

Sommaire

Remerciements	i
Table des matières	ii
Liste des figures	v
Liste des tableaux	viii
Introduction générale	1

Chapitre 1 : Evolution technologique de la filière High Electron

Mobility Transistor (HEMT)

I.1 Introduction.....	3
I.2 Architecture des transistors de puissance	3
I.2.1 Transistor HEMT	3
I.2.1.1 Principe de fonctionnement	4
I.2.1.2 Structure technologique du HEMT conventionnelle	5
I.2.3 Transistor PHEMT.....	6
I.2.4 Comparaison entre le HEMT et le PHEMT	7
I.2.5 Transistor MOS-PHEMT	9
I.3 Matériaux semi-conducteur binaire.....	10
I.3.1 structure cristalline du GaAs	10
I.3.2 Propriétés physiques et électroniques de GaAs	12
I.4 Matériaux High-k.....	13
I.4.1 Oxyde d'aluminium (Al_2O_3)	14
I.4.2 HfO_2	14
I.4.3 TiO_2	15
I.5 Paramètres statiques	16
I.5.1 La transconductance gm	16
I.5.2 La conductance de sortie gd	17
I.5.3 Tension de seuil V_T et tension de pincement V_P	17
I.6 Paramètres dynamiques	18

I.6.1 Mesure des paramètres S	18
I.6.2 Le gain en courant de court-circuit	18
I.6.3 Le gain maximum disponible ou MAG (Maximum Available Gain)	19
I.6.4 Gain unilatéral U ou gain de Mason	19
I.7 Etat de l'art des filières HEMT	19
I.8 Conclusion	21

Chapitre 2: Modèle de Dérive Diffusion du transistor MOS-PHEMT ET PHEMT

I.1 Introduction.....	24
II.2 Modèle physico électrique du PHEMT et du MOS-PHEMT.....	24
II.3 Modèle de dérive diffusion	26
II.4 Rappels de base sur le fonctionnement du MOSFET	27
II.5 Caractéristiques C-V	30
II.5 Paramétrage DC du MOSHEMT pseudo morphique	32
II.5.1 Modèle de la mobilité en fort champ électrique	32
II.5.2 Le modèle Shockley-Read-Hall (recombinaison-génération).....	34
II.6 Méthode des éléments fins.....	35
II.6.1 paramètres d'entrée du modèle numérique	35
II.6.2 Configuration de la densité de charges qui constitue le 2DEG.....	36
II.6.3 Configuration de la couche d'oxyde.....	36
II.6.4 Configuration des différentes régions.....	36
II.7 Conclusion	Erreur ! Signet non défini.

Chapitre 3: Résultats du paramétrage statique et dynamique des transistors PHEMT et MOS-PHEMT

III.1 Introduction.....	39
III.2 Description de l'outil de simulation SILVACO	39

III.3 Résultant et discussion	41
III.3.1 Structures étudiées du MOS-PHEMT et du PHEMT	41
III.3.2 Caractéristiques statiques (DC) de MOSPHEMT et de PHEMT	44
III.3.2.1 Caractéristiques de sortie	44
III.3.2.2 Caractéristiques de transfert I_{ds}/V_{gs}	Erreur ! Signet non défini.
III.3.2.3 Cartographie des grandeurs électriques.....	48
III.3.2.4 Effet de la nature d'oxyde de la grille	52
III.3.2.5 Effet de l'épaisseur d'oxyde de la grille	53
III.4.2 Caractéristiques dynamiques (AC)	54
III.4.2.1 Fréquence de coupure	54
III.5 Conclusion	56
Conclusion générale.....	56
bibliographie.....	56

Liste des figures

Chapitre 1 : Evolution technologique de la filière High Electron Mobility Transistor (HEMT)

Figure I.1 : Impact de la polarisation de la grille sur le diagramme de bande	4
Figure I.2: Structure d'un transistor HEMT	Erreur ! Signet non défini.
Figure I.3 : Technologie PHEMT	6
Figure I.4 : Largeur de bande interdite en fonction du paramètre cristallin pour les composés III-V utilisés dans les HEMT	Erreur ! Signet non défini.
Figure I.5 : Comparaison de la structure de la bande d'énergie de conduction des transistors HEMT et PHEMT	Erreur ! Signet non défini.
Figure I.6: Structure d'un transistor InGaP/InGaAs MOS-PHEMT.....	9
Figure I.7: Structures PHEMT et MOS-PHEMT.....	Erreur ! Signet non défini.
Figure I.8: : Mailles cristallographiques d'une structure Zinc a : représente le paramètre de maille du résea	11
Figure I.9: Première zone d'un cristal Zinc Blende	11
Figure I.10 :Vitesse de dérive en fonction de champ électrique pour les matériaux non dopés (Nd = 0)	Erreur ! Signet non défini.

Chapitre2: Modèle de Dérive Diffusion du transistor MOS-PHEMT ET PHEMT

Figure II.1: Représentation schématique des bandes d'énergie d'un N-MOSFET, bandes plates (à gauche) et régime d'inversion faible (à droite).....	Erreur ! Signet non défini.
Figure II.2: Coupe transversale et le potentiel de diagramme de bande du condensateur MOS-PHEMT	Erreur ! Signet non défini.

Figure II.3 : Capacité d'un condensateur MOS-PHEMT pour différentes conditions de polarisation **Erreur ! Signet non défini.**

Figure II.4: Évolution de la vitesse des électrons selon l'amplitude du champ électrique .
..... **Erreur ! Signet non défini.**

Chapitre 3: Résultats du paramétrage statique et dynamique des transistors PHEMT et MOS-PHEMT

Figure III.1 : Diagramme de la simulation numérique de Silvaco . **Erreur ! Signet non défini.**

Figure III.2 : Structure du MOS- PHEMT **Erreur ! Signet non défini.**

Figure III.3 : Diagramme de bandes d'énergie de MOS-PHEMT ... **Erreur ! Signet non défini.**

Figure III.4: Structure du PHEMT simulée..... **Erreur ! Signet non défini.**

Figure III.5: diagramme de bandes d'énergie dans le PHEMT **Erreur ! Signet non défini.**

Figure III.6: Caractéristiques de sortie du transistor PHEMT **Erreur ! Signet non défini.**

Figure III.7: Caractéristiques de sortie du transistor MOS-PHEMT **Erreur ! Signet non défini.**

Figure III.8: Caractéristiques de transfert du transistor PHEMT. 46

Figure III.9 : Caractéristiques de transferts du transistor MOS-PHEMT. .. **Erreur ! Signet non défini.**

Figure III.10 : Comparaison entre les caractéristiques de sortie du MOS-PHEMT et du PHEMT 47

Figure III.11 : Comparaison entre les caractéristiques de transfert du MOS-PHEM et du PHEMT 48

Figure III.12 : Distribution du potentiel dans le PHEMT pour $V_{gs} = 0$ V et $V_{ds} = 0$ V 49

Figure III.13 : Distribution du potentiel dans le MOS-PHEMT pour $V_{ds} = 0$ V et $V_{gs} = 0$ V 49

Figure III.14 : Distribution de la densité du courant dans le MOS-PHEMT pour $V_{ds} = 0$ V et $V_{gs} = 0$ V 50

Figure III.15 : Distribution de la densité du courant dans le PHEMT pour $V_{gs} = 0 \text{ V}$ et $V_{ds} = 0 \text{ V}$	50
Figure III.16 : Distribution du champ électrique dans le PHEMT pour $V_{gs} = 0 \text{ V}$ et $V_{ds} = 0 \text{ V}$	51
Figure III.17 : Distribution du champ électrique dans le MOS-PHEMT pour $V_{ds} = 0 \text{ V}$ et $V_{gs} = 0 \text{ V}$	51
Figure III.18 : Effet de la nature d'oxyde (diélectrique) sur les performances statiques	52
Figure III.19 : Réseau des caractéristiques de sortie dans MOS-PHEMT avec l'empilement du TiO_2 et Al_2O_3	53
Figure III.20 : Effet de l'épaisseur d'oxyde dans MOS-PHEMT pour $V_{gs}=0 \text{ V}$	54
Figure III.21 : Fréquence de coupure de MOS-PHEMT et PHEMT pour $V_{gs}= -1 \text{ V}$ et $V_{ds}=2 \text{ V}$	55
Figure III.22 : Fréquence de coupure de MOS-PHEMT et PHEMT pour $V_{gs}=0 \text{ V}$ et $V_{ds}=2$	55

Listes des tableaux

Chapitre 1 : Evolution technologique de la filière High Electron

Mobility Transistor (HEMT)

Tableau I.1 : Point de directions de la première zone Brillouin d'un cristal Zinc Blende 11

Tableau I.1: Principales propriétés physiques et électriques du GaAs **Erreur ! Signet non défini.**

Tableau I-2 : Comparaison des propriétés des alliages III-V à 300 K **Erreur ! Signet non défini.**

Tableau I-3 : Caractéristiques diélectriques calculées (largeur de bande et permittivité relative) des trois phases cristallines de HfO₂ **Erreur ! Signet non défini.**

Tableau I-4 : Technologie de HEMTs pour l'onde millimétrique (10 GHz-100 GHz)..... 20

Introduction générale

La mise en place de systèmes performants requiert une technologie de semiconducteurs offrant des performances en termes de fréquence, puissance, rendement, linéarité et stabilité thermique toujours plus élevées. Les semi-conducteurs sont omniprésents dans notre vie quotidienne et ont un poids décisif dans l'économie. Ils ont été à la source d'une révolution tranquille qui a porté une grande part de la croissance de l'économie mondiale depuis un demi-siècle, notamment grâce à l'invention du transistor. L'intensification des recherches sur les matériaux semi-conducteurs, déclenchée par l'essor des dispositifs optoélectroniques, et le développement simultané des techniques d'épitaxie ont permis de recenser des couples de matériaux susceptibles de constituer des hétérojonctions présentant des interfaces de qualité tout à fait acceptable.

Parmi ceux-ci, l'association GaAlAs/GaAs ou encore l'hétérojonction AlGaAs/GaAs qui cumule de nombreux avantages : largeur de bande interdite relativement importante qui autorise un fonctionnement à haute température, mobilité électronique élevée qui permet d'atteindre de bonnes performances, mailles cristallines assez proches qui minimisent les recombinaisons parasites. Beaucoup de composants ont bénéficié de ces performances notamment le transistor HEMT qui est apparu grâce au bon confinement.

Les matériaux semiconducteurs III-V sont une voie possible pour remplacer le silicium compte tenu de leurs propriétés de transport. $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ a une mobilité d'électrons de $12000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, qui est 8 fois plus élevée que celle du silicium, la vitesse thermique des électrons est de $5.5 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ ce qui est deux fois plus élevée que celle du silicium.

Le transistor HEMT (GaAs/AlGaAs), (pour **H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistor) est également nommé TEGFET (**T**wo-dimensional **E**lectron **G**as **F**ield **E**ffect **T**ransistor), MODFET (**M**odulation **D**oped **F**ield **E**ffect **T**ransistor), ou HFET (**H**eterojunction **F**ield **E**ffect **T**ransistor). Ces différentes appellations correspondant à transistor à hétérojonction à mailles cristallines de taille accordées ou quasi accordées. Pour l'amplification de puissance hyperfréquence. Le HEMT génère un bruit basse fréquence élevé. En conséquence pour satisfaire aux besoins sans cesse croissants de montée en fréquence, l'idée de base a été de remplacer le canal GaAs par un autre matériau autorisant une vitesse des électrons à fort champ électrique la plus élevée possible : AlGaAs. Les progrès technologiques en matière d'épitaxie ont donc donné naissance à un nouveau type de transistor à hétérojonction : le HEMT pseudomorphique (PHEMT), ce dernier constitue un des composants privilégiés compte tenu de ses performances et de la maturité de la filière.

L'augmentation du courant inverse de grille est l'un des phénomènes de dégradation observé dans la technologie PHEMT, cette augmentation induit une consommation plus élevée, une faible impédance d'entrée et une augmentation du bruit de PHEMT. Ces conséquences limitent les performances du transistor pour des applications visées. Afin de minimiser ce courant de fuite, beaucoup de travaux de recherches sur la nouvelle technologie MOS-PHEMT ont été publiés dans la littérature.

L'objectif de ce travail de mémoire est l'étude par simulation du comportement statique et hyperfréquences des transistors PHEMT et MOS-PHEMT. Le manuscrit est divisé en trois chapitres:

- Dans le premier chapitre de ce mémoire, l'intérêt des transistors PHEMT et MOSPHEMT va être présenté après un rappel d'une évolution technologique du HEMT vers le PHEMT. L'apport des matériaux III-V en particulier l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est discuté. Un point clé de la technologie MOS-PHEMT est le diélectrique de grille et son interface avec le semiconducteur, les propriétés des diélectriques qui font partie aux matériaux high-k tels que le dioxyde d'aluminium (Al_2O_3) ou encore le dioxyde de titane (TiO_2) est ensuite discutée. Finalement un état de l'art sur les filières technologiques du HEMT est présenté.
- Le deuxième chapitre introduit les bases théoriques, et les notions fondamentales de transistor MOSPHEMT et PHEMT en termes de modèle physico-électrique et plus précisément le modèle de Dérive Diffusion, les caractéristiques C-V ont été présentées. Le paramétrage statique des équations de transport de charges dans les transistors PHEMT et MOS-PHEMT sous le module Atlas du simulateur SILVACO est examiné.
- Le troisième chapitre synthétise les résultats de paramétrage statique et dynamique des transistors PHEMT et MOS-PHEMT, En effet, l'outil de simulation utilisé dans ce travail de mémoire est le logiciel SILVACO. Ce logiciel permet de concevoir et prévoir les performances des dispositifs à base de semiconducteur grâce au module de simulation ATLAS. La simulation du comportement électrique de dispositif, a été réalisée au moyen de ce module.

Finalement, les conclusions et perspectives sur cette étude des PHEMT et MOS-PHEMT sont données à la fin de ce manuscrit.

Chapitre I

Evolution technologique de la filière High Electron Mobility Transistor (HEMT)

Chapitre I

Evolution technologique de la filière High Electron Mobility Transistor (HEMT)

I.1 Introduction

Récemment, beaucoup de travaux de recherche sur la technologie HEMT sont en cours dans la communauté scientifique et dont les propriétés pourront permettre l'amplification de puissance en bande K et Ka (26 – 40 GHz voire au-delà [1]). Dans ces bandes de fréquences les applications les plus courantes sont dédiées à la communication satellite civile.

Dans ce chapitre nous allons présenter l'aspect physique et électrique des différentes technologies de la filière HEMT notamment le PHEMT (pour Pseudomorphique High Electron Mobility Transistor). A l'heure actuelle, Peu de transistors associent, une forte densité de puissance et une fréquence de travail élevée. En effet, les technologies existantes permettent généralement de réaliser un compromis entre ces paramètres.

Afin d'expliquer de manière théorique l'intérêt de ces types de composants, nous présenterons les propriétés physiques, chimiques, électriques et thermiques relatives aux HEMTs utilisant les hétéro structures AlGaAs/GaAs, nous aborderons également les effets limitatifs basses fréquences connus, inhérents a ces composants, qui restreignent les performances en puissances et impactent la fiabilité des composants.

I.2 Architecture des transistors de puissance

I.2.1 Transistor HEMT

Le HEMT (High Electron Mobility Transistors) appartient à la famille des transistors à effet de champ. Il est un cas particulier du MESFET (Métal Semi-conducteur Field Effect Transistor).Ce composant possède plusieurs dénominations dans la terminologie anglo-saxonne, TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor), MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor) mais également HFET (Heterojunction Field Effect Transistor) [2]. Ce dernier terme est toutefois généralement plutôt réservé à un autre composant à hétéro structure dans lequel le transport s'effectue dans un matériau dopé alors qu'il est non dopé pour le HEMT.

I.2.1.1 Principe de fonctionnement

La structure des couches des HEMTs est réalisée de façon à séparer physiquement les électrons libres dans le canal des donneurs ionisés, ceci afin d'augmenter la mobilité des électrons par la réduction de la répartition des impuretés ionisées. Ainsi la différence essentielle entre les MESFET et les HEMT se situe au niveau du principe même du contrôle du courant dans le canal. Alors que dans le cas du MESFET, l'électrode de grille contrôle la section du canal disponible pour la conduction, dans le cas du HEMT, elle contrôle la densité d'un gaz d'électrons libres dans une zone non dopée située sous l'hétéro interface qui constitue le canal du transistor [3].

Le gaz d'électrons étant créé, il est possible de contrôler la densité de porteurs dans le canal par l'intermédiaire de la tension appliquée sur la grille.

La figure I.1 illustre les diagrammes de bande de la zone située sous la grille en fonction de la polarisation de grille appliquée. Lorsque la tension V_{gs} augmente, le puits de potentiel devient de plus en plus profond, permettant à un nombre plus grand d'électrons de diffuser dans le GaAs. Comme pour le MESFET, la tension V_{ds} crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant I_{ds} (drain-source). Pour des tensions de grille suffisamment négatives, la densité de porteurs dans le canal devient négligeable et aucun courant significatif ne circule dans le canal [3], le composant est alors pincé. L'évolution du courant de drain en fonction de la tension de drain et pour différentes valeurs de la tension de grille est sensiblement la même que pour le MESFET. De plus, un effet de saturation de courant intervient également pour le HEMT. Il provient de la limite de vitesse des électrons [3].

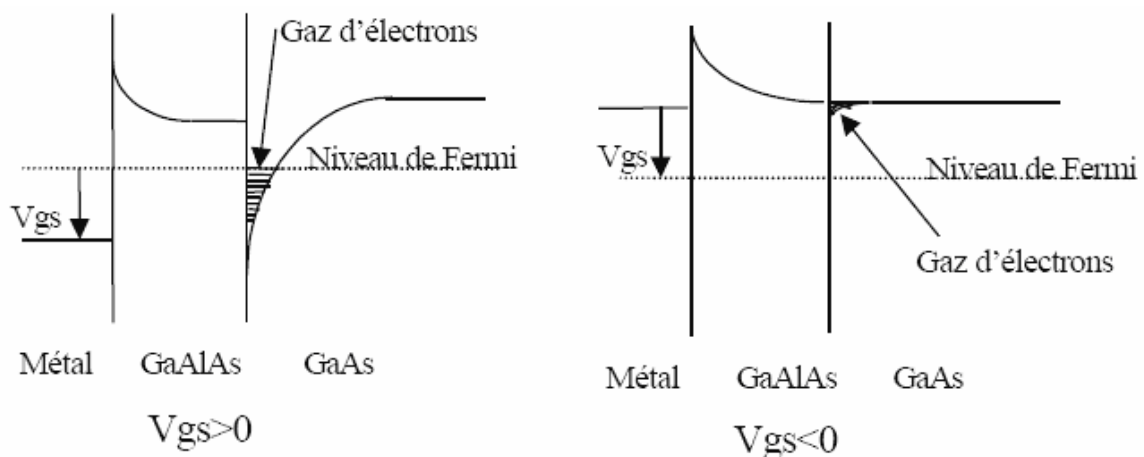


Figure I.1 : Impact de la polarisation de la grille sur le diagramme de bande [3].

I.2.1.2 Structure technologique du HEMT conventionnelle

La structure du HEMT est présentée sur la figure I.2. Elle est constituée essentiellement de trois matériaux différents : le substrat, un matériau à grand gap et un matériau à petit gap. On retrouve les électrodes de source de grille et du drain [4].

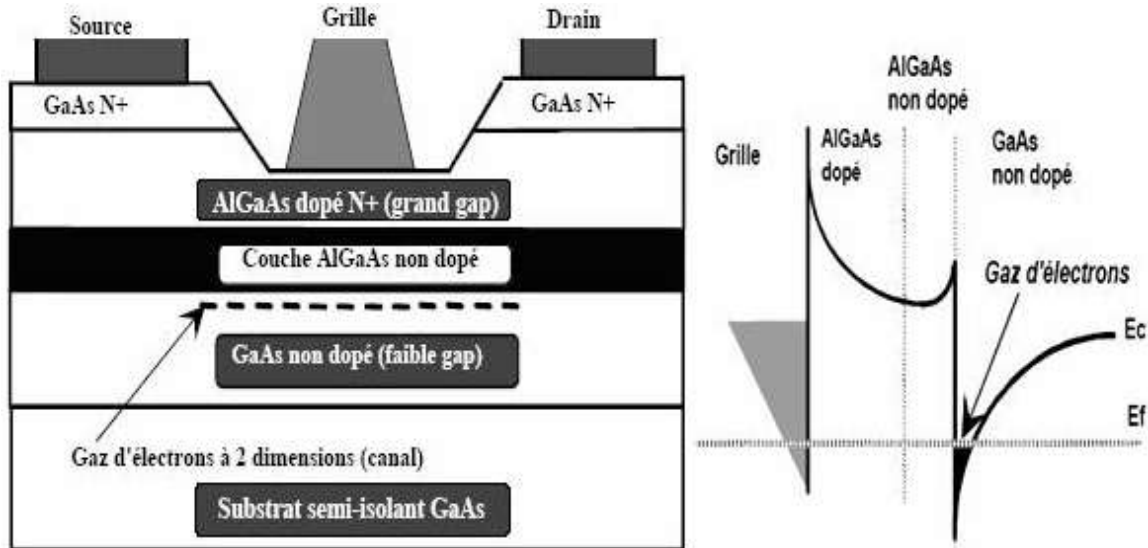


Figure I.2: Structure d'un transistor HEMT [4].

