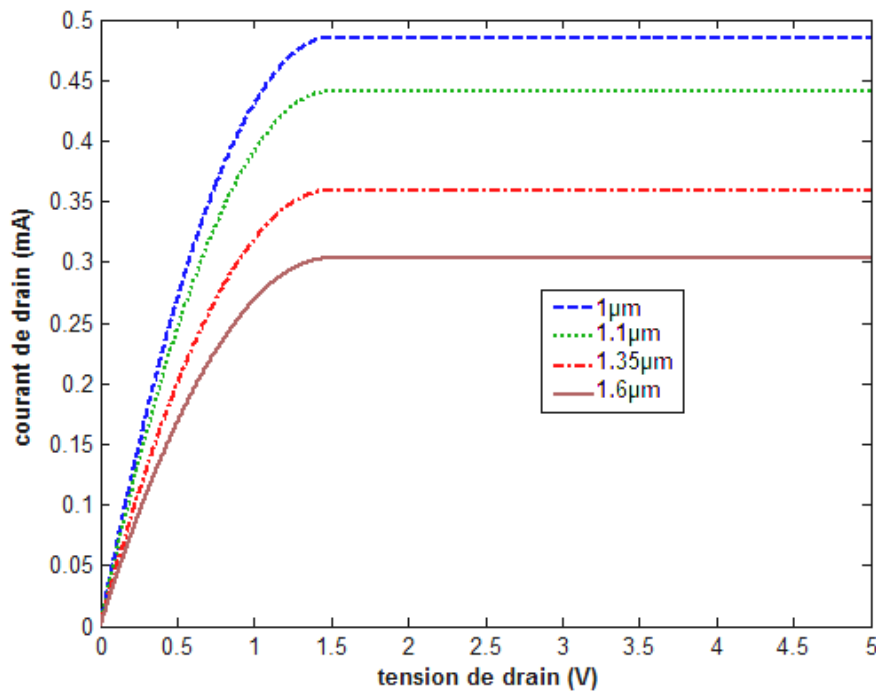


Figure (III-4) : Caractéristiques I-V d'un TMOS pour différentes valeurs de longueur (L) avec  $V_g = 2V$

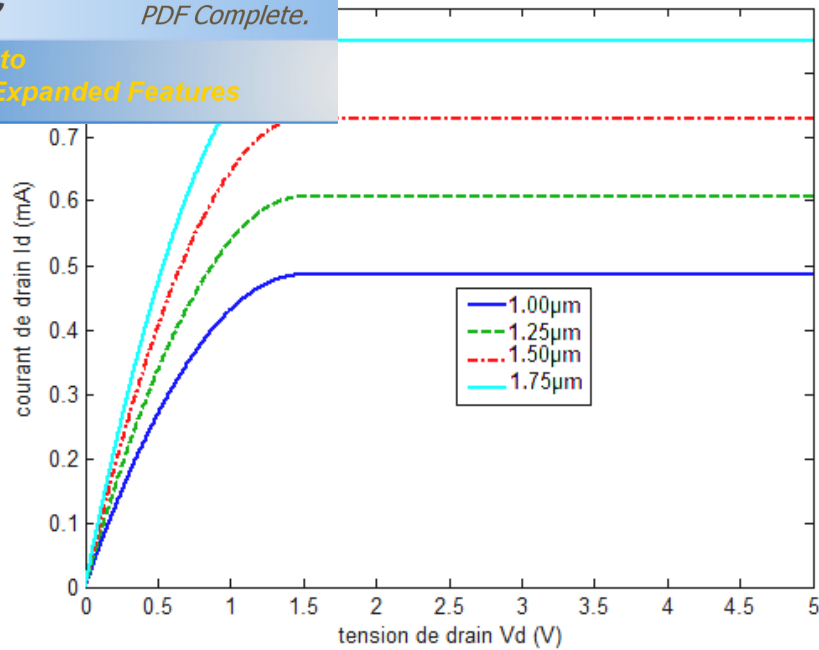


Figure (III-5) : Caractéristiques I-V d'un TMOS pour différentes valeurs de largeur (Z) avec  $V_g = 2V$

La figure (III-6) présente la variation du courant de drain  $I_d$  en fonction de la tension de drain  $V_d$  pour différentes valeurs de dopage du substrat  $N_a$ , on remarque qu'il y a une croissance du courant  $I_d$  au fur et à mesure que le dopage décroît.

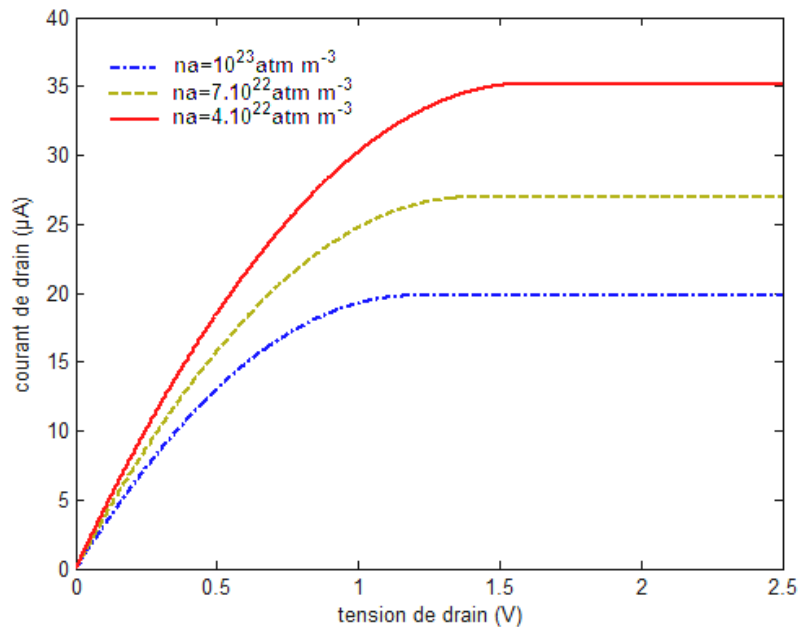


Figure (III-6) : Caractéristiques I-V d'un TMOS pour différentes valeurs de dopage ( $N_a$ ) avec  $V_g = 2V$  et  $e_{ox} = 62.5 \text{ nm}$

#### IV- effet de la température sur les caractéristiques (I-V) :

Pour différentes valeurs de la température, les caractéristiques de sortie et du transit du transistor utilisé sont représentées dans les figures (III-7, III-8), selon ces dernières le courant  $I_d$  devient plus

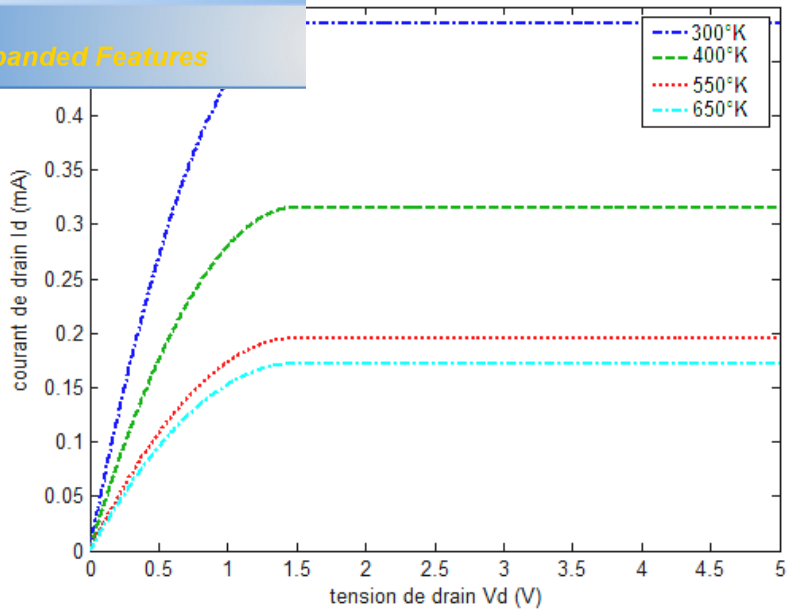


Figure (III-7) : Caractéristiques de sortie d'un TMOS pour différentes valeurs de température avec  $V_g=2V$

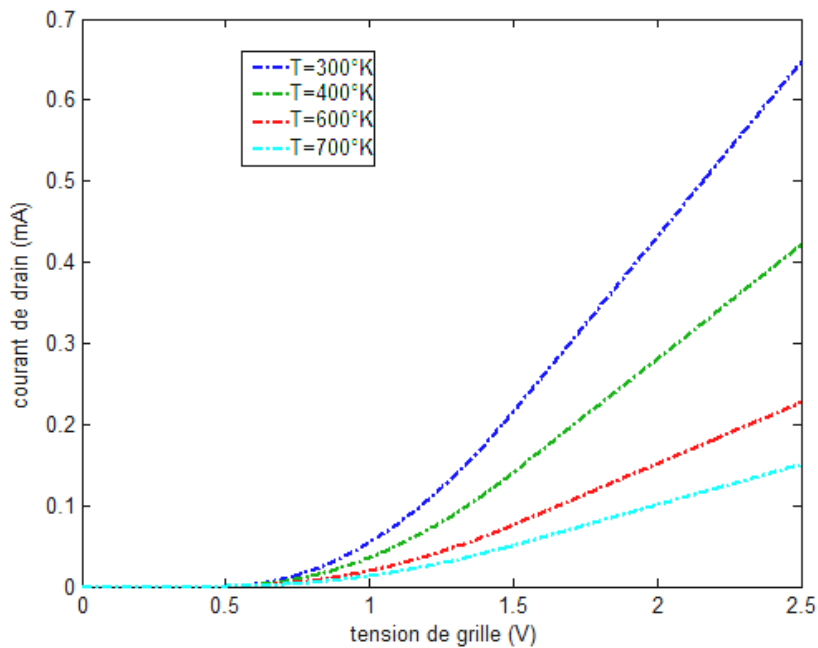
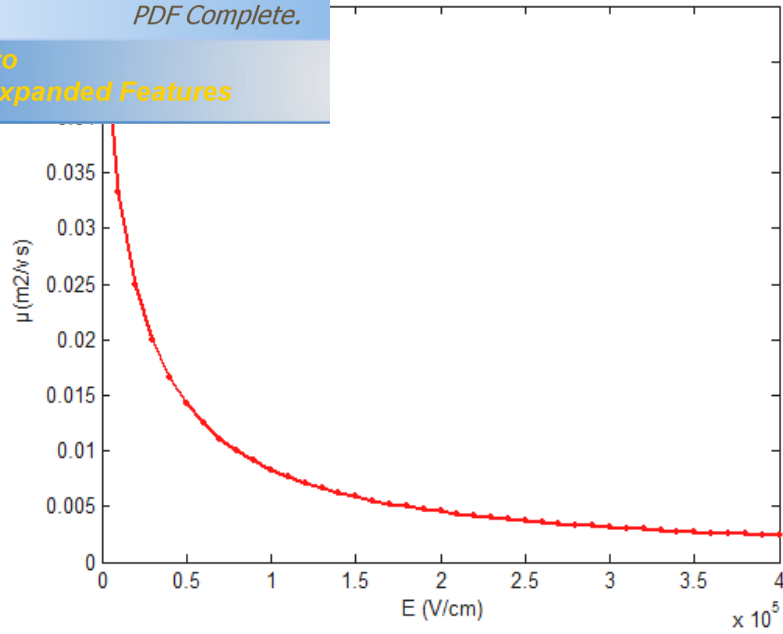


