



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID - TLEMCCEN
THÈSE

Présentée à :

FACULTE DES SCIENCES – DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Pour l'obtention du diplôme de :

DOCTORAT EN SCIENCES

Spécialité : Physique des Energies Renouvelables

Par :

Bechlaghem Fatima Zohra

Sur le thème

**Etude, Simulation et modélisation des transistors
pseudo- morphique p-HEMTs à base d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$**

Soutenue publiquement le 13/09/2018 à Tlemcen devant le jury composé de :

| | | | |
|------------------------------|------|------------------------|--------------------|
| Mr CHABANE SARI Nasr -Eddine | Pr. | Université de Tlemcen | Président |
| Mr BOUAZZA Benyounes | Pr. | Université de Tlemcen | Directeur de thèse |
| Mr MERAD Lotfi | Pr. | E.S.S.A de Tlemcen | Examineur |
| Mme SAYAH Choukria | MCA. | C.U.T d'Ain Témouchent | Examineur |
| Mme BOUAZZA- GUEN Ahlam | Pr | Université de Tlemcen | Invitée |

*Unité de recherche «Matériaux et énergies renouvelables», Faculté des Sciences, Université
Abou-BekrBelkaid, P.O. Box 119, 13000, Tlemcen, Algérie*

Dédicace

Au nom de DIEU, le clément, le très miséricordieux

Je dédie ce travail à :

Mes très chers parents

A Mon frère, mes sœurs

A toute la famille

A tous nos amis

A ceux qui m'ont aidé

A toute personne qu'on aime et qui nous aime

A tous ceux qui ont partagé notre joie et nos peines.

Fatima Zohra

Remerciements

Le travail présenté dans cette mémoire a été effectué à l'URMER «Unité de recherche Matériaux et énergies renouvelables» à l'université de Tlemcen.

Je remercie avant tout Dieu, le tout puissant, qui m'a donné le courage, la patience, la volonté et la force nécessaire, pour affronter toutes les difficultés et tous les obstacles qui se sont hissés à travers mon chemin, tout au long de ce travail.

J'adresse mes sincères remerciements à Mr **BOUAZZA Benyounes** Professeur qui a assuré la direction de cette thèse. Je lui exprime mes vifs remerciements pour l'aide constante durant la préparation de ce travail, ses conseils, l'enthousiasme qu'il a su me, communiquer et ses compétences scientifiques et humaines m'ont permis d'accomplir mon travail dans les meilleures conditions. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance et tous mes remerciements.

Je suis très reconnaissante à Mr **CHABANE SARI Nasr –Eddine** professeur à l'université de Tlemcen, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de soutenance.

Mes remerciements vont également à Mr **MERAD Lotfi** Professeur à l'école supérieur en sciences appliquées de Tlemcen ainsi que Mme **SAYAH Choukria** maître de conférences à l'université d' Ain Témouchent pour l'honneur qu'ils m'accordent, en acceptant de juger ce travail et être membres de jury.

Je remercie particulièrement et du fond du cœur madame **Ahlam GUEN-BOUAZZA**, Professeur à l'Université de Tlemcen pour m'avoir accueillie et m'avoir très vite encouragée à participer à des échanges scientifiques. Sa grande disponibilité, sa souplesse, sa rigueur scientifique, son enthousiasme, sa patience et ses précieux conseils m'ont permis de travailler dans de très bonnes conditions. Ses longues explications et débats, sa disponibilité, ses directives, ses remarques incessantes, ses réflexions, ses compétences scientifiques et humaines m'ont permis d'aboutir et de finaliser ce travail.

Je tiens à remercier sincèrement, tous les membres de la faculté de technologie département d'électronique et aussi tous mes collègues de poste graduation microélectronique pour leurs encouragements durant toute la période de la rédaction de cette thèse.

Et enfin merci à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin durant l'accomplissement de mes études.

Résumé :

Les études développées dans les domaines militaires et civils, sont à l'origine d'une évolution importante de l'industrie des technologies hyperfréquences, utilisant le transistor à effet de champ à base d'hétérojonction. Le système de matériaux d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ pour les transistors pseudo morphique HEMTs a une structure de meilleures propriétés de transport, parmi d'autres semi-conducteurs composés III-V.

Le travail présenté dans ce mémoire globalement est constituée de deux parties principales :

La première partie comporte l'étude des phénomènes de transports électroniques du matériau InGaAs par les techniques de simulation Monte Carlo. Dans cette partie, nous avons étudié les vitesses en régimes stationnaires et transitoire, la mobilité, l'énergie des particules dans les différentes vallées en fonction du temps et pour différents champs électriques et température. Cette étude est achevée avec des résultats très satisfaisants.

Dans la deuxième partie, nous avons mené une étude des caractéristiques DC et AC d'un transistor à effet de champ AlGaAs/InGaAs /GaAs pseudo morphique HEMT. Nous exposons les résultats de la simulation numérique bidimensionnelle en utilisant le module ATLAS du logiciel SILVACO sous l'influence des différents paramètres technologiques et nous avons obtenus de bons résultats

Mots-clés : p-HEMTs, Indium Gallium Arsenide(InGaAs), Monte Carlo, Silvaco.

Abstract:

The developed studies in military and civil fields are behind a major evolution of the industry of microwave technologies, using the heterojunction field effect transistor. The system of material I of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ n for the pseudo-morphic HEMTs transistors has a structure of better transport properties, among other III-V compound semiconductors.

The work presented in this memoir globally consists of two main parts:

The first part consists of the study of the phenomena of electronic transport of InGaAs materials by the techniques of Monte Carlo simulation. In this part, we have studied the speeds in steady state and transitional regime, particle energy in different valleys as function of time and for different electric fields and temperature. This study is completed with satisfactory results. In the second part, we have carried out a study of the DC and AC characteristics of a HEMT pseudo morphic AlGaAs / InGaAs / GaAs field effect transistor. We expose the results of the two-dimensional numerical simulation by using the ATLAS module of the SILVACO software under the influence of different technological parameters and we have obtained good results.

Keywords: p-HEMTs, Indium Gallium Arsenide(InGaAs), Monte Carlo, Silvaco.

Sommaire

| | |
|---|----|
| Introduction Générale..... | 2 |
| Chapitre I : Semi-conducteurs III-V et Arséniure de Gallium | 5 |
| I.1.Introduction..... | 5 |
| I.2. Présentation des composés III-V | 5 |
| I.2.1.Structure des bandes d'énergie | 8 |
| 1.2.2.1.Influence de la température sur la structure de bande | 11 |
| 1.2.2.2.Notion de la masse effective..... | 11 |
| 1.2.2.3.Notion du coefficient de non-parabolicité..... | 12 |
| I.2.3- Les alliages | 12 |
| I.3. Propriétés de l'arséniure de Gallium | 13 |
| I.3.1. Arséniure de Gallium | 13 |
| I.3.2. Structure cristalline | 14 |
| I.3.3. Bandes interdite gap | 14 |
| I.3.4. Champ de claquage | 15 |
| I.3.5. Densité de porteurs intrinsèques | 16 |
| I.3.6. Mobilité et vitesse des porteurs | 17 |
| I.3.7. Conductivité thermique | 18 |
| I.3.8. Propriétés physiques et électriques | 19 |
| I.3.9. Avantages et inconvénients du GaAs | 20 |
| I.3.10. Les alliages $Al_xGa_{1-x}As$ | 21 |
| I.3.11. Synthèse | 23 |
| I.4. Conclusion | 24 |
| Chapitre II : Transistors à effet de champ (MESFET , HEMT ,PHEMT) | 26 |
| II.1. Introduction | 26 |
| II.2. Description des transistors à effet de champ | 26 |
| II.2.1.Transistor a effet de champ a contact schottky (MESFET) | 27 |
| II.2.1.1. Historique | 27 |
| II.2.1.2. Description | 28 |
| II.2.1.3. Contraintes et domaines d'utilisation..... | 28 |
| II.2.1.4. Structure du MESFET GaAs | 29 |
| II.2.1.5. Le principe de base du MESFET GaAs | 30 |
| II.2.1.6. Types des MESFETs en GaAs | 31 |
| II.2.1.6. 1. MESFET à canal long | 32 |

| | |
|---|----|
| II.2.1.6. 2. MESFET à canal court | 35 |
| II.2.2. Présentation des transistors à Hétérojonction | 36 |
| II.2.2.1. Définition de l'hétérojonction..... | 37 |
| II.2.2.2. Principe de fonctionnement l'hétérojonction de type AlGaAs/GaAs..... | 38 |
| II.2.2.3. Transistor HEMT | 40 |
| II.2.2.4. Historique..... | 41 |
| II.2.2.5. Structure d'un HEMT | 41 |
| II.2.2.6. Principe de fonctionnement du HEMT AlGaAs/GaAs..... | 43 |
| II.2.2.7. Contraintes et domaines d'utilisation..... | 43 |
| II.2.2.8. Avantages et inconvénients des transistors HEMT | 44 |
| II.2.2.9. Caractéristiques électriques du HEMT | 45 |
| II.2.2.9.1. Eléments intrinsèques | 47 |
| II.2.2.9.2. Eléments extrinsèques | 47 |
| II.2.2.10. C aractéristiques statiques et dynamiques | 48 |
| II.2.2.10.1. Caractéristique de sortie..... | 47 |
| II.2.2.10.2. Fréquence de coupure et fréquence maximale d'oscillation..... | 49 |
| II.2.2.10.3. La fonctionnement en puissance | 50 |
| II.2.3. Transistor p-HEMT | 51 |
| II.3. Conclusion... .. | 54 |
| Chapitre III : Etude de transport électronique dans les matériaux $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ | 55 |
| III.1. Introduction | 55 |
| III.2. Transport électronique | 55 |
| III.2. Transport de charges en régime stationnaire | 57 |
| III.2.1.1. Caractéristique vitesse-champ et mobilité différentielles..... | 57 |
| III.2.1.2. Coefficient de diffusion | 59 |
| III.2.2. Transport en régime non stationnaire | 59 |
| III.3. Rappels sur la méthode de Monté-Carlo | 62 |
| III.3.1. Principe de la méthode..... | 62 |
| III.3.2. Equation de mouvement..... | 63 |
| III.4. Résultats de la simulation Monté Carlo | 65 |
| III.4.1. Model de simulation | 65 |
| III.4.2. Principaux paramètres utilisés dans la simulation Monté Carlo..... | 66 |
| III.4.3. Caractéristiques du transport dans les différents régimes..... | 67 |

| | |
|---|-----|
| III.4.3.1. Caractéristiques du transport en régime stationnaire..... | 67 |
| III.4.3.1.1. Vitesse en fonction du champ électrique | 67 |
| III.4.3.1.2. Mobilité des électrons en fonction du champ électrique | 69 |
| III.4.3.1.3. Influence de la température sur la caractéristique vitesse-champ électrique ... | 70 |
| III.4.3.1.4. Influence de la température sur la caractéristique mobilité - champ électrique | 72 |
| III.4.3.1.5. Energie en fonction du champ électrique | 74 |
| III.4.3.2. Caractéristiques du transport en régime non stationnaire | 75 |
| III.5. Conclusion..... | 77 |
| Chapitre VI :Simulation des transistors pseudo-morphique HEMTs à bas d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ | 79 |
| IV.1. Introduction | 79 |
| IV.2. Structure étudiée et paramètres physiques | 79 |
| IV.3. Présentation de l'outil ATLAS | 81 |
| IV.4. Simulation du dispositif | 83 |
| IV.5. Résultats et interprétation | 87 |
| IV.5.1. Résultats statiques | 87 |
| IV.5.1.1. Caractéristiques de sortie $I_{ds}-V_{ds}$ | 87 |
| IV.5.1.2. Caractéristiques de transfert $I_{ds}-V_{gs}$ | 88 |
| IV.5.1.2.1. La tension de seuil V_{th} | 88 |
| IV.5.1.2.2. La transconductance G_m | 88 |
| IV.5.1.3. Effet des paramètres physique et géométriques sur les caractéristiques du p-HEMT en GaAs | 89 |
| IV.5.1.3.1. Effet de la longueur de la grille | 89 |
| IV.5.1.3.2. Effet de l'épaisseur de la couche delta | 92 |
| IV.5.1.3.3. Effet de la dopage du couche delta | 93 |
| IV.5.1.3.4. L'effet de la fraction molaire de matériau InGaAs | 96 |
| IV.5.1.3.5. Effet de la température | 96 |
| IV.5.2. Résultats statiques | 99 |
| IV.5.2.1. Effet de la longueur du grille | 100 |
| IV.5.2.2. Effet de la fraction molaire de matériau InGaAs | 102 |
| IV.5.2.2. Effet de la température | 103 |
| IV.6. Conclusion | 106 |
| Conclusion Générale | 109 |
| Références | 111 |
| Publications-Communications | 117 |

Liste des figures

Figure I.1 : La variation du gap en fonction du paramètre de maille.

Figure I.2 : Structure de bandes dans le GaAs au centre de la zone de Brillouin.

Figure I.3 : Structure de bandes dans l' InAs au centre de la zone de Brillouin.

Figure I.4 : Structure Zinc de blende de GaAs.

Figure I.5 : Les bandes d'énergies du AlAs et GaAs à 300°K.

Figure I.6 : Champ de claquage en fonction de la largeur de la bande interdite de différents matériaux semi-conducteurs.

Figure I.7 : Concentration intrinsèque des porteurs pour différents semi-conducteurs en fonction de la température.

Figure I.8 : Caractéristiques vitesse - champ électrique en régime de transport stationnaire pour quelques semi-conducteurs à 300°K.

Figure I.9 : Conductivités thermiques de GaAs et d'autres composés importants.

Figure I.10: Energie de différentes vallées de la bande de conduction par rapport au point Γ de la bande de valence en fonction du taux d'aluminium.

Figure I.11: Influence des propriétés des matériaux sur les performances des composants aux hautes fréquences.

Figure II.1 : Les différents transistors à effet de champ.

Figure II.2 : Coupe schématique du transistor MESFET.

Figure II.3 : Vue en coupe de la structure du MESFET et emplacement des sources de Polarisation.

Figure II.4 : Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET.

Figure II.5 : Structure idéalisée de MESFET GaAs en 3D.

Figure II.6 : Transistor MESFET GaAs en 2D.

Figure II.8 : Section transversal du canal d'un transistor MESFET GaAs.

Figure II.9: Les trois types d'hétérojonctions entre deux semi-conducteurs A et B.

Figure II.10 : Diagramme des bandes d'une hétérojonction à l'équilibre.

Figure II.11 : Diagramme de bandes d'énergie de deux matériaux de gap différents (AlGaAs et GaAs).

Figure II.12 : Diagramme de bande d'une hétérojonction.

Figure II.13 : Structure d'un transistor HEMT.

Figure II.14 : Origine physique des éléments du modèle électrique petit signal du HEMT.

Figure II.15 : Modèle électrique petit signal simplifié du HEMT.

Figure II.16 : Caractéristiques I(V) classiques d'un HEMT.

Figure II.17 : Structure d'un transistor p-HEMT GaAs.

Figure III.1 : La Vitesse de dérive des électrons, en régime stationnaire, en fonction du champ électrique appliqué, pour GaAs, GaN, AlN et InN .

Figure III.2 : Evolution de la mobilité en fonction de la concentration en impuretés de dopage pour différentes températures 1 :80°K ; 2:150°K ; 3 :300°K.

Figure III.3 : Phénomène de survitesse.

Figure III.4 : L'évolution d'un ensemble de particule au cours du temps.

Figure III.5 : Mouvement d'un électron dans l'espace des vecteurs d'onde.

Figure III.6 : Mouvement d'un électron dans l'espace réel.

Figure III.7 : Modèle à trois vallées.

Figure III.8 : La vitesse des électrons en fonction du champ électrique à 300°K pour $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$.

Figure III.9 : La vitesse des électrons en fonction du champ électrique à 300°K pour $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$.

Figure III.10 : La mobilité des électrons en fonction du champ électrique à 300°K pour $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Figure III.11 : La vitesse des électrons dans $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ en fonction du champ électrique pour différentes températures.

Figure III.12 : La vitesse des électrons dans $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$ en fonction du champ électrique pour différentes températures.

Figure III.13 : La mobilité des électrons dans $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ en fonction du champ électrique pour différentes températures.

Figure III.14 La mobilité des électrons dans $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$ en fonction du champ électrique pour différentes températures.

Figure III.15 : L'énergie des électrons dans $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction du champ électrique, pour différentes fractions molaires ($x=0.15$ et 0.47).

Figure III.16 : La vitesse des électrons dans $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ en fonction du temps.

Figure III.17 : La vitesse des électrons dans $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$ en fonction du temps.

Figure IV.1 : Coupe schématique du p-HEMT InGaAs/GaAs étudié.

Figure IV.2 : Fichiers d'entrées et sorties d'Atlas.

Figure IV.3: Ordre des groupes des commandes dans un programme Atlas.

Figure IV.4 : Structure du transistor p-HEMT.

Figure IV.5 : Maillage du transistor p-HEMT.

Figure IV.6: Dopage du transistor p-HEMT.

Figure IV.7 : Distribution la mobilisé des électrons sur la structure.

Figure IV.8 : Distribution la mobilisé des trous sur la structure.

Figure IV.9 : Les caractéristiques de courant drain tension drain (I_{ds} - V_{ds}) en fonction de la tension de grille V_{gs} .

Figure IV.10 : Caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} d'un p-HEMT.

Figure IV.11 : Transconductance G_m en fonction de la tension de grille V_{gs} .

Figure IV.12: L'effet de longueur de grille sur les caractéristiques de courant drain tension drain (I_{ds} - V_{ds}) en fonction de la tension.

Figure IV.13 : L'effet de longueur de grille sur les caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} d'un p-HEMT.

Figure IV.14 : L'effet de l'épaisseur de la couche delta sur les caractéristiques de courant drain tension drain (I_{ds} - V_{ds}) en fonction de la tension de grille V_{gs} .

Figure IV.15 : L'effet de l'épaisseur de la couche delta sur les caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} d'un p-HEMT.

Figure IV.16 : L'effet du dopage de la couche delta sur les caractéristiques de courant drain tension drain (I_{ds} - V_{ds}) en fonction de la tension de grille V_{gs} .

Figure IV.17 : L'effet du dopage de la couche delta sur les caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} d'un p-HEMT.

Figure IV.18 : L'effet de la fraction molaire d'indium sur les caractéristiques de courant drain tension drain (I_{ds} - V_{ds}) en fonction de la tension de grille V_{gs} .

Figure IV.19 : L'effet de la fraction molaire d'indium sur les caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} d'un p-HEMT.

Figure IV.20 : L'effet de la température sur les caractéristiques de courant drain tension drain (I_{ds} - V_{ds}) en fonction de la tension de grille V_{gs} .

Figure IV.21 : L'effet de la température sur les caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} .

Figure IV.22 : Mise en évidence du point ZTC.

Figure IV.23 : L'effet de la température sur la transconductance G_m en fonction de la tension de grille V_{gs} d'un p-HEMT.

Figure IV.24 : Evolution du gain en courant et du gain en puissance, en fonction de la fréquence.

Figure IV.25 : Evolution du gain en courant en fonction de la fréquence en fonction de la longueur de grille.

Figure IV.26 : Evolution du gain en puissance en fonction de la fréquence en fonction de la longueur de grille.

Figure IV.27 : Evolution du gain en courant en fonction de la fréquence en fonction du Taux d'indium.

Figure IV.28: Evolution du gain en puissance en fonction de la fréquence en fonction du Taux d'indium.

Figure IV.29 : Evolution du gain en courant en fonction de la fréquence et pour différentes températures.

Figure IV.30 : Evolution du gain en puissance en fonction de la fréquence en pour différentes températures.