Cette structure est définie comme suit [4]:

- La couche superficielle (appelée Cap Layer) est formée par un matériau de faible bande interdite, pour permettre la réalisation des contacts ohmiques de source et de drain. Cette couche est généralement fortement dopée afin de diminuer la valeur des résistances de contact et donc celle des résistances d'accès.
- La couche à grand gap non dopée (couche Schottky) est destinée à la réalisation du contact Schottky de grille, qui est déposé après gravure du Cap Layer (fossé de grille ou recess). Cette couche permet le contrôle de la densité de porteurs dans le canal et doit pour cela être suffisamment fine devant la longueur de grille.
- La couche de matériau à grand gap dopé a pour rôle de fournir les électrons libres à la structure : c'est la couche donneuse. Ce dopage, pouvant être volumique, est généralement réalisé par un plan de dopage silicium et est nommé "δ - doping". Il permet d'augmenter la tension de claquage du transistor sans diminuer la densité de porteurs du canal.
- Viens ensuite l'espaceur (spacer), une couche de matériau à grand gap non intentionnellement dopé (nid), permettant de séparer les atomes donneurs d'électrons de la couche donneuse, des électrons du canal.

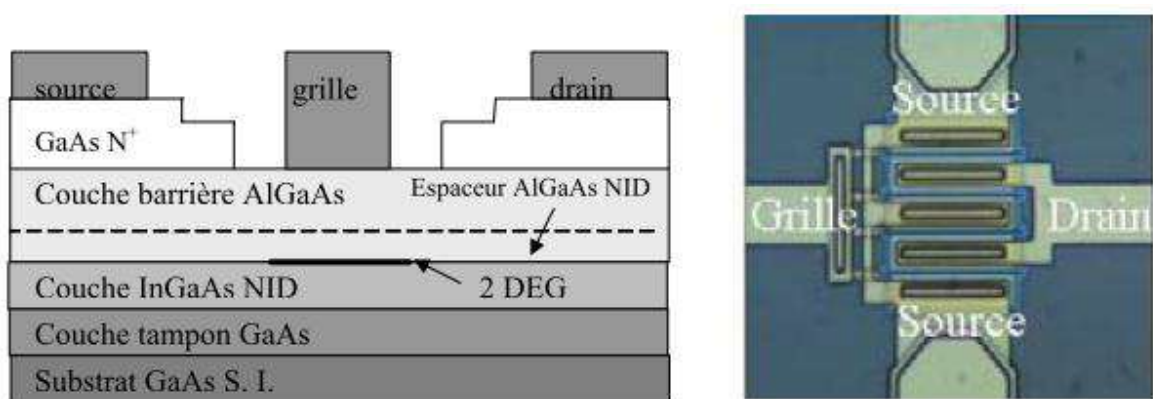
Les interactions à distance électrons-impuretés ionisées sont ainsi réduites. Plus cette couche ne sera épaisse, meilleure sera la mobilité des électrons dans le canal. A l'inverse, le transfert des électrons de la couche donneuse dans le canal est favorisé par un espacer fin.

- Le canal est constitué d'un matériau à petit gap non intentionnellement dopé. Cette couche, importante dans la mesure où elle reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons, déterminera les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons dans le matériau.
- Une couche tampon, communément appelée buffer, permet d'améliorer le confinement des électrons dans le canal en réduisant l'injection des porteurs vers le substrat. Cette couche permet également d'avoir un matériau de base de bonne qualité cristallographique nécessaire à la croissance des autres couches.

Enfin, le substrat semi-isolant est un matériau binaire qui identifie la filière (GaAs).

I.2.3 Transistor PHEMT

Dans les structures HEMT pseudo morphiques (pHEMT), la hauteur du puits quantique est augmentée sans que cela nécessite la présence de couches trop fortement dopées. Ce résultat est obtenu grâce à l'utilisation d'un matériau semi-conducteur de bande interdite plus faible que l'arséniure de gallium (GaAs), tel que l'InGaAs. La différence de structure cristallographique et physique entraîne des phénomènes spécifiques tels que l'augmentation de la mobilité mais également des risques quand à la qualité cristalline.



(a) Structure du **PHEMT** sur GaAs.

(b) Photographie du **PHEMT**

Figure I.3 : Technologie PHEMT [5].

Il est cependant intéressant de noter que pour une variation de seulement 1% du paramètre de maille, la hauteur du puits de potentiel du pHEMT peut augmenter de 30% par rapport à une

structure HEMT classique [5]. Une augmentation du puits de potentiel peut permettre une importante élévation de la fréquence de transition (supérieures à 600GHz [6]). De par son faible niveau de bruit, le pHEMT à base de GaAs est un composant privilégié pour l'amplification faible bruit. Cependant sa tension de claquage se trouve réduite par rapport aux technologies grands gaps. La Figure I.4 indique que la couche InGaAs est en désaccord de maille avec la couche AlGaAs et la couche tampon GaAs, contrairement à l'hétérostructure AlGaAs/GaAs. La couche mince InGaAs subit une déformation quadrilatère à partir de sa structure cristalline cubique normale de manière à ce qu'elle soit accordée au réseau cristallin des matériaux GaAs et AlGaAs. Puisque la couche InGaAs est contrainte, le HEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs est dénommé « pseudomorphique » [7].

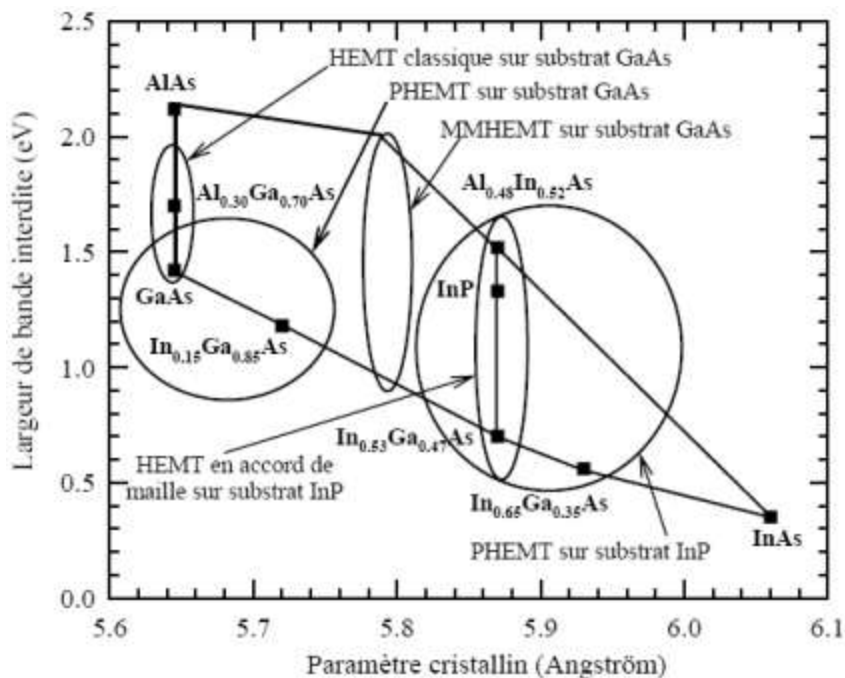


Figure I.4 : Largeur de bande interdite en fonction du paramètre cristallin pour les composés III-V utilisés dans les HEMT [7].

I.2.4 Comparaison entre le HEMT et le PHEMT

Les performances fréquentielles des HEMTs sont liées au temps de transit entre la source et le drain. Monter en fréquence revient donc à miniaturiser les dimensions du composant, mais également à utiliser des matériaux présentant des mobilités électroniques élevées.

Pour satisfaire aux besoins sans cesse croissants de montée en fréquence, l'idée de base a été de remplacer le GaAs du canal par un autre matériau à faible gap autorisant une vitesse à fort champ électrique la plus élevée possible en ajoutant une couche InGaAs. Les progrès

technologiques en matière d'épitaxie ont donc donné naissance à un nouveau type de transistor à hétérojonction : le HEMT pseudo-morphique (PHEMT).

Il est possible de contrôler la densité gaz d'électrons créé, à l'aide de la tension de grille. Lorsque la tension de grille augmente, le puits de potentiel devient plus profond.

Un plus grand nombre d'électrons libérés par les atomes donneurs du semi-conducteur peuvent alors diffuser dans le canal. Inversement, lorsque la tension de grille diminue, le puits de potentiel diminue jusqu'à ce qu'il ne puisse plus contenir de porteurs. Le transistor est alors pincé, Le courant I_{ds} est alors contrôlé par la densité de porteurs. Le PHEMT présente des performances nettement supérieures à celles du HEMT classique, adapté en maille, en démontrant un faible niveau de bruit, puisque les porteurs sont mieux confinés dans un puits plus profond, et une fréquence de coupure élevée, puisque la mobilité électronique dans InGaAs est plus élevée. Compatible avec les lignes de fabrication de MMIC existantes, des filières commerciales n'ont pas tardé à voir le jour, y compris en Europe (Philips devenu OMMIC en 2000, Thomson et Daimler associés dans UMS en 1996, GMMT devenu Bookham en 2002) [8].

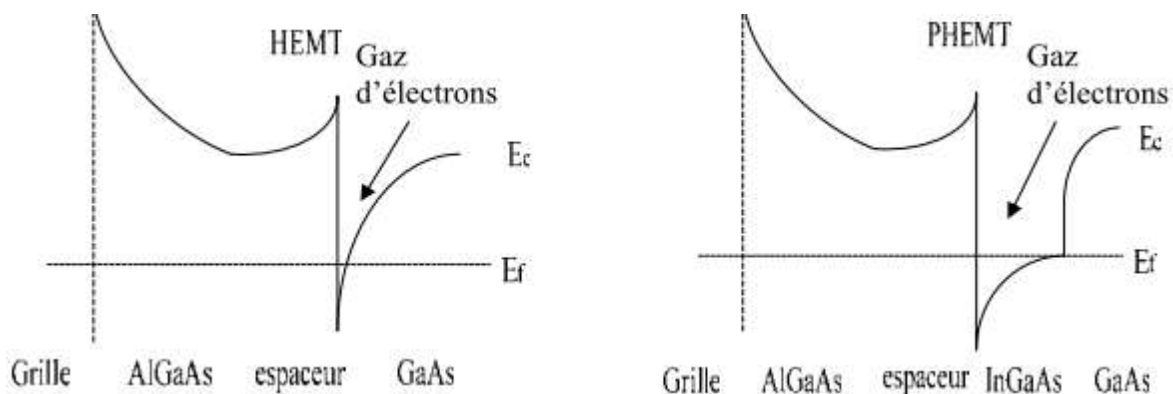


Figure I.5 : Comparaison de la structure de la bande d'énergie de conduction des transistors HEMT et PHEMT [8].

Les transistors à haute mobilité d'électron (HEMT) et HEMT pseudo-morphiques (pHEMT) remplacent rapidement la technologie conventionnelle de MESFET dans des applications commerciales militaires et exigeant un faible bruit et le gain élevé, en particulier aux fréquences millimétriques. L'application de PHEMT pour l'amplification à haute efficacité de puissance gagne la popularité. D'autres noms généralement utilisés pour HEMTs incluent MODFET (modulation doped FET), TEGFET (two-dimension a lelectron gas FET) et SDHT (selectively doped heterojunction transistor).

Les principes de base de leur fonctionnement des transistors d'effet de champ HEMTs et PHEMTs sont très semblables à ceux du MESFET. Dans la structure d'HEMT, des couches de

constitutions différentes sont développées afin d'optimiser et étendre les performances de FET. Les semi-conducteurs communs employés pour les PHEMT sont Al,Ga, As et GaAs. Ces différentes couches forment des hétéro-jonctions puisque chaque couche a un espace différent de bande interdite. Ces structures développées avec des constantes légèrement différentes de treillis s'appellent PHEMTs ou HEMTs pseudomorphiques (pseudo-morphe à cause du désaccord de maille entre le InGaAs et le GaAs). L' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0.2 < x < 0.3$) possède une mobilité électronique plus élevée que le GaAs ainsi qu'un plus petit gap. Ces caractéristiques rendent ce nouveau matériau plus intéressant pour l'obtention des performances plus élevées en gain et en fréquence. Le gap d'InGaAs étant plus faible et les écarts de la bande de conduction étant plus grands, le puits du gaz 2D est plus profond permettant des concentrations de porteurs plus importantes et par conséquent le courant de sortie est plus élevé [9].

I.2.5 Transistor MOS-PHEMT

La figure I.6 montre une coupe schématique du transistor MOS-PHEMT développée par dépôt chimique en phase vapeur métallique (MOCVD) sur un substrat semi isolant GaAs. La mesure Hall indique que la mobilité des électrons est de $4000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, et la densité d'électrons est de $2,2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à température ambiante [10]. Les métaux les plus fréquemment utilisés pour réaliser les contacts ohmiques de la source et du drain sont Au/Ge /Ni. La profondeur de la grille est de 110 nm pour le PHEMT de référence et 100 nm pour le MOS-PHEMT. L'électrode de grille a été réalisé avec l'or (Au) et déposé sur la couche d'oxyde. Cette dernière est formée par le TiO_2 dont l'épaisseur de l'oxyde environ 30 nm après la postoxydation à 350°C pendant 1 min [11].

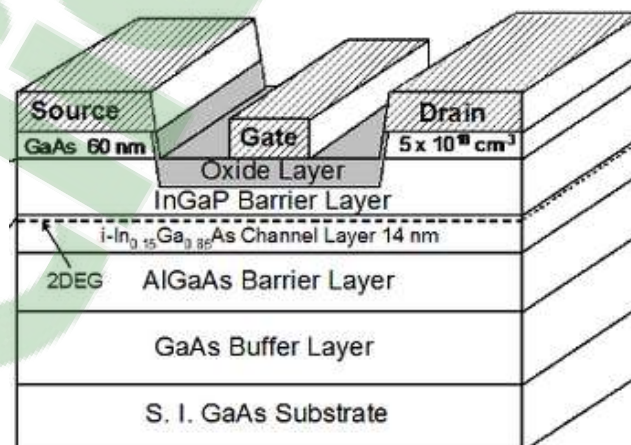


Figure I.6: Structure d'un transistor InGaP/InGaAs MOS-PHEMT.

En effet, le MOS-PHEMT possède non seulement les avantages de la structure MOS (comme par exemple, un courant de fuite plus faible et une tension de claquage plus élevée), mais il possède également une grande mobilité grâce au canal 2DEG. Autrement dit, le MOS-PHEMT présente l'avantage d'un courant de fuite de grille réduit, par l'ajout d'un diélectrique high-k à l'empilement de grille. Toute fois, l'ajout de la couche semi-isolante dans l'empilement de grille va augmenter la distance électrode de grille et électrons du canal, ce qui peut affaiblir le contrôle de la grille sur les électrons du canal. De plus, si la couche semi-isolante insérée est trop épaisse, on risque d'y accumuler des électrons.



Figure I.7: Structures PHEMT et MOS-PHEMT

Cependant, en raison du barrière de potentiel plus élevée entre la grille et la couche Schottky, le MOS-PHEMT présente de bonnes caractéristiques de pincement et de saturation, en fait, le MOS-PHEMT peut fonctionner à des tension de grille source (V_{gs}) et une tension drain source (V_{ds}) élevées que celles du PHEMT, ce qui permet d'améliorer les performances du ce composant. Cependant, la région qui sépare l'InGaP et le canal InGaAs pour le MOS-PHEMT est plus grande que celle du PHEMT [12], de sorte que la densité de courant de drain du PHEMT est inférieure à celle de MOS-PHEMT pour la même polarisation de grille-source V_{gs} dû à la diminution de la concentration en électron dans le canal InGaAs 2DEG. Le film d'oxyde offre une amélioration de la tension de claquage en fonction du courant de fuite de la grille de la structur MOS-PHEMT InGaP/InGaAs.

I.3 Matériaux semi-conducteur binaire

I.3.1 structure cristalline du GaAs

Le composé de l'arséniure de gallium (GaAs) ainsi que l'alliage ternaire arséniure de gallium-aluminium (AlGaAs) appartiennent aux groupes III-V. Ils cristallisent dans la structure Zinc-Blende. Cette structure s'apparente à celle du diamant (C) et il est constituée de deux sous-réseaux cubiques à faces centrées identiques (C.F.C), l'un appartenant au groupe III et l'autre

au groupe V. Ces deux réseaux s'interpénètrent et sont décalés l'un par rapport à l'autre du quart de la grande diagonale le long de celle-ci [13].

Chaque atome est l'origine de quatre liaisons orientées dans l'espace suivant les axes de symétrie d'un tétraèdre régulier, comme la montre la figure (I.8) ainsi que la présentation de la première zone Brillouin d'un cristal Zinc Blende (I.9) détaillé sur le tableau (I.1) [13]:

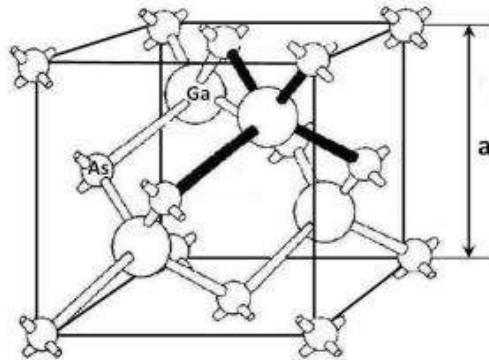


Figure I.8 : Mailes cristallographiques d'une structure Zinc Blende *a* : représente le paramètre de maille du réseau [13].

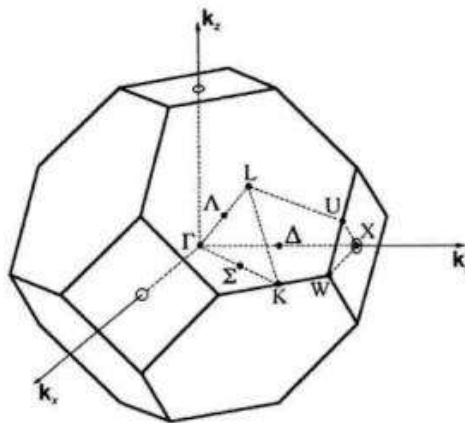


Figure I.9 : Première zone d'un cristal Zinc Blende [13].

Points		directions	
Γ	Centre de zone (0.0.0)		
X	Bord de zone dans la direction 100 et les directions équivalentes ($2\pi/a, 0, 0$)	Δ	100 et les directions équivalentes
L	Bord de zone dans la direction 111 et les directions équivalentes ($\pi/a, \pi/a, \pi/a$)	Λ	111 et les directions équivalentes
K	Bord de zone dans la direction 111 et les directions équivalentes ($3\pi/2a, 3\pi/2a, 0$)	Σ	100 et les directions équivalentes

Tableau I.1 : Point de directions de la première zone Brillouin d'un cristal Zinc Blende [13].

I.3.2 Propriétés physiques et électroniques de GaAs

Les propriétés physiques et électriques de l'arséniure de gallium à la température ambiante (300K°) sont regroupées dans le tableau suivant [14]:

Poids atomique	144.63 g/mol
Structure cristalline	Zinc blinde (cfc)
Structure de la bande interdite	Directe
Largeur de la bande interdite	$E_g=1.424$ ev
Constante diélectrique	12.5
Densité	5.32 g/cm ³
Densité effective d'état dans la bande de conduction la bande de valence	$N_c=4.7 \times 10^{17}$ at.cm ⁻³ $N_v=6 \times 10^{18}$ at.cm ⁻³
Affinité électronique	$\chi =4.07$ ev
Concentration intrinsèque des porteurs	$n_i=2.1 \times 10^6$ at.cm ⁻³
Durée de vie des porteurs minoritaires	$\tau =10^{-8}$ S

Tableau I.1: Principales propriétés physiques et électriques du GaAs

Nous présentons sur le tableau I-2 les principales caractéristiques de transport de quelques alliages III-V.