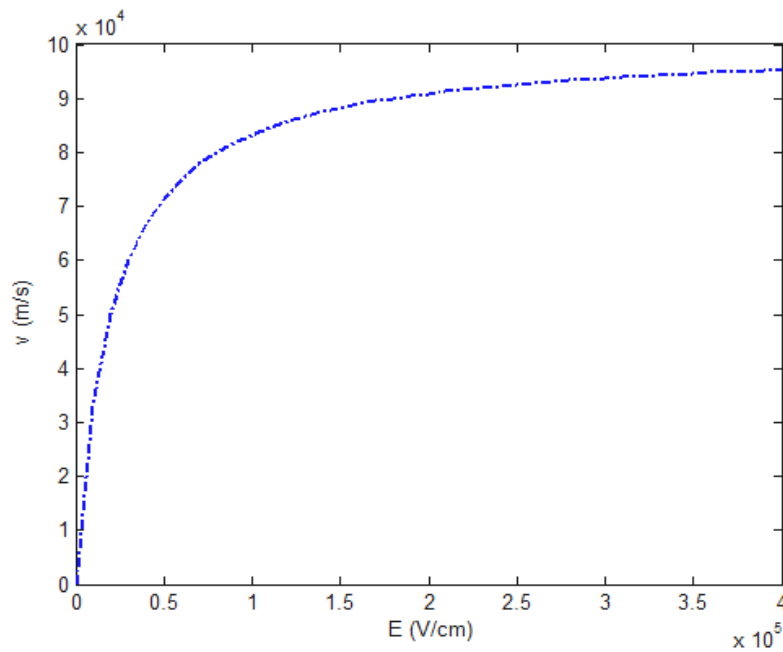
Figure (III-8) : Caractéristiques de transit d'un TMOS pour différentes valeurs de température avec  $V_d= 2V$

### V-la mobilité et la vitesse de saturation :

La caractéristique de la vitesse des porteurs, en fonction du champ électrique, est nécessaire pour déterminer l'amplitude du courant qui peut circuler dans un composant électronique. On propose qu'une forte mobilité s'accompagne d'une forte vitesse de saturation. L'évolution de la mobilité et de la vitesse des porteurs, en fonction du champ électrique, à  $300^0 K$  est représentée dans les figures (III-9, III-10).

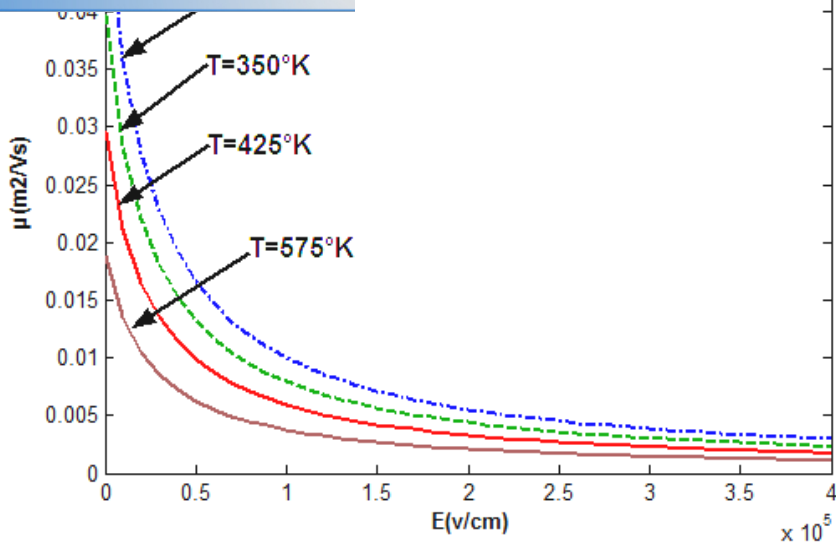


**Figure (III-9) : Variation de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique**

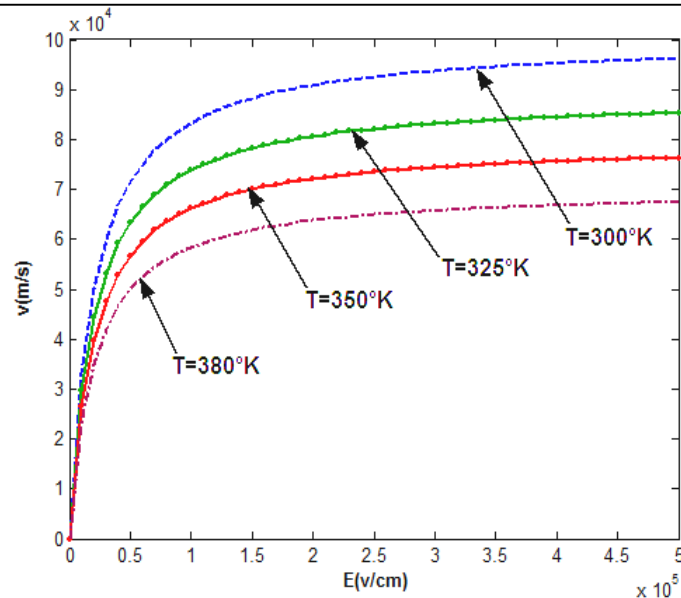


**Figure (III-10) : Variation de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique**

Avec des valeurs différentes de la température, on obtient les courbes consignées dans les figures ci-dessus :



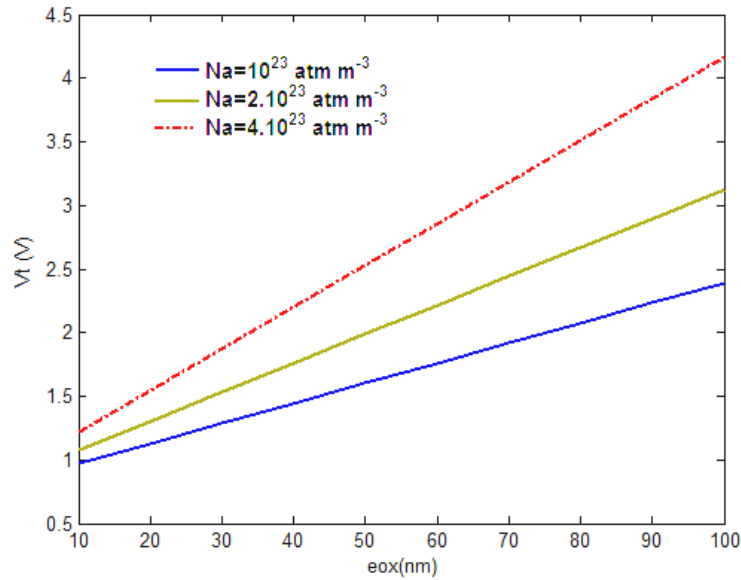
**Figure (III-11) : Variation de la mobilité des électrons en fonction du champs électrique pour différentes valeurs de température**



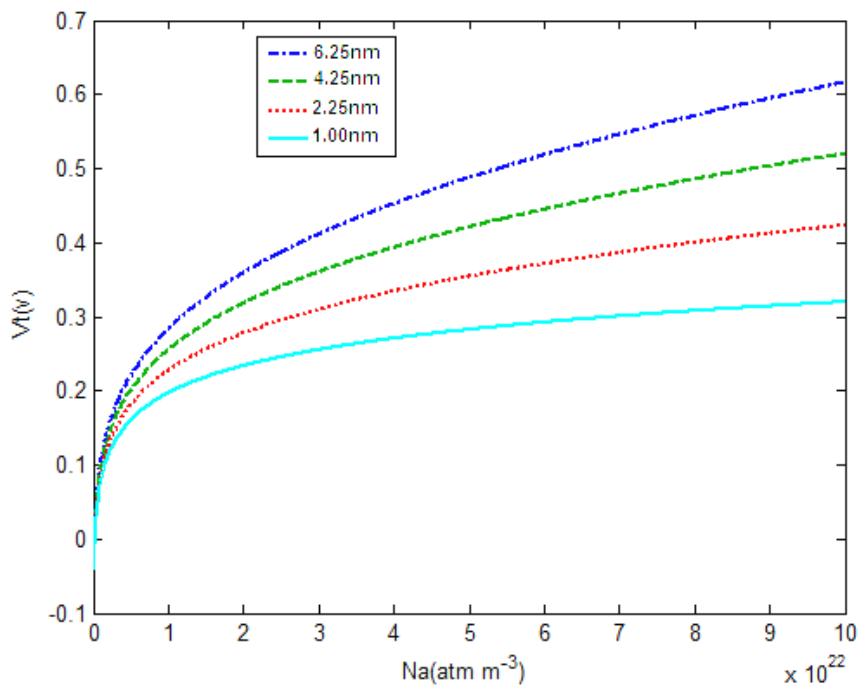
**Figure (III-12) : Variation de la vitesse des électrons en fonction du champs électrique pour différentes valeurs de température**

Selon les figures précédentes, on note que les valeurs de la mobilité et de la vitesse de saturation augmentent avec la diminution de la température.