Liste des tableaux

| | |
|---------------|---|
| Tableau I.1 | Les principaux éléments des rangées III, IV et V, qui constituent les semi-conducteurs. |
| Tableau I.2 | Propriétés des principaux composés binaires III-V à 300°K. |
| Tableau I.3 | Paramètre de variation de la bande interdite en fonction de la température. |
| Tableau I.4 | Principales propriétés physiques et électriques du GaAs. |
| Tableau II.1 | Une comparaison entre HEMT et p-HEMT et MESFET. |
| Tableau III.1 | Paramètres de matériaux $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ des différentes fractions molaires utilisés dans le modèle. |
| Tableau III.2 | Influence de la température sur les matériaux. |
| Tableau III.3 | Résultats de la vitesse de dérive des électrons dans les $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction du temps. |
| Tableau IV.1 | Dopages et dimensions de la structure. |
| Tableau IV.2 | Les résultats statiques et dynamiques d'un p-HEMT. |

Symboles, Abréviations

| Cigle/Abréviation | Signification |
|--------------------------|--|
| AlAs | L'arséniure d'aluminium |
| AlGaAs | Aluminum Gallium Arsenide |
| AlGaN | Aluminum Gallium Nitrure |
| AlP | Phosphure d'aluminium |
| AlSb | Antimoniure d'aluminium |
| Bc | Bande de conduction |
| BN | Nitrure de bore |
| BP | Phosphure de bore |
| Bv | Bande de valence |
| Cfc | Réseaux cubiques à faces centrées |
| conmob | Concentration dependent mobility model |
| consrh | Shockley-Read-Hall recombination using concentration |
| D | Drain |
| DC | Direct Current |
| e- | Electron |
| fldmob | Lateral electric field-dependent model |
| G | Gille |
| GaAs | Arséniure de Gallium |
| GaInAs | Indium Gallium Arsenide |
| GaN | Nitrure de gallium |
| GaP | Phosphure de gallium |
| GaSb | L'antimoniure de gallium |
| HBT | Transistor bipolaire |
| HEMT | High electron mobility transistor |
| InAs | Arséniure de Indium |
| InP | Phosphure d'indium |
| InSb | L'antimoniure d'indium |
| J-FET | Junction Field Effect Transistor |
| L | Vallée latérale dans la forme cubique |
| MC | Monté Carlo |
| MESFET | Metal Semi-conducteur fiel effet transistor |
| MOS-FET | Metal Oxyde Semiconductor Field Effet Transistor |
| NID | Non intentionnellement dopée |
| p-HEMT | Pseudomorphic high electron mobility transistor |
| RF | Radio Fréquence |
| S | Source |
| SC | Semi conducteur |
| Si | Silicium |
| SiC | Carbure de silicium |
| x | Fraction molaire |
| ZCE | Zone de charge d'espace |
| Γ | La vallée centrale |
| MMIC | Circuits Intégrés Microondes Monolithiques |
| TCAD | Technology Computer Aided Design |

| Symboles | Unités | Significations |
|-----------------|------------------------|--|
| a →chap 1 | [m] | Paramètre de maille de réseau cubique |
| a→chap 2 | [m] | Epaisseur de la couche active |
| C_{gd} | [F] | Capacité grille-drain |
| C_{gs} | [F] | Capacité grille-source |
| D | $[m]^2$ [s] | Coefficient de diffusion |
| E | [V] [m] | Champ électrique |
| E_{BC} | [eV] | Energie de la bande de conduction |
| E_{BV} | [eV] | Energie de la bande de valence |
| E_c | [V] [m] | Champ de claquage |
| E_F | [eV] | Niveau de Fermi |
| E_g | [eV] | Largeur de la bande interdite |
| ϵ_s | F/m] | Permittivité diélectrique |
| f | [Hz] | Fréquence |
| f_{max} | [Hz] | Fréquence maximale d'oscillation |
| f_t | [Hz] | Fréquence de transition |
| g_d | [mS/mm] | La conductance de sortie |
| g_m | [mS/mm] | Transconductance |
| h | [m] | Largeur de canal |
| \hbar | [kg·m ² /s] | Constante de Dirac |
| I_{ds} | [mA/mm] | Courant drain-source |
| k_B | [J/°K] | Constante de Boltzmann |
| \vec{k} | | Vecteur d'onde |
| K_{th}^* | [W/m°K] | Conductivité thermique |
| m^* | [Kg] | Masse effective de porteur |
| m_0 | [Kg] | Masse d'électron dans la vide |
| m_l | [Kg] | Masse longitudinale |
| m_t | [Kg] | Masse transverse |
| m_n^* | [Kg] | Masse effective d'électron |
| m_X^* | [Kg] | Masse effective X |
| m_L^* | [Kg] | Masse effective L |
| m_p^* | [Kg] | Masse effective de trou |
| n | | Symbole associe au électrons |
| η | | Rendement |
| N_c | [at.cm ⁻³] | Densité effective d'état dans la bande de conduction |
| n_i | [at.cm ⁻³] | Concentration intrinsèque des porteurs |
| N_v | [at.cm ⁻³] | Densité effective d'état dans la bande de valence |
| ϕ_b | | Hauteur de la barrière de Schottky |
| p | | Symbole associe aux trous |
| P_{DC} | [W] | Puissance d'alimentation en continu |
| P_e | [W] | Puissance d'entrée |
| P_s | [W] | Puissance de sortie |
| q | [Cb] | Charge élémentaire |
| R_d | [Ω] | Résistance de drain |
| R_g | [Ω] | Résistance de grille |
| R_i | [Ω] | Résistance d'entrée |
| R_s | [Ω] | Résistance de source |

| | | |
|------------|------------------------|------------------------------------|
| T_f | [K°] | Température de fusion |
| V_b | [V] | Potentiel de diffusion |
| V_{bd} | [V] | Tension de claquage |
| V_{ds} | [V] | Tension drain-source |
| V_{gs} | [V] | Tension grille-source |
| V_{knee} | [V] | Tension de coude |
| V_s | [cm/s] | Vitesse de saturation |
| V_{th} | [V] | Tension seuil |
| W | [m] | Largeur de la grille |
| W_d | [m] | Largeur du drain |
| W_s | [m] | Largeur de la source |
| μ | (cm ² /V.s) | Mobilité électronique |
| χ | [eV] | Affinité électronique |
| ρ | [Ω.cm] | Résistivité intrinsèque |
| σ | [S/m] | Conductivité électrique |
| τ | [s] | Temps de transit |
| ω | [Rd/s] | Vitesse angulaire ou pulsation |
| α | | Le coefficient de non parabolicité |

Introduction Générale

Introduction générale

Les développements rapides de la recherche et de l'industrialisation ont permis à un large public d'accéder aux moyens modernes de communication. Les besoins d'amplification de puissance à des fréquences élevées sont de plus en plus importants dans le domaine civil, c'est comme cela que le marché des télécommunications sans fil telles que les communications par satellite, la téléphonie mobile a littéralement explosé et ne cesse d'augmenter au quotidien ces dernières décennies. Cette évolution s'accompagne fatalement d'une croissance continue dans l'utilisation des fréquences élevées permettant un plus haut débit. La réduction des coûts de mise en place et de maintenance passe donc par la conception et la réalisation d'amplificateurs de plus en plus puissants permettant de réduire le nombre de relais hertziens utilisés.

C'est ainsi que le développement de nouvelles filières de composants à effet de champ prend de nos jours un formidable essor dans ces nouvelles technologies, la demande et la production de circuits intégrés à base de transistors à effet de champ "FET : pour field effect transistors" et particulièrement ceux conçus à base de matériaux III-V semble bien adaptés aux applications RF. Ce développement prodigieux a abouti à une recherche robuste de composants de plus en plus performants destinés à de nouvelles applications à basse consommation et opérant à haute fréquence. Ainsi, l'arséniure de gallium est apparu rapidement comme un matériau très intéressant pour la microélectronique et l'optoélectronique. Ses propriétés de transport en termes de vitesse et de mobilité des électrons permettent une montée en fréquence importante.

La technologie des pseudo-morphique HEMTs AlGaAs /InGaAs /AlGaAs " p-HEMT " semble bien adaptée aux applications visées en terme de fréquence et de consommation. De ce fait, plusieurs structures ont été développées tel que le pseudo morphique HEMT AlGaAs/InGaAs sur substrat GaAs, et le MESFETs AlGaAs/GaAs. Ces nouveaux composants permettent de redéfinir de nouvelles limites aux performances des circuits qu'ils permettent de concevoir. De nos jours le développement de ce type de transistors est focalisé sur la recherche de la meilleure fiabilité possible.

Différentes études antérieures furent déjà réalisées sur des MESFETs à base de GaAs, dans ce travail de thèse nous nous sommes intéressés à l'étude des performances d'un transistor HEMT pseudo- morphique soit le p-HEMT AlGaAs/InGaAs sur substrat GaAs.

L'objectif de notre travail est de concevoir par simulation numérique puis déterminer les performances telles que les caractéristiques électriques de cette structure.

Ainsi notre travail se divise en quatre chapitres :

Nous présentons brièvement au le premier chapitre les composants III.V , nous nous sommes particulièrement intéressé à l'arséniure de gallium. Nous citons alors les principales propriétés fondamentales physiques et électroniques de ces matériaux

Une étude théorique sur les transistors à effet de champ MESFET GaAs et hétérostructure HEMT AlGaAs/GaAs est réalisée au second chapitre, nous présentons donc la structure et le principe de fonctionnement ainsi que les caractéristiques électriques, les défauts et les limites d'une telle structure .

Le troisième chapitre est dédié à la présentation des techniques de Monté Carlo appliquée pour l'étude de transport électronique dans les matériaux III-V, nous utilisons cette méthode pour déterminer les propriétés des matériaux InGaAs, dans le régime stationnaire, nous calculons l'évolution de la vitesse , mobilité et de l'énergie des électrons en fonction du champ électrique pour différentes températures. Dans le régime transitoire, nous calculons la variation de la vitesse en fonction du temps.

Nous traiterons enfin, dans le quatrième et dernier chapitre, les résultats obtenus suite à la simulation des caractéristiques de notre structure pseudo morphique où nous évaluons l'importance des différents paramètres technologiques tels que la longueur, l'épaisseur et dopage des couches. L'effet de température joue un rôle important est aussi examiné.

Notre travail est bien entendu finaliser par une conclusion générale et des perspectives.

Chapitre I :
Semi-conducteurs
III-V et Arséniure de
Gallium

I. Semi-conducteurs III-V et arséniure de gallium

I.1. Introduction

Durant ces dernières années, le développement des composés III-V a été spectaculaire.

En effet, ces composés présentent des performances bien supérieures à celles des semi-conducteurs classiques tels que le silicium. Ce sont des matériaux de choix pour toutes les applications optoélectroniques et micro-électroniques [1]. Les caractéristiques de ces matériaux et des composants sont sensibles à l'état de surface et à l'interface. L'étude du fonctionnement des différents types de composants électroniques passe par une maîtrise préalable des phénomènes physiques régissant les propriétés des électrons dans le semi-conducteur. Parmi les semi-conducteurs III-V, l'arséniure de gallium (GaAs) est un matériau important pour réaliser des appareils de micro-onde, il possède d'excellentes propriétés électroniques et physiques supérieures à ceux du Silicium. Ce composé est ainsi utilisé dans la fabrication des transistors, des photoconducteurs, les redresseurs ...etc [1].

Dans ce premier chapitre, nous présentons les généralités sur les matériaux III-V, en particulier l'arséniure de gallium (GaAs), avec une présentation de leurs propriétés physiques et électroniques.

I.2. Présentation des composés III-V

Les semi-conducteurs de la famille des matériaux III-V sont formés d'un élément de la colonne III A et de la colonne VA du tableau périodique de Mendeleïev (tableau I.1) qui regroupe un extrait de cette classification (les chiffres en haut et en bas représentent respectivement le nombre atomique et la masse atomique). Les énergies de leurs bandes interdites sont inférieures à $100 k_B T$. Ils ont prouvé leur importance dans tous les domaines de l'électronique et l'optoélectronique où ils trouvent un champ d'application très vaste.

En combinant les éléments III et V, il est possible de former des composés binaires (InP, GaAs, ...), ternaires (InGaP, GaInAs, ...) et quaternaires (GaAlInN, InGaAsP, ...) dont les propriétés physiques, optiques et électriques sont diverses et peuvent être ajustées avec le choix des éléments et des compositions [2].

Dans une même colonne ; quand la masse atomique augmente (du haut vers le bas), l'élément considéré donne un composé à bande interdite plus petite, et une masse effective d'électrons plus faible. Par exemple, les composés contenant du nitrate ou du phosphore sont moins intéressants que l'arséniure ou l'antimoine pour l'électronique rapide.

| IIIA | IVA | VA |
|-----------------|-----------------|-----------------|
| $10.81^{5}B$ | $12.01^{6}C$ | $14.01^{7}N$ |
| $26.98^{13}Al$ | $28.09^{14}Si$ | $30.97^{15}P$ |
| $69.74^{31}Ga$ | $72.59^{32}Ge$ | $74.92^{33}As$ |
| $114.82^{49}In$ | $118.69^{50}Sn$ | $121.75^{51}Sb$ |

Tableau(I.1) : Les principaux éléments des rangés III, IV et V, qui constituent les semi-conducteurs.

Nous présentons dans le tableau I.2, quelques paramètres essentiels des principaux composés binaires III-V, à 300K [3].

a : le paramètre de maille.

E_g : la largeur de la bande interdite.

μ : la mobilité électronique à faible champ.

m^* : la masse effective.

m_0 : la masse de l'électron dans le vide.

| Composé III-V | $a(A)$ | $E_g(eV)$ | $\mu(cm^2/V.s)$ | m^*/m_0 |
|---------------|---------------|-------------|-----------------|---------------|
| BN | 3.6150 | 7.5 | | |
| BP | 4.5380 | 2.0 | | |
| AlP | 5.4510 | 2.45 | | |
| AlAs | 5.6605 | 2.16 | | |
| AlSb | 6.1355 | 1.58 | 200 | 0.12 |
| InSb | 6.4794 | 0.17 | 80000 | 0.0145 |
| InP | 5.8686 | 1.35 | 4600 | 0.077 |
| InAs | 6.0584 | 0.36 | 33000 | 0.023 |
| GaAs | 5.6533 | 1.42 | 8500 | 0.067 |
| GaN | 3.189 | 3.36 | 380 | 0.19 |
| GaP | 5.4512 | 2.26 | 110 | 0.82 |
| GaSb | 6.0959 | 0.72 | 5000 | 0.042 |

Tableau(I.2) : Propriétés des principaux composés binaires III-V à 300K [1].

On considérera donc essentiellement les composés à base de gallium (GaAs, GaSb), ou d'indium (InP, InAs, InSb), dont les propriétés sont intéressantes, ils ont en général peu d'intérêt pour l'électronique rapide, qui demande des semi-conducteurs à forte mobilité de porteurs, ou pour l'optoélectronique ou une structure de bande directe est nécessaire pour que les transitions optiques soient efficaces. Le tableau (I.2) résume quelques paramètres pour différents matériaux de la famille III-V.

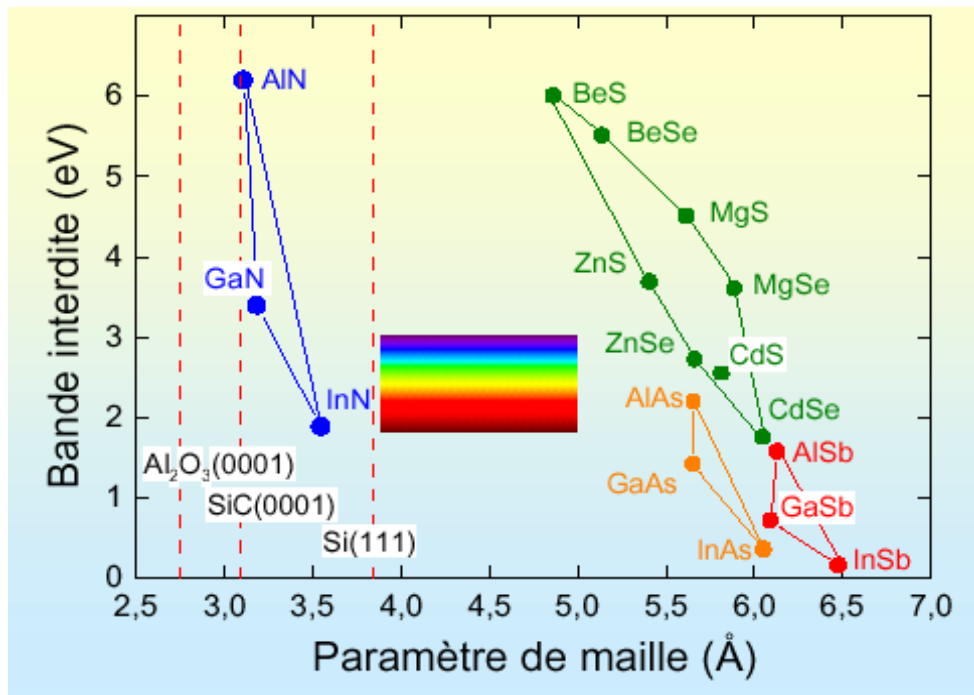
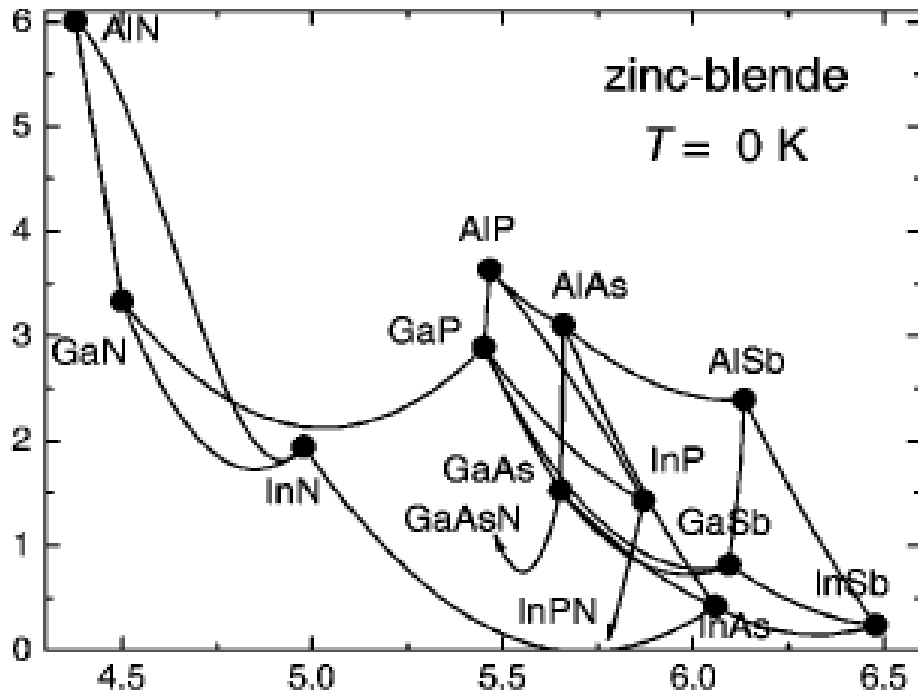
La mobilité (μ) d'un électron, relie sa vitesse v_0 au champ électrique E appliqué sur le semi-conducteur, $v_0 = \mu E$. La mobilité de ces alliages binaires varie d'un matériau à un autre. La diminution de la masse effective m^* avec l'augmentation de la mobilité (selon le modèle de Drude), s'exprime en fonction de la masse effective $\mu = q\tau/m^*$ (voir tableau II.2), ou τ et q sont respectivement le temps de transit et la charge électronique.

Pour un élément donné du groupe V; quand le nombre atomique de l'élément du groupe III augmente, la constante de maille diminue. Par conséquent ; la masse effective des porteurs libres et l'énergie du gap diminue. Il en résulte alors une augmentation de la mobilité de ces porteurs [2].

Dans les figures I.1 (a) [4] et (b) [5]; nous donnons la variation de la bande interdite en fonction du paramètre de maille. Dans la première figure, sont représentés les composés III-V de phase cubique, à 0°K. Les lignes entre les composés représentent l'évolution du gap et du paramètre cristallin en fonction de la composition. Ce diagramme est utile dans le sens où il permet de connaître la composition de tout alliage ternaire susceptible d'être déposé en couche mince par épitaxie, sur un substrat binaire comme par exemple GaAs ou InP.

Pour un élément donné du groupe III ; quand le nombre atomique de l'élément V augmente, la constante de maille augmente et la masse effective des porteurs libres diminue. Cette règle est valable pour les semi-conducteurs III-V classiques.

Les semi- conducteurs III-V cubiques

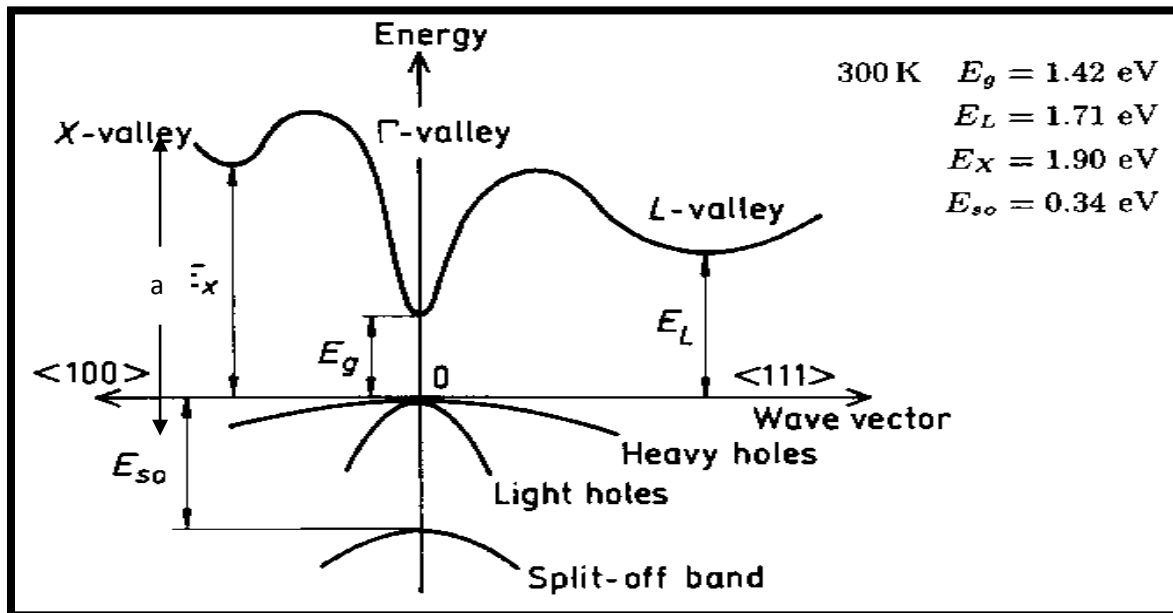


Figures (I.1 a), b) : La variation de la bande interdite en fonction du paramètre de maille [4] [5].

I.2.1. Structure des bandes d'énergie

La description de la structure des bandes d'énergie se fait dans l'espace des vecteurs d'onde \vec{k} c'est-à-dire l'espace réciproque. Nous considérons les variations de l'énergie E en fonction de \vec{k} que selon les directions de plus haute symétrie et en se bornant à la première

zone de Brillouin. La structure des bandes dans les composés III-V est représentée dans les figures (I.2) et (I.3) avec un exemple pour le GaAs et InAs.



Figure(I.2) :Structure de bandes dans le GaAs au centre de la zone de Brillouin [6].