La mobilité électronique de l'InGaAs : $\mu_n \approx 10000$ cm²/ V.s à 300 K, ainsi que sa vitesse de pic importante et son énergie de bande interdite (0.75 eV) permettent de réaliser de transistors plus rapides. La hauteur de barrière Schottky (0.5 à 0.8 eV à 300 K) de l'AlInAs et la grande bande interdite de la couche Schottky InAlAs (2 eV) permet d'obtenir une caractéristique de diode de bonne qualité [14].

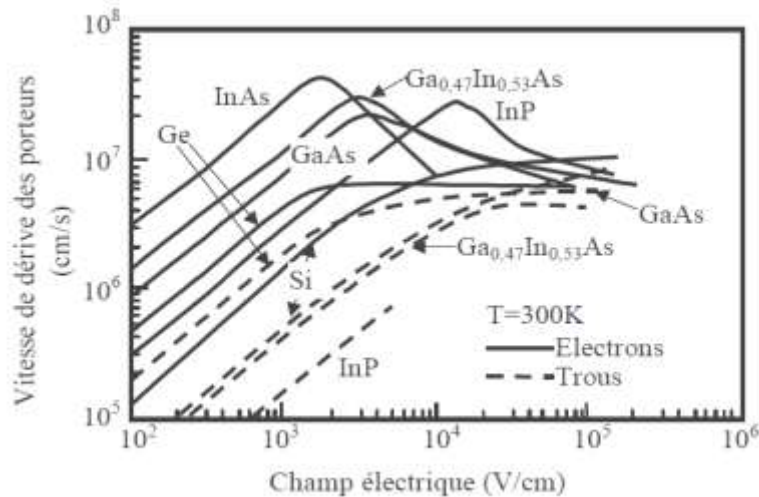


Figure I.10 : Vitesse de dérive en fonction de champ électrique pour les matériaux non dopés ($N_d = 0$) [14].

	le gap $E_g(\text{eV})$	Paramètre de maille (Å°)	Mobilité électronique du matériau Nid ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	Mobilité des trous du matériau Nid ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	Vitesse maximale électronique (10^7 cm/s)
$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	1,798	5,656	3000	100	1
$\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$	1,46	5,869	4000	180	0,4
$\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$	1,14	5,71	11000	--	>2,1
$\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$	0,78	5,869	13000	300	2,7

Tableau I-2 : Comparaison des propriétés des alliages III-V à 300 K [15].

I.4 Matériaux High-k

Le développement de matériaux à forte permittivité, largement dénommés dans la littérature comme « *high-k* » pour des structures avancées métal-isolant-métal (MIM) ou encore métal-isolant-semiconducteur (M-I-S) est un point clef pour les futurs dispositifs de télécommunications. Une grande variété de matériaux à fortes permittivités ont été étudiés en tant que remplaçants possibles de SiO_2 . Comparée à il y a 7-9 ans, la liste des matériaux candidats en cours d'étude a été nettement restreinte, en raison des spécifications beaucoup plus strictes imposées à ces matériaux [16].

Parmi les matériaux candidats les plus prometteurs, Al_2O_3 ("modeste-k"), HfO_2 ("high-k") et SrTiO_3 ("very high-k"), représentent des solutions potentielles à respectivement court, moyen et long terme.

I.4.1 Oxyde d'aluminium (Al_2O_3)

Parmi les différents diélectriques existants aujourd'hui, l'alumine (ou oxyde d'aluminium) est le diélectrique le plus répandu, qui offre un large éventail de propriétés et un très bon compromis cout/performance.

L'alumine se distingue des autres diélectriques par des propriétés offrant un bon compromis mécanique-thermique et isolation électrique :

- bonne résistance mécanique en compression
- bonne dureté et résistance à l'usure
- bonne résistance à la corrosion (flux liquides et gazeux)
- bonne stabilité dimensionnelle à hautes et basses températures
- excellentes propriétés diélectriques (dans la gamme des courants continus jusqu'aux hyperfréquences)
- constante diélectrique et tangente d'angle de pertes peu élevées

L'alumine est largement répandue dans les applications suivantes :

- isolant électrique et/ou composant de résistance à la corrosion pour lasers à états gazeux, et pour équipements de procédés des semi-conducteurs (chuck, bras de manipulation et bague d'étanchéité)
- isolant électrique pour tubes électroniques, spectromètres de masse, détecteurs ioniques
- substrat isolant pour diodes lasers
- réflecteur / cavité diffusante pour lasers à état solide (YAG) et équipements de photothérapie (lumière pulsée)
- pièce de structure pour les équipements de vide poussé et/ou cryogénique, pour les installations de rayonnements nucléaires, pour les équipements travaillant à hautes températures
- pièce d'usure, d'étanchéité et/ou de résistance à la corrosion, piston pour pompes, vannes et systèmes de dosages, vannes d'échantillonnage sanguin

I.4.2 HfO_2

Actuellement, les premiers transistors à base d'oxyde d'hafnium (HfO_2) sortent des lignes de productions des industries du semi-conducteur (Intel, IBM, ST, ...) pour les technologies « 45 nm ». Les films diélectriques à base de HfO_2 sont amorphes ; ce sont en fait des empilements de deux oxydes :

- une couche d'interface de SiO_2 d'environ 0,5 nm

- une couche de diélectrique high-k (HfO_2 ou plutôt HfO_2 et SiN) d'une épaisseur de quelques nanomètres. [17]

Le HfO_2 possède des caractéristiques intrinsèques intéressantes : sa constante diélectrique se situe aux alentours de 24 [18], sa bande interdite est de l'ordre de 6 eV et enfin les discontinuités de bandes de conduction et de valence entre cet oxyde et le silicium sont respectivement égales à 1,5 eV et 3,4 eV [19]. Cet oxyde a été étudié depuis la fin des années 90 [19]. C'est sous sa forme amorphe que l'oxyde d'hafnium est utilisé.

Le tableau I-3 rapporte les valeurs calculées par la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT), de permittivité relative et de largeur de bande interdite pour les différentes phases de l'oxyde d'hafnium [20].

Phase	ϵ_r	E_g (eV)
cubique	29	3,15
Tétragonale	70	3,84
monoclinique	16 - 18	3,45

Tableau I-3 : Caractéristiques diélectriques calculées (largeur de bande et permittivité relative) des trois phases cristallines de HfO_2 [20].

1.4.3 TiO_2

Le dioxyde de titane (TiO_2) s'avère être un candidat potentiel pour les futures générations de mémoires DRAM ainsi que la filière MOS-HEMT notamment grâce à la constante diélectrique élevée de sa phase cristalline rutile.

En effet, la phase rutile présente une constante diélectrique qui est la plus élevée parmi les oxydes binaires (ϵ_r variant de 90 à 170 selon l'orientation de la maille cristalline tétragonale). Cependant, malgré ses propriétés diélectriques intéressantes, sa faible largeur de bande interdite (≈ 3 eV) et les défauts intrinsèques du matériau lui conférant un dopage type N sont à l'origine d'un courant de fuite important lorsqu'il est intégré en tant qu'isolant dans les structures MIM.

Les valeurs de champ de claquage pour ce matériau s'échelonnent de 3 à 5 MV.cm^{-1} . Etant donné que toutes les structures cristallines présentent des défauts, le défaut ponctuel le plus souvent rencontré dans les organisations cristallines de TiO_2 est la lacune d'oxygène ou la présence d'atomes de Ti interstitiels. Ces défauts ponctuels contribuent à la conductivité

électrique du matériau selon deux phénomènes. Ils peuvent soit fournir des porteurs de charges mobiles (transport électronique par saut ou « hopping ») soit se déplacer en réponse à un champ électrique appliqué et ainsi produire un courant ionique [21].

Les phases cristallines les plus connues du dioxyde de titane sont l'anatase, le rutile et la brookite. Le rutile et l'anatase cristallisent dans un système de maille tétragonal. L'anatase présente des valeurs de permittivité théoriques plus faibles de 31 pour une maille orientée perpendiculairement à l'axe c à 48 pour une maille orientée parallèlement à l'axe c. Les valeurs moyennes de permittivité obtenues pour l'anatase sont en général de l'ordre de 35 – 40 [22] [23]. En ce qui concerne le rutile, les valeurs moyennes de permittivité peuvent sensiblement varier selon la texturation du film déposé puisque les permittivités théoriques s'échelonnent de 89 pour une maille perpendiculaire à l'axe c à 173 pour une orientation parallèle à l'axe c [24]. La brookite constitue une autre phase cristalline présentant une maille à structure orthorhombique. La valeur moyenne de permittivité de la brookite est de 80. La phase cristalline la plus souvent rencontrée en microélectronique pour des dépôts à faible température (< 400°C) est l'anatase. L'obtention de la phase rutile est généralement observée pour des températures supérieures à 700°C [25]. Toutefois, le TiO₂ est un matériau que l'on peut appeler isolant faible gap ou semi-conducteur grand gap étant donné sa faible largeur de bande interdite d'une valeur de 3 eV pour le rutile et de 3.45 pour l'anatase [26] [27]. Les valeurs de champ de claquage pour ce matériau s'échelonnent de 3 à 5 MV.cm⁻¹. Étant donné que toutes les structures cristallines présentent des défauts, le défaut ponctuel le plus souvent rencontré dans les organisations cristallines de TiO₂ est la lacune d'oxygène ou la présence d'atomes de Ti interstitiels. Ces défauts ponctuels contribuent à la conductivité électrique du matériau selon deux phénomènes. Ils peuvent soit fournir des porteurs de charges mobiles (transport électronique par saut ou « hopping ») soit se déplacer en réponse à un champ électrique appliqué et ainsi produire un courant ionique.

I.5 Paramètres statiques

I.5.1 La transconductance gm

La transconductance gm est définie comme la variation du courant I_D en fonction de la tension V_{GS} à V_{DS} constant :

$$g_m = \left(\frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} \right) (V_{DS} = \text{cste}) \quad (\text{I.1})$$

Elle traduit l'efficacité de la modulation du courant dans le canal par la tension appliquée sur la grille. On cherchera donc à la rendre maximale.

Nous distinguerons la transconductance extrinsèque g_{mext} qui prend en compte les accès du transistor, de la transconductance intrinsèque g_{mint} qui traduit comme son nom l'indique, le comportement intrinsèque du transistor. Ces deux grandeurs sont approximativement reliées par la formule :

$$g_{mext} = \frac{g_{mint}}{1 + R_S * g_{mint}} \quad (I2)$$

où R_S désigne la résistance de source Il apparaît ici que la résistance de source est un paramètre essentiel dans l'optimisation des transistors HEMTs, du fait de la forte dépendance de g_{mext} avec R_S .

I.5.2 La conductance de sortie g_d

La conductance de sortie g_d est définie comme la variation du courant I_D en fonction de V_{DS} à V_{GS} constant :

$$g_d = \left(\frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} \right) (V_{GS} = \text{cste}) \quad (I.3)$$

La conductance g_d traduit la conduction parasite drain - source de la structure. Il sert d'indicateur de régime de saturation : en fonctionnement linéaire, le canal à une faible résistance (la zone désertée ne s'est pas encore étendue) donc g_d est grand. Par contre, en régime saturé, la zone de charge d'espace occupe tout le canal côté drain, sa résistance augmente et g_d diminue. On cherchera donc à minimiser g_d en régime saturé.

Par ailleurs, g_d illustre également les phénomènes limitatifs du transistor HEMT comme l'ionisation par impact et l'effet « Kink », les effets de canal court, qui se traduisent par une augmentation de la conductance de sortie en régime saturé.

I.5.3 Tension de seuil V_T et tension de pincement V_P

On parle de transistor pincé lorsque la zone désertée dans le canal s'étend jusqu'à venir contacter l'interface avec la couche tampon (buffer). La tension de grille correspondante est alors appelée tension de pincement V_P . C'est la tension appliquée sur la grille pour laquelle il n'existe aucune charge libre sous la grille. On peut aussi définir la tension de seuil V_T en fonctionnement du transistor, qui va correspondre à la fermeture du transistor en terme de courant de drain. Pour des transistors longs et idéaux (en particulier pas de courant de fuite), la tension de pincement et la tension de seuil sont identiques. Pour des transistors courts, les effets de canal court vont engendrer une différence entre ces deux tensions. En effet, il sera

plus difficile d'annuler le courant drain du transistor à grille courte, pour de fortes valeurs de tension drain source. Cette variation peut par exemple être évaluée par le DIBL. Toutefois ces deux tensions sont très étroitement liées, la tension de seuil dépendant directement de la tension de pincement. Cette dernière tension peut être extraite de simulations de commande de charge (par exemple par Schrödinger-Poisson auto cohérents), ou des caractéristiques à tension drain-source nulle, telles que la mesure de la capacité de grille en fonction de V_{GS} (ou appelé $C(V)$). La tension de seuil est la grandeur la plus pertinente, entre autre pour la conception de circuits. C'est elle qui va déterminer le mode de fonctionnement du transistor : à désertion pour une tension de seuil négative ou bien à enrichissement pour une tension de seuil positive.

I.6 Paramètres dynamiques

I.6.1 Mesure des paramètres S

La mesure des paramètres S se fait grâce à un analyseur de réseaux. C'est le principal appareil de mesures en hyperfréquences. Il en existe deux types :

.Les analyseurs scalaires qui ne mesurent que le module des paramètres S

.Les analyseurs vectoriels qui fournissent le module et la phase

Une étape importante avant toute mesure de paramètres S consiste à calibrer l'analyseur de réseaux. Ceci permet de corriger les erreurs systématiques introduites par l'analyseur : désadaptation de la source et/ou de la charge, directivité imparfaite du système de mesure, réponse en fréquence des câbles et des adaptateurs de test non constante, pertes entre l'analyseur de réseau et le dispositif sous test, etc. Le calibrage s'effectue à l'aide de standards ou étalons connus: charge adaptée de 50Ω , court-circuit, circuit ouvert, ligne adaptée.

I.6.2 Le gain en courant de court-circuit

Il est obtenu à partir des paramètres S mesurés puis convertis en paramètres H, selon l'expression I.4 suivante :

$$H_{21} = \frac{-2S_{21}}{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12}S_{21}} \quad (I.4)$$

Ce gain en courant permet d'obtenir la fréquence de transition du gain en courant (F_T) qui correspond à un gain en courant égal à 0 dB

La fréquence de transition est un facteur clé pour les applications numériques et les applications hyperfréquences en général.

I.6.3 Le gain maximum disponible ou MAG (Maximum Available Gain)

C'est le gain en puissance obtenu en adaptant l'entrée et la sortie d'un quadripôle actif. Il correspond au maximum de transfert de puissance entre l'entrée et la sortie, réalisé dans des conditions d'adaptation optimales en entrée et en sortie.

Ces conditions sont obtenues lorsque le coefficient de stabilité k est supérieur à 1. Dans le cas contraire, on calcule le gain maximum stable, noté MSG (Maximum Stable Gain).

On a ainsi :

$$.K > 1 \quad MSG = \left| \frac{S_{21}}{S_{12}} \right| (k - \sqrt{k^2 - 1}) \quad \text{avec } K = \frac{1 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 + |S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}|^2}{2|S_{12}||S_{21}|}$$

$$.K < 1 \quad MSG = \left| \frac{S_{21}}{S_{12}} \right|$$

(I.5)

A partir du MAG, on détermine la fréquence F_{MAG} qui est une extrapolation du gain à 0 dB.

I.6.4 Gain unilatéral U ou gain de Mason

C'est le gain du transistor lorsque celui-ci est adapté en puissance à l'entrée et à la sortie et qu'une contre-réaction annule le paramètre S_{12}

Le gain unilatéral est donné par l'équation I.6 suivante :

$$U = \frac{1}{2} \frac{\left| \frac{S_{21}}{S_{12}} - 1 \right|^2}{\left(K \left| \frac{S_{21}}{S_{12}} \right| - \operatorname{Re} \left(\frac{S_{21}}{S_{12}} \right) \right)} \quad (I.6)$$

Ce gain permet de déterminer la fréquence maximale d'oscillation F_{MAX} pour $U = 1$, au-delà de laquelle le quadripôle est passif. Par ailleurs les transitions des gains U et MAG convergent à la même fréquence ($F_{MAG} = F_{MAX}$). Ces fréquences caractérisent les performances en puissance des transistors micro-ondes et permettent de les comparer entre eux. Elles sont plus adaptées aux applications analogiques.

I.7 Etat de l'art des filières HEMT

Le tableau I-4 représente un état de l'art des différentes filières HEMTs en terme de performances statiques et dynamiques d'après l'ITRS (International Technology Roadmap for Semiconductors) [28].

Year of Production	2009	2010	2011	2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018
Device Technology—FET										
GaAs PHEMT (low noise)										
Gate length (nm)	150	100	100	100	100					
F_T (GHz)	110	150	150	150	150					
Operating Voltage (V)	4	4	4	4	4					
G_m (S/mm)	0.5	0.55	0.55	0.55	0.55					
NFmin (dB) at 26 GHz	1	0.8	0.8	0.8	0.8					
Associated Gain at 26 GHz	8.5	10.8	10.8	10.8	10.8					
NFmin (dB) at 94 GHz	2.8	2.5	2.5	2.5	2.5					
Associated Gain at 94 GHz	3	4	4	4	4					
GaAs PHEMT (power)										
Gate length (nm)	150	150	150	150	150	150	150	150	150	150
F_{max} (GHz)	150	150	150	150	150	150	150	150	150	150
Offstate Breakdown (volts) @ $V_d=1mA/mm$	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12
I_{max} (mA/mm)	700	700	700	700	700	700	700	700	700	700
G_m (S/mm)	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
P_{out} at 24 GHz and peak efficiency (mW/mm)	650	650	650	650	650	650	650	650	650	650
Peak efficiency at 24 GHz (%)	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45
Gain at 24 GHz, at P_{1dB} (dB)	11	11	11	11	11	11	11	11	11	11
GaAs PHEMT (power)										
Gate length (nm)	100	100	100	70	70	70				
F_{max} (GHz)	200	200	200	250	250	250				
Offstate Breakdown (volts) @ $V_d=1mA/mm$	8	8	8	8	8	8				
I_{max} (mA/mm)	800	800	800	850	850	850				
G_m (S/mm)	0.65	0.65	0.65	0.8	0.8	0.8				
P_{out} at 60 GHz and peak efficiency (mW/mm)	550	550	550	550	550	550				
Peak efficiency at 60 GHz (%)	30	30	30	40	40	40				
Gain at 60 GHz, at P_{1dB} (dB)	7	7	7	9	9	9				
P_{out} at 94 GHz and peak efficiency (mW/mm)	350	350	350	350	350	350				
Peak efficiency at 94 GHz (%)	20	20	20	30	30	30				
Gain at 94 GHz, at P_{1dB} (dB)	5	5	5	7	7	7				
InP HEMT (low noise)										
Gate length (nm)	100	70	70	50	50	35	35	25	25	25
F_T (GHz)	200	250	250	350	350	420	420	500	500	500
Operating Voltage (V)	1.5	1	1	0.8	0.8	0.6	0.6	0.5	0.5	0.5
G_m (S/mm)	1.1	1.5	1.5	1.8	1.8	2	2	2.2	2.2	2.2
Fmin (dB) at 24 GHz	0.5	0.4	0.4	0.3	0.3	0.3	0.3	0.25	0.25	0.25
Associated Gain (dB) at 24 GHz	15	16	16	17	17	18	18	20	20	20
Fmin (dB) at 60 GHz	1	0.8	0.8	0.6	0.6	0.6	0.6	0.5	0.5	0.5
Associated Gain (dB) at 60 GHz	11	12	12	13	13	14	14	16	16	16
Fmin (dB) at 94 GHz	1.5	1.3	1.3	1.1	1.1	1	1	0.9	0.9	0.9
Associated Gain (dB) at 94 GHz	8	9	9	12	12	13	13	14	14	14

InP HEMT (power)										
Gate length (nm)	100	70	70	70	50	30	30	30	30	30
F_{max} (GHz)	250	400	400	400	450	450	450	450	450	450
Offstate Breakdown (volts) @ $V_d=1mA/mm$	4	3	3	3	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5
I_{max} (mA/mm)	500	600	600	600	600	600	600	600	600	600
G_m (S/mm)	1.1	1.5	1.5	1.5	1.7	1.7	1.7	1.7	1.7	1.7
P_{out} at 24 GHz and peak efficiency (mW/mm)	450									
Peak efficiency at 24 GHz (%)	56									
Gain at 24 GHz, at P_{1dB} (dB)	14									
P_{out} at 60 GHz and peak efficiency (mW/mm)	300	400	400	400						
Peak efficiency at 60 GHz (%)	45	50	50	56						
Gain at 60 GHz, at P_{1dB} (dB)	10	14	14	14						
P_{out} at 94 GHz and peak efficiency (mW/mm)	160	200	200	200	200	200	200	200	200	200
Peak efficiency at 94 GHz (%)	36	40	40	40	40	40	40	40	40	40
Gain at 94 GHz, at P_{1dB} (dB)	7	10	10	10	11	11	11	11	11	11

Year of Production	2009	2010	2011	2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018
GaAs MHEMT (Power)										
Gate length (nm)	100	70	70	70	70	70	50	50	50	50
Channel In content (%)	53	43	43	43	43	43	35	35	35	35
F_{max} (GHz)	300	330	330	330	330	330	330	330	330	330
Offstate Breakdown (volts) @ $V_d=1mA/mm$	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7
I_{max} (mA/mm)	900	800	800	800	800	800	800	800	800	800
G_m (S/mm)	1.2	1	1	1	1	1	0.8	0.8	0.8	0.8
P_{out} at 60 GHz and peak efficiency (mW/mm)	500	550	550	550	550	550	600	600	600	600
Peak efficiency at 60 GHz (%)	40	45	45	45	45	45	50	50	50	50
Gain at 60 GHz, at P_{1dB} (dB)	8	9	9	9	9	9	9	9	9	9
P_{out} at 94 GHz and peak efficiency (mW/mm)	225	300	300	300	300	300	350	350	350	350
Peak efficiency at 94 GHz (%)	30	35	35	35	35	35	40	40	40	40
Gain at 94 GHz, at P_{1dB} (dB)	6	7	7	7	7	7	7	7	7	7

Manufacturable solutions exist and are being optimized
 Manufacturable solutions are known
 Research solutions are known
 Manufacturable solutions are NOT known

Tableau I-4 : Technologie de HEMTs pour l'onde millimétrique (10 GHz-100 GHz).