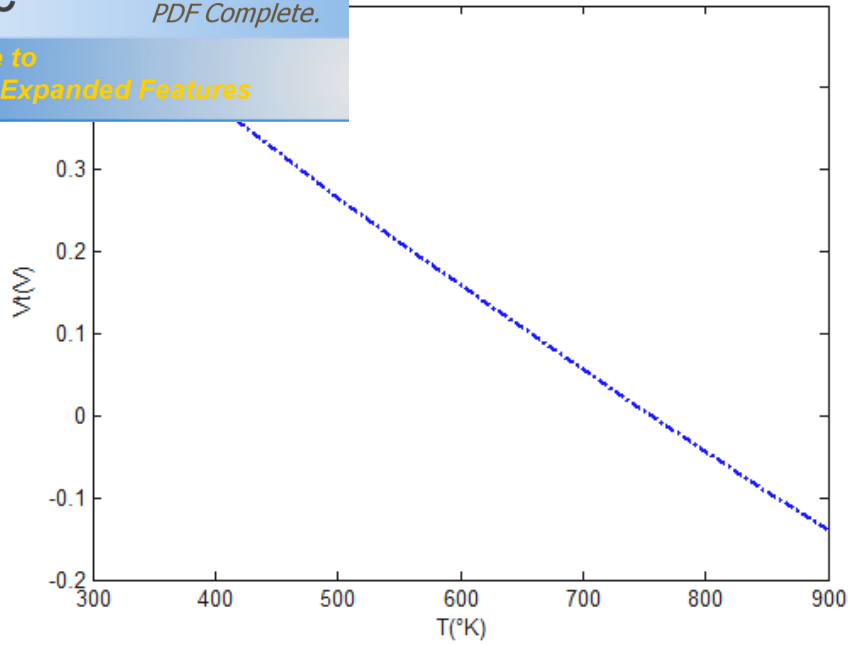
paramètre fondamental pour un TMOS, car elle agit sur la  $V_T$ . Elle constitue un paramètre essentiel pour déterminer les performances de ce composant proposé. La valeur de ce dernier diminue avec l'augmentation de la température et de la longueur du canal comme elle diminue aussi avec la diminution de la largeur du canal. L'effet des autres paramètres est très important : la réduction de  $V_T$  réalisée soit par la réduction au niveau de dopage du substrat ou par la diminution de l'épaisseur de l'oxyde. Ces phénomènes sont illustrés dans les figures (III-13, III-14, III-15, III-16, III-17).



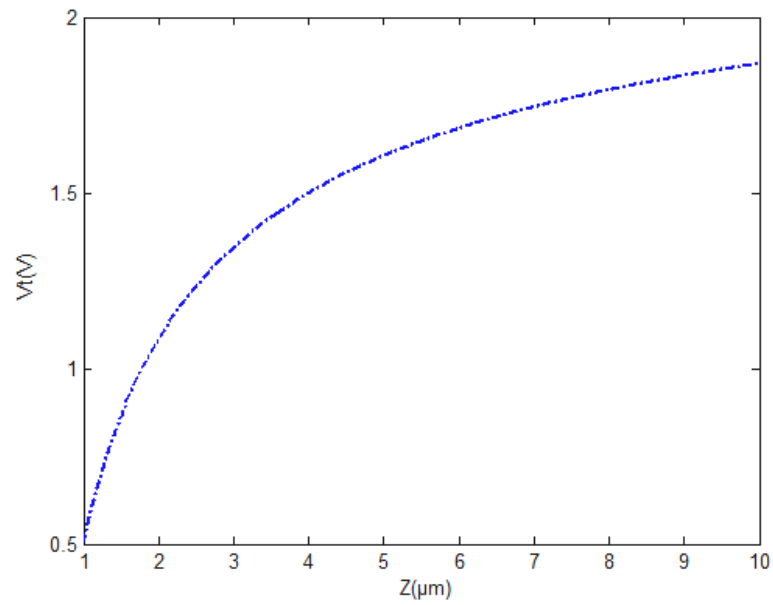
**Figure (III-13) : variation de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde selon le dopage de substrat**



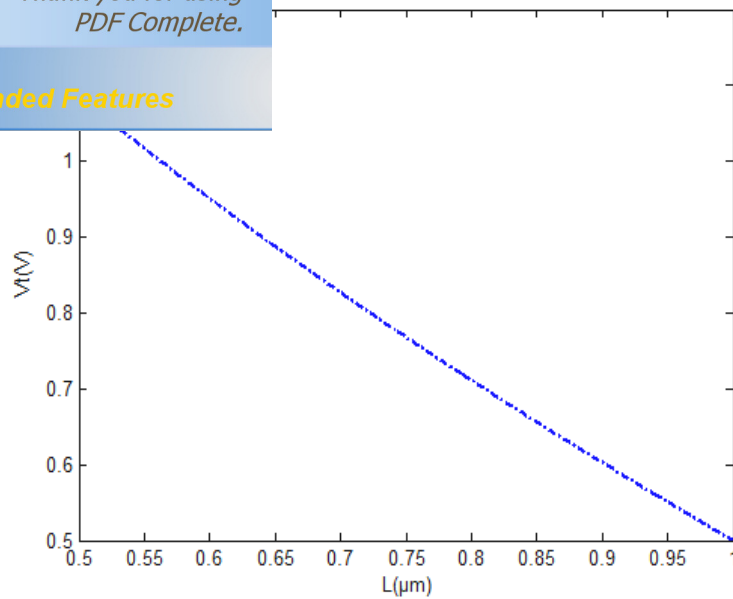
**Figure (III-14) : variation de la tension de seuil en fonction du dopage de substrat selon l'épaisseur de l'oxyde**



**Figure (III-15) : variation de la tension de seuil en fonction de la température**



**Figure (III-16) : variation de la tension de seuil en fonction de la largeur du canal**



**Figure (III-17) : variation de la tension de seuil en fonction de la longueur du canal**

### VII – transconductance $G_m$ et conductance de drain $G_d$ :

La variation de la transconductance  $G_m$  en fonction de la tension de drain est représentée sur la figure (III-18), on remarque que la transconductance augmente d'une part au fur et à mesure que la tension de drain augmente et d'autre part lorsque la valeur de la tension de grille augmente, elle prend sa valeur maximale en régime de saturation, mais elle est nulle quand la tension de grille égale à la tension de seuil (d'après l'expression II-79).

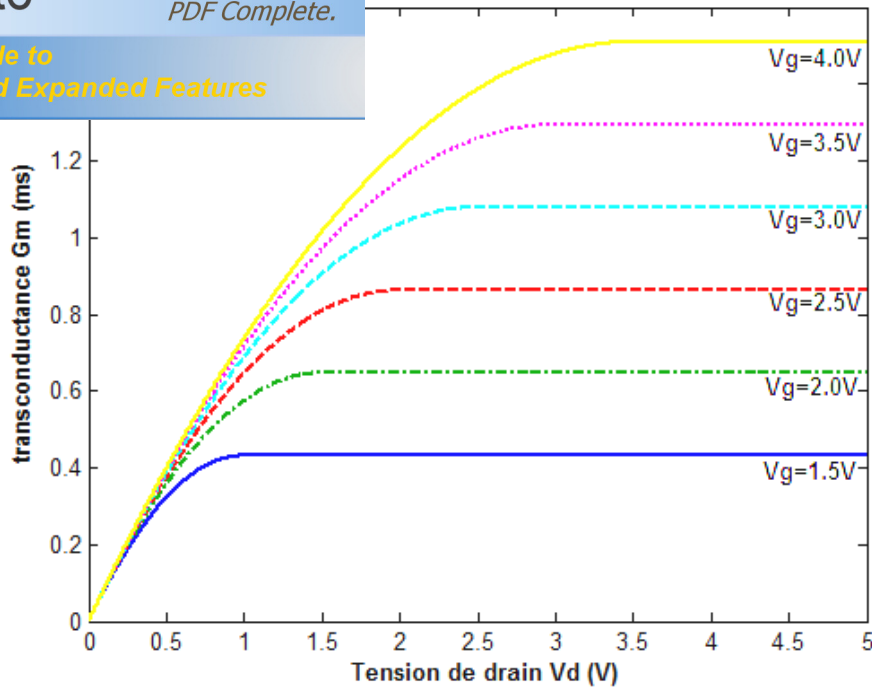


Figure (III-18) : variation de la transconductance en fonction de la tension de drain pour différents valeurs de  $V_g$ .

La variation de la conductance de drain  $G_d$  en fonction de la tension de drain est représentée sur la figure (III-19), on remarque que la conductance diminue d'une part au fur et à mesure que la tension de drain augmente et d'autre part lorsque la tension de grille augmente, elle prend sa valeur maximale en régime linéaire, et s'annule en régime de saturation.