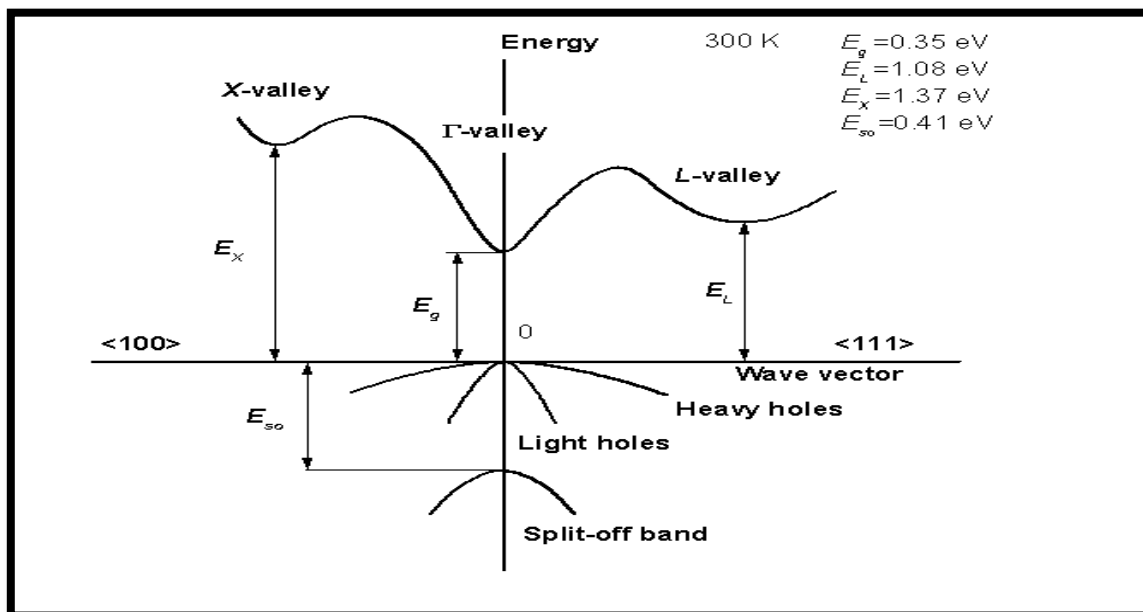


Figure (I.3) : Structure de bandes dans l' InAs au centre de la zone de Brillouin [7].

Elles se décomposent en bandes de conduction, bandes de valences et bande interdite qui les sépare, l'énergie de la bande interdite est une mesure de la quantité d'énergie qu'il faut donner à un électron pour transiter du bas de la bande de valence au haut de la bande de conduction sous l'effet d'une excitation thermique par exemple[8].

Les propriétés de transport électronique concernent principalement la structure de la bande de conduction la plus basse (BC) et celle de la bande de valence la plus élevée (BV).

Les semi-conducteurs (SC) III-V sont à transitions directes c'est-à-dire que le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont localisés au centre de la zone de Brillouin, ce qui les rend performant en optoélectronique. Habituellement, à partir de la détermination de l'équation de dispersion, les variables relatives aux vecteurs d'onde s'expriment par [9]:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (\text{I. 1})$$

Donc :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial k^2} = \frac{\hbar^2}{m} \quad (\text{I. 2})$$

Par définition, la dérivée seconde d'une fonction nous donne l'ouverture de sa courbe. En tenant compte que la constante de Planck \hbar est constante, et que $\frac{\partial^2 E}{\partial k^2}$ change suivant l'ouverture de chaque vallée, ceci nous permet alors de dire que la masse ou plutôt la masse effective est différente dans certain vallée, elle est définit par :

$$m^* = \frac{\hbar^2}{\frac{\partial^2 E}{\partial k^2}} \quad (\text{I. 3})$$

Par définition, la masse effective des électrons est inversement proportionnelle à cette courbure, La bande de conduction présente dans son minimum une courbure très accentuée, ce qui implique que la masse effective des électrons dans cet endroit est très faible, et par conséquent, la mobilité électronique élevée. Il existe aussi dans la bande de conduction, la présence de vallées secondaires en bordure de la zone de Brillouin, trois vallées de type X dans la direction $\langle 100 \rangle$ et quatre vallées L équivalentes dans la direction $\langle 111 \rangle$. Ces vallées sont déterminées par une courbure faible et par conséquent, par des électrons ayant une masse effective élevée d'où une faible mobilité par rapport à la vallée centrale Γ . La bande de valence comporte trois vallées qui se situent à des niveaux énergétiques voisins. Deux sous-bandes qui se rejoignent au centre de la zone de Brillouin portent le nom de bande de trous lourds et bande de trous légers ayant des masses effectives différentes, car la courbure des deux sous-bandes n'est pas la même [9].

1.2.2.1. Influence de la température sur la structure de bande

L'énergie de gap ou la largeur de la bande interdite n'est pas constante, en effet, elle présente un changement avec la température. La relation qui nous donne cette modification est donnée par l'équation pseudo-empirique de Varshni [10] des états d'énergie plus faible est dite split-off.

$$E_0 = E_{g0} - \frac{A T^2}{B + T} \quad (I.4)$$

E_{g0} est la largeur de l'énergie de gap à $T=0$, A et B sont constantes, E_{g300° l'énergie de gap à $T=300^\circ\text{k}$ pour certains semi-conducteurs (SC) [11]:

| Matériaux | A [ev/°K] | B [°K] | E_{g300° [ev] | E_{g0° [ev] |
|-----------|-----------------------|--------|-----------------------|---------------------|
| Ge | 4.77×10^{-4} | 235 | 0.661 | 0.743 |
| Si | 4.73×10^{-4} | 636 | 1.12 | 1.17 |
| GaN | 7.32×10^{-4} | 700 | 3.20 | 3.28 |
| GaAs | 5.58×10^{-4} | 220 | 1.424 | 1.521 |
| InAs | 2.5×10^{-4} | 75 | 0.360 | 0.420 |
| AlAs | 8.78×10^{-4} | 332 | 2.163 | 2.239 |

Tableau (I.3) : Paramètre de variation de la bande interdite en fonction de la température [2].

1.2.2.2. Notion de la masse effective

La masse effective des électrons est calculée par rapport à la masse de l'électron dans le vide est donnée par les relations suivantes [12]:

$$m_n^* = \begin{cases} m_\Gamma^* \\ m_L^* \\ m_X^* = ((m_{nt}^2 m_{nl})^{1/3}) \end{cases} = (m_{nt}^2 m_{nl})^{1/3} \quad (I.5)$$

m_{nl} m_{nt} sont respectivement les masses longitudinales et transverses dans les vallées L et X. ces vallées ne sont pas à symétrie sphérique, la masse longitudinale m_{nl} est différente de la masse transverse m_{nt} .

La masse effective des trous est aussi calculée par rapport à la masse de l'électron dans le vide elle est donnée par :

$$m_p^* = \left(m_{ph}^{3/2} m_{pl}^{3/2} \right)^{2/3} \quad (I.6)$$

1.2.2.3. Notion du coefficient de non-parabolicité

La forme de la bande de conduction près des minima n'est pas parfaitement parabolique, en effet, la relation de dispersion $\varepsilon(k)$ qui relie l'énergie ε et le vecteur d'onde du cristal k est modifiée elle est donnée par la relation suivante [13]:

$$\gamma(\varepsilon) = \varepsilon(1 + \alpha\varepsilon) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (I.7)$$

m^* représente la masse effective du porteur, \hbar la constante de Planck réduite c'est-à-dire divisée sur 2π et α est le coefficient de non parabolicité.

Les coefficients de non parabolicité sont donnés dans certaines vallées par les relations [11]:

$$\alpha_n = \begin{cases} \alpha_\Gamma = \left\{ \frac{1}{\varepsilon_\Gamma} \left(1 - \frac{m_\Gamma^*}{m_e} \right) \right. & (I.8) \\ \alpha_L = \frac{1}{\varepsilon_{L_{3v}} - \varepsilon_{L_{1c}}} & (I.9) \\ \alpha_X = \frac{1}{2(\varepsilon_{X_{2c}} + \varepsilon_{X_{1c}})} \left(1 - \frac{m_X^*}{m_e} \right) & (I.10) \end{cases}$$

Avec ε_Γ est l'énergie de gap du semi-conducteur et m_0 la masse du porteur libre, L_{ev} et L_{1c} sont les états des bandes de valence et de conduction avec la symétrie donnée, X_{2c} et X_{1c} sont les états de la bande de conduction avec la symétrie donnée.

$$m_p^* = \left(m_{pl}^{(3/2)} + m_{ph}^{(3/2)} \right)^{2/3} \quad (I.11)$$

I.2.3. Les alliages

Il est donc possible de former un solide dit ternaire ou quaternaire en « combinant » deux ou trois semi-conducteurs (SC) III-V. Toutefois, la structure de cet alliage n'est pas celle d'un cristal parfait, en raison de la distribution aléatoire des atomes sur certain site de la structure zinc-blende qui interdit en particulier la propriété d'invariance par translation.

Afin de décrire les états électroniques de l'alliage, l'approximation du cristal virtuel est souvent utilisée; dans un tel modèle, le potentiel aperiodique est remplacé par une moyenne. Si on regarde par exemple un solide $BC_{1-x}D_x$; l'atome B prend place dans les sites du premier sous réseau cubique faces centrées (CFC) de la structure zinc-blende, et les atomes C et D occupent de manière aléatoire, les sites du deuxième sous réseau CFC. Le potentiel aléatoire créé par C(V_C) et D(V_D) sera remplacé par un potentiel périodique dont la valeur est donnée par une interpolation linéaire entre V_C et V_D .

$$\langle V \rangle = V_B + x.V_D + (1-x).V_C \quad (I.12)$$

Où x est la concentration de C dans le cristal.

I.3. Propriétés de l'arséniure de Gallium

I.3.1. Arséniure de Gallium

Le choix d'un matériau permettant d'obtenir de hautes performances en circuits intégrés ne dépend pas uniquement de ses propriétés électriques. Il résulte d'un compromis entre différents critères tels que ses propriétés métallurgiques (tenue aux divers processus technologiques, par exemple), la diversité de composants élémentaires réalisables, et la tenue en fiabilité. Pour la réalisation des circuits intégrés numériques très rapides, l'arséniure de gallium (et ses dérivés ternaires) présente de nombreux avantages [14].

La structure de bande directe du GaAs, lui confère des propriétés électroniques intéressantes:[15]

- Il est facilement disponible pour la production de diodes Schottky à hauteur de barrière élevée à partir de divers métaux qui permettent de fabriquer des transistors à effet de champ métal-semi-conducteur (MESFET).
- Il permet, par l'épitaxie d'un composé ternaire (par exemple Ga-Al-As de largeur de bande différente), de réaliser des composants nouveaux tels que le transistor à effet de champ à gaz d'électrons bidimensionnel (HEMT), ou encore les transistors bipolaires à hétérojonctions HBT.

Les propriétés de transport électronique du GaAs sont notables : mobilité très élevée ($8000 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$ pour un matériau peu dopé), vitesse de saturation haute (2.10^7 cm/s) obtenue pour un champ électrique trois fois plus faible que pour le silicium. Ces propriétés affirment l'obtention de vitesses de commutation sous de faibles consommations [15].

I.3.2. Structure cristalline

L'arséniure de gallium GaAs est un composé de la famille III-V. Il cristallise dans la structure du « Zinc Blende » [Fig (I.4)]. son réseau cristallin peut se décomposer en deux sous-réseaux cubiques à faces centrées, l'un étant constitué des atomes de l'élément « III » (Ga), l'autre des atomes de l'élément « V » (As) ; Ces deux sous-réseaux sont décalés l'un par rapport à l'autre du quart de la diagonale principale, c'est-à-dire d'une quantité de $\frac{a}{4}(1,1,1)$, a étant le paramètre cristallin, où chaque atome se trouve donc au centre d'un tétraèdre régulier dont les sommets sont occupés par un atome de l'autre espèce [16].

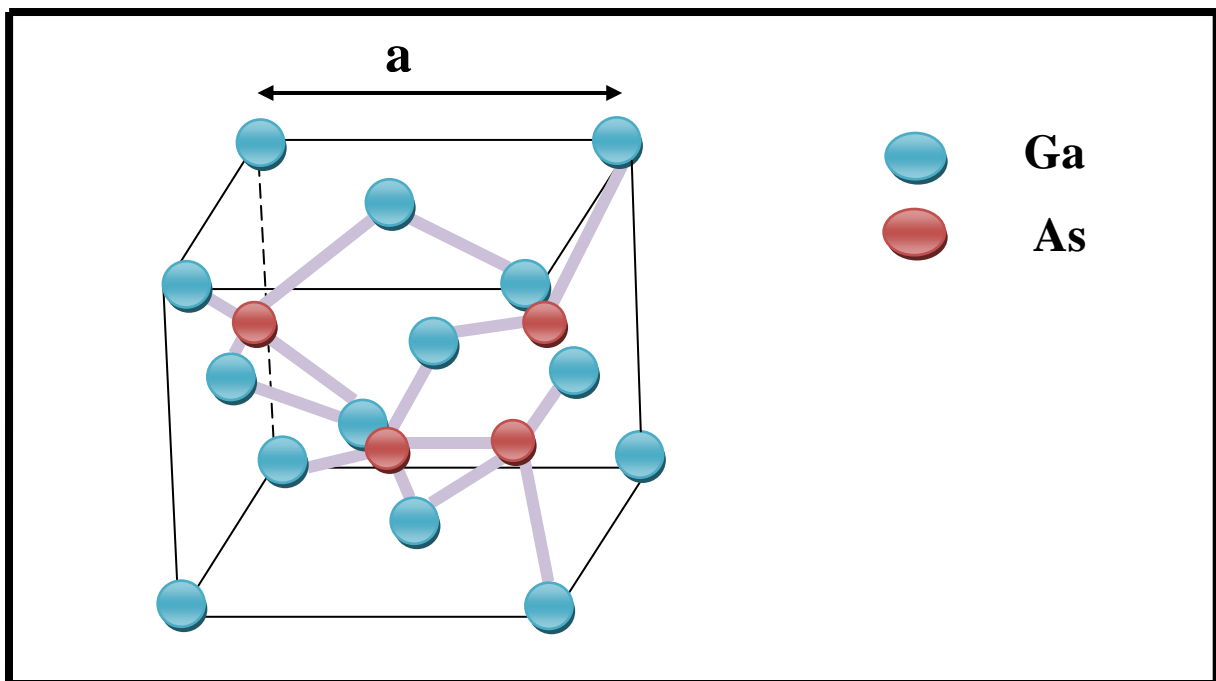


Figure (I.4) : Structure zinc blende de GaAs [17].

I.3.3. bandes interdite gap

L'énergie de bande interdite (appelé gap; noté E_g) est la quantité d'énergie nécessaire pour qu'un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction lorsqu'elle est soumise à une excitation. Les bandes de conduction et de valence sont multiples, mais les propriétés de transport électronique dépendent principalement de la structure de la bande de conduction la plus basse et celle de la bande de valence la plus élevée [16].

L'arséniure de gallium est un matériau semi-conducteur (SC) à gap direct à transition directe, Figure (I.5). L'énergie minimale « Γ_1 » de la bande de conduction et l'énergie maximale « Γ_{15} » de la bande de valence sont localisées au centre de la zone de Brillouin, d'où des conséquences importantes du point de vue des propriétés électroniques [16].

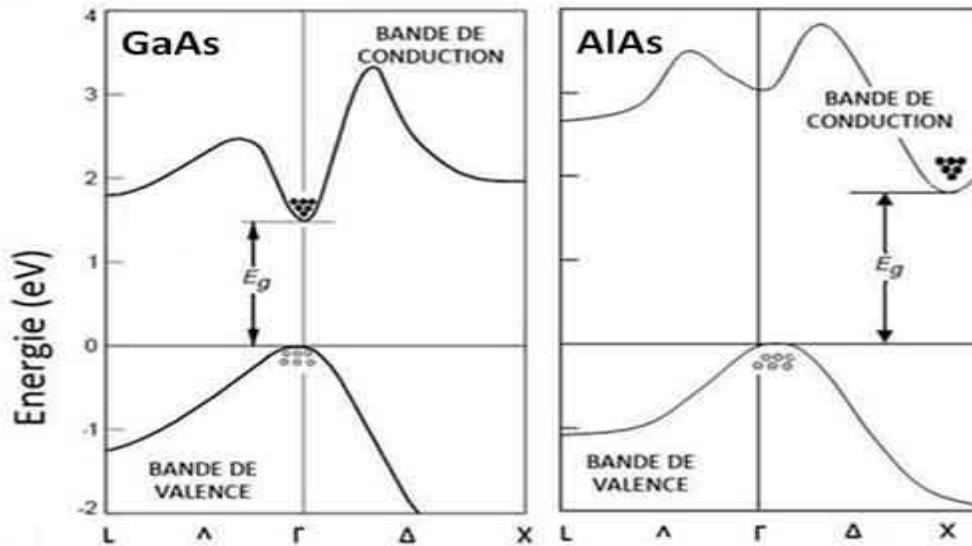


Figure (I.5): Les bandes d'énergies du AlAs et GaAs 300°K[18].

I.3.4. Champ de claquage

Le champ de claquage ou champ critique (noté E_c ; unité : [V/cm]) fixe la valeur de la tension maximale que peut supporter le composant. La valeur de ce champ de claquage est directement liée à la largeur de bande interdite (Figure I-6). Plus le gap est important, plus la tension de polarisation du transistor peut être importante, ce qui est intéressant pour les applications de puissance. Il faut également noter que le champ de claquage diminue quand la température augmente [16].

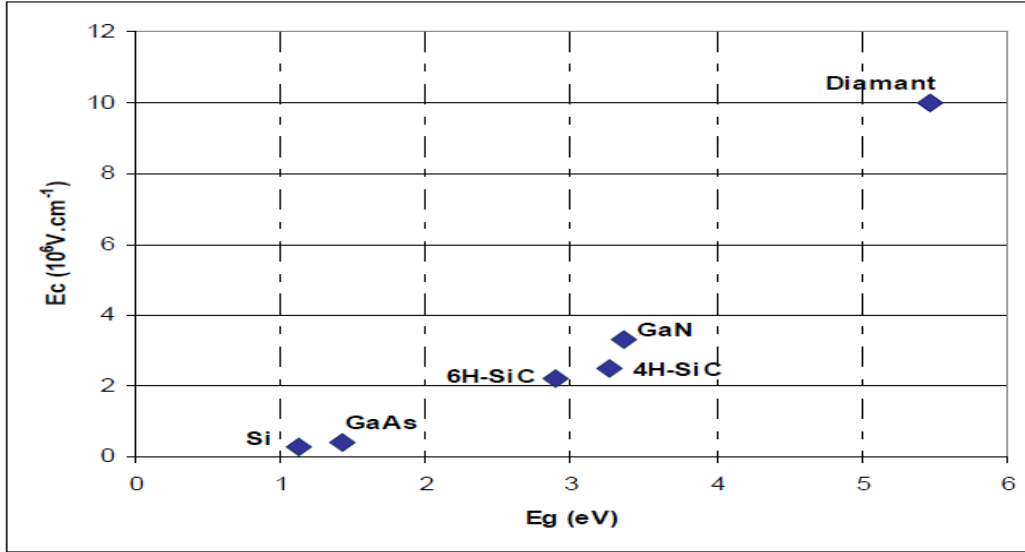


Figure (I.6) : Champ de claquage en fonction de la largeur de la bande interdite pour différents matériaux semi-conducteurs [16].

I.3.5. Densité de porteurs intrinsèques

Un semi-conducteur (SC) intrinsèque n'est jamais dégénéré de sorte que le produit suivante :

$$n.p = n_i^2 \quad (I.13)$$

n et p représentent respectivement la densité d'électrons dans la bande de conduction et la densité de trous dans la bande de valence. n_i est dénommé densité des porteurs intrinsèques, c' est une caractéristique du semi-conducteur (SC) à une température donnée. Il en résulte que la densité de porteurs intrinsèques s'écrit :

$$n = N_c \times \exp\left(\frac{E_F - E_c}{k_B T}\right) \quad (I.14)$$

$$p = N_v \times \exp\left(\frac{E_v - E_F}{k_B T}\right) \quad (I.15)$$

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \times \exp\left(\frac{-E_g}{2k_B T}\right) = AT^3 \times \exp\left(\frac{-E_g}{2k_B T}\right) \quad (I.16)$$

Où A est une constante dépendante du matériau mais indépendante de la température, E_g est la valeur du gap à « 0°K », « T » la température en °K et « k_B » est la constante de Boltzmann (1.38×10^{-23} J/°K). Les quantités « N_c et N_v » sont les caractéristiques des densités d'états dans les bandes de conduction et de valence respectivement. La densité de porteurs intrinsèques principalement est une fonction exponentielle de la température. Le facteur « T^3 » est nettement moins important que le facteur « $\exp(-E_g/2k_B T)$ ».

Par conséquent, la densité de porteurs intrinsèques est donc un paramètre important à prendre en compte pour des applications à hautes températures (Figure 1-7).

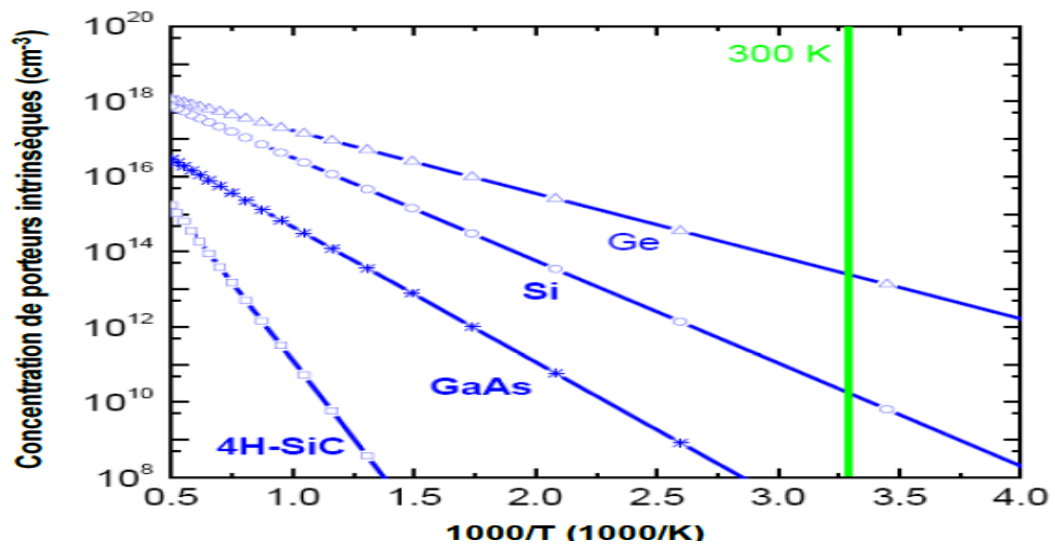


Figure (I.7) : Concentration intrinsèque des porteurs pour différents semi-conducteurs en fonction de la température [19].