I.8 Conclusion

Au cours de ce premier chapitre, nous avons présenté brièvement le principe de fonctionnement des transistors HEMT, PHEMT et MOS-PHEMT en termes de couche physique et diagrammes de bandes d'énergie, par la suite nous avons rappelé les principales propriétés physiques et électriques des matériaux semiconducteurs binaires et ternaires tels que le GaAs, l'AlGaAs nous avons aussi rappelé les propriétés des matériaux high-k. En fait, ces matériaux sont les plus couramment utilisés dans la conception du diélectrique de la grille dans les transistors MOS-PHEMT.

Le chapitre suivant décrira le modèle de transport de charges dans les structures MOS-PHEMT.

Chapitre II

Modèle de Dérive Diffusion du

transistor MOS-PHEMT ET PHEMT

Chapitre II

Modèle de Dérive Diffusion du transistor MOS-PHEMT ET PHEMT

II.1 Introduction

Les nouveaux systèmes de Télécommunications requièrent des circuits et des systèmes très rapides et à faible bruit. Les matériaux AlGaAs/GaAs sont les plus indiqués pour les types d'application Radio Fréquence (RF) de par leurs propriétés physiques intéressantes comparées au silicium.

La diversité des domaines d'application du transistor MOS-HEMT comme « l'automotive » (secteur automobile), le spatial ou encore le domaine militaire, implique la prise en compte de tous les paramètres des matériaux semiconducteurs utilisées dans la conception d'un tel composant.

Ce second chapitre propose un modèle physico-électrique et plus précisément le modèle de dérive diffusion (DD) développé pour les transistors MOS-HEMTs et PHEMTs. dans le paragraphe II.3. et les caractéristiques C-V seront traitées dans le paragraphe II.3.2. ainsi les Paramétrages statique (DC) et dynamique (AC) du MOSPHEMT du PHEMT dans les paragraphes II.4 et II.5.

II.2 Modèle physico électrique du PHEMT et du MOS-PHEMT

Il existe principalement deux types de modélisations qui peuvent décrire le fonctionnement physique du composant à semi-conducteurs:

- Les modèles macroscopiques, qui résolvent numériquement (et non par des expressions analytiques) les équations de transport de charges dans les semi-conducteurs couplées à l'équation de Poisson,
- Les modèles microscopiques ou particulières, qui consistent à suivre l'évolution de chaque électron dans l'espace et dans le temps.

La modélisation numérique de la dynamique des porteurs libres dans les composants semi-conducteurs repose sur la résolution de l'équation de transport de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{q\vec{E}}{\hbar} \overrightarrow{grad}_k(f) + \vec{v} \overrightarrow{grad}(f) = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c \quad (\text{II.1})$$

Cette équation régit l'évolution de la fonction de distribution f , qui est la probabilité de présence d'une particule au point (r, k) de l'espace des phases à l'instant t . Le second terme rend compte de la force de Coulomb dans un champ Cette équation régit l'évolution de la fonction de distribution f , qui est la probabilité de présence d'une particule au point (r, k) de l'espace des phases à l'instant t . Le second terme rend compte de la force de Coulomb dans un champ électrique E . Le troisième terme représente les forces de diffusion résultant des gradients de concentration. Le second membre rend compte des collisions avec le réseau cristallin. L'équation de Boltzmann est valable tant que n'interviennent pas les effets quantiques, c'est-à-dire pour des composants ayant des zones actives suffisamment épaisses.

La modélisation et par conséquent la simulation électrique de composants électroniques tels que les PHMETs (ou bien le MOS-PHEMT) revient à déterminer les potentiels électriques et les flux de porteurs. Pour déterminer ces quantités, nous utilisons les deux lois suivantes :

La loi de continuité, qui permet de définir le flux de porteurs et donc le courant électrique.

Les équations de continuité des densités de porteurs libres, électrons (eq. II.1) et trous (eq. II.3) [29].représentent la continuité des flux de porteurs :

$$\nabla \vec{J}_n = qR + q \frac{\partial n}{\partial t} \quad (\text{II.2})$$

$$\nabla \vec{J}_p = qR + q \frac{\partial p}{\partial t} \quad (\text{II.3})$$

D'où J_n et J_p représentent respectivement la densité de courant d'électrons et de trous.

R représentent le taux de génération-recombinaison

p et n représentent respectivement la densité de trous et d'électrons libres.

La loi de Poisson qui permet de définir la densité de charges et donc le potentiel électrostatique [30].

$$\nabla \Psi = - \frac{q(p - n + Nd - Na)}{\epsilon} \quad (\text{II.4})$$

Avec : ϵ représente la permittivité électrique, q est la charge élémentaire de l'électron, n et p sont les densités de porteurs libres, respectivement les électrons et les trous, N_d et N_a sont respectivement les concentrations d'atomes dopants donneurs et accepteurs, Ψ est le potentiel électrostatique.

Nous pouvons déterminer avec ces deux jeux d'équations le potentiel électrostatique et le flux de porteurs en tout point du composant. Ces équations seront résolues à chaque nœud défini par le maillage.

II.3 Modèle de dérivation diffusion

Le phénomène de diffusion dans un cristal semi-conducteur correspond à un mouvement d'atomes dopants résultant de leur gradient de concentration, ces dopants ou impuretés diffusant des zones de forte concentration vers les zones de faible concentration (ce phénomène a lieu pour des températures supérieures à 800°C et se trouve, le plus souvent, négligeable pour des températures inférieures à 650°C). Pour réaliser ces diffusions, on commence par introduire des atomes dopants en surface par prédéposition (à l'aide d'un gaz porteur, en utilisant les propriétés de solubilité des dopants dans le silicium) ou par implantation ionique (en bombardant le silicium d'ions triés et accélérés). Cela conduit à une concentration en atomes dopants quasi superficielle connue et ajustable. Il suffit alors de chauffer le dispositif pour faire diffuser ces impuretés dans le volume du semi-conducteur.

Ce modèle constitue l'approche la plus simple dans le transport classique. Il est largement utilisé dans les applications TCAD, pour simuler des conditions de base où des modèles plus évolués, comme l'hydrodynamique, seraient trop coûteux. Comme le nom l'indique, il tient compte de la dérivation due au champ électrique et du transport causé par le gradient de concentration dans la structure simulée. Les interactions sont modélisées par un terme de génération-recombinaison. La température est supposée constante dans la structure entière. Ce modèle peut se dériver sans recourir à l'équation de Boltzmann. Il est en effet constitué de deux équations : la première exprime le courant dans la structure en fonction du champ électrique et du gradient de concentration, alors que la deuxième est une loi de conservation appelée équation de continuité, et relie la variation de la charge dans le temps au courant.

Ces équations peuvent être dérivées de l'ETB en y appliquant une expansion de Hilbert [31]

$$\bullet \quad \alpha^2 \frac{\partial f_B}{\partial t} + \alpha \left[\frac{\hbar k}{m^*} \nabla_x f_B - \frac{qE}{\hbar} \nabla_K f_B \right] = Q(f_B) \quad (\text{II.5})$$

α est le paramètre utilisé dans l'expansion. Le terme des collisions est modélisé par un temps de relaxation. L'expansion de la FB est donnée par [31] :

$$f_B \approx f_0 + \alpha f_1 + \alpha^2 f_2 \quad (\text{II.6})$$

En combinant les deux équations précédentes II.5 et II.6, puis en regroupant les termes en α et en intégrant dans l'espace réciproque, l'équation suivante qui exprime le courant est obtenue :

$$\mathbf{J}(\mathbf{x}) = q\mu_n \left(\frac{k_B T}{q} \nabla_x n + n\mathbf{E}(\mathbf{x}) \right) \quad (\text{II.7})$$

$$\mu_n = \frac{q\tau}{m_n^*}$$

Cette écriture néglige les trous, le courant étant purement électronique. La variable $n(\mathbf{x})$ indique par ailleurs la densité électronique. Le paramètre μ_n est appelé la mobilité électronique, k_B est la constante de Boltzmann et T la température du réseau cristallin.

Le terme $k_B T$ dérive du fait que, dans l'approximation du temps de relaxation, le terme des collisions est exprimé en fonction de la différence entre la FB et une statistique de Maxwell-Boltzmann. En regroupant les termes en α^2 , en intégrant encore une fois dans l'espace des vecteurs d'onde, l'équation suivante est obtenue :

(II.8)

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{q} \text{div}_x [\mathbf{J}(\mathbf{x})] = 0$$

Les équations II.7 et II.8 mentionnées précédemment montrent respectivement une relation entre le courant et les termes de dérive et de diffusion et les interactions et une relation entre la variation de la charge et le courant.

II.4 Rappels de base sur le fonctionnement du MOSFET

A- Régime de fonctionnement

Le diagramme de bande d'une structure MOS sur substrat uniformément dopé N est rappelé sur la figure II.1. Le niveau de Fermi est défini par la relation $E_F = E_i - q\Phi_f$, avec Φ_{cc} l'écart entre le potentiel intrinsèque et le potentiel de Fermi du semi-conducteur dopé de type accepteur et Φ_f donné par l'expression (II.10):

$$\phi_f = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right) \quad \text{II.9}$$

Dans l'expression (II.9), k_B est la constante de Boltzmann, T la température, q la charge élémentaire, N_A la densité de dopants (de type accepteur) et n_i la densité intrinsèque des porteurs.

La tension de bande plate $V_{FB} = \phi_M - \phi_S$ est la tension qu'il faut appliquer sur la grille pour que le potentiel à l'interface diélectrique/semi-conducteur ψ_S soit nul. La différence de potentiel $\psi_S = (E_i(0) - E_i(\infty))/q$, appelé potentiel de surface, représente la courbure de bande entre la surface et le volume du semi-conducteur.

Dans le cas où des charges fixes sont présentes dans l'oxyde de grille, la tension de bande plate est donnée par $V_{FB} = \phi_M - \phi_S - Q_{SS}/C_{ox}$, avec Q_{SS} la densité de charges équivalentes d'interfaces (incluant la présence des charges fixes dans l'oxyde) et C_{ox} désigne la capacité de l'oxyde de grille $C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}}$, avec ϵ_{ox} et t_{ox} désignent respectivement la constante diélectrique et l'épaisseur de l'oxyde.

Les différents régimes de fonctionnement sont définis suivant les valeurs du potentiel de surface.

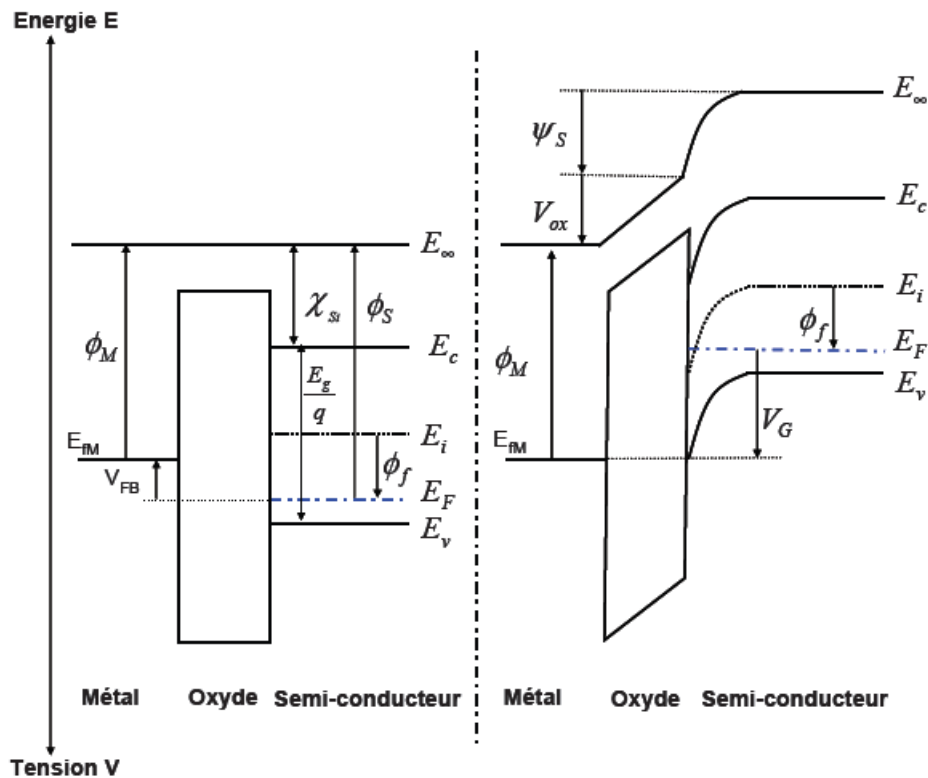


Figure II.1: Représentation schématique des bandes d'énergie d'un N-MOSFET, bandes plates (à gauche) et régime d'inversion faible (à droite).

ϕ_M est le travail de sortie de la grille, χ_{si} , E_g et ϕ_S présentent respectivement l'affinité électronique, la bande interdite et le travail de sortie du silicium, E_v , E_c et E_i sont

respectivement les énergies de la bande de valence, de la bande de conduction et l'énergie intrinsèque du silicium.

- **Régime d'accumulation:** $\psi_S < 0$ soit $V_{gs} < V_{FB}$

La charge dans le semi-conducteur est dominée par les porteurs majoritaires du substrat (les trous) près de la surface. Les porteurs sont attirés très près de l'interface diélectrique/semi-conducteur. La charge à la surface du semi-conducteur est du même type que le volume du semi-conducteur avec une densité de trous à la surface grande devant la densité de trous dans le volume.

- **Régime de bande plates:** $\psi_S = 0$

Ce régime est le seul cas dans lequel le semi-conducteur conserve jusqu'à la surface ses propriétés de volume.

- **Régime de désertion:** $0 < \psi_S < \phi_f$ soit $V_{gs} > V_{FB}$

Les porteurs majoritaires sont repoussés de l'interface. Il se crée alors près de la surface une zone dépourvue de porteurs libres (électrons et trous), appelée zone de charge d'espace. Cette zone est constituée uniquement d'impuretés ionisées (charges négatives).

Durant ces deux régimes (accumulation et désertion), le transistor est bloqué.

- **Régime d'inversion faible:** $\phi_f < \psi_S < 2\phi_f$ soit $V_{FB} < V_{gs} < V_T$ pour $\psi_S = \phi_f$,

Les densités d'électrons et de trous sont égales en surface (près de l'interface oxyde/semi-conducteur) à la densité intrinsèque de porteurs du matériau considéré (ni).

A partir de $\psi_S > \phi_f$, les porteurs présents en plus grande quantité à la surface sont des électrons. Durant le régime d'inversion faible, la densité de porteurs majoritaires à la surface (électrons) est toujours inférieure à la densité de porteurs majoritaires dans le volume (trous).

Pour $\psi_S = 2\phi_f$ la tension de grille est égale à la tension de seuil. La tension de seuil est la valeur de la tension de grille pour laquelle le transistor passe du régime d'inversion faible au régime d'inversion forte. Sous cette condition, la tension de seuil s'exprime comme suit :

$$V_T = V_{FB} + 2 \cdot \phi_f + \frac{\sqrt{4 \cdot q \cdot N_A \cdot \epsilon_{Si} \cdot \phi_f}}{C_{ox}} \quad (\text{II.10})$$

- **Régime d'inversion forte:** $\psi_S > 2\phi_f$ soit $V_{gs} > V_T$

Les électrons sont les porteurs présents en plus grand nombre à la surface et en densité supérieure à celle des trous dans le volume du semi-conducteur. Les porteurs libres sont présents en grand nombre dans le canal. Le transistor est alors passant.

II.5 Caractéristiques C-V

Le diagramme de bande d'énergie d'un condensateur MOS sur un substrat de type p est représenté dans la figure II.2 [32].

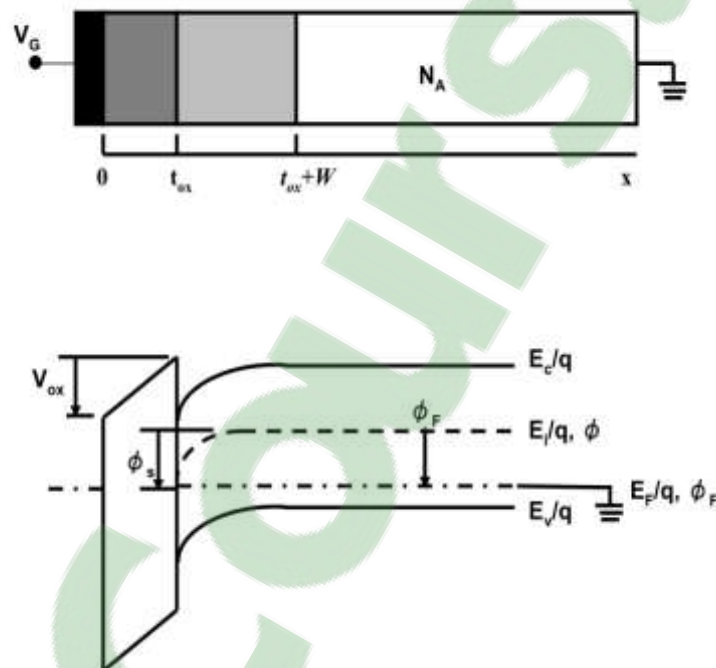


Figure II.2: Coupe transversale et le potentiel de diagramme de bande du condensateur MOS-PHEMT [33].

Le niveau d'énergie intrinsèque E_i ou potentiel ϕ dans la partie neutre du dispositif est pris comme référence zéro potentiel, la surface de potentielle ϕ_s est déterminée à partir de ce niveau de référence. La capacité est définie par l'équation (II.11) :

$$C = \frac{dQ}{dV} \quad (\text{II.11})$$

Le changement de la charge est dû au changement de la tension, est plus souvent donnée en farad/unité de surface. Lors des mesures de capacité, une tension alternative est appliquée sur le dispositif. La variation de charge résultante donne lieu à la capacité. En regardant un MOS-C de la grille, $C=dQ_G/dV_G$ où Q_G et V_G sont la charge et la tension de la grille respectivement. Étant donné que la charge totale dans le dispositif doit être zéro.