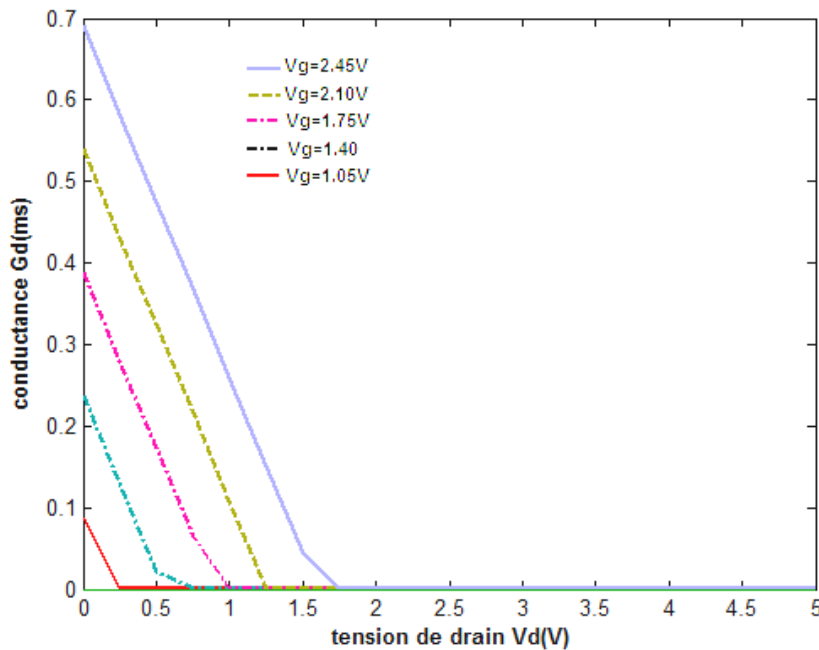
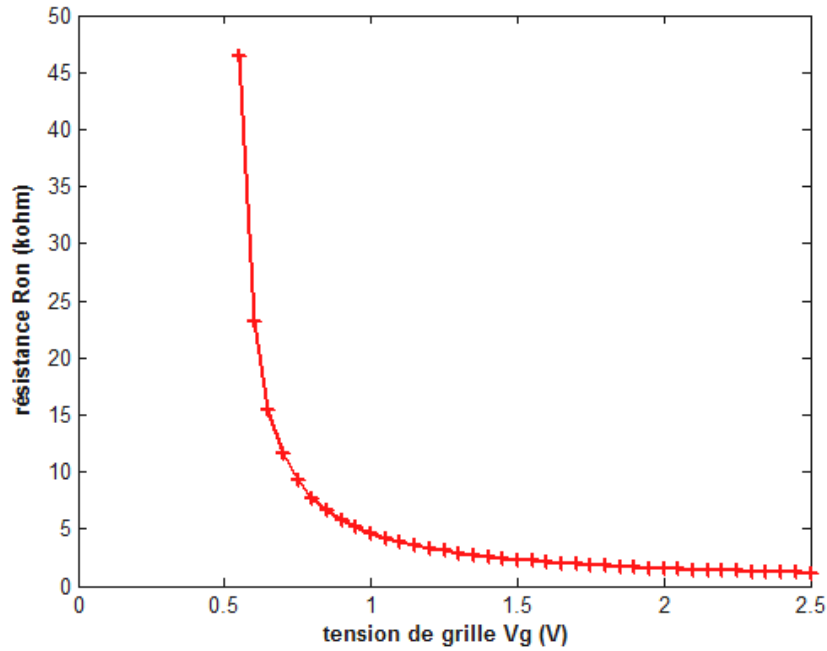


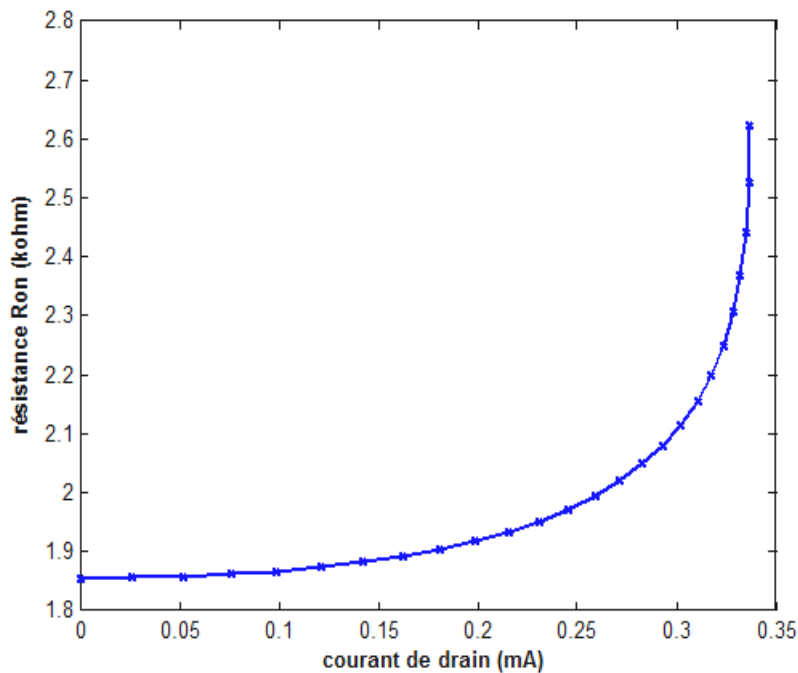
Figure (III-19) : variation de la conductance en fonction de la tension de drain pour différents valeurs de  $V_g$ .

**passant** : ( $R_{ON}$ )

La résistance ( $R_{ON}$ ) diminue rapidement lorsque la tension de polarisation ( $V_g$ ) augmente progressivement (figure III-20), comme elle augmente aussi avec l'augmentation de l'intensité du courant  $I_d$  (figure III-21) et de la tension  $V_d$  (figure III-22).



**Figure (III-20) : évolution de la résistance  $R_{ON}$  en fonction de la tension de grille pour  $V_d = 1.5V$**



**Figure (III-21) : évolution de la résistance  $R_{ON}$  en fonction du courant de drain pour  $V_g = 1.75V$**

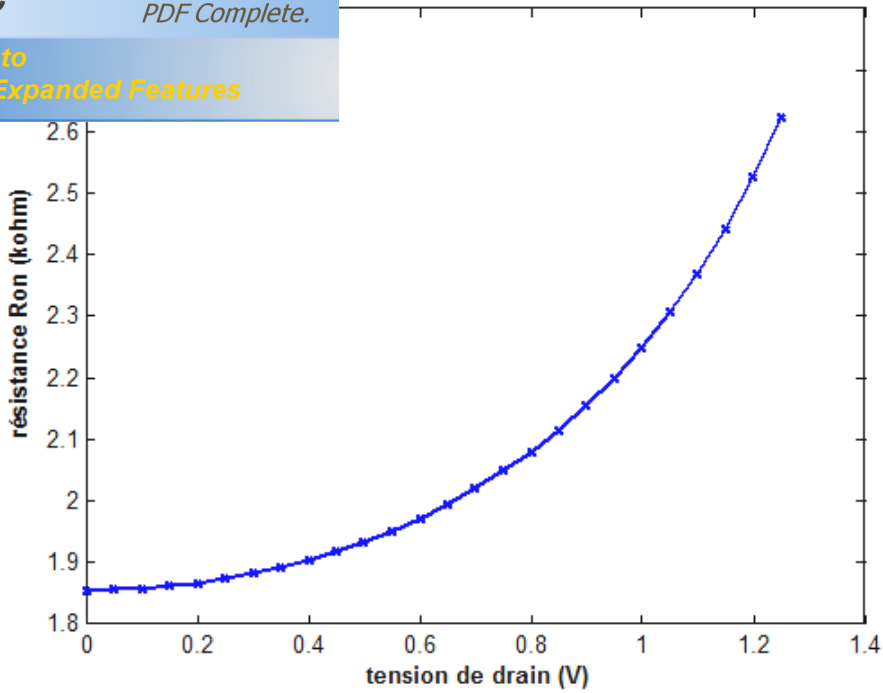


Figure (III-22) : évolution de la résistance  $R_{ON}$  en fonction de la tension de drain pour  $V_g = 1.75V$

**IX –charge totale du substrat (charge d’espace) : ( $Q_s$ )**

La variation de la charge du substrat en fonction du potentiel de surface (expression II-21) est représentée sur la figure (III-23), où l’on voit clairement les quatre zone de fonctionnement du composant propose.

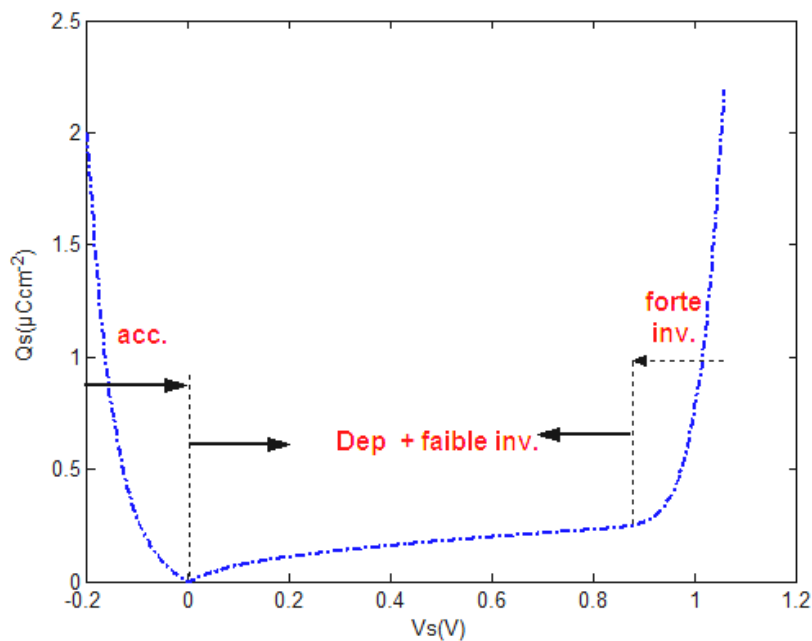


Figure (III-23) : variation de la charge d’espace en fonction du potentiel de surface pour  $N_a = 2 \times 10^{23} m^{-3}$

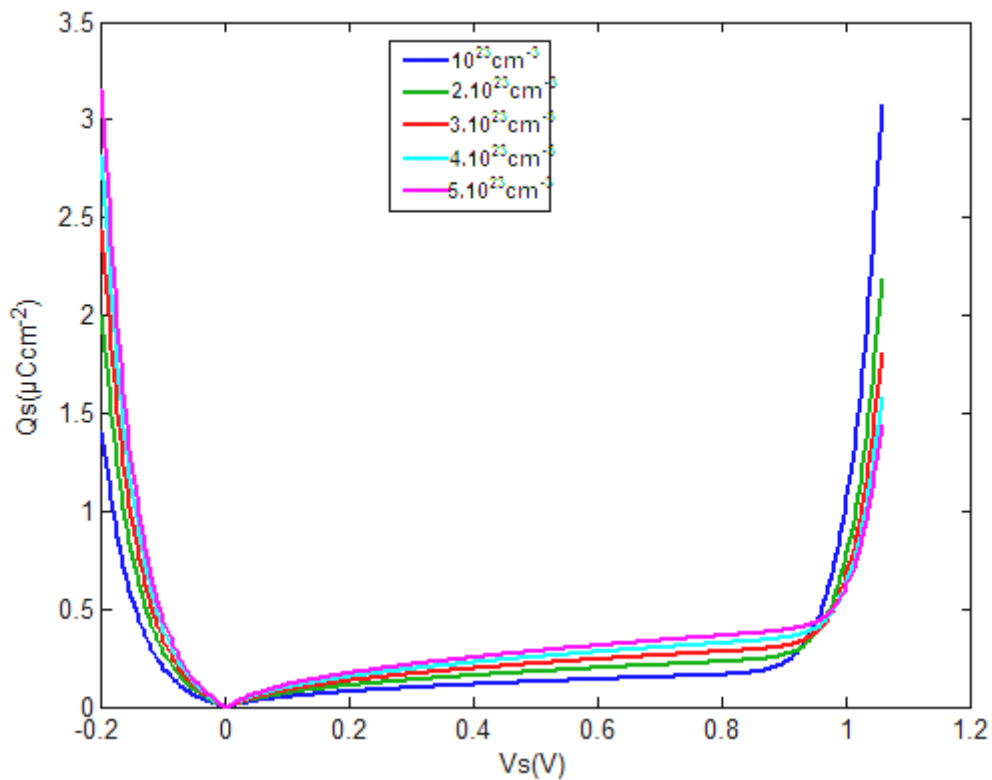
de porteurs majoritaires près de l'interface (région I).