I.3.6. Mobilité et vitesse des porteurs

La mobilité et la vitesse des porteurs représentent deux grandeurs physiques très intéressantes caractérisant les matériaux semi-conducteurs(SC). La vitesse des électrons en fonction du champ électrique appliqué pour certains semi-conducteurs (GaAs, InP, GaInAs), représentées sur la figure (I.8). Pour les faibles champs électriques, nous vérifions une proportionnalité entre l'augmentation de la vitesse des électrons et celui du champ. Pour les forts champs la vitesse présente une partie de résistance différentielle négative. L'explication simplifiée de ce phénomène est que lorsque le champ électrique devient important, les interactions des porteurs avec les vibrations du réseau entraînent une diminution de la mobilité des électrons [16]. Cette diminution de la mobilité se traduit par une variation non linéaire de la vitesse des électrons.

Si l'on conserve la définition habituelle de la mobilité comme étant le rapport entre la vitesse électronique et le champ électrique.

$$v = \mu (E) \times E \quad (I.17)$$

Alors la mobilité des électrons n'est pas constante et varie fortement avec l'augmentation du champ électrique [16].

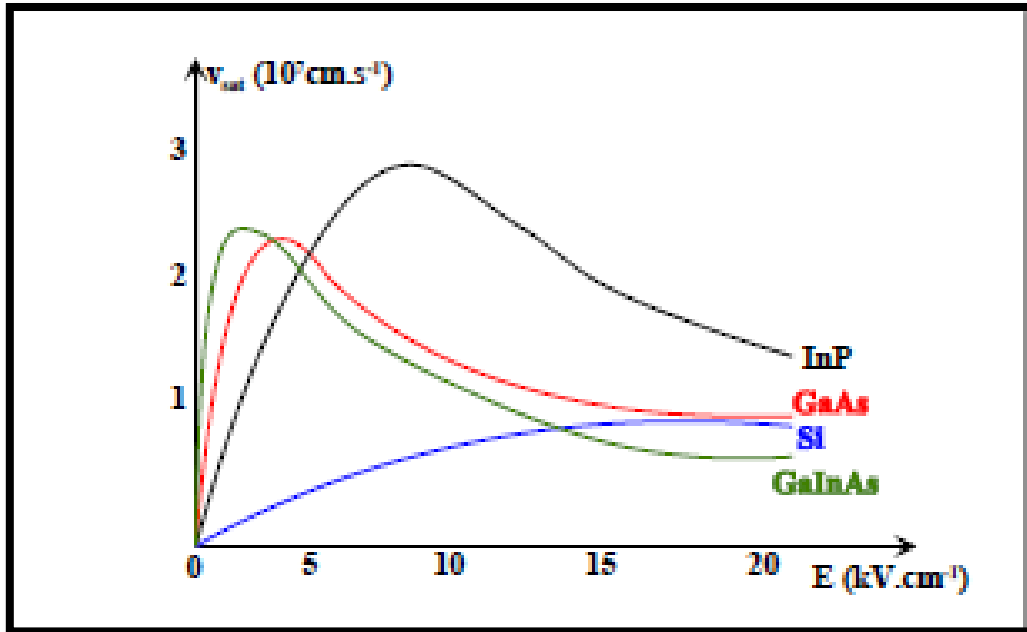


Figure (I.8) : Caractéristiques vitesse - champ électrique en régime de transport stationnaire pour quelques semi-conducteurs à 300 °K [16].

I.3.7. Conductivité thermique

La conductivité thermique d'un matériau semi-conducteur (SC) reflète sa capacité à évacuer les calories. La chaleur non dissipée provoque une élévation de la température du composant qui va entraîner une chute de la mobilité des électrons entraînant une diminution des performances de la radiofréquence électrique RF. Par contre, une conductivité thermique élevée est préférable pour les applications de puissance [16].

L'expression de la conductivité thermique est donnée comme suit :

$$K_{th} = L \times T \times \sigma \quad (I.18)$$

L : le nombre de Lorentz ($L = 2,45 \cdot 10^8 \text{ W} \cdot \Omega / ^\circ\text{K}$).

T : la température en °K.

σ : la conductivité électrique en S/m.

K_{th} : la conductivité thermique en W/m°K

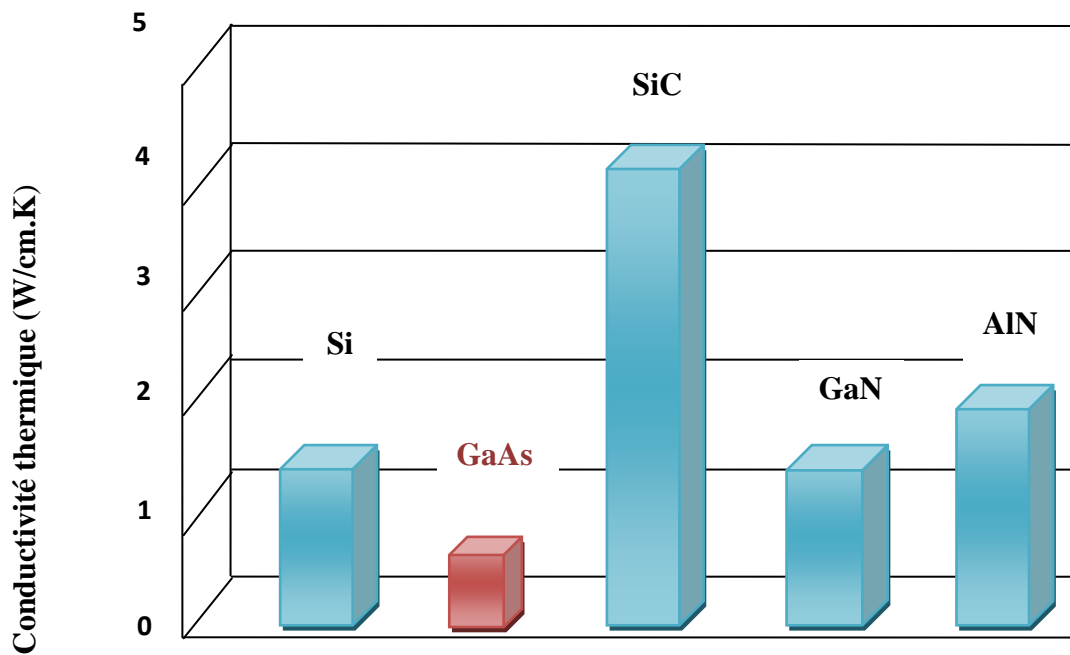


Figure (I.9) : Conductivités thermiques du GaAs et d'autres composés importants [20].

I.3.8. Propriétés physiques et électriques

Les propriétés physiques et électriques de l'arséniure de gallium à la température ambiante (300 °K) sont regroupées dans le tableau suivant [21].

| GaAs | Propriétés |
|---------------------------------|--------------------------------------|
| Poids atomique | 144,63 g/mole |
| Structure cristalline | Zinc blinde |
| Constante diélectrique | 12,5 |
| Structure de la bande interdite | Directe |
| Largeur de la bande interdite | $E_g = 1,424 \text{ eV}$ |
| Permittivité | 11,6 pF/cm |
| Affinité électronique | $\chi = 4.07 \text{ eV}$ |
| Résistivité intrinsèque | $\rho = 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$ |
| Densité | $5,32 \text{ g/cm}^3$ |

| | |
|---|---|
| Densité effective d'état | |
| Dans la bande de conduction | $N_c = 4,7 \times 10^{17} \text{ at.cm}^{-3}$ |
| Dans la bande de valence | $N_v = 6 \times 10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$ |
| Mobilité d'un matériau intrinsèque | μ (trous) 400 cm / V.s μ (électrons) 8500 cm / V.s |
| Durée de vie des porteurs minoritaires | $\tau = 10^{-8} \text{ s}$ |
| Concentration intrinsèque des porteurs | $N_i = 9 \times 10^6 \text{ at.cm}^{-3}$ |
| Température de fusion | $T_f = 1238 \text{ }^\circ\text{K}$ |
| Température maximale de fonctionnement | 760 °K |

Tableau(I.3): Principales propriétés physiques et électriques du GaAs [21].

I.3.9. Avantages et inconvénients du GaAs

Bien que le silicium reste le matériau de base le plus largement utilisé dans l'industrie des semi-conducteurs, on constate l'émergence rapide de nouveaux marchés demandant des matériaux spécifiques. Le besoin de nouveaux composants pour les hyperfréquences, l'optoélectronique a poussé le développement des matériaux III-V dont les propriétés de transport électronique et les propriétés optiques ne sont pas accessibles au silicium [22].

L'arséniure de gallium, offre des possibilités meilleures par rapport au silicium telle que : une mobilité électronique plus élevée (sept fois plus grande que celle du silicium) [22]. Ces caractéristiques ont rendu ce matériau très prometteur pour répondre aux nouvelles exigences dans les domaines des hautes fréquences et de l'optoélectronique.

Dans le domaine des composants optoélectroniques, on utilise surtout les propriétés de sa structure de bande (gap direct) et celles de ses composés ternaires et quaternaires (AlGaAs, GaAsP, GaInAs et GaInAsP) [23].

Un autre atout très important de ce matériau est la possibilité de l'obtenir sous forme semi-isolant ; cet état de résistivité élevée est particulièrement favorable pour le développement d'une véritable technologie planaire de circuits intégrés sur GaAs. Aussi la largeur de sa bande interdite relativement importante qui autorise un fonctionnement à haute température. L'inconvénient majeur du GaAs est son coût élevé. Par exemple, les circuits intégrés en arséniure de gallium sont beaucoup plus cher : le matériau ne s'obtient qu'en plaquettes de 3 à 4 pouces de diamètre (de 7,5 à 10 cm) au maximum, ce qui limite le nombre de circuits

intégrés fabriqués ; sa physicochimie se prête moins bien que le silicium aux associations de matériaux (semi-conducteurs, isolants, métaux) requis par les circuits intégrés, ce qui rend les méthodes de fabrication plus délicates et les rendements de fabrication plus faibles. Ces défauts limitent l'arséniure de gallium seulement aux utilisations où il est indispensable, à la fabrication des circuits fonctionnant à des fréquences supérieures à 1 gigahertz [24].

I.3.10. Les alliages $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

L' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est un alliage de deux composés binaires GaAs et AlAs. Les deux matériaux ont la même structure cristalline. Les paramètres physiques de ces deux matériaux sont voisins et se rejoignent pour une température de 900 °C environ, dont la concentration relative en aluminium peut varier entre $x = 0$ (GaAs) et $x = 1$ (AlAs), les atomes d'aluminium et de gallium occupant des sites équivalents dans la maille de cet alliage cristallin. Bien que le paramètre de maille de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ varie linéairement avec x , le désaccord de maille existant entre GaAs et AlAs n'excède pas 0,15 %, ce qui permet d'obtenir un alliage de bonne qualité, l'une des raisons du succès et de la popularité du système AlGaAs/GaAs dans les applications optoélectroniques et les applications électroniques. De plus, par la variation de la fraction molaire d'aluminium, il est possible de tirer parti des variations simultanées des propriétés électriques et optiques des matériaux (GaAs et AlAs.) [25].

En particulier, la largeur de la bande interdite qui varie de 1,46 eV pour GaAs à 2,16 eV pour AlAs, ce qui a une incidence directe sur les phénomènes d'absorption de l'alliage réalisé.

Les propriétés physiques de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont obtenues par interpolation linéaire en utilisant celles de GaAs et AlAs. Par exemple, le paramètre de maille (constante du réseau cristallin) de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ peut se déduire par interpolation linéaire en utilisant les paramètres de maille du GaAs et de l'AlAs. Il est donné par la loi de Végard [26] [27]:

$$a(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})=x.a(\text{AlAs})+(1-x).a(\text{GaAs}) \quad (\text{I.19})$$

L'énergie de bande interdite est une mesure de la quantité d'énergie nécessaire pour qu'un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction sous l'impulsion d'une excitation thermique ou autre. Cette quantité est un facteur dans la capacité du matériau à résister à une température élevée; Il définit la température de fonctionnement maximale du transistor. Ainsi, plus la bande passante est élevée, plus le transistor peut fonctionner à haute température.

Le matériau sera dénommé semi-conducteur (SC) à petit gap (notée E_g), si la distance énergétique entre le bas de la bande de conduction et le sommet de la bande de valence, est

inférieur à 2 eV. C'est le cas des matériaux GaAs, InP, Si, InAs. Le matériau est considéré comme un semi-conducteur à grand gap pour des valeurs supérieures à 2 eV. C'est le cas des matériaux GaN, SiC. A température ambiante ($T = 300\text{K}$), le gap de GaAs (E_g) est 1,424 eV ($x = 0$) alors que celui d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dépend de la composition x en aluminium [26][27][28]:

$$E_g(x) \begin{cases} 1.424 + 1.247x & 0 < x < 0.45 & \text{(I.20)} \\ 1.424 + 1.247 + 1.147(x - 0.45)^2 & 0.45 < x < 1 & \text{(I.21)} \end{cases}$$

L'énergie entre les différentes vallées (Γ , X et L) de la bande de conduction et le haut de la vallée Γ de la bande de valence sont données en (eV) par les équations suivantes [29]:

$$E_{\Gamma-\Gamma} = 1.519 + 1.155x + 0.37x^2 \quad \text{(I.22)}$$

$$E_{X-\Gamma} = 1.900 + 0.125x + 0.143x^2 \quad \text{(I.23)}$$

$$E_{L-\Gamma} = 1.708 + 0.642x^2 \quad \text{(I.24)}$$

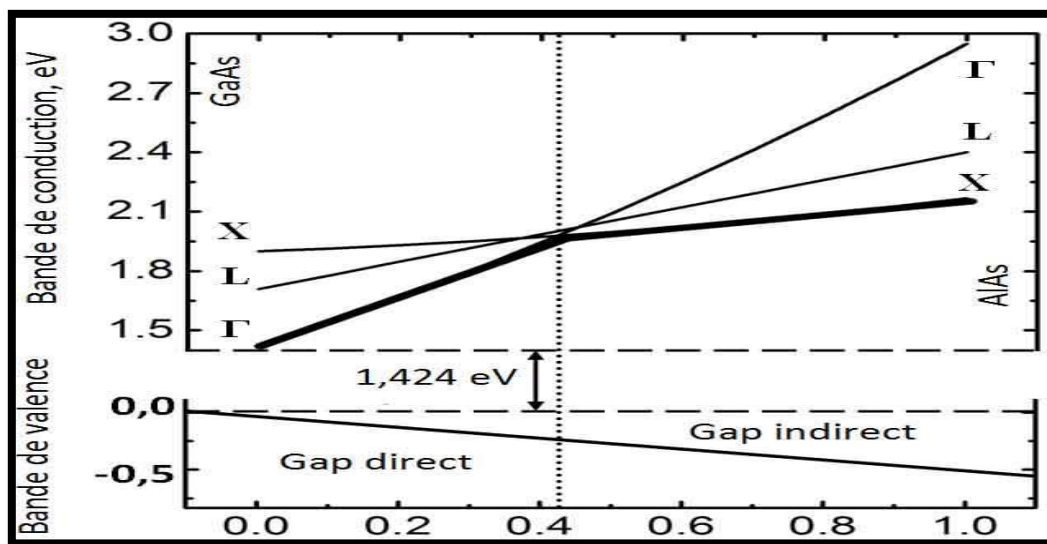


Figure (I.10) : Energie de différentes vallées de la bande de conduction par rapport au point Γ de la bande de valence en fonction du taux d'aluminium [28][29].

La nature de la transition énergétique de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ change selon le taux d'aluminium x ($0 < x < 1$). Pour une fraction d'aluminium $x \leq 0,43$, la transition de l'alliage est identique à celle du GaAs caractérisée par une transition directe (le bas de la bande de conduction est la vallée Γ). Quand le taux d'aluminium devient supérieur à $\sim 0,45$ la transition devient indirecte comme celle de l'AlAs (le bas de la bande de conduction se déplace vers la vallée X). Donc, l'augmentation de la fraction molaire x d'aluminium a pour conséquence l'augmentation de la bande interdite de la couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ qui module la profondeur de

l'hétérojonction, et l'épaisseur de la couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ influe aussi sur la forme du puit quantique [30].

La largeur de la bande interdite des énergies $E_{\Gamma-\Gamma}$, $E_{X-\Gamma}$, $E_{L-\Gamma}$ décroît avec la température, et ces variations peuvent être décrites approximativement par la formule empirique de Varshni [30] pour des températures supérieures à 300 K:

$$E_{\Gamma-\Gamma}(T) = E_{\Gamma-\Gamma}(0) - 5.41 \cdot 10^{-4} \times \frac{T^2}{T + 204} \quad (I.25)$$

$$E_{X-\Gamma}(T) = E_{X-\Gamma}(0) - 4.6 \cdot 10^{-4} \times \frac{T^2}{T + 204} \quad (I.26)$$

$$E_{L-\Gamma}(T) = E_{L-\Gamma}(0) - 6.05 \cdot 10^{-4} \times \frac{T^2}{T + 204} \quad (I.27)$$

I.3.11. Synthèse

Les potentialités de génération de puissance aux hautes fréquences d'un transistor seront directement liées aux possibilités d'obtenir simultanément une forte densité de courant et une forte excursion en tension. La Figure(1.11) ci-dessous résume la corrélation entre les propriétés des matériaux et les performances des composants réalisés à partir de ces matériaux [8].

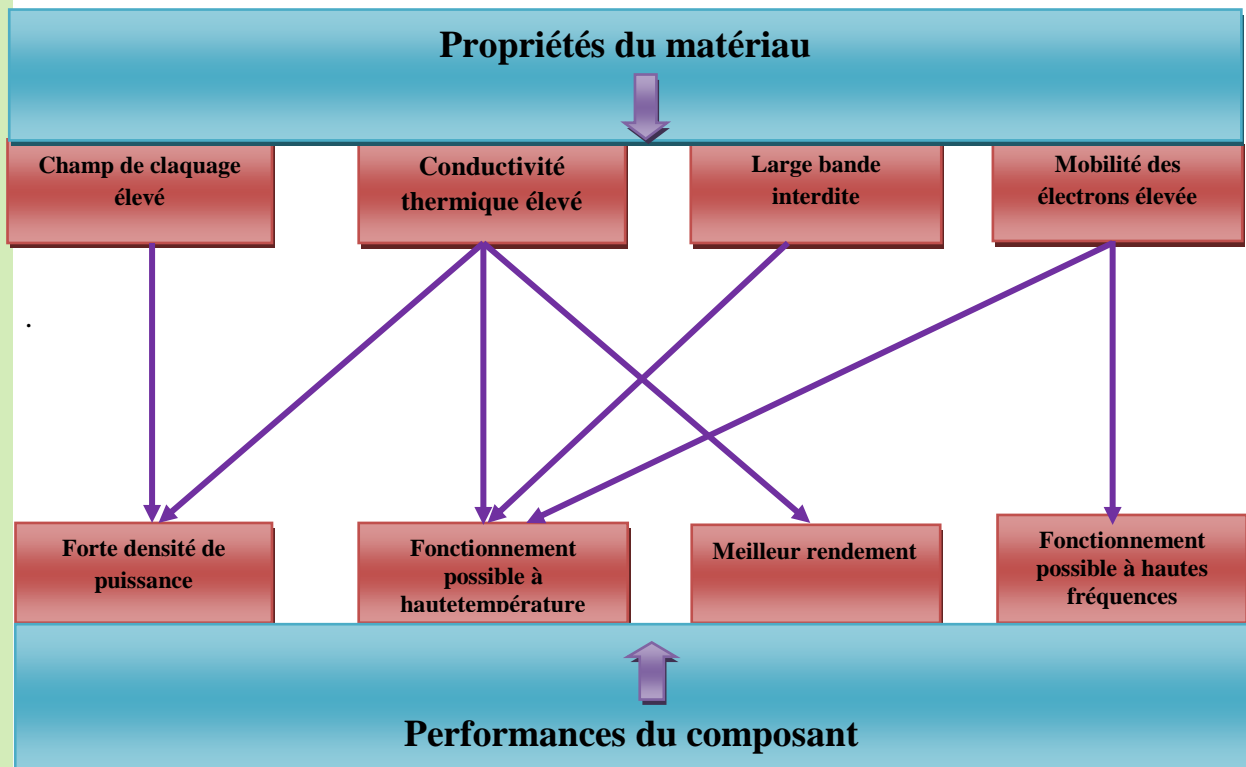


Figure (I.11) : Influence des propriétés des matériaux sur les performances des composants aux hautes fréquences [16].

I.4.Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les principales propriétés physiques et cristallines des composés III-V, en générale l'Arséniure de Gallium "GaAs".Ce dernier possède des propriétés physiques et électroniques très intéressantes telles que la largeur de la bande d'énergie interdite, la mobilité, la vitesse des porteurs et la conductivité thermique ...etc., ces caractéristiques sont très importantes pour les composants aux hautes fréquences.

Chapitre II :
Transistors à effet de
champ (MESFET ,
HEMT , PHEMT)

II. Transistors à effet de champ (MESFET, HEMT, PHEMT)

II.1. Introduction

Les transistors forment assurément la part la plus large de l'activité microélectronique actuelle où un effort colossal fut fourni pour l'étude et la réalisation des transistors unipolaires, tels que les MESFET, HEMT et le p-HEMT, qui ne reposent que sur le transport d'un seul type de porteurs [31].