$Q_G = -((Q_s+Q_{it}))$ en supposant qu'aucune charge d'oxyde. La tension de grille est partiellement chutant aux bornes de l'oxyde et partiellement à travers le semiconducteur. Cela donne $V_G = V_{FB} + V_{ox} + \phi_s$. Où V_{FB} est la tension de bande plate, V_{ox} est la tension d'oxyde et ϕ_s le potentiel de surface, ce qui conduit à l'équation (II.12) qui peut être exprimé par :

$$C = -(dQ_s + dQ_{it}) / (dV_{ox} + d\phi_s) \quad (II.12)$$

Q_s est la densité de charge de semi-conducteurs se compose de la densité de charge de trou Q_p , la densité de charge d'espace de la région de charge d'espace Q_b , et la densité de charge de l'électron Q_n .

Avec $Q_s = Q_p + Q_b + Q_n$, l'équation (II.12) devient

$$C = - \frac{1}{\frac{dV_{ox}}{dQ_s + dQ_{it}} + \frac{d\phi_s}{dQ_b + dQ_n + dQ_{it}}} \quad (II.13)$$

En utilisant la définition générale de la capacité, les équations (II.12) et (II.14) deviennent

$$C = \frac{1}{\frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_p + C_b + C_n + C_{it}}} = \frac{C_{ox}(C_p + C_b + C_n + C_{it})}{C_{ox} + C_p + C_b + C_n + C_{it}} \quad (II.14)$$

La charge d'accumulation positive Q_p domine pour la négative tension de grille pour les composants de substrat de type p. Pour V_G positif, la charge de semi-conducteurs est négative. Le signe moins dans l'équation (II.11) s'annule dans les deux cas [34].

L'équation (II.14) est représentée par le circuit équivalent de la figure (II.3). Pour des tensions négatives de la grille. Pour des faible tensions de grille positives, la surface est déplétée et la région de la densité de charge d'espace $Q_b = -qN_A W$ est dominante. La capacité totale est la combinaison de C_{ox} en série avec C_b en parallèle avec la C_{it} comme le montre la figure (II.3.c). Pour une forte inversion, C_n domine parce que Q_n est très élevé .Si Q_n est capable de

suivre la tension alternative appliquée, le circuit équivalent à faible fréquence figure (II.3.d) devient la capacité d'oxyde.

Lorsque la charge d'inversion est incapable de suivre la tension de courant alternatif, le circuit de la figure (II.3.e) applique une inversion avec $C_b = K_s \epsilon_0 / W_{inv}$ et W_{inv} est la largeur de la zone de charge d'espace en régime d'inversion.

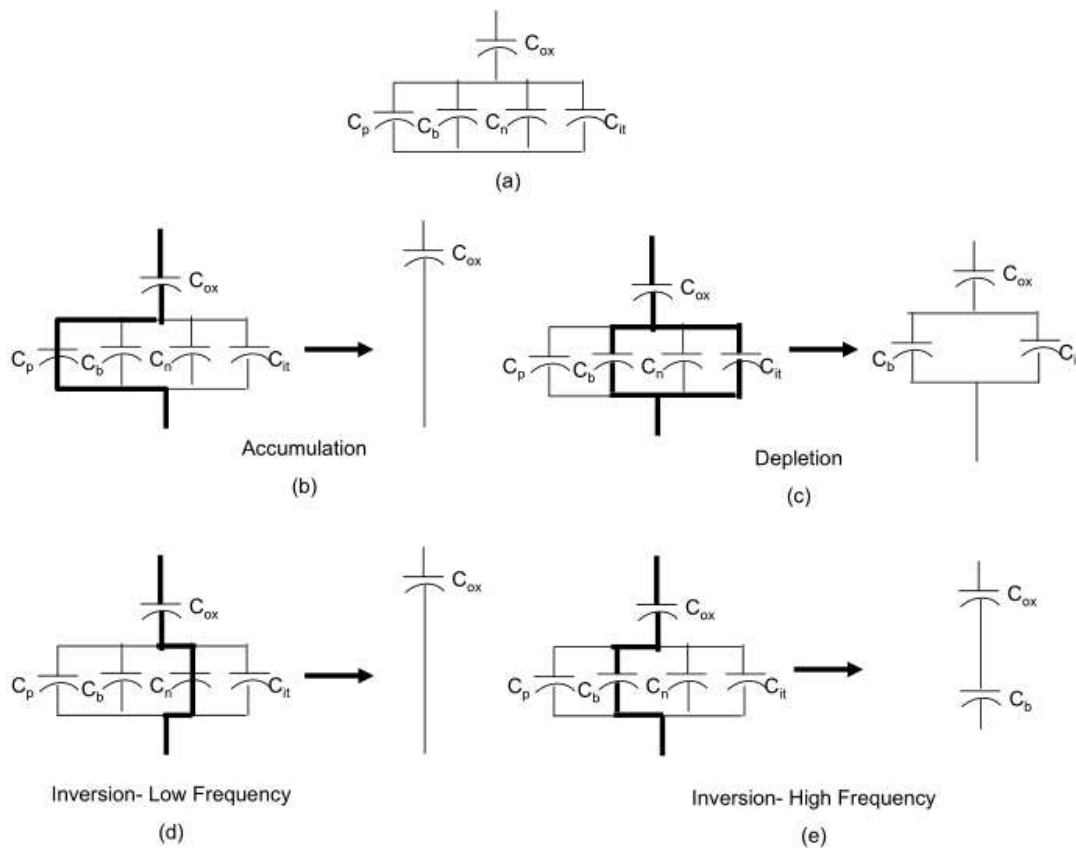


Figure II.3 : Capacité d'un condensateur MOS-PHEMT pour différentes conditions de polarisation [34]

II.5 Paramétrage DC du MOSHEMT pseudo morphique

II.5.1 Modèle de la mobilité en fort champ électrique

A faible champ électrique, l'électron est en équilibre thermique avec le réseau cristallin et la vitesse de dérive est proportionnelle au champ électrique, cette variation suit la loi suivante :

$$V_d = \mu E \tag{II.15}$$

Lorsque le champ électrique augmente, les électrons voient leur vitesse qui commence à saturer pour ensuite stagner littéralement. Or, on rappelle que la vitesse des électrons correspond au produit de leur mobilité avec le champ électrique. De ce fait, la mobilité diminue quand le champ augmente de manière à maintenir la vitesse des porteurs constants lorsqu'ils atteignent leur vitesse de saturation (figure II.4). Cette dernière montre l'évolution de la vitesse en fonction du champ électrique pour le GaAs (1), pour l'hétérostructure $A_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ (2) et pour l'hétérostructure $A_{0.5}Ga_{0.5}As/GaAs$

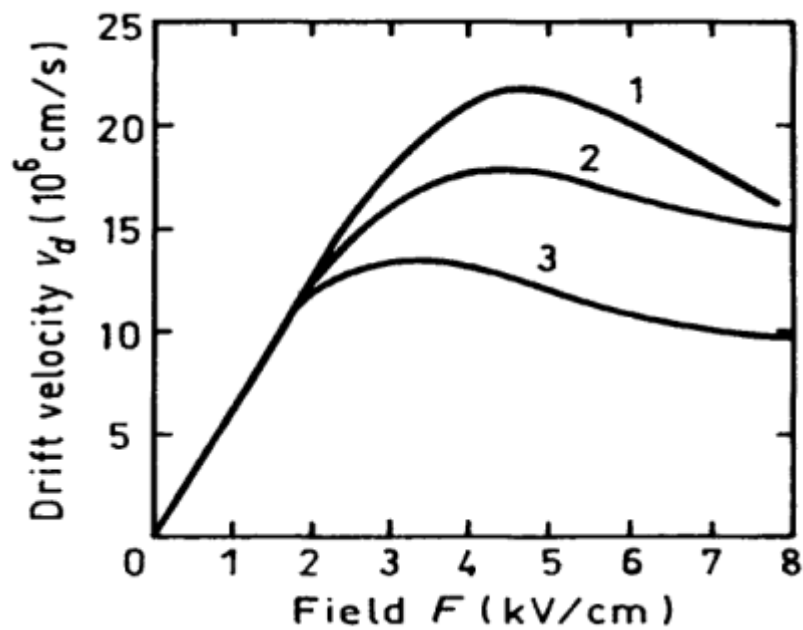


Figure II.4: Évolution de la vitesse des électrons selon l'amplitude du champ électrique [35].

Il s'agit alors de trouver un modèle qui permettra de configurer deux paramètres physiques importants : la mobilité des électrons et des trous (même si ils sont minoritaires car le 2DEG est un canal d'électrons) dans la barrière et le canal lorsque le champ devient plus important, et la vitesse de saturation des porteurs de charges. Cela est rendu possible avec le modèle de mobilité dépendant d'un champ électrique parallèle (c'est un modèle extrait du tutorial d'ATLAS dont le nom est « Parallel Electric Field Dependent Mobility »).

NB : pour activer le modèle du champ électrique parallèle faisant saturer les électrons dans le canal, il faut préciser le paramètre FLDMOB (Field Dependent Mobility) au niveau de l'instruction MODEL.

Dans un premier temps, ce modèle de mobilité nous permettra d'effectuer la transition entre le comportement des porteurs de charges en champ faible et leur comportement en champ élevé.

Ce modèle est basé sur l'expression analytique suivante (expression de la mobilité dépendant de E selon Caughey et Thomas):

$$\mu_n(E) = \mu_{n0} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\mu_{n0} E}{VSATN} \right)^{BETAN}} \right]^{\frac{1}{BETAN}} \quad (\text{II.16})$$

$$\mu_p(E) = \mu_{p0} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\mu_{p0} E}{VSATP} \right)^{BETAP}} \right]^{\frac{1}{BETAP}} \quad (\text{II.17})$$

Avec ;

E représente le champ électrique, μ_{n0} et μ_{p0} représentent respectivement les mobilités des électrons et des trous à faible champ, $VSATN$ et $VSATP$ sont respectivement la vitesse de saturation des électrons et des trous. Les paramètres $BETAN$ et $BETAP$ sont des paramètres d'ajustement.

II.5.2 Le modèle Shockley-Read-Hall (recombinaison-génération)

Lorsque le semiconducteur subi une perturbation par exemple l'impact d'un ion, cette excitation introduit une génération de paires électrons/trous. Ensuite, le système revient à l'état d'équilibre par le processus de recombinaison. La simulation prend en considération les recombinaisons SRH sur des niveaux profonds. Le taux de recombinaison est donné par l'expression suivante :

$$U_{SRU} = \frac{n \cdot p - n_i^2}{\tau_p \left(n + n_i \exp \left[\frac{E_{trap}}{KT_L} \right] \right) + \tau_n \left(p + n_i \exp \left[\frac{E_{trap}}{KT_L} \right] \right)} \quad (\text{II.18})$$

Où E_{trap} (o eV par défaut) est la différence entre le niveau d'énergie du piège et le niveau de Fermi intrinsèque, T_L est la température du réseau en degrés Kelvin, et τ_n , τ_p sont les durées de vie s des trous et des électrons (10-7 S par défaut) respectivement. Le modèle de résolution

numérique de ce phénomène est activé dans le programme de simulation en ajoutant le paramètre **SRH** à la commande MODELS [35].

II.6 Méthode des éléments fins

La méthode des éléments finis est très largement utilisée pour l'étude de comportement statique et dynamique d'un tel composant. Elle permet de transformer un problème à équations différentielles en un système numérique pouvant être résolu par des techniques numériques. Cette méthode consiste principalement à diviser la structure à étudier, en morceaux de base appelés maillage. On applique à chaque élément du maillage les différentes équations qui décrivent le comportement physique du dispositif étudié comme par exemple l'équation de poisson, de continuité de courant ou encore l'équation de conduction de la chaleur, et par suite on définit les conditions aux limites du système. Le système d'équations est ensuite résolu à l'aide d'algorithmes appropriés d'analyse numérique.

Le système des équations fondamentales du transport des charges dans les semi-conducteurs citées dans les paragraphes II.3 et II.4 est résolu numériquement, en choisissant des conditions aux limites appropriées.

II.6.1 paramètres d'entrée du modèle numérique

La simulation doit être effectuée par l'introduction dans le modèle numérique des constantes, des paramètres physiques, électriques et thermiques des matériaux semi-conducteurs utilisés, ainsi que les paramètres technologiques du transistor étudié.

- Les principaux paramètres d'entrées du modèle numérique sont :
- La vitesse des porteurs en fonction de la température.
- La mobilité des porteurs en fonction de la température.
- Les constantes diélectriques.
- Le gap des matériaux en fonction de la température
- La densité de donneurs ionise.
- Les affinités électroniques des matériaux semi-conducteurs
- Les résistances des contacts ohmiques
- Le travail de sortie du contact Schottky
- Les durées de vie τ des trous et des électrons...

II.6.2 Configuration de la densité de charges qui constitue le 2DEG

C'est sans aucun doute l'une des étapes les plus importantes dans la conception du composant. C'est à ce niveau-là que l'on configure la structure pour qu'elle tienne compte des niveaux de dopages des matériaux GaAs et $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

C'est donc à cet instant que l'on configure la densité électronique du canal situé au niveau de la partie supérieure de la couche de GaAs et qui s'étend sur quelques angströms afin de constituer le gaz bidimensionnel d'électrons. Or, d'après le tutorial d'ATLAS [36], on utilise l'instruction `n.type` pour un dopage de type N et `p.type` pour un dopage de type P.

II.6.3 Configuration de la couche d'oxyde

Pour configurer les couches (TiO_2) sous le module Atlas du simulateur Silvaco on utilise l'instruction de matériel en précisant la permittivité relative du diélectrique utilisé, comme l'exemple suivant :

```
MATERIAL region=1 permittivity=21
```

II.6.4 Configuration des différentes régions

D'après le tutorial d'ATLAS [36], la polarisation des matériaux en utilisant les instructions MATERIAL et REGION.

Enfin, il est possible de visualiser la répartition de ces charges à l'interface à l'aide du logiciel **TONYPLOT** en lançant la fenêtre graphique qui fait apparaître la structure du composant. Il s'agit alors de trouver un modèle qui permettra de configurer deux paramètres physiques importants : la mobilité des électrons et des trous (même si ils sont minoritaires car le 2DEG est un canal d'électrons) dans la barrière et le canal lorsque le champ devient plus important, et la vitesse de saturation des porteurs de charges. Cela est rendu possible avec le modèle de mobilité dépendant d'un champ électrique parallèle (c'est un modèle extrait du tutorial d'ATLAS dont le nom est « Parallel Electric FieldDependentMobility »).

Dans un premier temps, ce modèle de mobilité nous permettra d'effectuer la transition entre le comportement des porteurs de charges en champ faible et leur comportement en champ élevé.

II.7 Conclusion

Dans ce second chapitre, avons élaboré un modèle bidimensionnelle physico-électrique du transistor MOS-PHEMT sur substrat GaAs avec empilement de diélectrique TiO_2 , c'est un modèle numérique qui inclut les lois physique régissant le fonctionnement du ce composant en terme d'équation de Poisson et de continuité de courant, nous avons aussi exposé la configuration des différents paramètres de transport de charges sous le module Atlas du simulateur SILVACO.

Le chapitre suivant examine en détail le résultat du paramétrage statique (DC) et dynamique (AC) du transistor PHEMT et MOS-PHEMT.

Chapitre III

Résultats du paramétrage statique et dynamique des transistors PHEMT et MOS-PHEMT

Chapitre III

Résultats du paramétrage statique et dynamique des transistors PHEMT et MOS-PHEMT

III.1 Introduction

Les performances des transistors PHEMTs et MOS-PHEMTs sur substrat GaAs ont été améliorées en termes de puissance et fréquence, en effet ces transistors sont largement utilisés dans les applications fortes puissance en gamme d'onde millimétrique.

Ces transistors sont conçus à partir des matériaux semiconducteurs possédants de bonnes propriétés de transport de charge comme la mobilité et la vitesse de saturation, ainsi pour le transistor MOS-PHEMT, les matériaux high-k sont largement employés pour réaliser le contact de la grille [37]. A titre d'exemple, le dioxyde de titane (TiO_2) s'avère être un candidat potentiel pour la filière MOS-PHEMT notamment grâce à la constante diélectrique élevée de sa phase cristalline rutile.

Dans ce chapitre, nous présenterons l'outil de simulation SILVACO que nous avons utilisé pour l'étude de ces composants. Ensuite, nous étudierons les caractéristiques statiques (DC) et dynamiques (AC) de MOSPHEMT et de PHEMT. Nous analyserons, la valeur de la densité du courant total, les distributions du potentiel, la distribution du champ électrique dans ces transistors, aussi, nous analyserons l'impact de l'épaisseur et de la nature d'oxyde sur les performances statique de ces composants.

III.2 Description de l'outil de simulation SILVACO

Le terme SILVACO est l'acronyme de « Silicon Valley Corporation » est une société américaine leader dans la vente de logiciels de TCAD (Technology Computer Assited Design). Cet outil de conception permet de simuler le comportement électrique et thermique d'un composant électronique en tenant compte de sa structure (dopage, nature des matériaux, géométries, propriétés de transport,...). La TCAD permet d'aider à la conception des composants et/ou de comprendre les mécanismes physiques qui régissent leur fonctionnement. L'avantage majeur de ce type de simulateur est qu'il donne la possibilité de

visualiser des phénomènes physiques difficilement accessibles et donc observables. Les modules de TCAD-SILVACO peuvent être utilisés pour :

La simulation des étapes de fabrication technologique tels que, ATHENA, SSupreme3, SSupreme4, etc.

La simulation électrique des dispositifs tels que, les Diodes, les MOSFETs, les HEMTs, les TBHs,..., réalisés par le module ATLAS.

Virtual Wafer Fab pour automatiser la simulation de fabrication des Wafers.

Dans notre travail, les simulations sont effectuées par le module ATLAS.

Le logiciel de simulation **ATLAS** est un simulateur de modélisation de composants capable de prédire les caractéristiques électriques et thermiques de la plupart des composants semi-conducteurs en régime continu, transitoire ou fréquentiel. Il fournit des informations sur la distribution interne de variables telles que les concentrations des porteurs, les lignes de courant, le champ électrique ou le potentiel, la température de réseau, etc, autant de données importantes pour la conception et l'optimisation des procédés technologiques.

Ceci est réalisé en résolvant numériquement l'équation de Poisson, les équations de continuité de courant pour les électrons et les trous ainsi que l'équation de diffusion de la chaleur en deux dimensions en un nombre fini de points formant le maillage de la structure défini par l'utilisateur ou par le programme.

Ce simulateur est composé principalement de deux parties :

- Une partie traitement numérique (méthode d'intégration, de discrétisation...).
- Une partie formée des modèles physiques des composants semi-conducteurs les plus récents.

Une simulation numérique dans Silvaco (ou tout outil TCAD) est constitué de deux étapes principales (figure (III.1)) : création de la structure, puis résolution numérique. La création de la structure comprend la définition du maillage, des différentes régions du dispositif, des électrodes et des dopages (niveau et profil).

La résolution numérique comprend la définition du travail de sortie des grilles, les choix des modèles physiques et des méthodes mathématiques utilisées par le simulateur pour trouver sa solution.

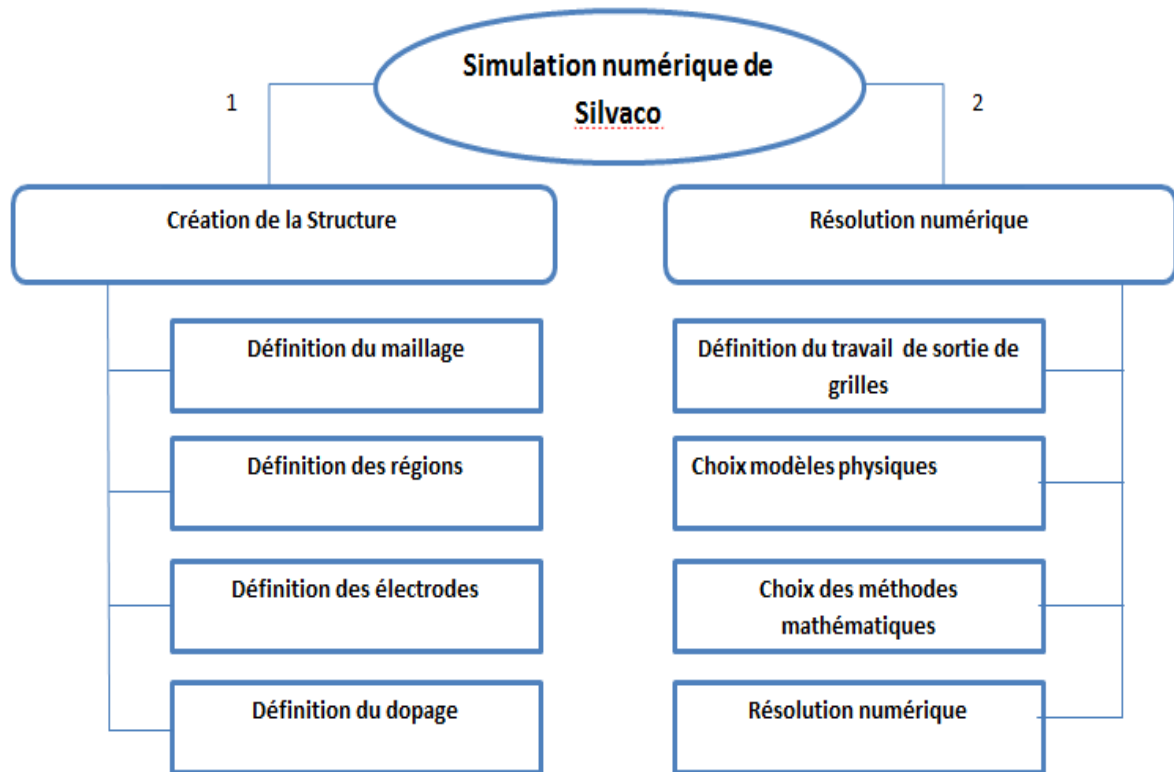


Figure III.1 : Diagramme de la simulation numérique de Silvaco [38].