Les concentrations de porteurs (électrons et trous) constante dans tout le substrat et égale aux concentrations des régions neutres.

Pour  $0 < \phi_S < \phi_F$  : déplétion (région II).

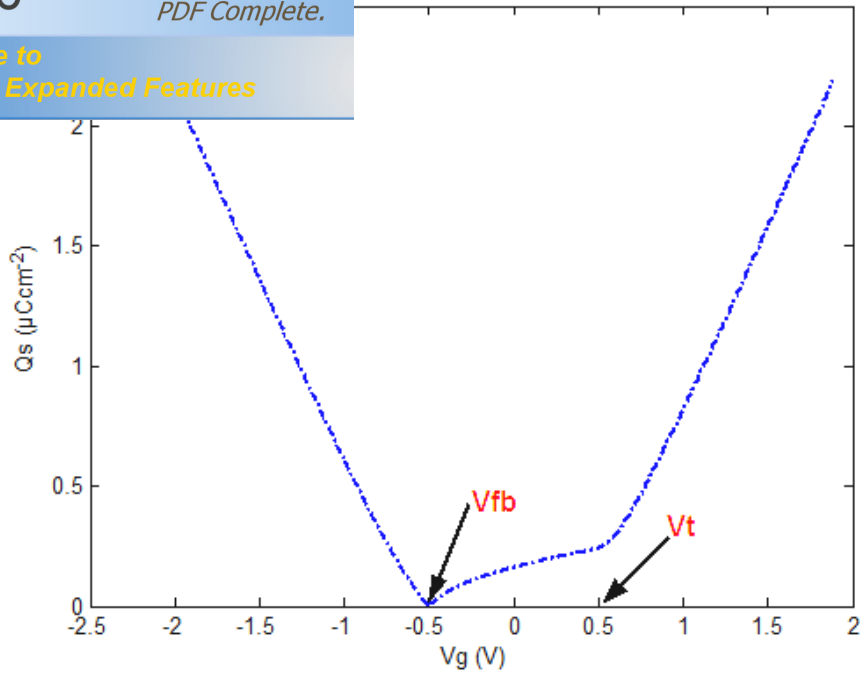
Pour  $\phi_F \leq \phi_S < 2\phi_F$  : apparition de la couche d'inversion, on a une agglomération de minoritaires à l'interface et l'inversion reste faible (région III).

Pour  $\phi_S \geq 2\phi_F$  : inversion forte (région IV).



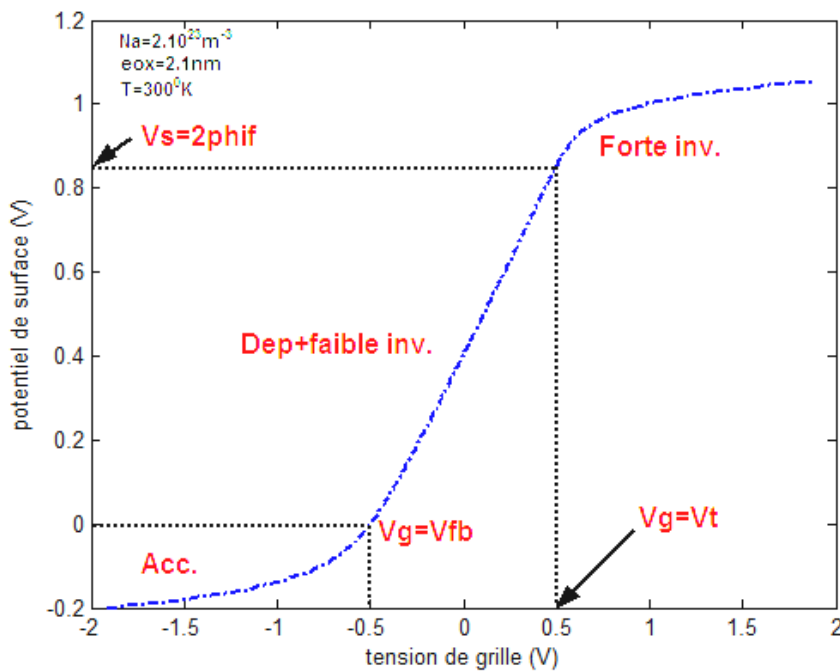
**Figure (III-24) : variation de la charge d'espace en fonction du potentiel de surface selon le dopage du substrat avec  $\Phi_F = 0.41$  V.**

La variation de la charge du substrat en fonction de la tension de grille (expression II-25) est représentée sur la figure (III-25).



**Figure (III-25) : variation de la charge d'espace en fonction de la tension de grille pour  $N_a = 2 \times 10^{23} m^{-3}, e_{ox} = 2.1nm$**

La variation du potentiel de surface  $\phi_s$  en fonction de la tension de grille  $V_g$  (expression II-25) est représentée sur la figure (III-26).



**Figure (III-26) : variation du potentiel de surface en fonction de potentiel de grille**

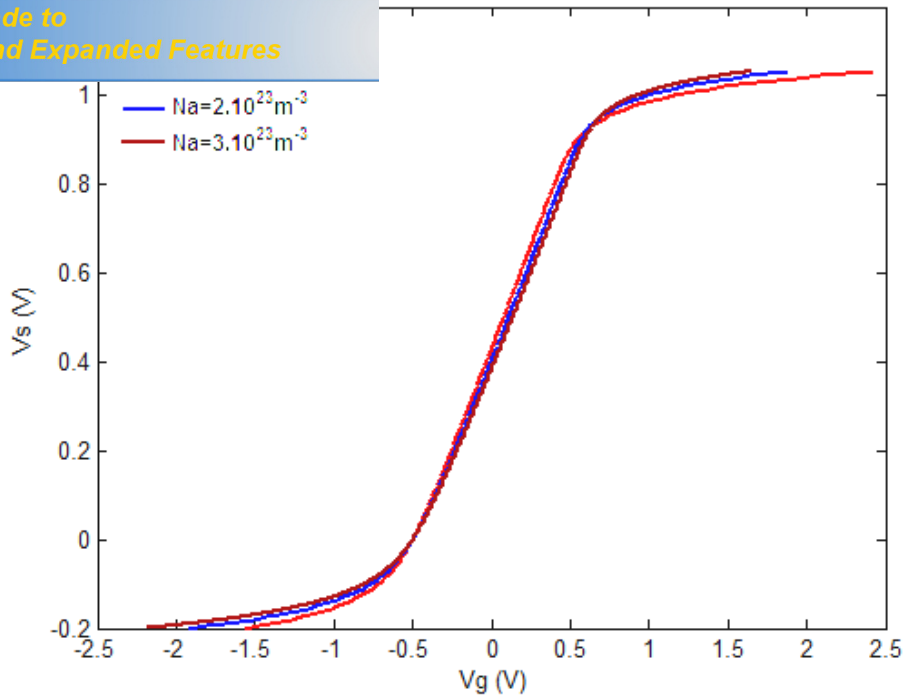


Figure (III-27) : variation du potentiel de surface en fonction de potentiel de grille selon le dopage du substrat

**X –capacité totale d’une structure MOS :**

La variation de la capacité totale en fonction du potentiel de surface (expressions II-88, II-96, II-98) est représentée sur les figures (III-28), (III-29) où l’on voit clairement les quatre zone de fonctionnement du composant propose.

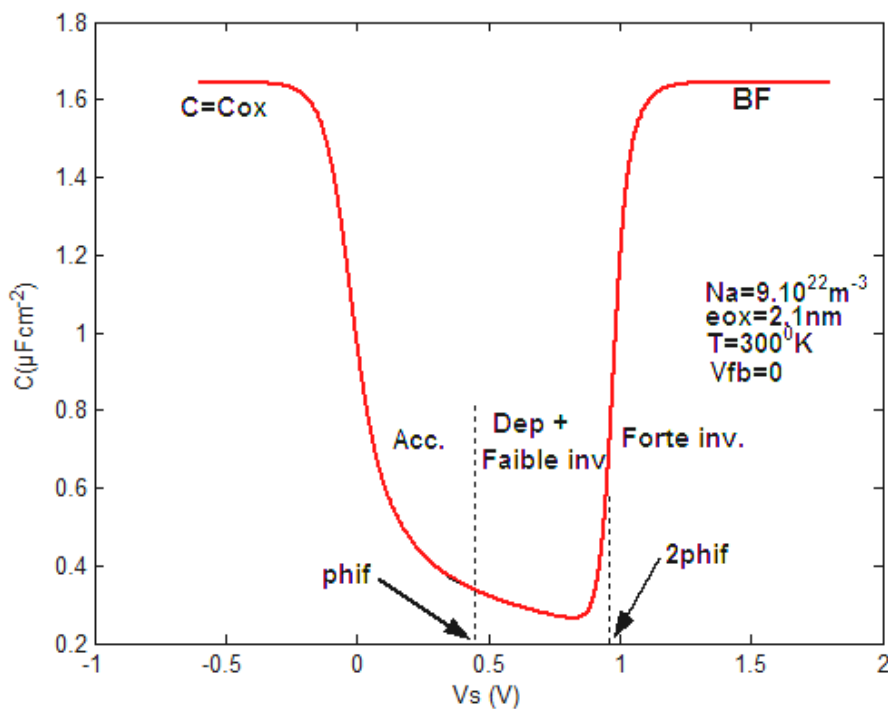


Figure (III-28) : variation de la capacité totale en fonction du potentiel de surface (en basse fréquence)