Dans cette section nous nous proposons de présenter les différents transistors à effet de champ utilisés dans des conceptions hyperfréquences. Pour cela une description géométrique puis physique des transistors les plus utilisés actuellement est réalisée. Nous présenterons de ce fait les MESFETs, les HEMTs et les p-HEMTs.

II.2. Description des transistors à effet de champ

Le transistor à effet de champ dénommé FET ou TEC repose sur le fonctionnement d'un dispositif semi-conducteur unipolaire, c'est-à-dire. Qu'un seul type de porteur intervient. Ainsi, pour une utilisation aux hautes fréquences, il est préférable que le type de porteur responsable de l'effet transistor soit celui présentant les meilleures propriétés de transport : mobilité, vitesse et coefficient de diffusion. Les électrons possèdent des propriétés plus intéressantes que les trous les FET sont essentiellement élaborés sur du matériau de type N. Leur principe peut être comparé à une résistance semi-conductrice dont la section est modulée par une jonction polarisée en inverse, principe décrit pour la première fois en 1952 par W. Shockley [1]. Sur ce principe, différentes structures de transistors à effet de champ correspondant à différents contacts de grille ont été élaborées [2].

Les transistors à effet de champ présentent l'avantage d'être unipolaires, c'est-à-dire qu'un seul type de porteur participe à la conduction du courant. c'est la raison pour laquelle il faudrait que les porteurs responsables de l'effet transistor présentent les meilleurs propriétés de transport, on cite alors la mobilité des porteurs, leur vitesse et le coefficient de diffusion. Afin d'avoir des composants qui peuvent fonctionner à des fréquences plus élevées pour une longueur de grille donnée, le silicium (Si) est donc remplacé par l'arséniure de gallium (GaAs) dont la mobilité est de six fois plus importante que celle du Si. On rappelle que Les MESFETs sur GaAs restent limités à des fréquences d'application ne dépassant pas les 30GHz. Pour dépasser cette fréquence les composants à hétérojonction tels que les HEMT (High Electron Mobility transistors) semblent être bien indiqués. Les transistors à

hétérojonction sont généralement utilisés pour des circuits fonctionnant à des fréquences allant jusqu'à 180GHz. les HEMTs et les p-HEMTs présentent des densités de courant de drain plus importantes que celles des MESFETs. Actuellement, nous rencontrons une dizaine de technologies différentes de transistors à effet de champ (TEC) nous citerons alors les transistors à jonction JFET, les transistors à grilles isolés MOSFET soit à appauvrissement ou à enrichissement de canal qui peuvent être à canal N ou P [32].

les différents transistors à effet de champs sont regroupés au niveau de la figure qui suit . Notons que les principaux dispositif à effet de champ à base de GaAs utilisés aux fréquences micro ondes sont :

- ✓ Le MESFET: Metal Semi-conducteur fiel effet transistor .
- ✓ Le HEMT: high electron mobility transistor.
- ✓ Le p-HEMT: Pseudomophic HEMT.

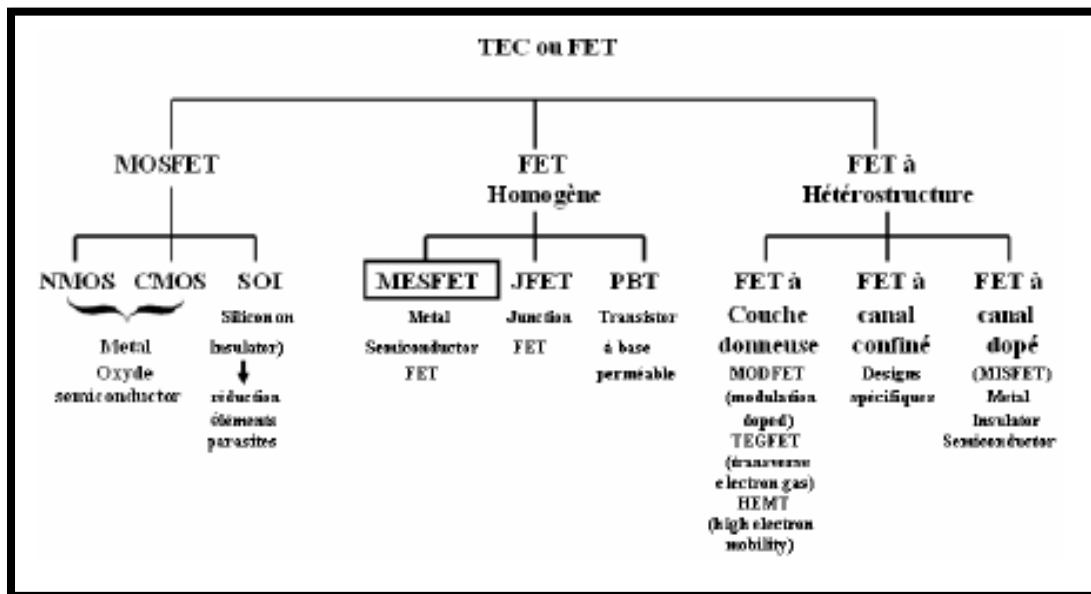


Figure (II.1) :Les différents transistors à effet de champ [33].

II.2.1. Transistor a effet de champ à contact schottky (MESFET)

II.2.1.1. Historique

Le MESFET (Metal Semi-conducteur Field Effect Transistor) fut le premier composant à être fabriqué à partir d'un composé III-V. En 1966 Carver Mead [34] proposa en premier lieu de remplacer le Silicium des premiers FET par un semi-conducteur III-V tel que l'Arséniure de Gallium (GaAs), ce dispositif fut alors réalisé par Hoop [35]. Cette évolution au niveau matériau a permis l'utilisation des MESFET aux fréquences micro-ondes. Depuis cette date de nombreux travaux ont été effectués pour réaliser des transistors de plus en plus

performants à base de matériaux à grand gap. Les premiers résultats obtenus avec un MESFET au carbure de silicium (4H-SiC) datent de 1994 [36].

II.2.1.2. Description

Dans l'état actuel de la technique, la structure du transistor à effet de champ à contact Schottky repose sur une couche active qui n'est rien d'autre que le canal de conduction directement implantée dans le substrat semi-isolant. Ensuite, la grille réfractaire en métal est déposée pour matérialiser le contact schottky. Ensuite, les zones N^+ sont implantées en se servant du métal comme d'un masque permettant l'obtention de deux zones d'accès auto-alignées sur la grille.

La figure (II.2) présente une coupe schématique d'un MESFET. La structure illustrée montre les différentes couches utilisées pour sa réalisation. La couche active est généralement une couche du type N qui repose sur un substrat semi-isolant. Les contacts de la source et du drain sont des contacts ohmiques contrairement au contact Schottky de grille [37].

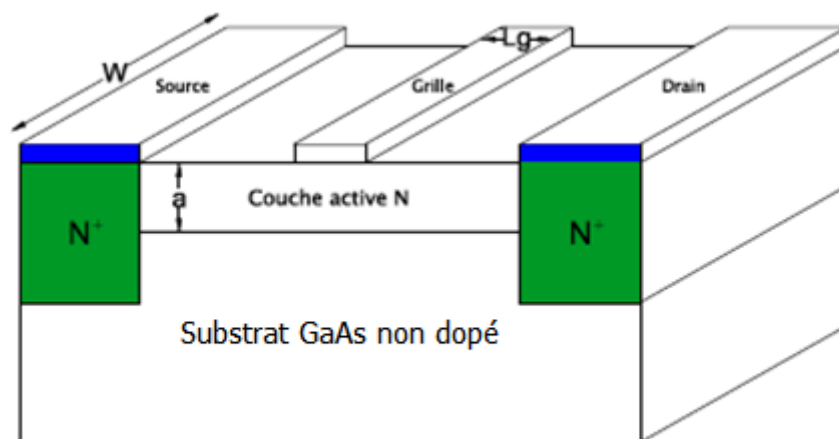


Figure (II.2): Coupe schématique du transistor MESFET [31].

II.2.1.3. Contraintes et domaines d'utilisation

Le MESFET GaAs est considéré comme étant le composant à effet de champ dominant pour l'amplification de puissance en micro-onde car les propriétés de transport électronique du GaAs permettent d'obtenir des densités de porteurs dont la vitesse moyenne dans le canal est bien supérieure à celle du Silicium. Par ailleurs, le GaAs permet le dépôt de bons contacts ohmiques par rapport à la plupart des autres composés III-V. Pour fournir une puissance

importante, le transistor à effet de champ doit pouvoir délivrer un courant de sortie I_{ds} le plus important possible tout en supportant des tensions V_{ds} de grande amplitude.

Il est bien évident que l'obtention d'un fort courant de sortie I_{ds} ne peut être obtenu que par un des dopages élevés qui entraînent une dégradation de la tension de claquage. Par ailleurs, afin de permettre un fonctionnement à de très hautes fréquences, il faut réduire la longueur de la grille du transistor.

La nécessité de garder un facteur d'aspect (le rapport entre la longueur de grille et l'épaisseur de la couche active) acceptable nous oblige à diminuer l'épaisseur de cette couche active, menant qui à une diminution du courant de sortie du transistor I_{ds} . Pour des applications à haute puissance, les transistors MESFET utilisant des matériaux à « grand gap » présentent des caractéristiques intéressantes. L'emploi du SiC permet par exemple d'obtenir des performances élevées grâce à un champ de claquage huit fois plus élevée et une conductivité thermique trois fois plus élevée que ceux du Silicium. Ces propriétés permettent d'utiliser les composants ayant des tensions très élevées, de plusieurs dizaines de volts et à haute température. Vu ces performances, ces composants sont préconisés pour l'amplification de très forte puissance (Objectif > 100W) [34].

II.2.1.4. Structure du MESFET GaAs

La structure du transistor MESFET à l'arséniure de gallium à grille Schottky (MESFET GaAs) sous sa forme classique est représentée sur la figure (II.2) où les principales dimensions géométriques sont représentées. Il apparaît en premier lieu sur cette figure à partir du bas du dispositif un substrat semi-isolant en GaAs qui doit être le moins conducteur possible. Il ne joue aucun rôle électrique. Sur ce substrat, on insère une fine couche active dopée N par épitaxie ou par implantation ionique. Deux zones fortement dopées N^+ , l'une sous l'électrode de source, l'autre sous l'électrode de drain sont rajoutées à la structure par une nouvelle implantation ou par un procédé de diffusion. Ces dernières ont pour rôle de réduire les résistances de contact, néfastes pour les performances du composant. Les propriétés électriques de la structure sont habituellement améliorées par l'insertion d'une couche tampon faiblement dopée de quelques microns entre la couche active et le substrat. cette dernière permettra d'éviter la migration des ions à l'interface et préserve la valeur de la mobilité des porteurs dans cette région. Enfin, trois contacts par dépôt de film métallique sous vide sont réalisés. Les deux extrêmes forment les électrodes de source et de drain. Le contact est de nature ohmique. Celui de l'électrode de grille est de type Schottky [34].

De plus, sur la figure (II.2), les principales dimensions géométriques sont représentées. La petite dimension de contact de grille L_g appelée longueur de grille du transistor détermine en grande partie la fréquence maximale d'utilisation du transistor. Pour les composants hyperfréquences cette grandeur est souvent inférieure à $1 \mu\text{m}$. La deuxième dimension est la largeur de grille W . Cette dernière rend compte de la taille du transistor. Sa dimension typique est de l'ordre de 50 à 1000 fois celle de L_g . L'épaisseur « a » de la couche active est généralement de $0.2 \mu\text{m}$ à $0.4 \mu\text{m}$.

II.2.1.5. Le principe de base du MESFET GaAs

Le principe de base du MESFET repose sur les caractéristiques d'une jonction Schottky. En régime de fonctionnement normal, la grille est généralement polarisée négativement par rapport à la source alors que le drain est polarisé positivement par rapport à la source [31].

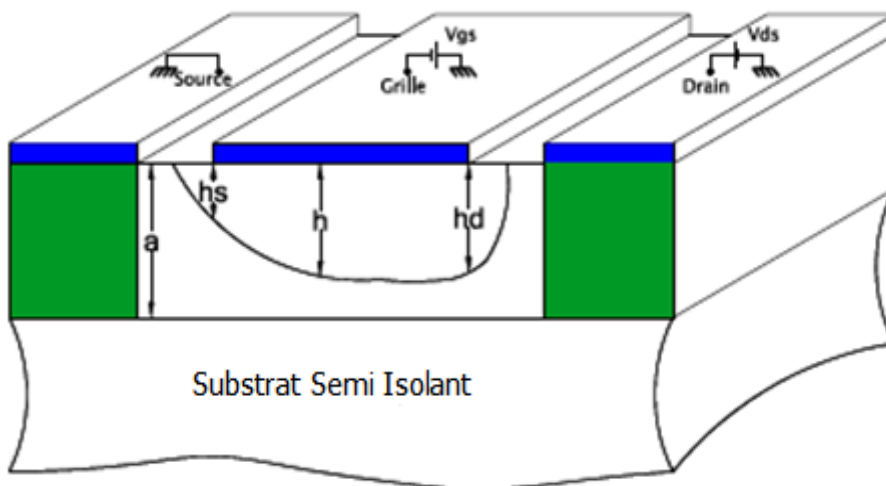
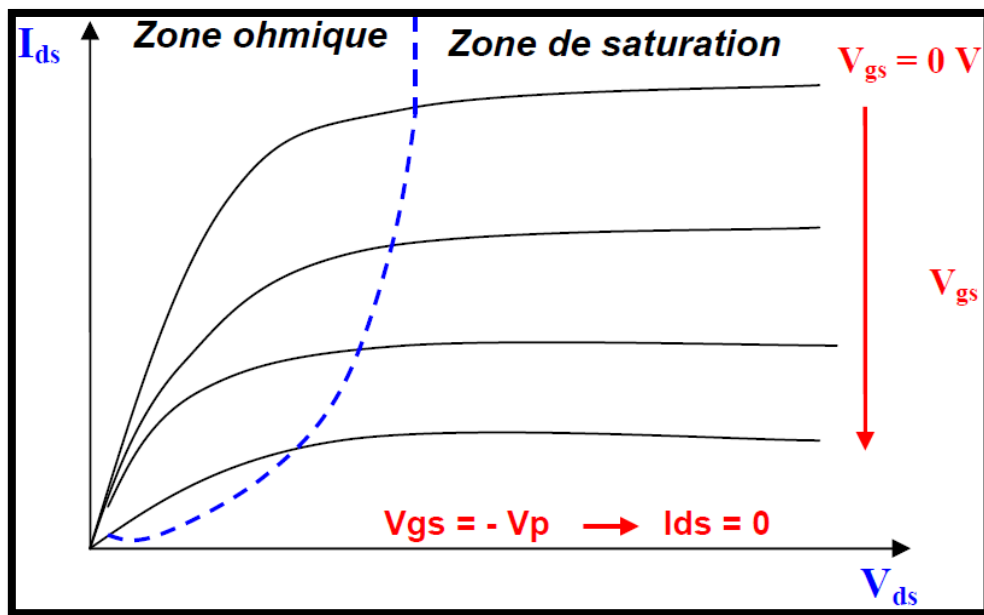


Figure (II.3): Vue en coupe de la structure du MESFET et emplacement des sources de Polarisation [31].

Lorsque les conditions de polarisation normales pour le MESFET sont vérifiées, une zone dépeuplée de porteurs libres est créée sous la grille par la présence du contact Schottky.

La concentration des électrons mobiles est alors maximale dans la fraction restante de la couche conductrice appelée communément canal de conduction. En effet, lorsque une tension drain-source positive est appliquée, un flux d'électrons traverse le canal de la source vers le

drain donnant naissance au courant I_{ds} dans le sens inverse. Nous pouvons remarquer sur la figure II.3 que la section du canal conducteur disponible est limitée à $(a-h)$. En diminuant V_{gs} , l'épaisseur h augmente et le courant I_{ds} diminue. Lorsque h atteint la valeur a , le canal se pince et le courant I_{ds} s'annule. On pourrait alors contrôler le passage du courant de sortie par la commande de grille. En faisant varier la tension de polarisation V_{ds} pour plusieurs tensions de commande V_{gs} , on génère alors un réseau de caractéristiques donnant l'évolution du courant de sortie. Sur ce réseau de caractéristiques est mis en évidence deux zones distinctes: la zone ohmique et la zone de fonctionnement saturé [31] (fig (II.4)).



Figure(II.4) :Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET [31].

II.2.1.6. Types des MESFETs en GaAs

Dans cette section, une présentation détaillée du principe de fonction du transistor MESFET GaAs est donnée. La Structure idéalisée de MESFET GaAs en 3D est illustrée sur la figure (II.5).

La différence du potentiel entre la grille et le canal à en un point x du canal est donnée par :

$$V = \phi_b - V_{gs} + V(x) \quad (\text{II.2})$$

Ici ϕ_b représente la hauteur de la barrière de Schottky. Dans le but de calculer la largeur de la couche formée par la barrière de Schottky, on suppose que la jonction est abrupt et que tous les atomes donneurs (N_d) sont ionisés (température ambiante). Sous ces conditions l'équation de poisson à deux dimensions (2-D) est donnée par [38] :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = -q \frac{N_d}{\epsilon} \quad (\text{II.3})$$

Si on considère aussi que la variation du potentiel le long du canal est négligeable par rapport au champ de la direction y . L'équation (II.3) s'exprimera par :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = -\frac{\partial E}{\partial y} = -q \frac{N_d}{\epsilon} \quad (\text{II.4})$$

L'équation (II.4) on peut évaluer le potentiel associé avec la région de déplétion sous les conditions aux limites du composant [39].

$$V = q \frac{N_d}{2\epsilon_s} h^2(x) \quad (\text{II.5})$$

Lorsque V_{gs} et V_{ds} sont différent de zéro, N_d est non-uniforme en fonction de x . les équations (II.2) et (II.5) permettent d'exprimer la hauteur $h(x)$ par:

$$h(x) = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_d} [\phi_b - V_{gs} + V(x)]} \quad (\text{II.6})$$

Les largeurs W_d et W_s peuvent être déterminée en utilisant les conditions

$V(x) = V_{ds}$ (au drain) et $V(x) = 0$ (à la source). Donc :

$$W_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_d} [\phi_b - V_{gs} + V_{ds}]} \quad (\text{II.7})$$

$$W_s = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_d} [\phi_b - V_{gs}]} \quad (\text{II.8})$$

Par l'augmentation de magnitude du potentiel appliqué, la valeur de $A(x)$ tend vers le zéro. La tension de seuil V_{th} à partir de laquelle le transistor deviens passant s'exprime par:

$$V_{th} = q \frac{N_d}{2\epsilon_s} a^2 - \phi_b \quad (II. 9)$$

Si la mobilité des porteurs libres dans la direction x est donnée par μ , et si on suppose que Z, est la largeur du composant :

$$I_{ds} dx = qN_d \mu A(x) Z dV \quad (II. 10)$$

Après intégration de l'équation (II.10) sur toute la longueur du canal on obtient :

$$I_{ds} = I_p \left[\frac{V_{ds}}{V_{th}} - \frac{2}{3} \left(\frac{\phi_b - V_{gs} + V_{ds}}{V_{th}} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{\phi_b - V_{gs}}{V_{th}} \right)^{3/2} \right] \quad (II. 11)$$

où I_p est le courant de saturation donné par :

$$I_p = \frac{q^2 N_d^2 \mu Z h^3}{2\epsilon_s L_g} \quad (II. 12)$$

L'équation (II.11) présente un modèle le long de canal qui est connu comme modèle de Shockley. L'équation présente les caractéristiques linéaires $I - V$ du transistor MESFET. Dans cette région $V_{ds} \ll V_{dsat}$, par l'application d'une approximation Binomiale, l'équation (II.11) devient:

$$I_{ds} = \frac{I_p}{V_{th}} \left[1 - \sqrt{\frac{\phi_b - V_{gs}}{V_{th}}} \right] V_{ds} \quad (II. 13)$$

L'expression ci-dessus montre la variation linéaire de I_{ds} en fonction de V_{gs} et V_{ds} pour les composants à canal long et sous des conditions idéales [39].

$$V_{th} = \phi_b - V_{gs} + V_{ds} \quad (II.14)$$

Remplaçant cette condition dans l'équation (II.11), la valeur correspond de I_{ds} est:

$$I_{ds(sat)} = I_p \left[\frac{1}{3} - \left(\frac{\phi_b - V_{gs}}{V_{th}} \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\phi_b - V_{gs}}{V_{th}} \right)^{3/2} \right] \quad (II. 15)$$

Cela représente des caractéristiques du modèle de canal longue d'un MESFET qui fonctionne dans la région de saturation.

La combinaison de l'équation (II.11) et (II.15) respectivement génère une famille de caractéristiques dans la région linéaire et aussi la région de saturation représentées en figure (II.4).