III.3 Résultat et discussion

III.3.1 Structures étudiées du MOS-PHEMT et du PHEMT

- **PHEMT**

La structure de dispositif étudiée est épitaxiée sur un substrat semi-isolant GaAs. La couche tampon consiste en une couche de GaAs de 100 nm, suivie d'une couche d' $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ d'épaisseur de 250 nm et une couche de 60 nm de GaAs.

La densité de dopage de la couche d'espacement d' $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ vaut $4,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, son épaisseur est 2 nm. La couche canal est en $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ de 14 nm. La couche Schottky d' $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ de 70 nm dont le plan de dopage de Si de $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Enfin les deux couches de contact ohmique sont réalisées en GaAs de 60 nm avec une densité de dopage de Si de $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La mobilité des électrons est fixée à $5900 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$.

- **MOS-PHEMT**

Pour le MOS-PHEMT, l'épaisseur du dioxyde de titane (TiO_2) est de 30 nm, l'électrode de grille est un contact de type Métal-Oxyde-Semiconducteur avec un travail de sortie du métal est fixé à 4.8 eV (travail de sortie de l'Or (Au)).

Les figures III.2 et III.4 montrent les structures du PHEMT et MOS-PHEMT étudiées.

Nous traçons sur les figures III.3 et III.5 le diagramme de bandes d'énergie de nos structures étudiées à l'équilibre thermodynamique du MOS-PHEMT et PHEMT.

Ce diagramme des bandes est correct, la hauteur de barrière (marquant la frontière entre le contact l'oxyde et le barreau de semi-conducteur) avoisinant les 0.6 eV pour le MOS-PHEMT et 0.9 eV pour le PHEMT. De plus, les courbures des bandes semblent bonnes car elles correspondent à ce que l'on attend en théorie. De plus, le puits quantique, créé par l'association des deux couches à accords de mailles différents, est bien présent à l'interface entre les deux matériaux (AlGaAs et GaAs) et semble avoir une profondeur suffisante pour que les électrons puissent occuper ses niveaux d'énergie.

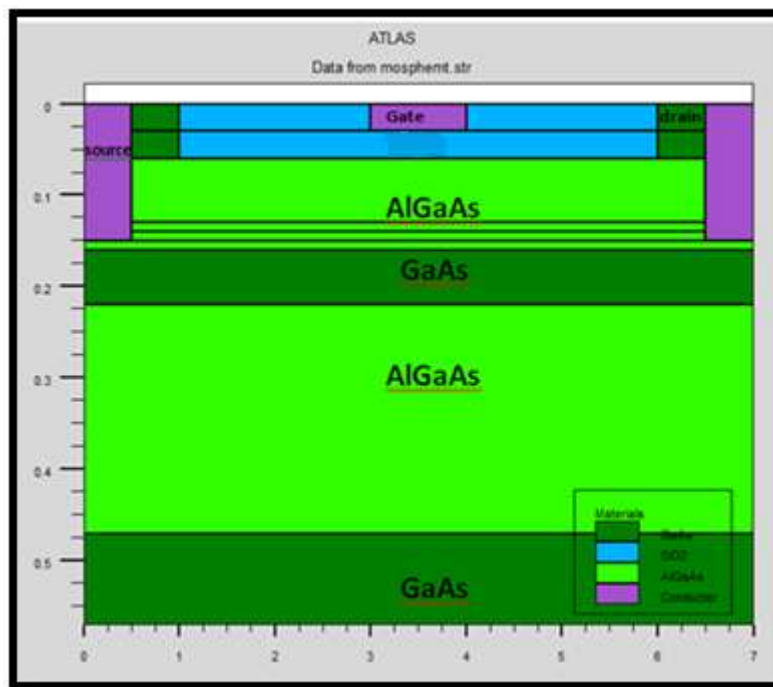


Figure III.2 : Structure du MOS- PHEMT

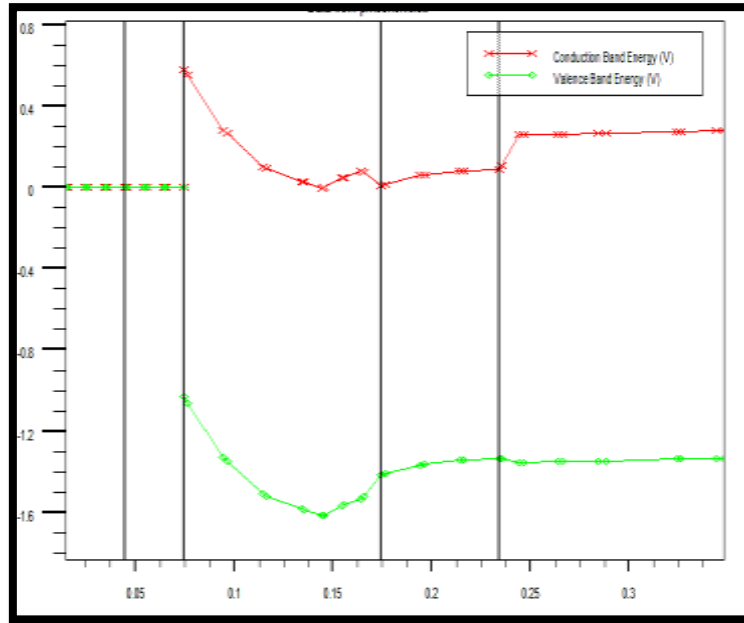


Figure III.3 : Diagramme de bandes d'énergie de MOS-PHEMT .

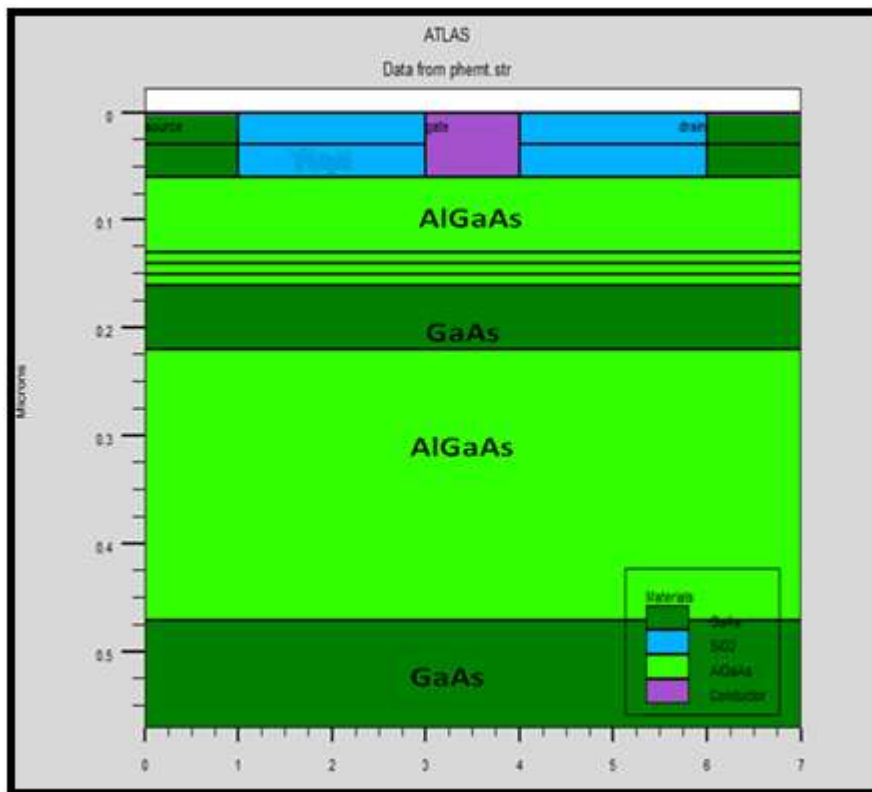


Figure III.4: Structure du PHEMT simulée.

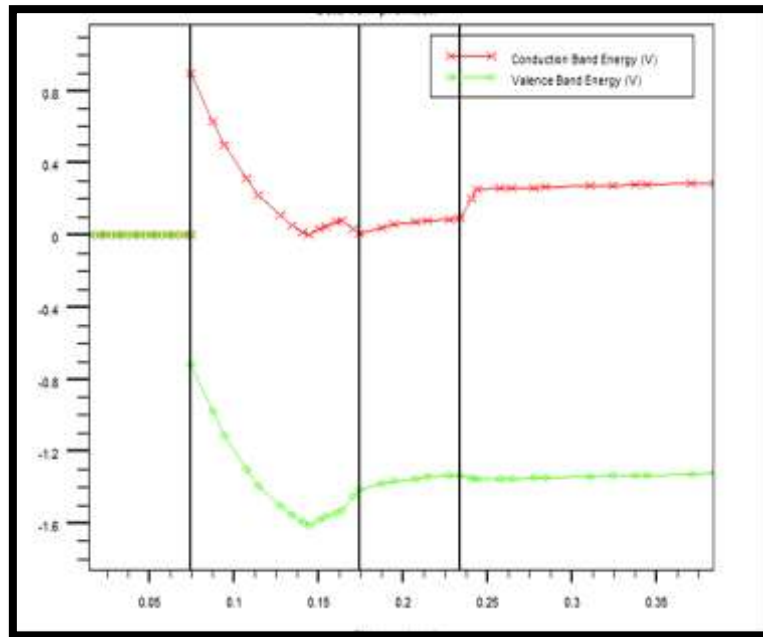


Figure III.5: diagramme de bandes d'énergie dans le PHEMT

III.3.2 Caractéristiques statiques (DC) de MOSPHEMT et de PHEMT

III.3.2.1 Caractéristiques de sortie

Les figures III.6 et III.7 illustrent l'évolution de courant drain-source (I_{ds}) en fonction de la tension drain-source (V_{ds}) paramétrées par la tension grille-source V_{gs} , cette dernière est balayée de 0 à -2 V avec un pas de 0.5 V pour le PHEMT et de 2 à -1.5 V pour le MOS-PHEMT.

La polarisation de la grille V_{gs} maximal du MOS-PHEMT est plus grande que celle de PHEMT car le MOS-PHEMT a une barrière de potentiel plus élevée entre la grille métallique et la couche Schottky d'AlGaAs. Le courant maximal est environ 140 mA/mm à $V_{gs} = 0$ V et $V_{ds} = 2$ V pour PHEMT.

Cependant, le courant maximal est environ 170 mA / mm à $V_{gs} = 0$ V et $V_{ds} = 2$ V pour le MOS-PHEMT. Le courant de saturation du MOS-PHEMT est supérieur à celui du PHEMT à la même polarisation de V_{gs} , ceci peut être expliqué par la barrière d'énergie de la structure MOS-PHEMT qui est plus élevée à l'interface de la grille.

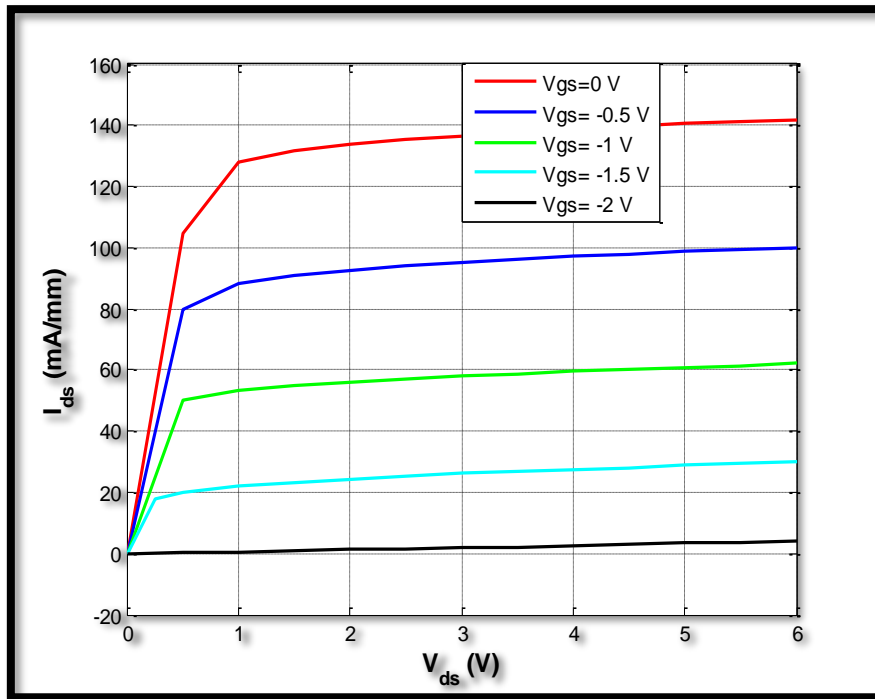


Figure III.6: Caractéristiques de sortie du transistor PHEMT

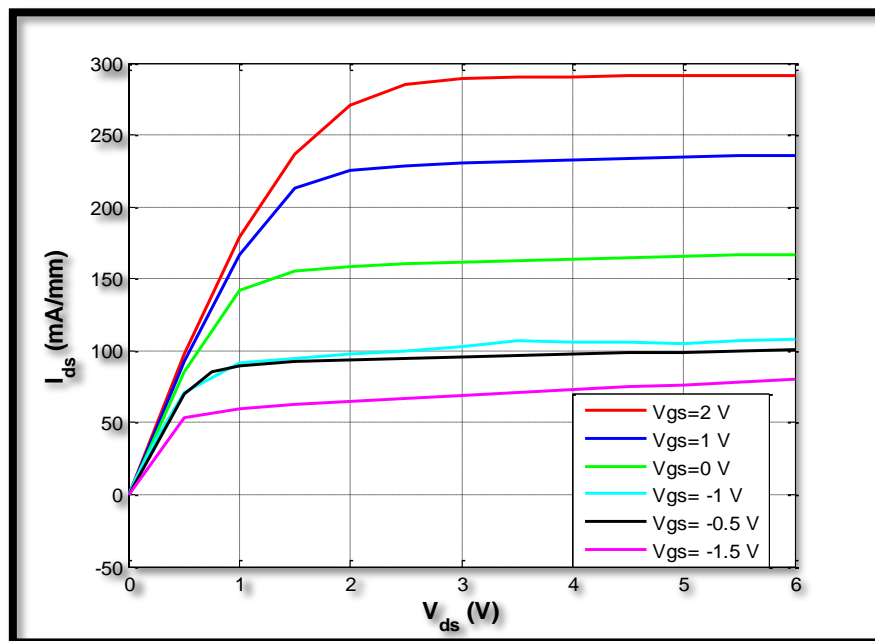


Figure III.7: Caractéristiques de sortie du transistor MOS-PHEMT

III.3.2.2 Caractéristiques de transfert I_{ds}/V_{gs}

Les caractéristiques sous-seuils dépendent de la qualité du film d'oxyde et de la structure du dispositif. ils ont des effets sur la dissipation de la puissance.

Les figures III .8 et II.9 représente les caractéristiques de transferts simulés des PHEMT et MOS-PHEMT. Ces caractéristiques sont obtenues pour V_{gs} variant de 1 à -2.5 V et V_{ds} est fixée à 1 et 3 V pour le MOS-PHEMT tandis que pour le transistor PHEMT V_{ds} est fixé à 1, 2 et 3 V. On note que la densité du courant de MOS-PHEMT est plus élevée que dans le PHEMT .par exemple pour $V_{ds}= 3$ V, la densité du courant égale a 160 mA/mm dans le MOS-PHEMT est plus élevé que dans le PHEMT qu'il t'égale a 138 mA/mm. Ces résultats suggèrent clairement que Le MOS-PHEMT a supprimé son courant sous-seuil en réduisant le courant de recombinaison de surface du TiO_2 autour de la zone de contact ohmique [39].

Nous représentons sur les figures III.10 et III.11 les réseaux des caractéristiques de sortie et du transfert des transistors PHEMT et MOS-PHEMT respectivement.

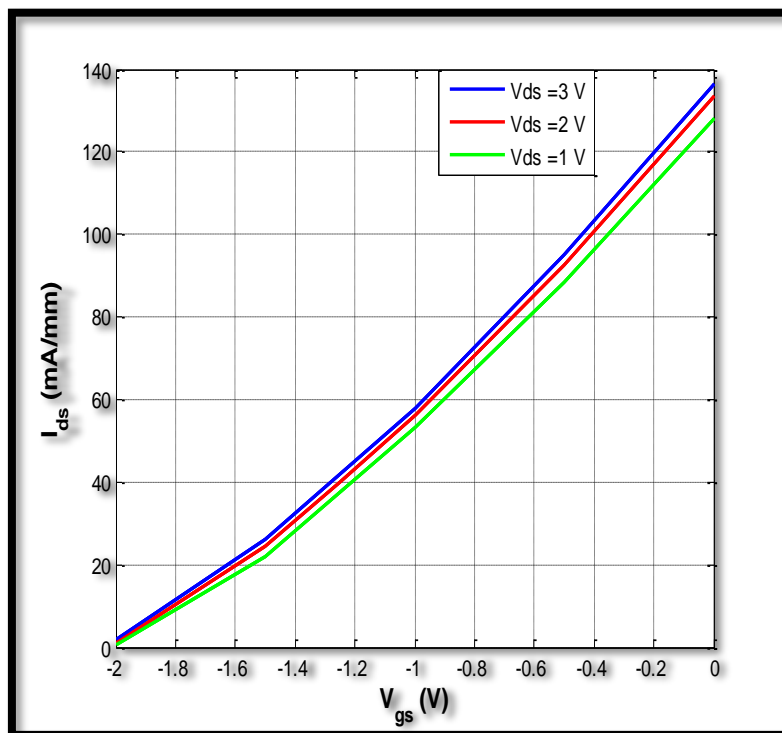


Figure III.8: Caractéristiques de transfert du transistor PHEMT.

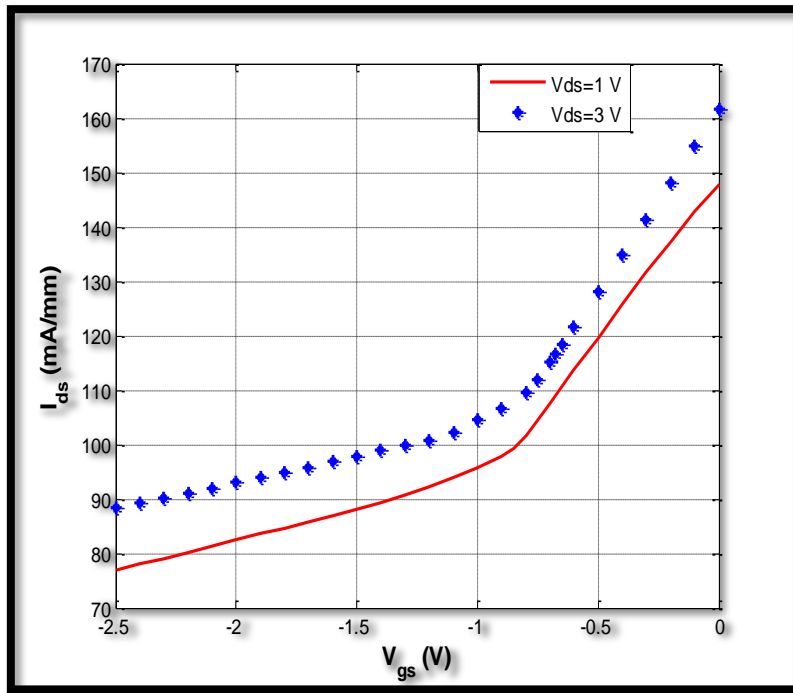


Figure III.9 : Caractéristiques de transferts du transistor MOS-PHEMT.