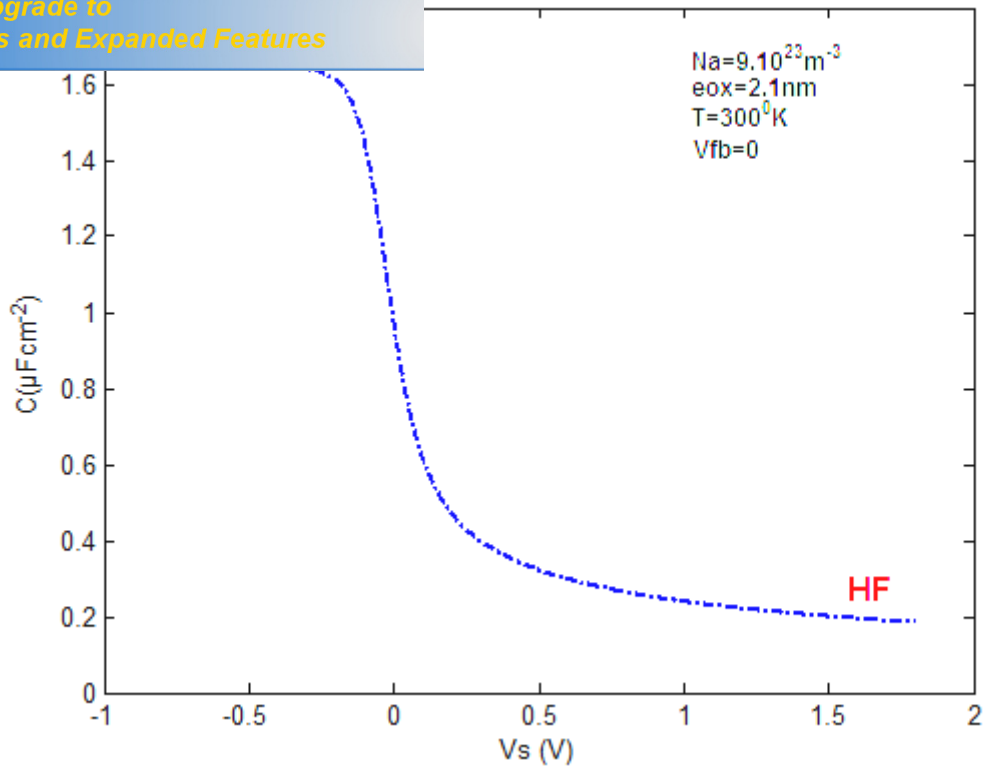


Figure (III-29) : variation de la capacité totale en fonction du potentiel de surface (en haute fréquence)

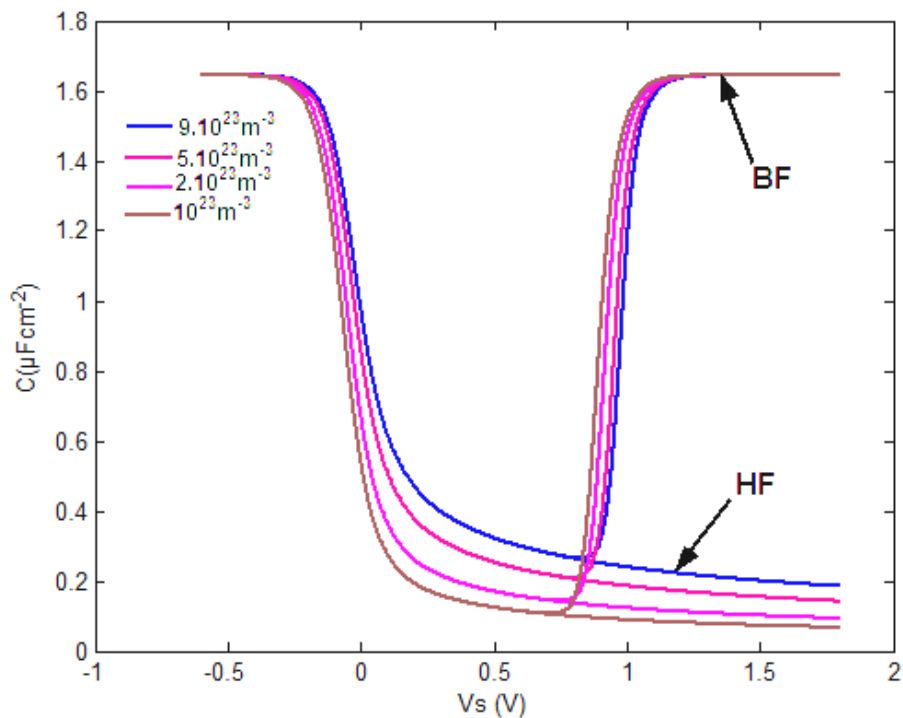


Figure (III-30) : variation de la capacité totale en fonction du potentiel de surface selon le dopage du substrat pour ( $T=300^{\circ} \text{ K}$ ,  $\epsilon_{ox}=2.1 \text{ nm}$ )



Your complimentary  
use period has ended.  
Thank you for using  
PDF Complete.

[Click Here to upgrade to  
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

$Q_s$  varié exponentiellement avec le potentiel de surface  $\phi_s$  et  $V_g$  en régime d'accumulation ou de forte inversion où la constante ( $C = C_{ox}$ ). En régime de déplétion et de faible inversion où la capacité variable, la charge  $Q_s$  varie linéairement avec  $V_g$ . La capacité de déplétion augmentée avec l'évolution de dopage du substrat.



**PDF**  
Complete

*Your complimentary  
use period has ended.  
Thank you for using  
PDF Complete.*

[Click Here to upgrade to  
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

## Abstract

The industrial integrated circuits are actually based on the reduction of the composite electronics active dimensions, such as, the field effect transistors MOSFETs. We can evolve the physical and geometrical parameters of the compound for instance: doping profile of the active zone, the mobility of the charge, the length of the channel in order to have good performances.

At the beginning, we present the different transistors family on the effect of the frame, and we show the advantages of its use on hyper frequency. The physical properties of semi-conductors such as: the forbidden bands energy, the inter supporters density, the mobility and the speed of the charge and the embarrassing frame, will be finished by the transistor MOSFETs and its functioning principle.

The stability properties of the compound MOSFET with the long channel study leads us to know or define all formulas with dominate the content of the active zone, and identify the physical and geometrical factors that will be implemented in the function transistors suggested.

Finally, the different results which are reached above in our theoretical study will be inspected by the simulation of the dominant factors that characterized the compound.



*Your complimentary  
use period has ended.  
Thank you for using  
PDF Complete.*

[Click Here to upgrade to  
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

# Annexes

de déplétion / inversion faible et dans un semi conducteur de type P, la concentration de charge ( $\rho$ ) en un point ( $x$ ) est dominée par la contribution des impuretés ionisées, soit  $\rho(x) \approx -e N_a$  ( $x$ ).

On supposera également la concentration d'impuretés ionisées en tous points de la zone de déplétion et égale au dopage moyen ( $N_a$ ) et supposer que la transition entre le régime où  $\rho(x) \approx -e N_a$  et celui où  $\rho(x) = 0$  est abrupte, soit :

$$\begin{cases} \rho(x) \approx -e N_a & \text{pour } x < W \\ \rho(x) = 0 & \text{pour } x \geq W \end{cases} \quad (1)$$

$W$  : est la largeur de la zone de déplétion / inversion faible.

La charge totale  $Q_s$  est tout simplement égale à :

$$Q_s = \int_0^{+\infty} \rho(x) dx = -e N_a W \quad (2)$$

Mais pour connaître comment varie  $Q_s$  avec le potentiel de surface  $\phi_s$ , il faut savoir comment varie  $W$  avec  $\phi_s$ , soit résoudre l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (3)$$

Pour  $x < W$ , après une première intégration, on trouve :

$$\frac{dV}{dx} = \frac{eN_a}{\epsilon_s} x + A \quad (4)$$

La constante  $A$  peut être estimée en remarquant qu'en  $x = W$ , le champ électrique  $\left[ \frac{-dV}{dx} \right]$  est nul.

$$\text{Soit : } \frac{dV}{dx} = \frac{e}{\epsilon_s} N_a(x - W) \quad (5)$$

La seconde intégration donne :

$$V(x) = \frac{e}{2\epsilon_s} N_a (x - W)^2 + B \quad (6)$$

La différence de potentiel entre  $x = 0$  et  $x = W$  est égale au potentiel de surface, soit :

$$\phi_s = V(x = 0) - V(x = W) = \frac{eN_aW^2}{2\epsilon_s} \quad (7)$$



**PDF Complete**  
 Your complimentary use period has ended.  
 Thank you for using PDF Complete.

[Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features](#)

$$W(s) = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \phi_s}{eN_a}} \quad (8)$$

Plus  $\phi_s$  est fort, plus  $W$  est grand, et plus le dopage est élevé, plus la zone de désertion/ inversion faible est réduite. La charge à l'interface  $Q_s$  vaut donc :

$$Q_s = Q_D = -e N_a W = -\sqrt{2eN_a \epsilon_s \phi_s} \quad (9)$$

$$V_g \leq V_T$$

$$I_d = \begin{cases} \frac{\mu_n C_{OX} Z}{L} \times (V_{dsat} - \frac{V_d}{2}) V_d \times (1 + \lambda V_d) & V_g \geq V_T, V_d \leq V_{dsat} \\ \frac{\mu_n C_{OX} Z}{2L} \times (V_{dsat})^2 \times (1 + \lambda V_d) & V_g \geq V_T, V_d \geq V_{dsat} \end{cases}$$

Pour un champ électrique important [22]:

$$\mu_n = \frac{\mu_0}{1 + \frac{E}{E_C}} \quad (1)$$

Où :

$\mu_0$  : la mobilité des porteurs pour des faibles champ électrique.