II.2.1.6. 2. MESFET à canal court

Les composants de longueur $L < a$ sont appelés composants à canal court. Le modèle de caractérisation courant/tension de ces composants est le modèle à canal court. Selon le modèle de Shockley, le courant de saturation pour les FETs à canal long se produit lorsque le canal est pincé du côté drain, alors que dans les MESFETs micro-ondes, il est dû à la vitesse de saturation [39]. L'importance de la dépendance du champ de la mobilité des électrons pour la compréhension du courant de saturation dans les FET a été mentionnée en premier lieu par Das et Ross (Das-1955). Ce concept a été développé pour de nombreux modèles théoriques qui sont utilisés pour décrire les caractéristiques du FET et servent à interpréter les résultats expérimentaux. Comme le montre la figure (II.6) la largeur du canal active disponible pour le flux de courant est mise en évidence au niveau de la figure (II.7) et peut s'exprimer par:

$$A(x) = a \left[1 - \sqrt{\frac{\phi_b - V_{gs} + V(x)}{V_{th}}} \right] \quad (II.16)$$

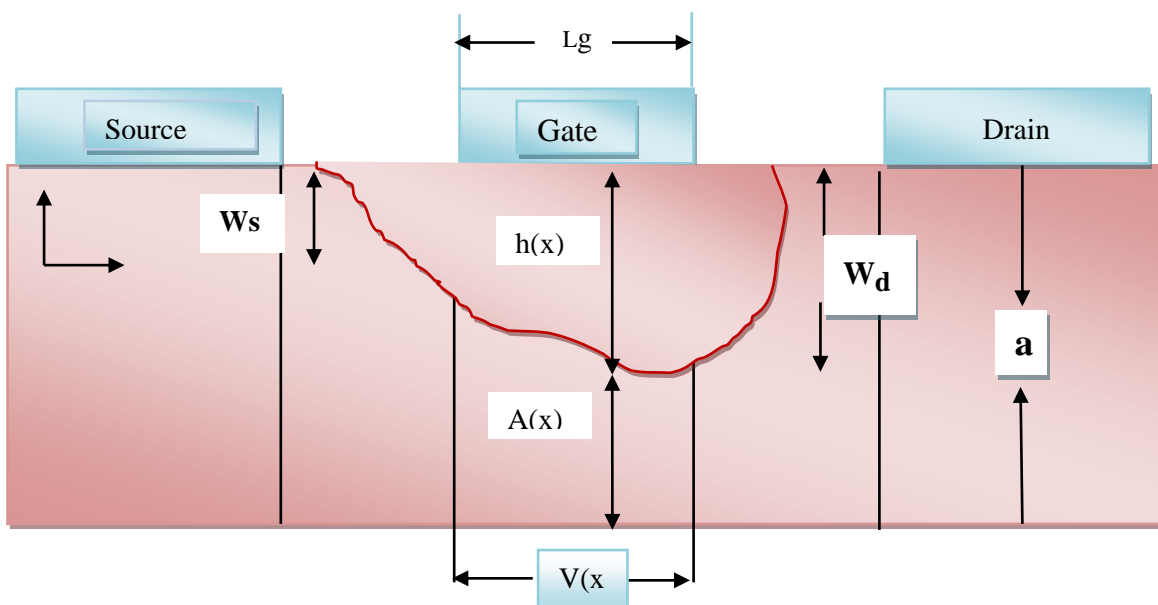


Figure (II.7) : Section transversal du canal d'un transistor MESFET GaAs [38].

En supposant que le champ électrique dirigé vers x , $E(x)$ est uniforme le long du canal l'augmentation de V_{ds} de zéro jusqu'à la valeur E_x augmente également la vitesse de saturation du champ électrique. Le courant de saturation pour les MESFET GaAs est donnée par.

$$I_{ds(sat)} = qN_d v_s (a - d)Z = qN_d v_s A(x)Z \quad (II.17)$$

En combinant les équations (II.16) et (II.17), on obtient

$$I_{ds(sat)} = qN_d v_s Z a = \left[1 - \sqrt{\frac{\phi_b - V_{gs} + V(x)}{V_{th}}} \right] \quad (II.18)$$

$$V(x) \approx E_s L_g \quad (II.19)$$

Dans la région de saturation la transconductance g_m d'un dispositif à canal court est donné par la relation suivant :

$$g_m = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right|_{v_{ds}=\text{const}} = \frac{\epsilon_s v_s Z}{h} \quad (II.20)$$

Et la région de saturation g_d est définie par :

$$g_d = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \right|_{v_{gs}=\text{const}} = -\frac{\epsilon_s v_s Z}{h} \quad (II.21)$$

En traçant I_{ds} en zone de saturation en fonction de V_{ds} à tension V_{gs} constant on obtient un ensemble de lignes droites parallèle à l'axe x . L'extension des lignes à l'origine, génère des caractéristiques représentées en figure (II.4).

II.2.2. Présentation des transistors à Hétérojonction

Pour diminuer le temps de transit entre la source et le drain, il est naturel de chercher à utiliser les plus fortes mobilités électroniques possibles. Les transistors à effet de champ hétérojonction sont basés sur la modulation de la densité de porteurs dans un canal non dopé à l'aide d'une tension appliquée sur la grille. La possibilité de combiner au sein d'un même composant des semi-conducteurs de bande différente permet le contrôle de fortes densités de

courant à l'aide d'une faible tension. Il en résulte une transconductance élevée et donc un gain important aux fréquences hautes [39].

On trouve de nombreuses dénominations du transistor à hétérojonction :

HEMT (High Electron Mobility Transistor).

PHEMT (Pseudomorphic High Electron Mobility Transistor).

HFET (Heterojunction Field Effect Transistor).

TEGFET (Transistor Electron Gas Field Effect Transistor).

MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor).

II.2.2.1. Définition de l'hétérojonction

Par définition, l'hétérojonction est obtenue lorsque deux matériaux semi-conducteurs de gaps différents sont associés. Si les deux semi-conducteurs sont de même type, on dira que l'hétérojonction est isotype ; et s'ils sont différents, on dira qu'elle est anisotype. La réalisation d'une hétérojonction s'effectue par croissance cristalline d'un matériau sur l'autre et nécessite l'utilisation de semi-conducteurs ayant des propriétés cristallines voisines (la taille des atomes doit être notamment assez proche) de manière à minimiser la densité de dislocations parce que l'épitaxie se réalise à haute température.

L'intérêt d'une telle structure réside dans la création d'un décalage entre les bandes d'énergie permises des deux semi-conducteurs. Les énergies de bande interdite des deux matériaux n'étant pas égales, il y a création de discontinuités en bandes de conduction ΔE_c et de valence ΔE_v à l'interface [40].

En fonction de la position des bandes interdites, l'hétérojonction peut être de trois types différents :

- type I : la bande interdite E_g^B est entièrement dans E_g^A .
- type II : Une des discontinuités est plus grande que $E_g^A - E_g^B$ mais inférieure à E_g^A .
- type III : Une des discontinuités est supérieure à E_g^A .

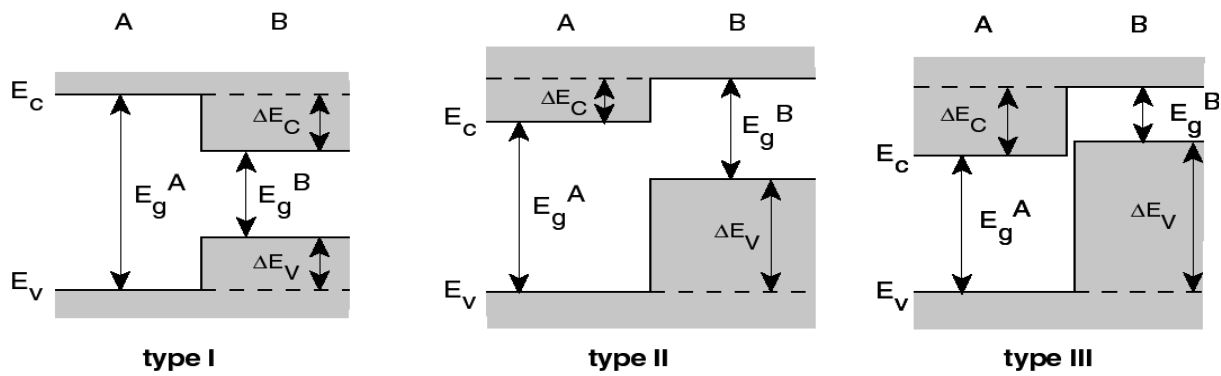
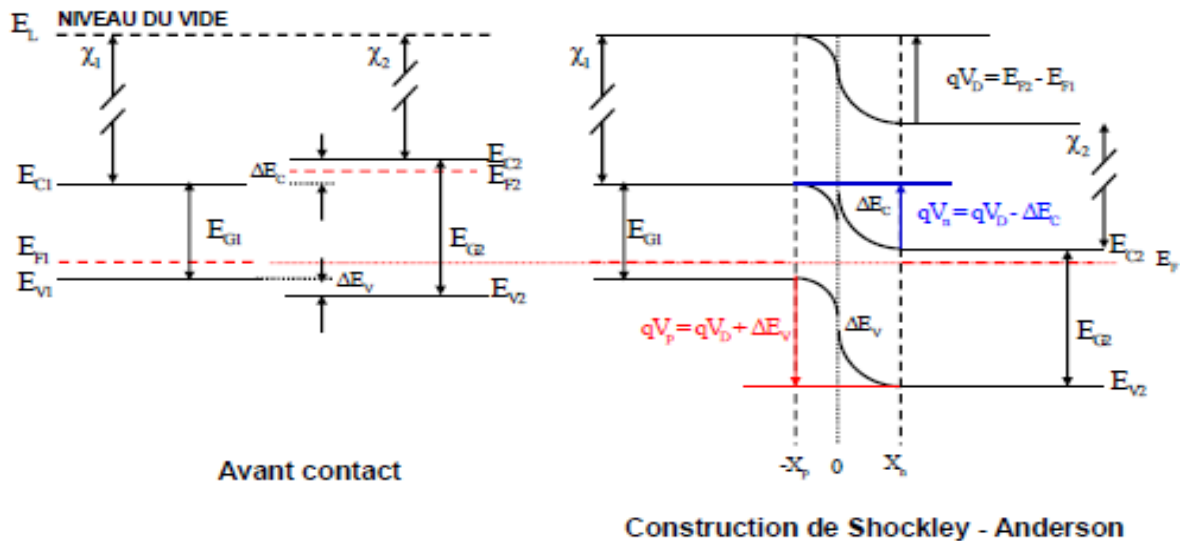


Figure (II.8) : Les trois types d'hétérojonctions entre deux semi-conducteurs A et B [40].

- Diagramme des bandes d'une hétérojonction :



Figure(II.9) : Diagramme des bandes d'une hétérojonction à l'équilibre [40].

II.2.2.2. Principe de fonctionnement l'hétérojonction de type GaAs/GaAsAl

Pour mieux comprendre son fonctionnement, nous allons présenter brièvement les structures de bande des matériaux mis en jeu dans un HEMT AlGaAs/GaAs. La juxtaposition d'un matériau à grand gap et d'un matériau à petit gap, s'appelle hétérojonction ; elle implique la création d'une discontinuité de bande de conduction à l'interface entre les deux matériaux. Lors de la mise en contact, les niveaux de fermi s'alignent ; il se crée alors une courbure des bandes de conduction et de valence. Cette courbure entraîne la formation d'un puits de potentiel dans le matériau à petit gap où

transfèrent et s'accumulent les électrons provenant de la couche donneuse. L'accumulation des électrons dans le puits est appelée gaz bidimensionnel d'électrons 2DEG (d'où l'appellation TEGFET). L'hétérojonction est alors caractérisée par la discontinuité de bande de conduction ΔE_c entre les deux matériaux [8]. La Figure (II.10) présente les niveaux d'énergie mis en jeu dans chacun des matériaux de l'hétérojonction avant contact.

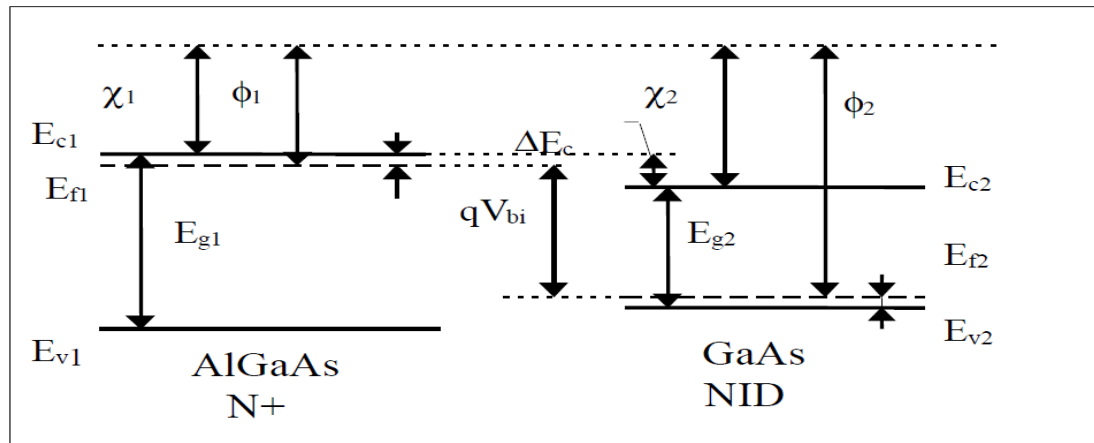


Figure (II.10) : Diagramme de bandes d'énergie de deux matériaux de gap différents (AlGaAs et GaAs) [8].

On définit alors :

- (1) $\chi_i = \phi_{\text{vide}} - E_{c_i}$ est l'affinité électronique du matériau, avec $i=1,2$
- (2) $\phi_i = \phi_{\text{vide}} - E_{f_i}$ est le travail de sortie, avec $i=1,2$
- (3) $\Delta E_{c1} = E_{c1} - E_{c2}$ est la discontinuité des bandes de conduction
- (4) $\Delta E_v = E_{v1} - E_{v2}$ est la discontinuité des bandes de valence
- (5) $\Delta E_g = E_{g1} - E_{g2}$ est la discontinuité des gaps d'énergie
- (6) $qV_{bi} = E_{f1} - E_{f2}$ est la différence des niveaux de Fermi ou V_{bi} est le potentiel de diffusion (built in) de la jonction Schottky.

D'après les règles d'Anderson, lorsque les deux matériaux sont assemblés Figure(II.11) et à équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi doivent s'aligner et niveau du vide ne peut subir de discontinuité. Il résulte des discontinuités des bandes de conduction et de valence à l'interface [37-43]. Il se crée un puit de potentiel.

Un puits quantique se forme à l'interface, dans le matériau de plus faible largeur de bande interdite. Ce puits est situé dans la partie supérieure du matériau à plus faible gap non dopé car, au-dessus, le matériau présentant la plus grande largeur de bande interdite joue le rôle de couche barrière. C'est dans ce puits que se regroupent les charges libres entraînant le phénomène de conduction à l'origine de la formation d'un gaz d'électrons à deux dimensions que l'on peut nommer canal. La densité de porteurs dans ce canal dépend du niveau de Fermi dans la bande interdite du matériau (niveau de dopage), de la différence de largeur de cette bande entre les deux matériaux (ΔE_g) et du dopage considéré. Par exemple, la figure (II-11) présente les niveaux d'énergie mis en jeu à l'hétérojonction lorsqu'on applique une tension sur la grille du composant. On peut constater une modulation de ce gaz d'électrons et donc de la concentration de porteurs dans le canal. Ainsi une tension appliquée sur la grille d'un HEMT permet le contrôle du courant qui circule entre drain et source.

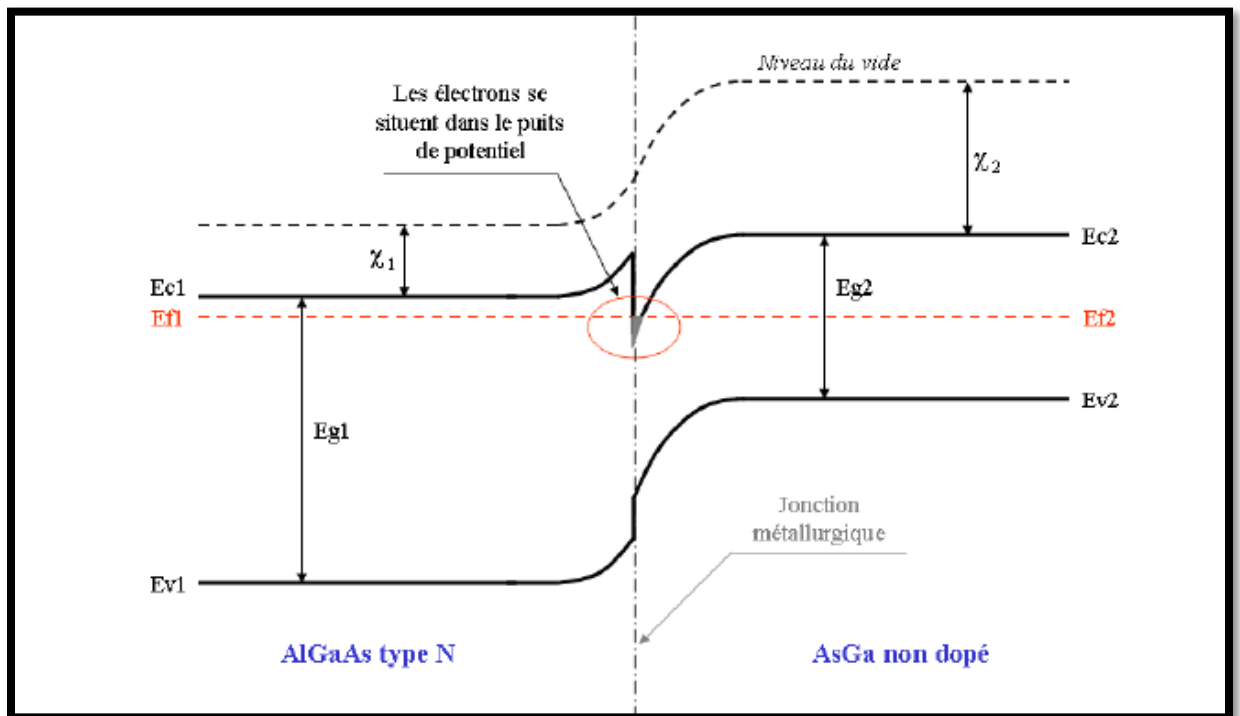


Figure (II.11) : Diagramme de bande d'une hétérojonction[39].

II.2.2.3. 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 (Metal Semiconductor 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). Ce dernier terme est toutefois généralement plutôt réservé à un autre composant à hétérostructure dans lequel le transport s'effectue dans un matériau dopé alors qu'il est non dopé pour le HEMT [45].

II.2.2.4. Historique du transistor HEMT

La naissance du transistor HEMT (High Electron Mobility Transistor) date de 1979. Dingle et al. [36] ont eu l'idée d'utiliser des hétérojonctions du type GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, pour séparer spatialement les électrons libres des impuretés, ce qui favorise la mobilité dans ces hétéro structures à gaz d'électrons. Une invention conjointe entre Thomson CSF (France) et Fujitsu (Japon) [47] permet, par la suite, la conception des premiers transistors HEMT en 1980 (Fujitsu, Thomson) . En 1985, le HEMT fut présenté comme étant le dispositif micro-onde unique ayant les plus faibles caractéristiques en terme de bruit. Plus tard, le HEMT il fut implanté dans des récepteurs de télévision pour capter les signaux des satellites géostationnaires (36000km d'altitude). Le HEMT constitue une évolution majeure du MESFET il a même pu évincer ce dernier depuis le début des années 1990.

II.2.2.5. Structure d'un HEMT

La structure d'un HEMT Figure(II.12) est constituée essentiellement de trois matériaux différents : le substrat, un matériau à large bande interdite et un matériau à plus faible bande interdite.

Comme nous l'avons vu précédemment, la jonction de ces deux derniers matériaux engendre la formation du gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface, dont la densité est modulée par la tension appliquée à la grille du composant.

L'autre phénomène caractéristique du fonctionnement du HEMT, au-delà de l'existence du gaz d'électrons est la jonction Schottky créée justement par la jonction métal de grille et semi-conducteur du substrat [45].

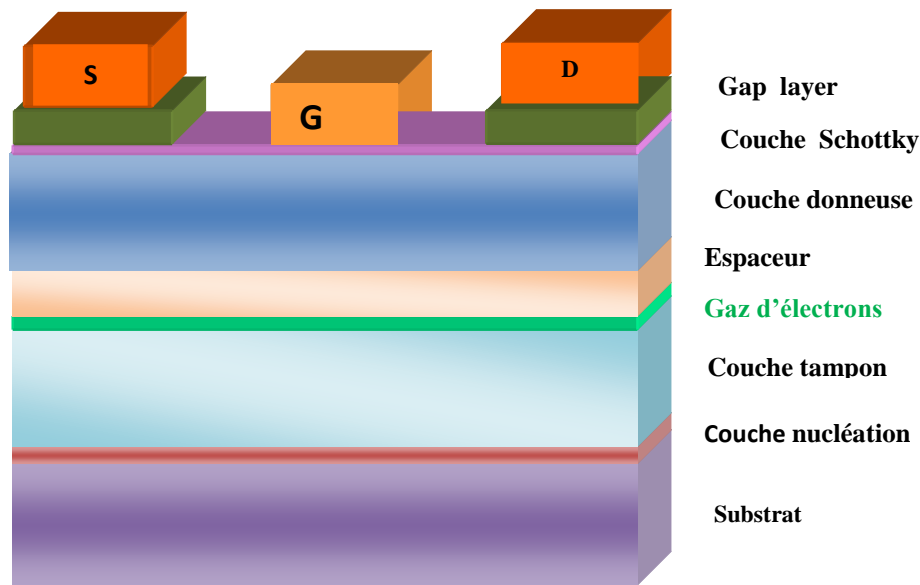


Figure (II.12) : Structure d'un transistor HEMT.

- **Le substrat** : C'est la couche sur laquelle on fait croître les matériaux par épitaxie.
- **La couche de nucléation** : C'est une couche mince qui sert à minimiser le désaccord de maille entre la couche tampon et le substrat, et pour s'assurer d'avoir une bonne qualité cristallographique afin de faire croître la couche du cristal.
- **La couche tampon ou « buffer »** : elle est également appelée « buffer » cette couche est constituée d'un matériau de plus faible largeur de bande interdite. C'est dans ce matériau et dans la partie supérieure de la couche que va se former le gaz bidimensionnel.
- **Le canal** : Le canal est constitué d'un matériau à petit gap non intentionnellement dopée, cette couche active reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons et c'est elle qui détermine les performances du transport des électrons dans le dispositif.
- **Espaceur (Spacer)** : Cette couche de matériau à grand gap non intentionnellement dopée, permet la séparation des atomes donneurs d'électrons de la couche donneuse, des électrons du canal ; les interactions électrons–impuretés sont ainsi réduites. Plus cette couche est épaisse, meilleure est la mobilité des électrons dans le canal ; par contre un espaceur moins épais permet un meilleur transfert d'électrons dans le canal.
- **La couche donneuse** : C'est dans cette couche que la zone d'espace de charge se forme au niveau de la jonction Schottky de grille ainsi qu'aux abords de l'hétérojonction. C'est une couche de matériau grand gap dopée et qui fournit des électrons libres à la structure.
- **Couche Schottky** : Cette couche à grand gap non dopée réalise le contact Schottky de la grille.