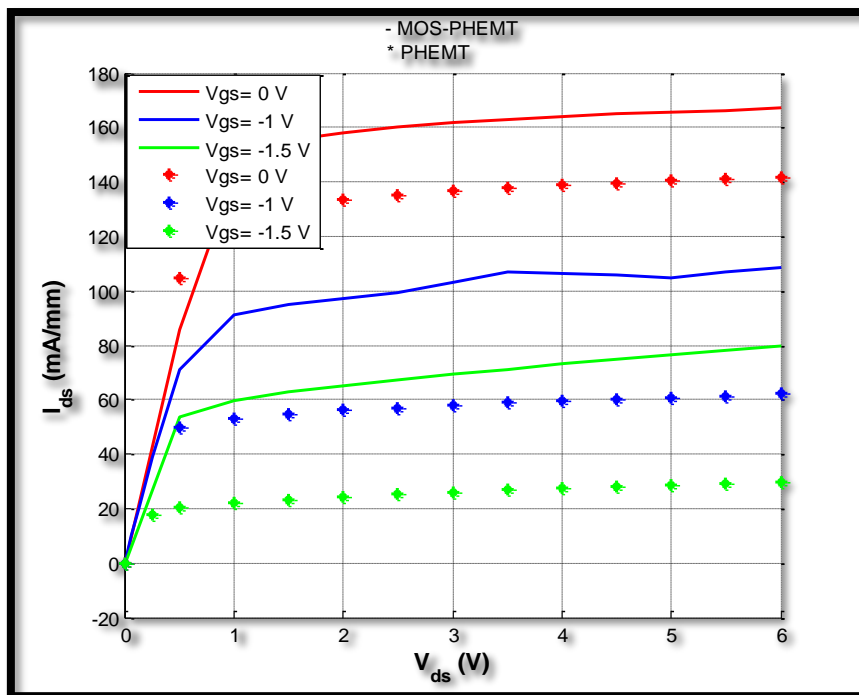


Figure III.10 : Comparaison entre les caractéristiques de sortie du MOS-PHEMT et du PHEMT

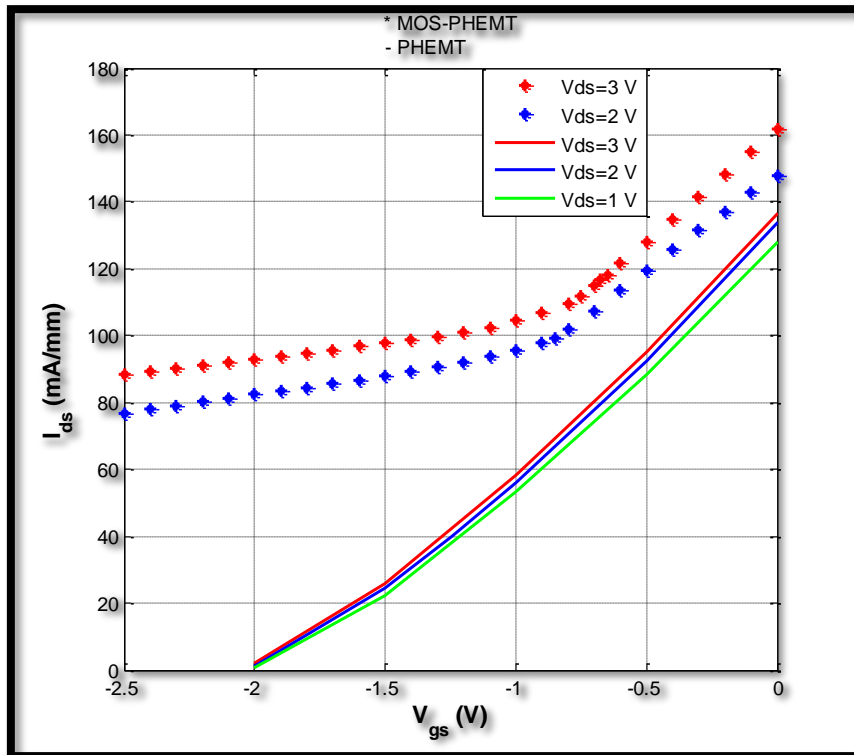


Figure III.11 : Comparaison entre les caractéristiques de transfert du MOS-PHEMT et du PHEMT

III.3.2.3 Cartographie des grandeurs électriques

- Distribution du potentiel

Pour mieux comprendre le profil de distribution du potentiel dans les composants et plus précisément dans la région de la barrière, nous avons tracé les cartes 2D (figures III.12 et III.13) de potentiel dans le MOS-PHEMT et PHEMT.

La polarisation du composant électronique en régime statique se fait par une tension de grille $V_{gs} = 0$ V et pour une tension de drain $V_{ds} = 0$ V.

On peut remarquer une augmentation du potentiel de la région source vers la région drain. Ces contours montrent aussi que le potentiel augmente avec la polarisation de grille dans les deux transistors, dans ces figures on remarque une différence dans la valeur maximal du potentiel, elle a autour de 6.36 V pour le PHEMT et 6.31 du MOS-PHEMT, puisqu'elle fluctue légèrement. Puis le potentiel diminue progressivement jusqu'à - 0.0626 V

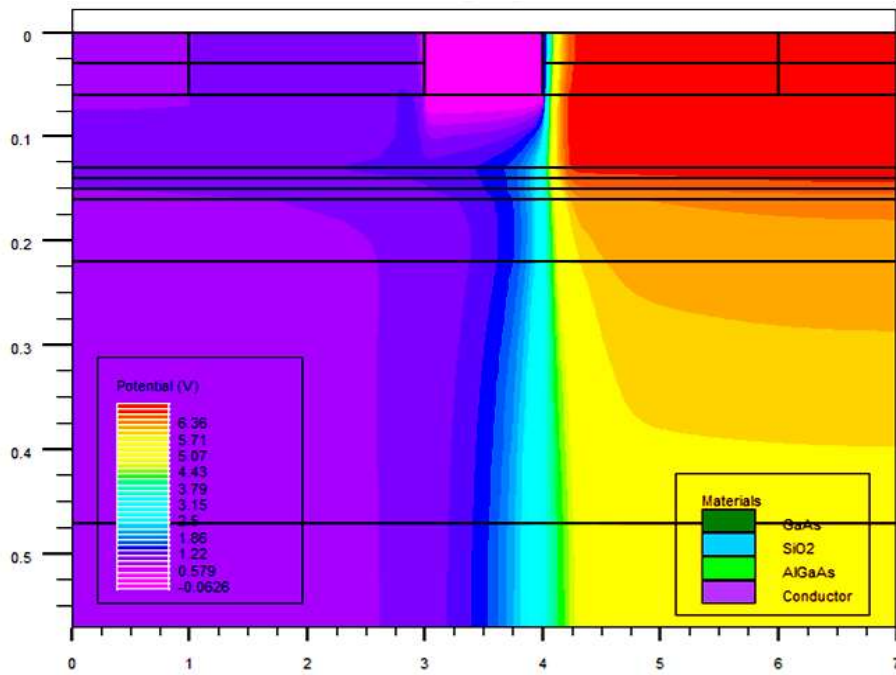


Figure III.12 : Distribution du potentiel dans le PHEMT pour $V_{gs} = 0\text{ V}$ et $V_{ds} = 0\text{ V}$

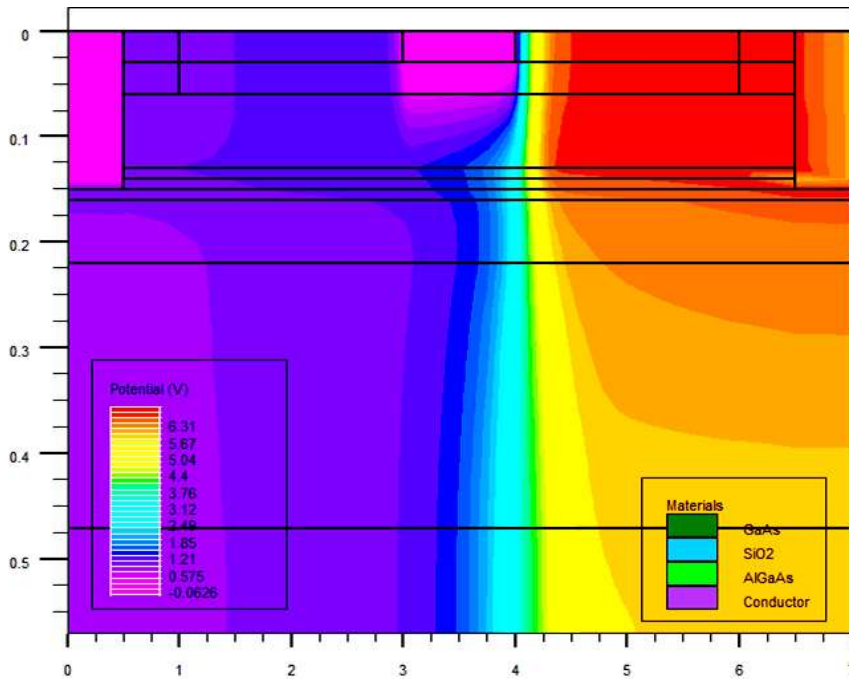


Figure III.13 : Distribution du potentiel dans le MOS-PHEMT pour $V_{ds} = 0\text{ V}$ et $V_{gs} = 0\text{ V}$.

- **Distribution de la densité du courant**

Afin de mieux comprendre la répartition de la densité de courant total dans les composants étudiés, nous avons tracé les cartes 2D (figures III.14 et III.15). Les polarisations du PHEMT et MOS-PHEMT se font par une tension de grille $V_{gs} = 0$ V et pour une tension de drain $V_{ds} = 0$ V. On remarque que la valeur maximale pour le PHEMT est environ $7.85 \cdot 10^5$ A/cm² et $6.86 \cdot 10^5$ A/cm² pour le MOS-PHEMT.

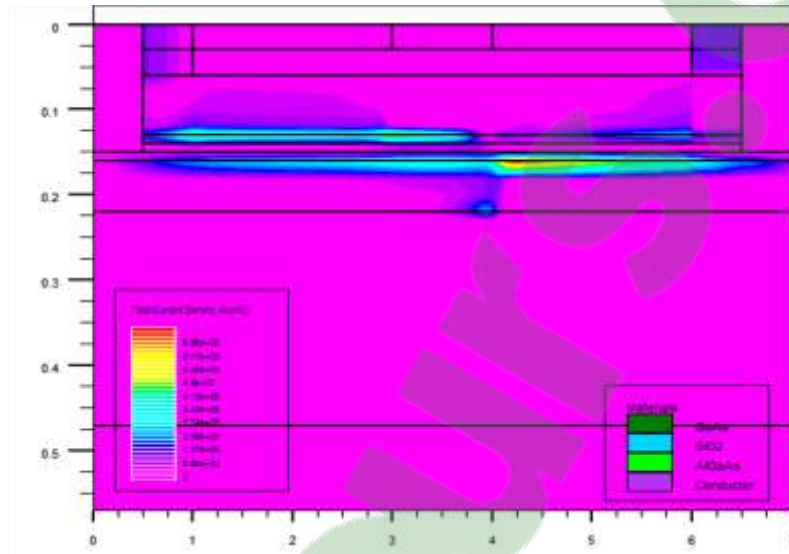


Figure III.14 : Distribution de la densité du courant dans le MOS-PHEMT pour $V_{ds} = 0$ V et $V_{gs} = 0$ V

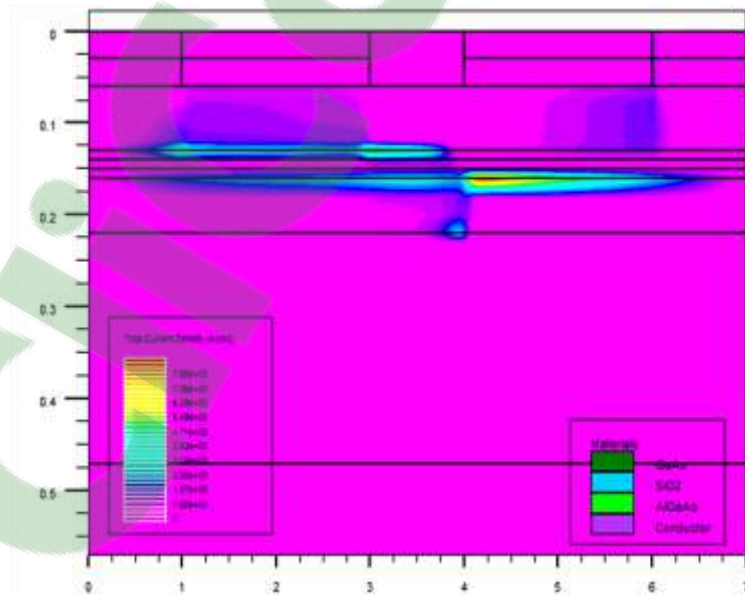


Figure III.15 : Distribution de la densité du courant dans le PHEMT pour $V_{gs} = 0$ V et $V_{ds} = 0$ V

- **Distribution du champ électrique**

Les figures III.16 et III.17 illustrent le contour de distribution du champ électrique Pour dans le PHEMT et MOS-PHEMT. Les polarisations des composants se font par une tension de grille $V_{gs} = 0$ V, la tension de drain appliquée est $V_{ds} = 0$ V. On peut remarquer une augmentation du champ électrique en dessous de la grille coté drain. Par exemple la valeur maximal du champ électrique dans le PHEMT est $4.54 \cdot 10^5$ V/cm alors que pour le MOS-PHEMT elle est de l'ordre de $8.42 \cdot 10^5$ V/cm. En effet, ce champ électrique diminue d'une manière très rapide quand on va du canal vers le bas du substrat.

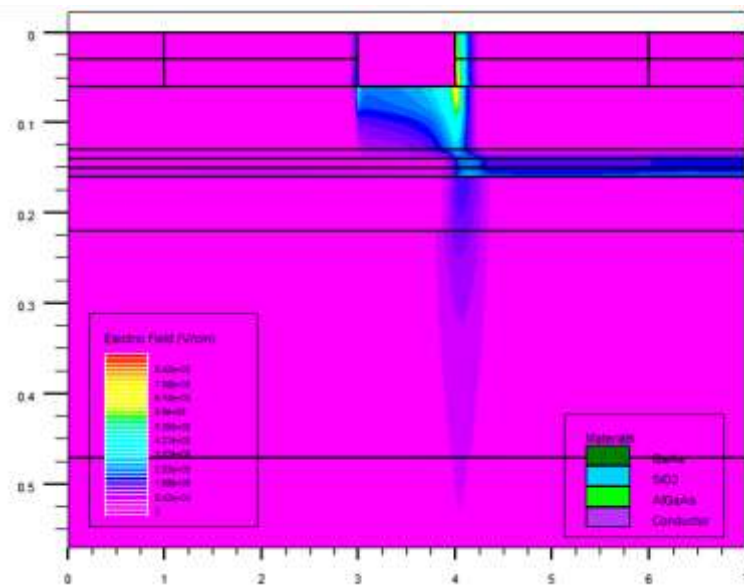


Figure III.16 : Distribution du champ électrique dans le PHEMT pour $V_{gs} = 0$ V et $V_{ds} = 0$ V

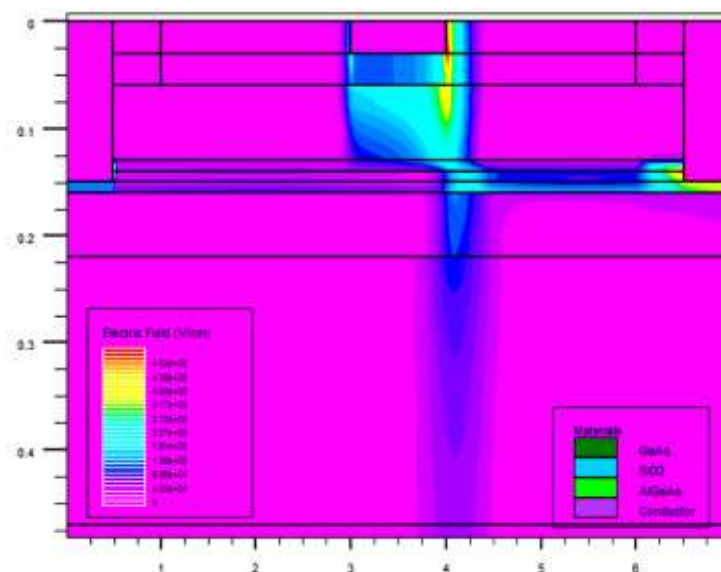


Figure III.17 : Distribution du champ électrique dans le MOS-PHEMT pour $V_{ds} = 0$ V et $V_{gs} = 0$ V

III.3.2.4 Effet de la nature d'oxyde de la grille

Le type d'oxyde de grille dans la structure MOS-PHEMT joue un rôle primordial dans l'amélioration des performances statiques d'un tel composant. L'alumine (ou oxyde d'aluminium : Al_2O_3) est l'un des diélectriques les plus couramment empilés dans les structures MOS-PHEMT. Afin de comparer les performances statiques de MOS-PHEMT en TiO_2 et en Al_2O_3 nous avons tracé sur les figures III.18 et III.19 le courant drain source pour $V_{gs} = 1\text{ V}$ et -0.5 V , d'après la figure la figure III.19, on constate que pour le même point de polarisation de grille le courant est maximum avec l'empilement du dioxyde de titane (TiO_2).

En fait, le TiO_2 possède de meilleures performances statiques en terme de puissance.

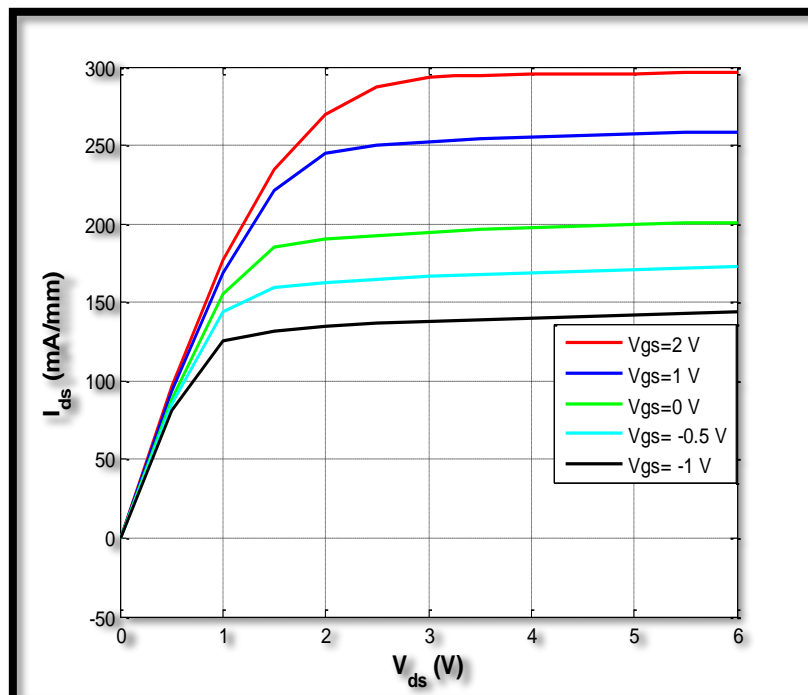


Figure III.18 : Effet de la nature d'oxyde (diélectrique) sur les performances statiques

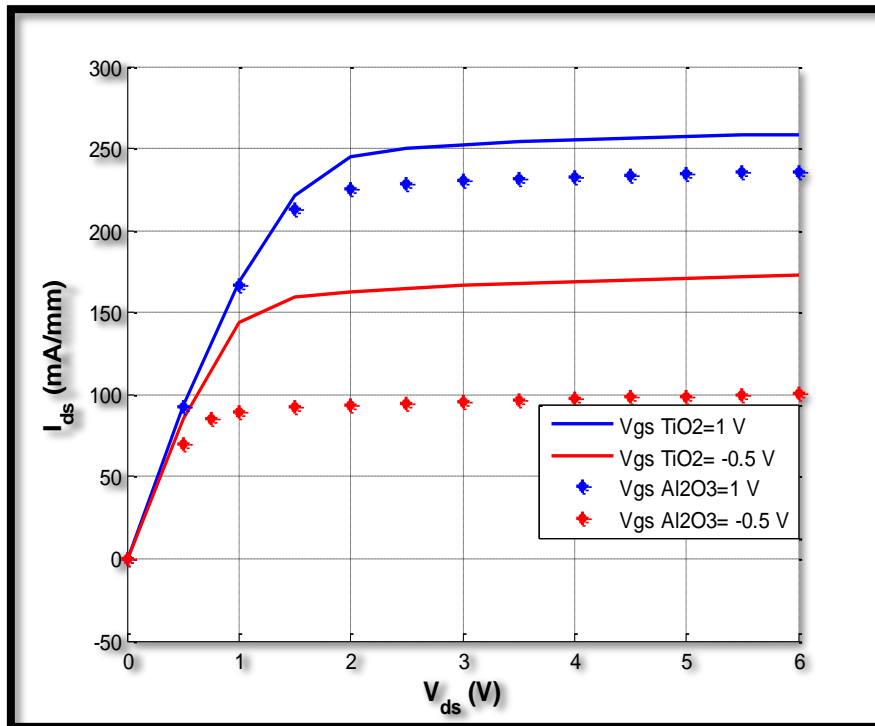


Figure III.19 : Réseau des caractéristiques de sortie dans MOS-PHEMT avec l'empilement du TiO₂ et Al₂O₃

III.3.2.5 Effet de l'épaisseur d'oxyde de la grille

Les paramètres technologiques jouent un rôle important dans l'optimisation et l'amélioration des performances électriques d'une telle structure. Dans cette optique, nous nous intéressons à étudier l'influence de l'épaisseur dioxyde de titane sur le courant du drain. La figure III.20 représente une comparaison entre le courant du drain simulé pour deux épaisseurs du diélectrique (20 et 30 nm), V_{gs} est fixée à 0 V.