$E_C$  : le champ de claquage (champ critique) est donne par l'expression suivante :

$$E_C = \frac{V_{sat}}{\mu_0} \quad (2)$$

$V_{sat}$  : la vitesse de saturation

Il existe plusieurs lois pour décrire la saturation de la vitesse de porteurs, une de plus simples est la suivante :

$$V(E) = \mu_n E = \frac{\mu_0 E}{1 + \frac{E}{E_C}} \quad (3)$$

La mobilité  $\mu_n$  varie avec la température suivant une loi de type :

$$\mu_n = \mu_0 \left( \frac{300}{T} \right)^\alpha \quad (4)$$

onnée par :

$$V(E) = \mu_0 \left( \frac{300}{T} \right)^\alpha \times E \quad (5)$$

Dans le cas du Silicium, la valeur de  $\alpha$  est de l'ordre de 1.5.

ne structure MOS idéal pour  $\phi_S = 2\phi_F$

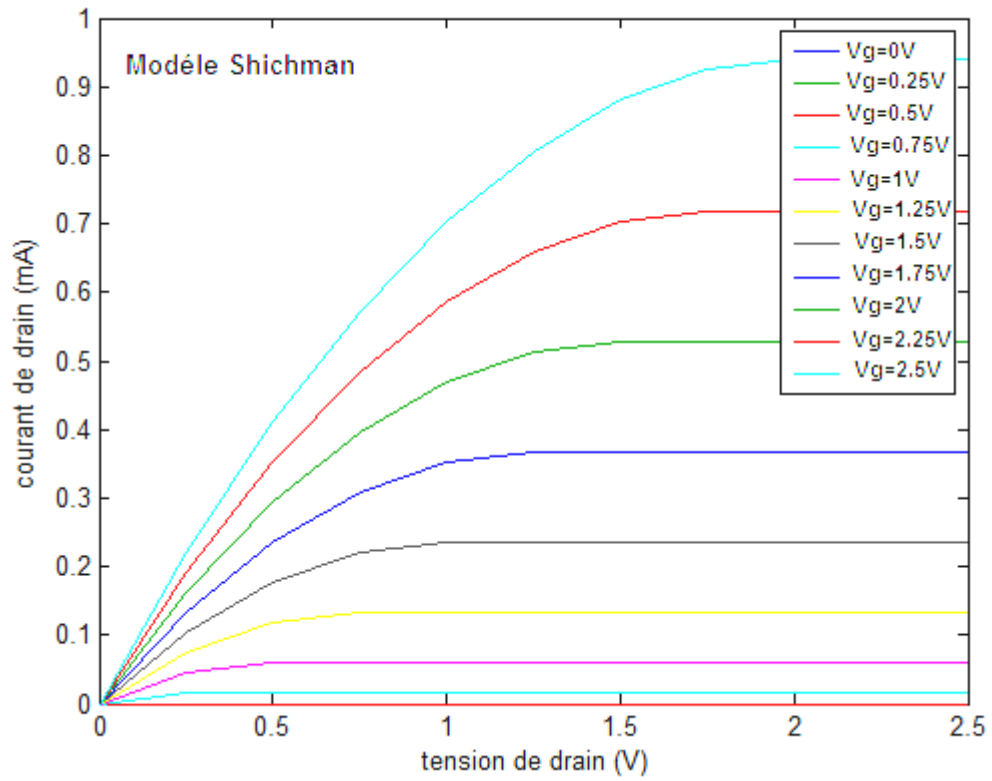
$$W_{\max} = \sqrt{\frac{q \times 2\phi_F}{eNa}} = \sqrt{\frac{4\varepsilon_S KT}{e^2 Na} \times \ln \frac{Na}{ni}}$$

On a donc :

$$\frac{1}{C_{tot\ min}} = \frac{1}{C_{OX}} + \frac{1}{C_{S\ min}}$$

Où :

$$C_{S\ min} = \frac{\varepsilon_S S}{W_{\max}}$$



Caractéristiques de sortie d'un TMOS

- [1]: Delphine SIRIEX « Modélisation non linéaire des MESFETs sur Carbure de Silicium pour l'amplification de puissance micro-ondes », Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2000.
- [2]: Nina Ghalichechian, « Silicon Carbide Overview of physical properties and thin film deposition », ENEE793, Solid state Electronics Fall 2002.
- [3] :S.M. SZE. « Semi-conductor Devises-Physics and technology », 1985, ISBN 0 - 471-87424-8.
- [4] :Christophe CHARBONNIAUD « Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ de GAN pour l'amplification de puissance micro-ondes » Thèse de doctorat de l'institut de recherche en Communications Optiques et Micro-ondes de Limoges, Discipline : Electronique de hautes fréquences et optoélectroniques, 20 octobre 2005.
- [5] :Thierry DIGILIO « Etude de la fiabilité porteurs chauds et des performance des technologies CMOS 0.13µm-2nm » Thèse de doctorat, Université de Provence, 20 octobre 2006.
- [6] : Philippe LETURCQ « Physique des semi conducteurs de puissance », Institut National des sciences appliquées de Toulouse, laboratoire d'analyse et d'architecture des systèmes du CNRS(LAAS) , D 3102
- [7] : Olivier BONN AUD, « Physique des solides, des semi conducteur et dispositifs », institut d'électronique et de télécommunication de Rennes, juin 2003.
- [8]: Frank SCHWIERZ, « Wide Band gad Other Non- III-V RF Transistors: Trends and Prospects» ASU Tempe- 25 March 2004.
- [9]: P.H.Haumesser, Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie « Elaboration par croissance Czartoryski, caractérisation spectroscopique et propriétés laser de monocristaux dopés » par l'Ytterbium, 2000
- [10] : Philippe ROUX, « Théorie général des semi-conducteurs, Jonction PN au Silicium, Effet Transistor Bipolaire, 2008.
- [11]: S.M.SZE; Physics of semi- conductor Devise; John Wiley & sons 1981.
- [12]: Nicolas DUBUC « Modélisation Electrothermique de transistor MESFET SiC et optimisation d'une architecture Doherty pour l'amplification de puissance à haut rendement " Thèse doctorat d'état, Université de Limoges, 2003.
- [13]: Renuka P.Jindal "Compact Noise Models for MOSFETS" IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.53, NO.9, SEPTEMBER 2006.
- [14]: Henry MATHIEU " physique des semi-conducteurs et des composants électroniques" Edition MASSON (2004)
- [15] : Rachid KHLIL "hétéro structures AL GaAs/GaAs par des mesures courant-tension et bruit basses fréquences en température " .Thèse de doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne, 2005.

- [17] : Hilde Muller et Jan Nicolas Myklebust "Les composants actifs hyperfréquences" [www.etud.insa-toulouse.fr/~sroy/cce/Transistors\\_HF.doc](http://www.etud.insa-toulouse.fr/~sroy/cce/Transistors_HF.doc)
- [18] : JC.MICHEL" COURS: Les transistors à effet de champ" <http://JC.MICHEL.free.fr>
- [19] : Birahim Digne « Etude et modélisation compacte d'un transistor MOS, SOI double ógrille dédié à la conception » Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur. Strasbourg I 16-11-2007.
- [20] : JC. MICHEL, "COURS : Les transistors à effet de champ " <http://JC.MICHEL.free.fr>
- [21]: MOSFETS-BASICS,C,E.F.Schubert, Rensselaer Polytechnic Institute, 2003.
- [22]: R.BOUCHAKOUR « Etude de la dégradation des structures MOS soumises à une injection de type tunnel Fowler Nordheim d'électron », Thèse de magister. Université de sétif. Mai 1994.
- [23] : Thomas SKOTNICKI « Transistor MOS et sa technologie de fabrication » Centre national d'études des télécommunications (CENT) de Grenoble, E2431-1

## Table des figures

<i>fig (I-1) : Simulation d'une courbe <math>E_g</math> en fonction de la température pour différents</i> .....	5
<i>fig (I-2) : Champ de claquage en fonction de la largeur de gap pour différents matériau.....6</i> (Si, GaAs, 4H-SiC, GaN, Diamant)	6
<i>fig (I-3) : Simulation d'une courbe <math>n_i</math> au Silicium en fonction de l'inverse de la température.....7</i> ( $A = 3.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-3/2}$ , $E_{g0} = 1.206 \text{ eV}$ ) [6].	7
<i>fig (I-4) : Simulation d'une courbe <math>\mu</math> des électrons et de trous du Silicium en fonction de la.....8</i> température ( $T_{ref} = 300^0 \text{ K}$ , $\alpha = 2.2$ , $\mu_{no} = 1430 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , $\mu_{p0} = 495 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ )	8
<i>fig (I-5) : Variation de la mobilité des électrons et de trous du silicium en fonction de la.....8</i> concentration en impuretés[7]	8
<i>fig (I-6) : Variation de la vitesse de dérive des électrons pour différentes matériaux.....9</i> (Si, III-V) en fonction des champs électrique[8].	9
<i>fig (I- 7) : Libération d'un électron par l'atome de Phosphore et schéma des bandes[10] .....</i>	10
<i>fig (I-8) : Libération d'un trou par l'atome de Bore et schéma des bandes.[10] .....</i>	11
<i>fig (I-9) : Transistor JFET à canal N et symboles des deux types de JFET.....13</i>	13
<i>fig (I-10): Comportement du JFET en fonction de <math>V_d</math> pour <math>V_g &lt; 0</math> .....</i>	14
<i>fig (I-11) : Vue en coupe du MESFET GaAs implanté auto-aligné.....15</i>	15
<i>fig(I-12) : Vue en coupe et polarisation d'un MESFET.....15</i>	15
<i>fig (I-13) : représentation schématique d'un transistor NMOS[19] .....</i>	17
<i>fig (I-14) : Transistor MOSFET à canal N et symboles des deux types de MOSFET.....17</i>	17
<i>fig (I-15) : pincement du canal en fonction de <math>V_d</math>. [19] .....</i>	18
<i>fig (I-16) : Transistor MOSFET à canal N et symboles des deux types de MOSFET.....18</i>	18
<i>fig (II-1) : Diagramme d'énergie d'une structure NMOS en régime d'accumulation[21] ....</i>	23
<i>fig (II-2) : Diagramme d'énergie d'une structure NMOS en régime de déplétion[21] .....</i>	23
<i>fig (II-3) : Diagramme d'énergie d'une structure NMOS en régime d'inversion[21] .....</i>	24