- **La couche Cap layer** : C'est une couche superficielle fine, formée par un matériau de faible bande interdite sur laquelle sont réalisés de bons contacts ohmiques de drain et de source. Cette couche est généralement fortement dopée, la finesse de son épaisseur permet de réduire la valeur des résistances de contact et donc celle des résistances d'accès [44].

II.2.2.6. Principe de fonctionnement du HEMT AlGaAs/GaAs

Le principe de fonctionnement du HEMT est principalement basé sur la modulation de la conductance existant entre les deux contacts ohmiques source et drain et ceci par l'action électrostatique de l'électrode de commande qui n'est rien d'autre que la grille (jonction de type Schottky) qui permet de vérifier la densité de porteurs présents dans le gaz bidimensionnel. La variation de cette conductance est proportionnelle au nombre de porteurs libres dans le canal, ce qui revient à dire qu'elle est donc proportionnelle au courant entre la source et drain. C'est l'effet d'amplification qui permet d'amplifier un faible signal appliqué sur la grille en un signal plus fort récupéré à la sortie sur le drain. La différence avec le transistor classique MESFET est que le HEMT utilise une hétérojonction qui repose sur le principe de création et de vérification d'un gaz d'électrons dans un matériau faiblement dopé où les électrons peuvent se déplacer plus rapidement (mobilité d'électrons élevée). Cette couche appelée gaz d'électrons à deux dimensions (origine du nom TEGFET) est la conséquence des polarisations spontanées et piézoélectriques. La qualité de la commande dépend en grande partie de la qualité du contact Schottky, à l'interface entre la barrière et le métal de grille c'est pour cela qu'on doit chercher à utiliser les alliages métalliques présentant les meilleures caractéristiques, et qui se prêtent au mieux à leur dépôt sur le semi-conducteur [47-48].

II.2.2.7. Contraintes et domaines d'utilisation

Si le HEMT a permis des utilisations en fréquence bien plus hautes que celles du MESFET, sa limite fréquentielle est de l'ordre de 60-70 GHz. Cette limite est principalement due aux propriétés de transport du matériau intrinsèque, c'est-à-dire l'Arséniure de Gallium. Par ailleurs, le HEMT génère un bruit basse fréquence élevé. Il est le composant privilégié pour des applications de puissance hautes fréquences ainsi que pour des applications à faible bruit telles que les circuits de pré-amplification des satellites ou encore les oscillateurs. En conséquence pour satisfaire aux besoins 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 V_s à fort champ électrique la plus élevée possible : l'InGaAs. Les récents progrès technologiques en matière d'épithaxie ont donc donné naissance à un nouveau type de transistor à hétérojonction : le HEMT pseudo morphique (p-HEMT) [50] .

II.2.2.8. Avantages et inconvénients des transistors HEMT

Le transistor à effet de champ de type HEMT présente de nombreux avantages. Tout d'abord, il est considéré comme un composant à faible bruit, il est aussi à faible consommation d'énergie.

Par ailleurs, depuis son apparition, il est devenu un élément important pour les dispositifs électroniques à grande vitesse et les dispositifs optoélectroniques tels que les détecteurs, les lasers et les modulateurs. Le comportement électronique de ce composant ressemble à une source de courant contrôlée en tension.

Parmi ses principaux avantages et inconvénients on peut citer [49] :

➤ **Avantage**

- Fonctionnement à de très hautes fréquences grâce à la haute mobilité des électrons,
- Conductivité thermique excellente.
- Excellentes performances en bruit.
- Courants de sortie importants ainsi que des transconductances et des résistances de sorties élevées.
- La barrière de Schottky est plus grande que dans le cas du MESFET car le dépôt du métal Schottky est réalisé sur l'AlGaAs à la place de l'GaAs.

➤ **Inconvénients**

- Technologie très coûteuse puisque les couches à réaliser sont de très faibles épaisseurs et les performances du transistor exigent une qualité critique de l'hétéro-interface où se localise le gaz bidimensionnel.
- La concentration des porteurs dans le canal dépend fortement de l'épaisseur et du dopage de la zone de grand gap, ce qui rend difficile la maîtrise de la tension de commande [49]

II.2.2.9.1. Eléments intrinsèques

Ce sont les éléments décrivant l'aspect actif intrinsèque du transistor [51-55].

➤ **La transconductance :**

La transconductance g_m est une caractéristique fondamentale d'un transistor. Celle-ci représente la variation du courant dans le canal en fonction de la polarisation de grille, à tension drain-source constante. Les HEMTs se distinguent principalement des transistors à effet de champ par leur transconductance élevée. Celle-ci est définie par :

$$g_m = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds} = \text{cte}} \quad (\text{II. 22})$$

➤ **La conductance :**

La conductance de sortie $g_d = 1/R_{ds}$, représente la variation du courant dans le canal en fonction de la tension V_{ds} à polarisation de grille constante. La conductance est un indicateur de la saturation du courant drain source. Cette valeur traduit la résistance du canal.

$$g_d = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs} = \text{cte}} \quad (\text{II. 23})$$

➤ **La capacité grille-source C_{gs}**

Cette capacité décrit l'interaction capacitive entre la grille et la source. Sa valeur est principalement déterminée par la capacité de la zone de charge d'espace de la jonction Schottky grille-source, pour une tension drain constante.

$$C_{gs} = \left. \frac{\partial Q_g}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{gd} = \text{cte}} \quad (\text{II. 24})$$

Avec Q_g , la charge de la zone dépeuplée sous la grille.

➤ **La capacité grille-drain C_{gd}**

Celle-ci représente l'interaction capacitive entre la grille et le drain. Elle reflète la variation de la quantité de charge côté drain, dans la ZCE de la jonction Schottky pour une tension V_{gs} constante.

$$C_{gd} = \left. \frac{\partial Q_g}{\partial V_{gd}} \right|_{V_{gs} = \text{cte}} \quad (\text{II. 25})$$

Cette capacité détériore les performances dynamiques de deux façons :

Par effet Miller : Une partie de C_{gd} se retrouve reportée sur l'impédance d'entrée du transistor. Il en résulte une addition avec la capacité C_{gs} et donc une diminution de la bande passante d'un amplificateur.

Par couplage direct : A hautes fréquences, C_{gd} relie directement la sortie du transistor à son entrée et court-circuite la source de courant commandée.

➤ **La capacité drain-source C_{ds}**

Elle décrit le couplage capacitif entre les deux régions du canal sous les contacts ohmiques du drain et de la source.

➤ **Les résistances R_i et R_{gd}**

Les résistances R_i et R_{gd} décrivent le caractère distribué du canal. La résistance R_i est la résistance d'entrée, permettant de modéliser l'impédance d'entrée du transistor. La résistance R_{gd} quant à elle permet de modéliser la rétroaction du composant ; elle est parfois négligée.

II.2.2.9.2.Éléments extrinsèques

Ce sont les éléments parasites qui dépendent principalement des accès à la partie intrinsèque, et sont donc liés à la géométrie du transistor.

➤ **Les résistances R_s , R_d et R_g**

Les résistances de la source R_s et du drain R_d , traduisent l'effet résistif des contacts ohmiques et des zones du substrat situées entre les électrodes externes de la source ou du drain et la zone active du canal.

La résistance de grille R_g représente les pertes dues à l'effet distribué le long de l'électrode de grille du signal de commande.

➤ **Les éléments parasites d'accès**

L_g , L_s , L_d et C_{pg} , C_{ps} et C_{pd} (cf. Figure II.14) sont les inductances et les capacités parasites d'accès aux électrodes, respectivement de la grille, de la source et du drain. Elles ne dépendent que de la largeur du transistor.

II.2.2.10. Caractéristiques statiques et dynamiques

II.2.2.10.1. Caractéristique de sortie

La figure (II.15) représente les caractéristiques statiques classiques $I_{DS}-V_{DS}$ d'un HEMT. Ce qui permet de définir le courant de sortie du transistor I_{ds} circulant entre le drain et la source lorsque l'on fait croître la tension V_{ds} en maintenant la tension de commande grille-source V_{gs} à une valeur constante.

Sur ces courbes, on peut distinguer trois régimes de fonctionnement:

- Le régime ohmique (a) : le courant I_{ds} croît de façon linéaire en fonction des deux tensions de polarisation V_{ds} et V_{gs} . Cette zone est délimitée par les valeurs V_{knee} et I_{dsmax} .
- Le régime de saturation (b) : le courant I_{ds} est quasi-constant vis-à-vis de la tension drain-source mais croît avec la tension grille-source.
- L'avalanche (c) : le courant I_{ds} a tendance à s'emballer et ceci jusqu'à la destruction du composant.

Nous présentons ainsi trois zones de fonctionnement du transistor :

Pour de faibles valeurs de V_{DS} : plus celle-ci augmente et plus la mobilité des électrons dans le canal augmente, induisant un accroissement du courant I_{ds} . Plus la vitesse de saturation des électrons est faible et plus la limite supérieure V_{knee} de cette zone sera petite.

- (b) Au-delà de la tension $V_{ds} = V_{knee}$ (appelée tension de coude) : les électrons du canal atteignent leur vitesse de saturation. En conséquence, le courant I_{ds} atteint un certain niveau de saturation pour une tension de commande donnée.
- (c) Lorsque le champ dans le canal atteint la valeur du champ critique de claquage, un phénomène d'avalanche se produit. La valeur le champ correspondante à une tension drain-source V_{bd} (appelée tension de claquage ou en anglais breakdown voltage), de plus en plus d'électrons et de trous sont libérés jusqu'à une augmentation brutale et irréversible du courant I_{ds} ; le composant est finalement détruit. Cette caractéristique est particulièrement importante en grand signal, car elle indique la limite des tensions de commande du transistor [2].

Pour modéliser le courant drain-source d'un HEMT, il faut prendre en compte la contribution de trois éléments :

- Le courant principal qui résulte du déplacement des électrons du gaz bidimensionnel dans le puits quantique à l'interface de l'hétérojonction.
- Le courant de l'effet MESFET parasite sous la grille, dû à une déplétion incomplète.
- Les éléments parasites résistifs l'alimentation du drain, de la grille et de la source produisent des chutes des tensions V_{ds} et V_{gs} , et donc une diminution du courant I_{ds} et de la transconductance extrinsèque.

On observe que le courant de sortie I_{ds} croît quand la tension de commande V_{gs} croît. Lorsque l'on applique une tension V_{gs} de plus en plus négative, le niveau de Fermi qui sera diminué par rapport aux énergies mises en jeu dans le canal, entraînera une diminution de la densité d'électrons dans le canal et par conséquent entrainera aussi une diminution du courant de sortie du transistor I_{ds} . La concentration des porteurs dans le canal dépend fortement de l'épaisseur mais aussi du dopage de la zone de grand gap.

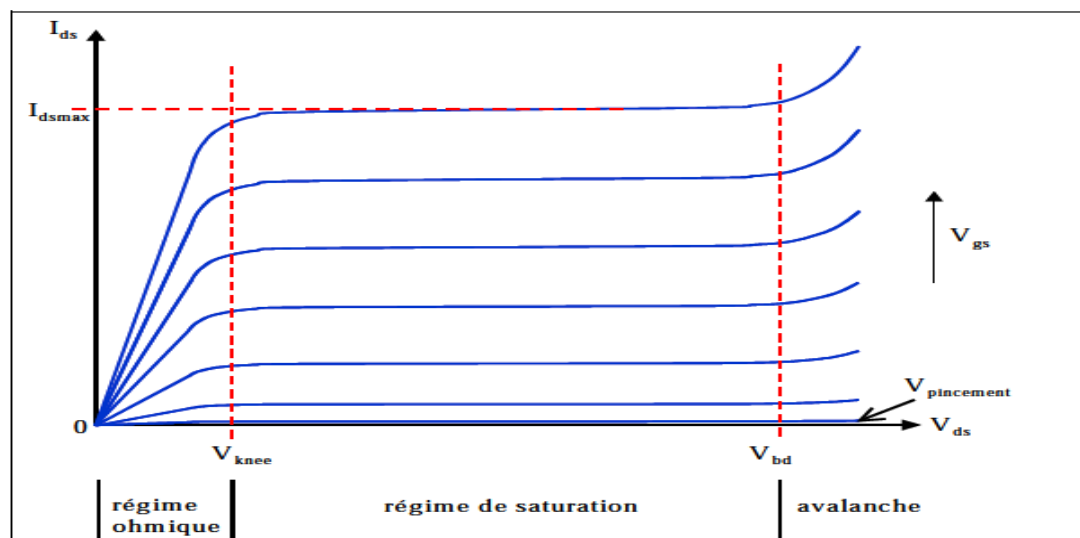


Figure (II.15) : Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} classiques d'un HEMT [2].

II.2.2.10.2. Fréquence de coupure et fréquence maximale d'oscillation

La fréquence de coupure traduit la rapidité du transistor, d'une manière générale. On distingue deux fréquences de coupure :

- ✓ f_t est la fréquence de coupure du gain en courant
- ✓ f_{max} est la fréquence de coupure du gain en puissance (fréquence maximale d'oscillation).

➤ **La fréquence de transition**

La fréquence de transition f_t est définie pour le module du gain en courant égal à 1. Elle est définie pour le transistor intrinsèque (transistor sans ses éléments d'accès), elle est donnée par :

$$f_t = \frac{g_m}{2 \cdot \pi (C_{gs} + C_{gd})} \quad (\text{II. 26})$$

➤ **La fréquence maximale d'oscillation**

La fréquence maximale d'oscillation f_{\max} caractérise en général la qualité de la technologie. Elle correspond à la fréquence maximale d'utilisation du transistor, pour laquelle le gain en puissance est égal à 1. Cette fréquence est donnée par la formule suivante :

$$f_{\max} = \frac{f_t}{2 \sqrt{(R_i + R_s)g_d + 2\pi f_t R_i C_{gd}}} \quad (\text{II. 27})$$

➤ **Le facteur de bruit**

Le facteur de bruit est un autre critère à prendre en compte. On le définit par :

$$\text{NF} = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C_{gs} \left(\frac{R_g + R_i}{g_m} \right)^{1/2} \quad (\text{II. 28})$$

II.2.2.10.3. La fonctionnement en puissance

On détermine principalement trois critères descriptifs d'un transistor pour un fonctionnement en puissance.

➤ **La densité de puissance de sortie**

La densité de puissance de sortie : elle représente la puissance de sortie par unité de longueur de grille du transistor, elle s'exprime en général en W/mm.

La puissance de sortie maximale théorique en classe A est estimée en fonction des paramètres relevés sur les caractéristiques $I_{ds}(V_{ds})$:

$$P_{S\max} = \frac{1}{8} I_{ds\max} (V_{bd} - V_{knee}) \quad (\text{II. 29})$$

Où V_{bd} est la tension de claquage, et V_{knee} est la tension coude.

➤ **Le gain en puissance**

Le gain en puissance est le gain délivré par le dispositif lorsqu'il est attaqué par une puissance P_e . Il dépend de la fréquence, de la classe de fonctionnement et du niveau de la puissance d'entrée :

$$G_{p_{dB}} = P_{S_{dBm}} - P_{e_{dBm}} \quad (II.30)$$

➤ **Le rendement en puissance (η)**

Le rendement en puissance ajoutée (appelé également P.A.E. : Power Added Efficiency) exprime le pourcentage de puissance de polarisation DC apportée au composant converti en puissance Radio Fréquence. Ce critère s'exprime comme suit :

$$\eta = \frac{P_s - P_e}{P_{DC}} \quad (II.31)$$

Où

P_{DC} : est la puissance d'alimentation en continu.

P_e : est la puissance d'entrée.

P_s : est la puissance de sortie du signal traité.

II.2.3. Transistor p-HEMT

Les transistors à effet de champ pseudo morphiques GaAs (pseudomorphic HEMTs) se différencient des transistors HEMTs par l'ajout d'une couche d'InGaAs intercalée entre les couches AlGaAs et GaAs (Figure (II.17)). Par conséquent, la discontinuité de la bande de conduction à l'interface AlGaAs/InGaAs est plus large que dans le cas AlGaAs/GaAs. Le puits de potentiel étant plus large que dans le cas d'une structure HEMT classique, le courant dans ce transistor est donc plus élevé. De plus, la vitesse des électrons dans l'InGaAs (non dopé) est également plus importante que dans le GaAs ce qui permet d'obtenir de très hautes fréquences de travail.

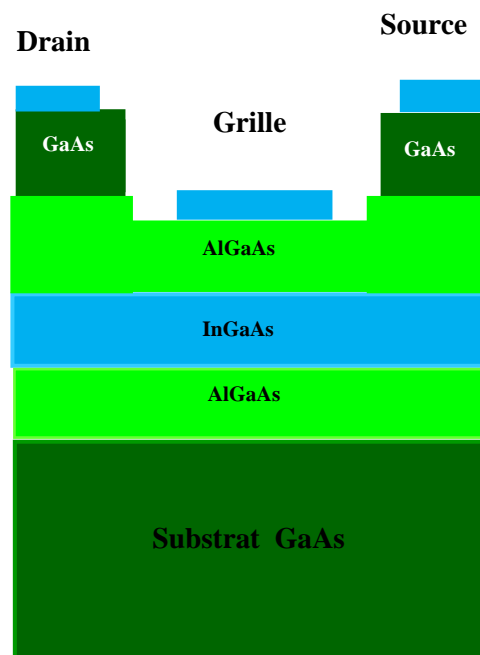


Figure (II.17) : Structure d'un transistor p-HEMT GaAs.

Le transistor pseudo morphique HEMT GaAs est actuellement le composant principal concernant la conception d'amplificateurs de puissance et circuits intégrés microondes monolithiques (MMIC).

Le pseudomorphique est plus performant en bruit et en puissance. Il permet d'aller plus loin en fréquence. Aussi, les tensions d'avalanche ont été fortement augmentées, comparés aux autres transistors à effet de champ permettant ainsi de polariser les transistors à effet de champ avec des tensions de drain supérieures à 20 V en revanche il est limité par la mauvaise conductivité thermique de L' GaAs [8] [56] [57]. L'InGaAs a la possibilité d'accélérer les électrons dans le canal, en contrepartie sa structure cristalline ne correspond pas au réseau cristallin AlGaAs/ GaAs. On dit alors de cette couche quelle est pseudo morphique ce qui veut dire désadaptée de l'accord de maille. Au contact de l'AsGa et de l'AlGaAs, la couche pseudo morphique va se dilater pour s'accorder au cristal de la structure globale. Comme la compression du canal InGaAs est réalisée anormalement, le HEMT original est donc désadapté, le transistor est appelé HEMT Pseudo morphique.

Les principes de base du fonctionnement des HEMTs et p-HEMT sont très semblables à ceux du MESFET. La principale différence entre HEMT et MESFET est la structure épitaxiale de couche. Dans la structure des HEMTs, des couches de constitutions différentes sont développées pour optimiser et étendre les performances du FET. Les semi-conducteurs communs employés pour les p-HEMT sont $Al_xGa_{1-x}As$ et GaAs. Ces différentes couches forment des hétérojonctions puisque chaque constantes légèrement différentes de réseaux s'appellent HEMTs, ou p-HEMT s pseudo morphique (pseudo- morphie à cause du désaccord de maille entre le GaInAs et GaAs). L' InGaAs ($0.2 < x < 0.3$) possède une mobilité électronique plus élevée que le GaAs, et un plus petit gap. Ces caractéristiques rendent ce nouveau matériau plus intéressant pour l'obtention des performances plus élevées en gain et fréquence. Le gap del' 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. Dans le tableau suivant, nous exhibons une comparaison entre la composition des différentes couche des transistors GaAs HEMT et le HEMT pseudo morphique et celle des transistors MESFET [57].

| Couche | MESFET | HEMT | p-HEMT |
|-------------------------|---------------|------------------|------------------|
| Contact ohmique | n+ GaAs | n+ GaAs | n+ GaAs |
| Contact schottky | n+ GaAs | n+AlGaAs | n+AlGaAs |
| Donneur | | n+AlGaAs | n+AlGaAs |
| Espaceur | | AlGaAs non doppé | AlGaAs non doppé |
| Canal | n+ GaAs | GaAs non doppé | InGaAs non doppé |
| Buffer | p- GaAs | p- GaAs | p- GaAs |

Tableau II.1 : Une comparaison entre HEMT et p-HEMT et MESFET [57].

II.3. Conclusion

Dans ce chapitre ; nous avons étudié les différents transistors à effet de champ (MESFET, HEMT et p-HEMT), nous avons présenté leurs structures, leurs propriétés, leur fonctionnement, leurs caractéristiques et leurs performances.

Après cela ; nous avons étudié le type de transistor à haute mobilité électronique, en particulier à base d'arséniure de gallium qui est le sujet de notre travail.

Chapitre III :
Etude de transport
électronique dans les
matériaux $In_xGa_{1-x}As$

III. Etude du transport électronique dans les matériaux $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

III.1. Introduction

Pourquoi étudier le transport électronique dans les matériaux semi-conducteurs ?

Donner une réponse complète à cette question, philosophique par nature, nous égarerait de notre chapitre. Par contre, pour apporter un élément de réponse nous pouvons citer deux domaines : la physique des solides et la physique des composants électroniques, qui se trouvent régulièrement enrichis par les nouvelles connaissances acquises sur les matériaux semi-conducteurs. Ce second domaine est intimement lié aux systèmes actuels de communication. Ainsi l'apparition régulière de composants électroniques fonctionnant à des fréquences de plus en plus élevées est directement en rapport avec l'augmentation de la quantité d'information transmise par satellites et par réseaux de fibres optiques [59].

Étant donné que le coût des réalisations technologiques des composants électroniques est très élevé, l'optimisation de ces composants par des simulations numériques est actuellement une étape nécessaire avant toute production à grande échelle.