Cette figure montre que la structure MOS-PHEMT pour une épaisseur dioxyde de titane de 20 nm permet une large polarisation de grille comparée à celle de 30 nm. Ceci peut être expliqué par l'augmentation de la hauteur de barrière à l'interface de la grille.

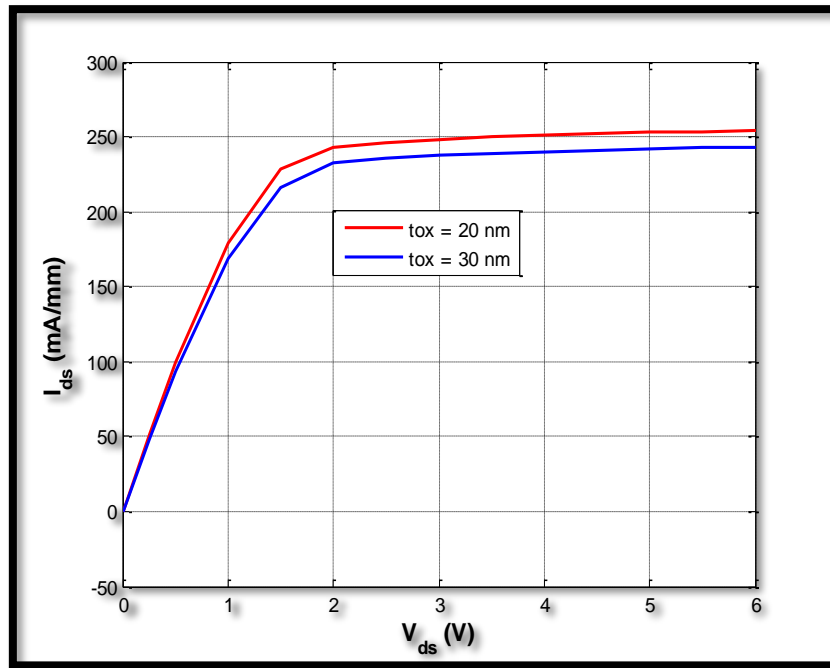


Figure III.20 : Effet de l'épaisseur d'oxyde dans MOS-PHEMT pour $V_{gs}=0$ V.

III.4.2 Caractéristiques dynamiques (AC)

III.4.2.1 Fréquence de coupure

Les HEMT pseudomorphique destinés aux applications haut débit doivent avoir de bonnes performances en fréquences.

La fréquence de coupure f_c , qui est définie comme étant la fréquence à laquelle le gain en courant du transistor est égal à l'unité, traduit la rapidité du transistor.

La figure III.21 et III.22 représente la variation du gain en courant H21 en fonction de la fréquence sur une échelle logarithmique à température ambiante.

Pour extraire la fréquence de coupure il ne faut considérer que la partie linéaire de la courbe du gain en courant (H21). Par la suite, il fallait donc connaître la fréquence pour laquelle H21 valait 0 dB. La fréquence correspondant au point d'intersection de l'axe des fréquences et l'extrapolation de la partie linéaire de H21, permet d'estimer la fréquence de coupure qui est de 10 GHz pour le MOS-PHEMT et de 9 GHz pour le PHEMT à 300 K.

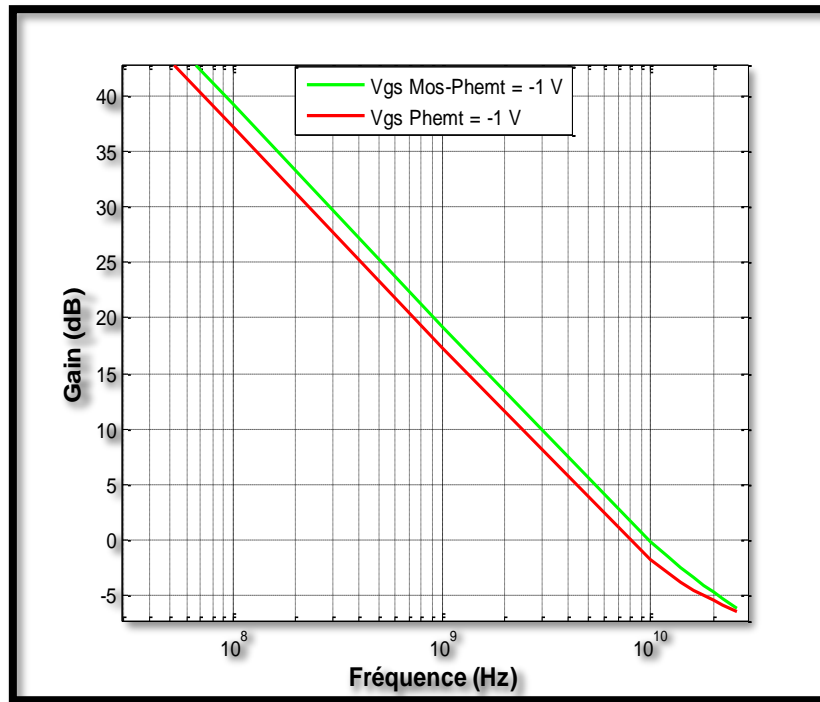


Figure III.21 : Fréquence de coupure de MOS-PHEMT et PHEMT pour $V_{gs} = -1 \text{ V}$ et $V_{ds} = 2 \text{ V}$

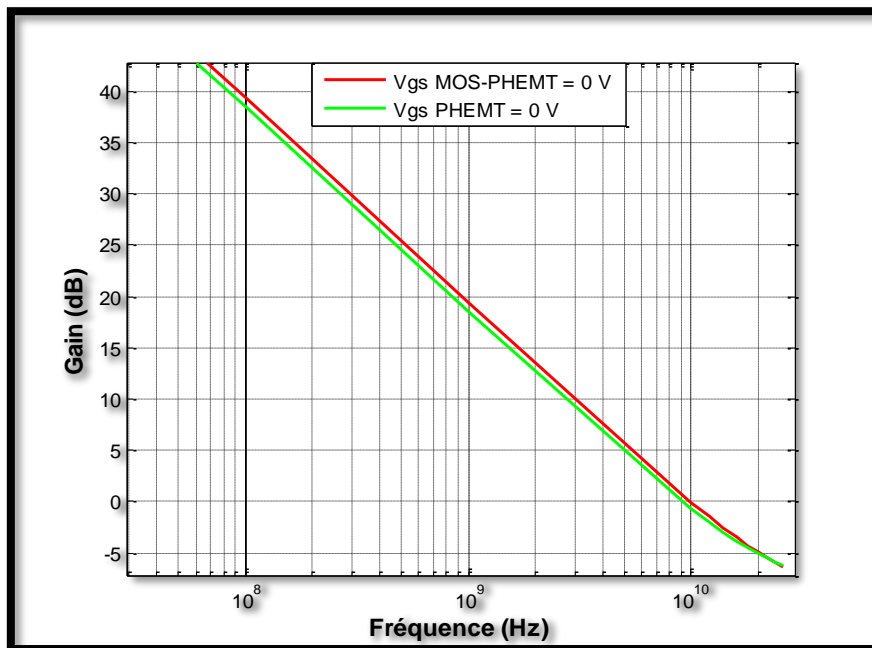


Figure III.22 : Fréquence de coupure de MOS-PHEMT et PHEMT pour $V_{gs} = 0 \text{ V}$ et $V_{ds} = 2 \text{ V}$

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats du paramétrage statique et dynamique des transistors PHEMT et MOS-PHEMT. L'étude par simulation a été menée à l'aide du module Atlas du simulateur SILVACO. La prise en compte des paramètres technologiques dans nos modèles numériques bidimensionnel proposés a permis d'obtenir des résultats comparables aux résultats expérimentaux publiés dans la littérature.

Le modèle proposé a permis d'étudier les performances électriques et hyperfréquences des transistors PHEMT et MOS-PHEMT. La distribution des grandeurs électriques comme le potentiel, la densité du courant et champ électrique dans ces transistors a été aussi discutée.

Enfin, notre étude montre que la technologie MOS-PHEMT avec l'empilement de dioxyde de titane (TiO_2) permet de présenter une meilleure tenue en tension et donc en puissance.

Conclusion générale

Les transistors HEMT conçus à partir des matériaux à grand gap présentent de bonnes performances et sont largement utilisés en hyperfréquence. Afin d'effectuer les meilleurs choix technologiques pour l'optimisation d'une hétérostructure, il est nécessaire d'étudier les différents paramètres internes du transistor, tels que la configuration des contacts, les dopages dans les différentes couches du composant, ainsi, la prise en considération des différents mécanismes qui affectent le bon fonctionnement d'un tel composant.

Notre travail de mémoire s'est intéressé à l'étude et à la modélisation et à l'étude des performances statiques et hyperfréquence des transistors PHEMTs et MOS-PHEMTs $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}$.

Dans un premier temps, nous avons présenté brièvement le principe de fonctionnement de chacun de ces transistors c'est-à-dire le PHEMT et le MOS-PHEMT, nous avons aussi rappelé les principales propriétés physiques et électriques des matériaux semiconducteurs binaires et ternaires tels que le GaAs, l'AlGaAs et les propriétés des matériaux high-k. En fait, ces matériaux sont les plus couramment utilisés dans la conception du diélectrique de la grille dans les transistors MOS-PHEMT. Ainsi, nous avons élaboré un modèle bidimensionnelle physico-électrique du transistor MOS-PHEMT sur substrat GaAs avec empilement de diélectrique TiO_2 basé sur le modèle de dérive diffusion. En effet, ce modèle constitue l'approche la plus simple dans le transport classique. Nous avons aussi exposé paramétrage DC du MOSHEMT pseudomorphique, ce modèle de mobilité nous permettra d'effectuer la transition entre le comportement des porteurs de charges en champ faible et leur comportement en champ élevé.

Dans un second temps, nous avons proposé un modèle numérique bidimensionnelle basé sur la méthode des éléments finis des transistors $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}$ HEMT et MOS-PHEMT en utilisant comme outil de simulation le module ATLAS du simulateur SILVACO. Nous avons exposé les résultats de simulation obtenus en régime statique et dynamique pour le MOS-PHEMT et le PHEMT sous l'environnement Atlas du Silvaco, on a fait une étude comparative entre ces deux transistors en termes de performances statiques et dynamiques, Le modèle validé nous a permis d'étudier le comportement DC et AC du transistor PHEMT et MOS-PHEMT, en particulier la distribution de différents grandeurs électriques comme par

exemple le potentiel, la densité du courant, et champ électrique,... . Comparé au PHEMT et le MOS-PHEMT a une oscillation de tension de grille plus grande.

La prise en compte des paramètres technologiques dans nos modèles numériques bidimensionnel proposés a permis d'obtenir des résultats comparables aux résultats expérimentaux publiés dans la littérature.

Notre étude montre que la technologie MOS-PHEMT avec l'empilement de dioxyde de titane (TiO_2) permet de présenter une meilleure tenue en tension et donc en puissance et en fréquence.

Les perspectives qui se dégagent de ce mémoire peuvent être comme suit :

- L'étude des topologies plus complexes à partir du modèle proposé pour le MOS-PHEMT.
- L'étude de l'effet de conduction de la chaleur dans le composant afin de réduire la dissipation thermique
- Conception de transistor MOS-PHEMT avec l'empilement d'un diélectrique possédant une constante diélectrique élevée, autrement dit, un diélectrique qui fait partie aux matériaux « Ultra high-k » comme le BaTiO_3 .

Bibliographie

- [1] K. Van Caekenberghe, T. Vaha-Heikkila, G. Rebeiz, and K. Sarabandi, "Ka-band MEMS TTD passive electronically scanned array (ESA)," in *Antennas and Propagation Society International Symposium 2006*, IEEE, pp. 513–516, 2006.
- [2] Sandra DE MEYER "Etude d'une nouvelle filière de composants HEMTs sur technologie nitrure de gallium. Conception d'une architecture flip-chip d'amplificateur distribué de puissance à très large bande " Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2005
- [3] C.Azizi, Benbouza, Khemissi, Merabtine " Influence des paramètres technologiques sur les caractéristiques I-V du transistor MESFET GaAs à grille courte", sciences et technologie B-N° 24, décembre 2005.
- [4] P.POUVIL, « Composants Semiconducteurs micro-ondes ». Collection Thechnologique. Masson,
- [5] P. Pouvil, "Cours composants pour circuits intégrés micro-ondes," Cours de 3ème année, ENSEA, option Electronique Communication Micro-ondes, 2008.
- [6] D.-H. Kim and J. A. del Alamo, "30-nm inas phemts with $f_t=644\text{ghz}$ and $f_{\text{max}}=681\text{ghz}$," vol. 31, no. 8, pp. 806–808, 2010.
- [7] S. Augaudy, "Caractérisation et modélisation des transistors microondes, application à l'étude de la linéarité des amplificateurs à fort rendement", Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2002.
- [8] K.OHATA "A Millemeter wave monolithic VCOwith integrated heterojwiction FET as a varactor ", *European Microwave Conf. Proc.*, pp. 1667-1 672,1994
- [9] J. C. BEAN, "Materials and Technologies," in *High-Speed Semiconductor Devices*, S. M. Sze ,Editor, John Wiley & Sons, New York, 1990.
- [10] K. W. Lee, P. W. Sze, Y. J. Lin, N. Y. Yang, M. P. Houng, and Y. H. Wang, "InGaP/InGaAs metal-oxide-semiconductor pseudomorphic high-electronmobility transistor with a liquid-phase-oxidized InGaP as gate dielectric," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 26,pp. 864-866, 2005.
- [11] M. A. Khan, X. Hu, G. Sumin, A. Lunev, J. Yang, R. Gaska, and M. S. Shur, "AlGaN/GaN metal oxide semiconductor heterostructure field transistor," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 21, pp. 63-65, 2000.
- [12] D. W. Chou, K. W. Lee, J. J. Huang, P. W. Sze, H. R. Wu, Y. H. Wang, M. P. Houng, S. J. Chang, and Y. K. Su, "AlGaN/GaN metal oxide semiconductor heterostructure field-effect

transistor based on a liquid phase deposited oxide,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 41, pp. L748-L750, 2002.

[13] D.A. Neamen, “Semiconductor Physics and Devices - Basic Principles”, published by McGraw-Hill, ISBN 0-07-232107-5, New York, 2003.

[14] S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, Ed. INC. J. Wiley et Sons, New York 1981.

[15] O. Pajona, “Transistor HEMT Métamorphique sur substrat GaAs pour applications de télécommunications à très haut débits : mesures statiques et dynamiques pour intégration des effets parasites dans des modèles”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Mai 2006.

[16] S. M. Sze, “High-speed Semiconductor Devices”, Ed., J. Wiley & Sons, 1990.

[17] Ismail Noufel, “Modélisation non linéaire distribuée des transistors à effet de champ: application à l’analyse de la stabilité des transistors et des caractéristiques en bruit dans les circuits millimétriques”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Mars 2001.

[18] M. Balog, M. Schieber, M. Michman and S. Patai, “Chemical vapor deposition and characterization of HfO₂ films from organo-hafnium compounds”, *Thin Sol. Films*, vol. 41, pp. 247, 1977

[19] J. Robertson, « Band offsets of wide-band-gap oxides and implications for future electronic devices”, *J. Vac. Sci. Technol B.*, vol. 18, pp. 1785, 2000

[20] G. D. Wilk and R. M. Wallace, “Electrical properties of hafnium silicate gate dielectric deposited directly on silicon”, *Appl. Phys. Lett.* 74, pp 2854, 1999

[21] X. Zhao and Vanderbilt, *Proceedings of the 2002 MRS Fall Meeting*, 745, p.N7, 2, 1 2002.

[22] S. K. Kim, G. W. Hwang, W.-D. Kim, and C. S. Hwang, *Electrochem. Solid-State Lett.* 9, 1, p. F5, 2006

[23] M. Popovici, M.-S. Kim, K. Tomida, J. Swerts, H. Tielens, A. Moussa, O. Richard, H. Bender, A. Franquet, T. Conard, L. Altimime, S. V. Elshocht, and J. A. Kittl, *Microelectron. Eng.* 88, 7, p. 1517, 2011.

[24] J. H. Han, S. Han, W. Lee, S. W. Lee, S. K. Kim, J. Gatineau, C. Dussarrat, and C. S. Hwang, *Appl. Phys. Lett.* 99, 2, p. 022901, 2011

[25] J. Arbiol, J. Cerdà, G. Dezanneau, A. Cirera, F. Peiró, A. Cornet, and J. R. Morante, *J. Appl. Phys.* 92, 2, p. 853, 2002

[26] H. Tang, “Electronic properties of anatase TiO₂ investigated by electrical and optical measurements on single crystals and thin films”, Thèse de Doctorat EPFL N° 1311, Lausanne 1994

- [27] M. Grätzel, and F. P. Rotzinger, Chem. Phys. Lett. 118, 474 (1985)
- [28] Radio frequency and analog/mixed-signal technologies for wireless communications, http://www.itrs.net/Links/2009ITRS/2009Chapters_2009Tables/2009_Wireless.pdf
- [29] G. K. Wachutka, “Rigorous thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor device modeling”, IEEE Trans. Comput-Aided design integr. circuits Syst., vol. 9, no. 11, pp. 1141–1149, Nov. 1990.
- [30] Hilde Muller et Jan Nicolas Myklebust, “Les composants actifs hyperfréquences”, Site web: www.etud.insa-toulouse.fr/~sroy/cce/Transistors_HF.doc .
- [31] A. Jünger, Transport equations for semiconductors. Berlin: Springer, 2009.
- [32] P. Pouvil, “Cours composants pour circuits intégrés micro-ondes,” Cours de 3^{ème} année, ENSEA, option Electronique Communication Micro-ondes, 2008.
- [33] Hu, C.C, Lee, T.L, Zou, Y.J, Lee, K.W,Wang, Y.H. Postoxidation Thermal Annealing Effects of Liquid Phase Deposited TiO₂ on (NH₄)₂S_x-treated AlGaAs. Thin Solid Films 2014, 563, 40–43.
- [34] Nicolas VELLAS, "Etudes expérimentales de transistors HFET de la filière Nitrure de Gallium pour des applications de puissance hyperfréquences", Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2003.
- [35] W.T.Masselink, Semicond. Sci. Technol., 4, no.7, pp.503-512 (1989).
- [36] Atlas user's manual, SILVACO international, 2007
- [37] Yagi, S, Shimizu, M, Inaga, M, Yamamoto, Y, Piao, G, Okumura, H, Yano, Y, Akutsu, N, Ohashi, H. High Breakdown Voltage AlGaN/GaN MIS-HEMT with SiN and TiO₂ Gate Insulator.Solid State Electron. **2006**, 50, 1057–1061.
- [38] Mingchun TANG, « Études et Modélisation Compacte du Transistor Fin-FET », Thèse de Doctorat, décembre 2009.
- [39] Chung, J.W, Roberts, J.C, Piner, E.L, Palacios, T. Effect of Gate Leakage in the Subthreshold Characteristics of AlGaN/GaN HEMTs. IEEE Electron. Device Lett, vol. 29, pp.1196–1198, 2008.