densités de charge, potentiels et des champs.....	24
MOS idéale polarise[21]	
re NMOS [21].....	26
fig (II-8) : Modulation de la résistivité du canal par polarisation du drain à trois régime[23] ...	33
fig(II-9) : Caractéristiques de sortie et de transit d'un NMOS[23 ].....	36
fig (II-10) : Caractéristiques de sortie et de transit d'un NMOS[23] .....	37
fig (III-1) : Caractéristiques de sortie d'un TMOS (modèle Shockley).....	42
fig (III-2) : Caractéristiques de transfert d'un TMOS (modèle Shockley) pour.....	43
différentes valeurs de $V_d$	
fig (III-3) : Comparaison entre Le deux modèles, Shichman et Shockley.....	43
fig (III-4) : Caractéristiques I-V d'un TMOS pour différentes valeurs de.....	44
longueur (L) avec $V_g = 2V$	
fig (III-5) : Caractéristiques I-V d'un TMOS pour différentes valeurs de.....	44
largeur (Z) avec $V_g = 2V$	
fig (III-6) : Caractéristiques I-V d'un TMOS pour différentes valeurs de.....	45
dopage ( $N_a$ ) avec $V_g = 2V$ et $e_{ox} = 62.5 \text{ nm}$	
fig (III-7) : Caractéristiques de sortie d'un TMOS pour différentes valeurs de.....	45
température avec $V_g = 2V$	
fig (III-8) : Caractéristiques de transfert d'un TMOS pour différentes valeurs de.....	46
température avec $V_d = 2V$	
fig (III-9) : Variation de la mobilité des électrons en fonction du champs électrique.....	46
fig (III-10) : Variation de la vitesse des électrons en fonction du champs électrique.....	47
fig (III-11) : Variation de la mobilité des électrons en fonction du champs électrique.....	47
pour différentes valeurs de température	
fig (III-12) : Variation de la vitesse des électrons en fonction du champs électrique.....	48
pour différentes valeurs de température	
fig (III-13) : variation de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde.....	48
selon le dopage de substrat	
fig (III-14) : variation de la tension de seuil en fonction du dopage de substrat.....	49
selon l'épaisseur de l'oxyde	
fig (III-15) : variation de la tension de seuil en fonction de la température.....	49

Fig (III-17) : variation de la tension de seuil en fonction de la largeur du canal.....50

Fig (III-17) : variation de la tension de seuil en fonction de la longueur du canal.....50

fig (III-18) : variation de la transconductance en fonction de la tension de drain.....51  
pour différents valeurs de  $V_g$

fig (III-19) : variation de la conductance en fonction de la tension de drain pour.....51  
différents valeurs de  $V_g$ .

fig (III-20) : évolution de la résistance  $R_{ON}$  en fonction de la tension de grille pour.....52  
 $V_d = 1.5V$

fig (III-21) : évolution de la résistance  $R_{ON}$  en fonction du courant de drain pour.....52  
 $V_g = 1.75V$

fig (III-22) : évolution de la résistance  $R_{ON}$  en fonction de la tension de drain pour.....53  
 $V_g = 1.75V$

fig (III-23) : variation de la charge d'espace en fonction du potentiel de surface pour.....53  
 $N_a = 2 \times 10^{23} m^{-3}$

fig (III-24) : variation de la charge d'espace en fonction du potentiel de surface selon le.....54  
dopage du substrat avec  $\Phi_F = 0.41V$ .

fig (III-25) : variation de la charge d'espace en fonction de la tension de grille pour.....55  
 $N_a = 2 \times 10^{23} m^{-3}, e_{OX} = 2.1nm$

fig (III-26) : variation du potentiel de surface en fonction de potentiel de grille.....55

fig (III-27) : variation du potentiel de surface en fonction de potentiel de grille selon.....56  
le dopage du substrat

fig (III-28) : variation de la capacité totale en fonction du potentiel de surface.....56  
(en basse fréquence)

fig (III-29) : variation de la capacité totale en fonction du potentiel de surface.....57  
(en haute fréquence)

fig (III-30) : variation de la capacité totale en fonction du potentiel de surface selon.....57  
le dopage du substrat pour ( $T=300^0K, e_{OX}=2.1nm$ )



Your complimentary use period has ended.  
Thank you for using PDF Complete.

[Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features](#)

## Liste de tableaux

Tableau (I-1) : paramètres de la variation de la bande interdite en fonction de la température [2]í í í 5

Tableau (I-2) : Comparaison des paramètres physiques du Carbure de Silicium, du Silicium, .....6  
de l'Arséniure de Gallium[1].

Tableau (III-1): paramètres du MOSFET-Si.....42

## Conclusion générale

L'objectif fondamental de ce travail était de déterminer les caractéristiques statiques d'un transistor MOSFET. On a retenu le modèle de Shockley comme une référence d'étude car il constitue un modèle simple par rapport aux autres modèles et nombre des paramètres qui peuvent contrôler le fonctionnement de ce modèle limite. Dans la présente étude, on a montré l'effet des différents paramètres physiques et géométriques sur le fonctionnement et la performance de transistor MOSFET.

Dans ce cadre, on a présenté trois chapitres, le premier a étudié les propriétés physiques des semi conducteurs tels que l'énergie de bande interdite, le champ critique, la densité de porteurs intrinsèques, la mobilité et la vitesse des porteurs, etc. Ainsi, on a fait le point sur la famille des différents transistors à effet de champ tels que JFET, MOSFET, etc. La présentation des descriptions physiques et du principe de fonctionnement a été faite. Dans le second chapitre, on a développé la modulation statique du modèle proposé du transistor, et ce en déterminant les différentes équations qui caractérisant ce modèle : tels que les équations de charge d'espace, de capacité totale, de tension de seuil, de courant de drain, etc. le troisième chapitre a illustré les résultats obtenus de la simulation.

En achevant ce travail, on peut conclure que l'amélioration des performances des dispositifs MOS a été atteinte grâce à la réduction des dimensions des composants comme la longueur du canal et l'épaisseur du diélectrique de grille, avec la diminution de ces derniers on a obtenu le courant le plus élevé possible. Ceci peut être réalisé par l'augmentation de largeur du canal ou par la diminution de dopage du substrat. L'amélioration générale des performances électriques des transistors passent avant tout par l'amélioration de la qualité des matériaux en particulier des substrats, pour les applications de puissance on préfère utiliser des transistors grand gap parce que ils supportent des tensions de polarisation importantes, mais pour les circuits intégrés (puce électroniques) on préfère utiliser des transistors petit gap tel que le transistor (MOS-Si) qui présente une haute vitesse de commutation (passage de l'état bloqué à l'état saturé).

La résistance à l'état passant  $R_{ON}$  dans le cas du modèle Shockley croit de manière non linéaire avec l'augmentation du courant de drain ou de tension de drain et la conductance  $G_d$  limitée le gain intrinsèque ( $G_m/G_d$ ), on peut améliorer le gain intrinsèque par la diminution de la conductance  $G_d$ . Par l'augmentation de la température, la mobilité des porteurs de charge diminue mais le courant de drain devient important grâce à la diminution de tension de seuil  $V_T$ .

Finalement, on peut proposer cette problématique : la réduction des dimensions du transistor MOS peut-elle avoir une limite ?

## RESUME :

L'industrie des circuits intégrés est actuellement basée sur la réduction des dimensions des dispositifs électroniques actifs tels que les transistors à effet de champ MOSFETs. On peut améliorer les paramètres physiques et géométriques du composant tel que le profil de dopage de la zone active, la mobilité des porteurs de charge, la longueur du canal afin d'obtenir des performances élevées.

Au début de la présentation, on présente la famille des différents transistors à effet de champ et on montre les avantages pour l'utilisation en hyperfréquence. Les propriétés physiques des semi conducteurs telles que l'énergie de bande interdite, la densité de porteurs intrinsèques, la mobilité et la vitesse des porteurs et le champ de claquage seront abordées dans la présente étude. Cette partie sera clôturée par la présentation du transistor MOSFET et de son principe de fonctionnement.

L'étude des propriétés statiques du composant MOSFET, nous a conduit à définir l'ensemble des équations régissant le comportement de la zone active, et à identifier les paramètres physiques et géométriques impliqués dans le fonctionnement du modèle proposé du transistor.

Finalement, on doit vérifier la validité des différents résultats obtenus dans l'étude théorique par la simulation des paramètres dominants caractérisant ce composant.

### Mots clés :

- Semi conducteur
- Transistor à effet de champ
- MOSFET Si

## ملخص

صناعة الدوائر المتكاملة تعتمد على الحد من أبعاد المركبات الإلكترونية النشطة على غرار الترانزستور ذو تأثير المجال موصفيت، يمكن أن نحسن من المعلمات الفيزيائية والهندسية للمركب الإلكتروني مثل مقطع التهجين للمنطقة النشطة، حركية حاملات الشحن، طول القناة للحصول على أداء عالي لهذا المركب.

في بداية العرض قدمنا عائلة مختلف الترانزستورات ذات تأثير المجال وإظهار إيجابيتها في الاستخدامات عالية التواتر، كما قدمنا الخواص الفيزيائية لأنصاف النواقل مثل طاقة الشريط الممنوع، كثافة حاملات الذاتية، حركية وسرعة حاملات الشحن، المجال الحرج....إلخ، هذا الجزء ينتهي بعرض لترانزستور الموصفيت ومبدأ عمله.

تقودنا دراسة الخواص السكونية لمركب الموصفيت ذو القناة الطويلة إلى تعريف جملة من المعادلات التي تتحكم في سلوك القناة النشطة (الفعالة) وتعريف المعلمات الفيزيائية و الهندسية المطبقة خلال عمل الترانزستور المقترح.

في النهاية، نتحقق من صحة النتائج المتحصل عليها نظريا بواسطة المحاكاة.

### كلمة المفتاح:

- نصف الناقل
- ترانزستور ذو تأثير المجال
- موصفيت السيليسيوم