La connaissance des propriétés de transport de charges dans un matériau semi-conducteur permet une meilleure compréhension des phénomènes physiques régissant le fonctionnement des composants électroniques [59].

Dans ce chapitre nous présenterons une étude détaillée des phénomènes de transport dans les semi-conducteurs ternaires et en particulier dans le matériau $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, nous avons adopté un modèle numérique basé sur la méthode Monte Carlo et enfin nous donnons quelques résultats.

III.2. Transport électronique

L'étude du transport de charge dans un semi-conducteur est d'une importance primordiale, tant en termes de physique de base que pour son application aux composants électroniques. Le comportement d'un porteur dans un semi-conducteur est complexe et peut donner lieu à des phénomènes de nature variée (ionisation par choc, émission d'un photon, par exemple) qui conduisent à de multiples applications. Dans cette partie nous tenterons de comprendre la réponse d'un électron soumis à un champ électrique constant F_{en} déterminant certaines grandeurs caractérisant de transport : la vitesse, la mobilité et l'énergie.

L'étude rigoureuse du transport électronique en présence d'un champ électrique requiert la résolution d'équations de transport qui tiennent compte du caractère quantique des phénomènes mis en jeu dans un système ouvert loin de l'équilibre. Plusieurs auteurs [60] ont

proposé des équations de transport quantiques adaptées à ce problème. La résolution de ces équations est très difficile à mettre en œuvre et nécessite des moyens de calculs énormes.

Dans beaucoup d'études concernant les propriétés de transport dans un semi-conducteur, c'est une équation "classique" que Boltzmann a initialement introduite dans sa théorie microscopique des gaz qui est utilisée. C'est l'approche que nous avons adoptée. Nous allons donc supposer que pour décrire le comportement d'un électron dans un semi-conducteur, il suffit de connaître la fonction de distribution électronique $J(r, k, t)$. Cette grandeur physique obéit à une équation d'évolution connue, sous le nom d'équation de transport de Boltzmann [59].

$$\frac{df}{dt} + \vec{v} \times \vec{\nabla}_r f + \frac{1}{h} \vec{F} \times \vec{\nabla}_k f = \left(\frac{df}{dt} \right)_{\text{coll}} \quad (\text{III. 1})$$

L'équation de transport de Boltzmann par sa nature "classique" souffre de plusieurs limitations concernant son application à l'étude du transport d'électrons due au caractère quantique de l'électron. A titre d'exemple, le principe d'incertitude d'Heisenberg qui stipule que la position et le vecteur d'onde d'un électron ne peut pas être connu en même instant t est incompatible avec le formalisme de Boltzmann.

Dans la mesure où les conditions de transport quantique ne sont pas atteintes dans nombre de problèmes, l'équation de transport de Boltzmann est souvent utilisée pour étudier le transport dans un semi-conducteur.

Pour que l'équation de Boltzmann soit valable, il faut satisfaire à certaines conditions qui sont les suivantes :

Il faut considérer que les chocs sont locaux et instantanés, pour cela, la durée d'une collision τ_0 doit être négligeable devant l'intervalle de temps τ séparant deux collisions successives. Sinon, l'électron pourra se trouver en même temps sous l'influence de deux centres diffuseurs différents.

Il faut aussi que la distance que parcourt les électrons durant le vol libre doit être négligeable devant la longueur totale pour qu'un nombre important d'interactions doit être considéré.

La résolution analytique de cette équation est presque impossible. Pour résoudre ce problème, un modèle a été développé qui donne la résolution stochastique de cette équation dans les semi-conducteurs pour les électrons et les trous par méthode de Monte Carlo qui est une simulation numérique qui détermine les grandeurs caractérisant la dynamique électronique.

La résolution Monte Carlo est l'une des meilleurs techniques de simulation du transport dans les semi-conducteurs [61], mais étant stochastique, l'incertitude sur la solution dépend du nombre de particules considérés.

III.2.1. Transport de charges en régime stationnaire

III.2.1.1. Vitesse caractéristique vitesse-champ et mobilité différentielles

Lorsque le matériau semi-conducteur (SC) est soumis à un champ électrique, les électrons sont accélérés ; et une composante d'entraînement va s'ajouter à leur vitesse aléatoire d'agitation thermique. Après une phase transitoire très brève, à la suite de l'apparition du champ, un régime stationnaire est atteint, caractérisé par le fait qu'en tout point et à tout instant, l'énergie gagnée par les électrons dans le champ est exactement compensée par l'énergie perdue pendant des collisions.

La distribution de l'énergie des électrons est déplacée dans la direction des énergies croissantes, par rapport au Maxwellienne de l'équilibre. La différence entre la valeur moyenne de l'énergie stationnaire E_{st} de cette distribution et l'énergie d'agitation thermique moyenne $3/2 k_B T$, est plus important quand le champ est plus intense. Lorsque cet écart atteint plusieurs fois, on dit que les électrons sont «chauds».

La fréquence et l'efficacité des chocs sur les phonons, croient avec l'énergie des électrons.

Pour tous les électrons, cette croissance entraîne la variation non linéaire de la vitesse stationnaire de l'entraînement, en fonction de l'intensité du champ électrique appliqué [62] .

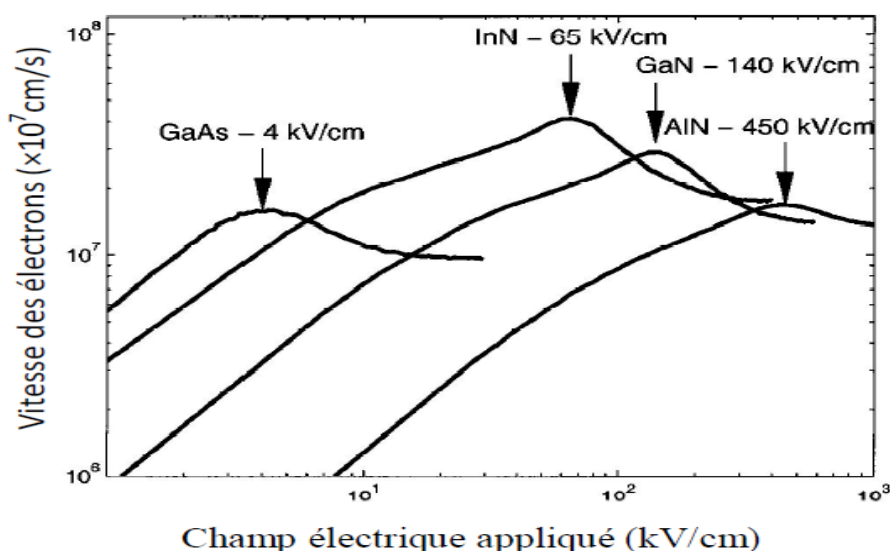


Figure (III.1): Vitesse de dérive des électrons, en régime stationnaire, en fonction du champ électrique appliqué, pour GaAs, GaN, AlN et InN [63].

Le maximum de la vitesse pour GaN est d'environ de 2.9×10^7 cm/s à la température ambiante, et apparaît quand l'énergie moyenne avoisine l'énergie de transfert dans la vallée X. Ce maximum est atteint pour un champ de 140kV/cm dans GaN cubique. Pour InN : le maximum est de 4.1×10^7 cm/s pour un champ de 65 kV/cm; il est de 1.7×10^7 cm/s pour un champ de 450 kV/cm dans AlN ; alors qu'il ne dépasse pas 1.6×10^7 cm/s pour un champ seulement de 4 kV/cm dans le cas de GaAs. Après le maximum, la vitesse décroît pour atteindre une valeur stationnaire.

Cette répartition de la vitesse peut s'expliquer de la façon suivante: pour un champ faible, la mobilité est plutôt déterminée par les interactions avec les phonons optiques polaires (absorption en tant qu'émission puisque, à la température ambiante, l'énergie thermique moyenne des électrons dépasse $\hbar\omega_0$). Quand on dépasse le champ critique (ou de seuil), l'énergie atteint $\Delta E_{\Gamma X}$ et une partie des électrons sont transférés dans les vallées supérieures à la bande de conduction. La masse effective des électrons dans ces vallées est plus grande que celle dans la vallée Γ , et les chocs qu'ils subissent avec les phonons du bord de la zone de Brillouin (interactions intervalles), sont plus nombreux. Cela cause une dispersion quasi isotrope des vitesses, qui va ralentir les électrons. La vitesse moyenne d'entraînement est donnée par l'équation :

$$v_{st} = \frac{n_1 v_1 + n_2 v_2}{n_1 + n_2} \quad (\text{III. 2})$$

Où n_1 est le nombre des électrons restés dans la vallée Γ avec la vitesse v_1 , n_2 est le nombre des électrons transférés dont la vitesse chute à v_2 .

Quand on augmente le champ électrique considérablement, n_2 va devenir plus grand et n_1 va diminuer. En conséquence, la vitesse de conduction tend vers une limite voisine à la vitesse v_2 .

Cette limite représente « la vitesse de saturation ».

La vitesse stationnaire peut être exprimée par la formule [64] :

$$V(E) = \frac{\mu_0 E + V_{sat} (\varepsilon/E_c)^4}{1 + (\varepsilon/E_c)^4} \quad (\text{III. 3})$$

Où E_c est l'énergie cinétique et L est la longueur de diffusion des porteurs libres.

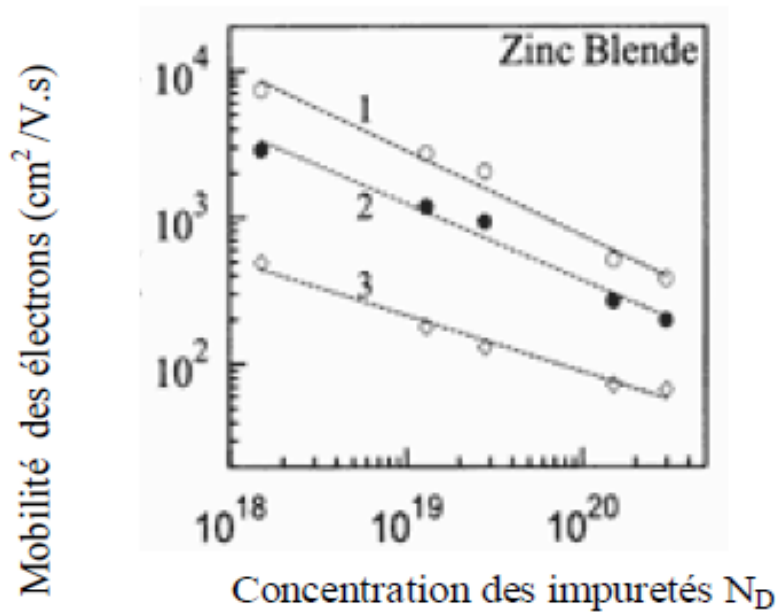


Figure (III.2) : Evolution de la mobilité en fonction de la concentration en impuretés de dopage pour différentes températures : 1 : 80°K ; 2 : 150°K ; 3 : 300°K. [65]

III.2.1.2. Coefficient de diffusion

La dispersion du vecteur-vitesse par les collisions, donne naissance au phénomène de diffusion. Quand l'énergie des électrons est proche de l'énergie thermique, les collisions les plus importantes sont soit avec des phonons acoustiques soit avec les impuretés ionisées ; ces chocs sont isotropes. Le coefficient de diffusion suit la loi d'Einstein [65] :

$$D = \frac{kT}{q} \mu_d \quad (\text{III. 4})$$

Avec μ_d la mobilité différentielle

Pour les champs électriques faibles, la mobilité différentielle est proche de la mobilité sécante

$$\mu_d = \mu_0$$

III.2.2. Transport en régime non stationnaire

Lorsque la vitesse moyenne et l'énergie des électrons ne sont pas stabilisées après l'application d'un échelon de champ électrique par exemple, nous sommes dans le cas du régime non stationnaire. Pendant les transitions dans ce régime; dans ce régime ; il peut y

avoir l'apparition du phénomène de survitesse ou des phénomènes balistiques, qui conduisent à des vitesses de transport beaucoup plus élevées que les vitesses stationnaires [62].

Phénomène de survitesse

Les technologies submicroniques ont permis la fabrication de dispositifs dans lesquels le champ électrique peut croître rapidement jusqu'à atteindre des valeurs très grandes sur des petites distances. Une partie du parcours des électrons, est effectuée en survitesse [62].

Le champ électrique évolue en échelon ; et quand des électrons sont soumis à cet échelon, ils ne peuvent acquérir instantanément la vitesse stationnaire correspondant à la valeur maximale du champ. L'explication réside dans l'évolution de l'énergie cinétique des électrons : à cause des chocs, l'énergie ne peut pas évoluer très vite comme elle le ferait lors d'un vol balistique.

La mobilité des électrons ne passe des valeurs élevées à des valeurs faibles d'une façon instantanée quand le champ électrique augmente : la fréquence et l'efficacité des chocs suivent l'énergie des électrons. Au début de leur parcours, les électrons ont une mobilité élevée ; et comme le champ est intense, les électrons vont avoir des vitesses très grandes : c'est la survitesse (figure III.3).

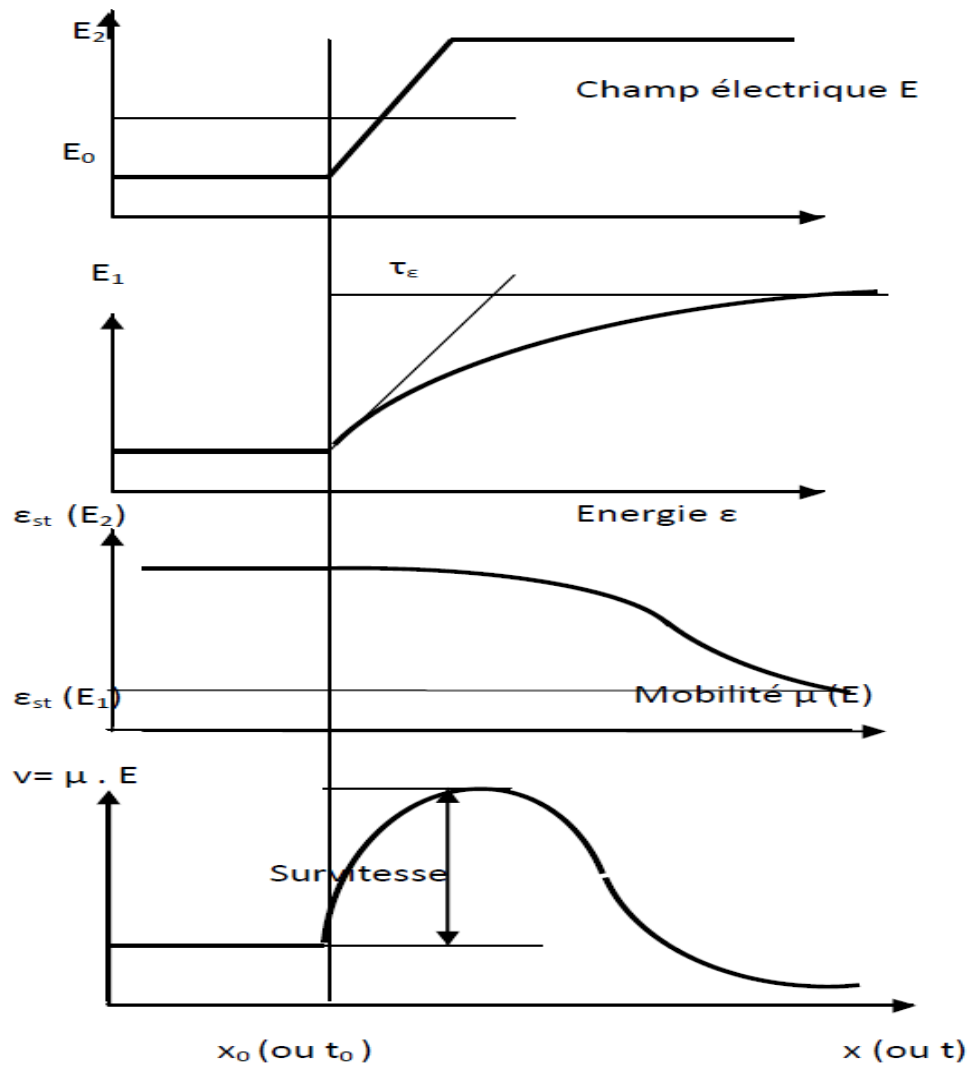


Figure (III.3): Phénomène de survitesse [62].

En appliquant un échelon de champ électrique à la position x_0 (ou à $t=t_0$), l'énergie des électrons ne croît pas instantanément à partir de la position x_0 (t_0) et leur mobilité conserve des valeurs élevées pendant un certain temps, puis elle décroît au-delà de x_0 (t_0). La vitesse d'entraînement des électrons, présente des valeurs en excès par rapport à l'état stationnaire : c'est le phénomène de survitesse. Le phénomène inverse (sous-vitesse) peut être observé quand les électrons chauds franchissent un échelon décroissant de champ électrique. Les électrons ayant une énergie qui ne décroît pas instantanément, conservent une mobilité faible et vont être ralentis très rapidement [62].

III.3. Rappels sur la méthode de Monte-Carlo

Une approche analytique de la description des phénomènes de transport dans les semi-conducteurs, nécessite la connaissance de la fonction de distribution de l'énergie des porteurs, obtenue en résolvant l'équation de transport de Boltzmann. La résolution analytique de cette équation est très complexe dans le cas général et nécessite des hypothèses simplificatrices pour mener le calcul jusqu'à son terme. C'est pourquoi on lui substitue des simulations numériques utilisant les méthodes de Monte-Carlo pour traiter le problème dans toute sa généralité [66].

III.3. 1.Principe de la méthode

Le principe général de la méthode Monte Carlo est d'étudier au cours du temps, la dynamique des porteurs de charges durant leurs déplacements à l'intérieur du semi-conducteur. Sous l'effet d'un champ électrique externe, la trajectoire des électrons est constituée de deux séquences ; une séquence de vol libre sous l'effet du champ électrique dite vol libre parcours moyen, et une autre séquence d'interactions des électrons dans le matériau qui sont des phénomènes aléatoires [67]. Donc les électrons vont être déviés de leurs trajectoires, ainsi leurs énergies, leurs vecteurs d'ondes et leurs positions vont être modifiés. Le mouvement des électrons est représenté par la figure (III.4) :

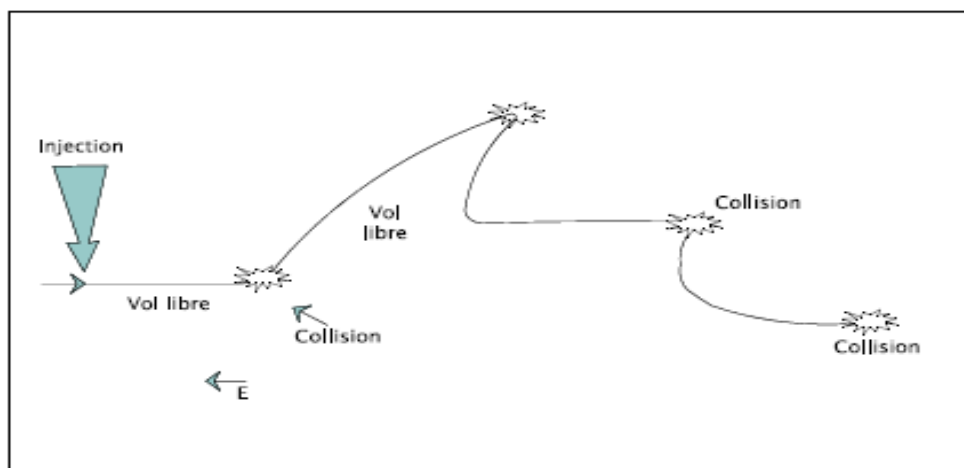


Figure (III.4): L'évolution d'un ensemble de particule au cours du temps [13].

Il existe deux études possibles pour simuler le comportement des électrons dans les semi-Conducteurs (SC) [70]:

- Déterminer la fonction de distribution des électrons en résolvant l'équation de Boltzmann.
- Suivre au cours du temps, le comportement de chaque électron en utilisant la méthode Monte Carlo.

Comme la résolution de l'équation de Boltzmann est quasi impossible analytiquement, alors on utilise la méthode numérique Monte Carlo pour la résoudre qui va nous donner une solution exacte et précise. Pour cela, on a recours à suivre au cours du temps la trajectoire des électrons durant leurs mouvements dans l'espace réel et dans l'espace réciproque des vecteurs d'onde k .

On définit dans l'étape de l'initialisation, les paramètres de la simulation pour permettre de décrire l'environnement où évoluent les électrons simulés, dans le cas d'un semi-conducteur(SC), on définit les propriétés du matériau utilisées, par exemple : la température, la largeur de gap, l'énergie de séparation des différentes vallées, les masses effectives, etc. Dans le cas de la simulation d'un transistor pseudo morphique HEMT, on doit définir le maillage, les dimensions des différentes cellules, les électrodes, les paramètres, le dopage, etc. Ensuite, nous calculons les probabilités des différentes interactions que subissent les électrons au cours de leurs parcours. Ensuite, on divise le temps en des intervalles très petit Δt afin de maximiser les essais, le temps de libre parcours est déterminé par tirage au sort [68].

III.3.2. Equation de mouvement

L'évolution des porteurs de charges à l'intérieur des semi-conducteur(SC) est décrite par la structure de bande qui détermine leurs états énergétiques. Ces états sont déterminés en résolvant l'équation de Schrödinger et sont exprimés par la relation de dispersion $\varepsilon(k)$ qui relie l'énergie ε et le vecteur d'onde du cristal k [68], cette relation est donnée par :

$$\gamma(\varepsilon) = \varepsilon(1 + \alpha\varepsilon) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (\text{III. 5})$$

Avec m^* est la masse effective du porteur, α est le coefficient de non parabolicité et constante de Planck réduite c'est-à-dire divisée sur 2π .

Le coefficient de non parabolicité est donné par la relation :

$$\alpha = \frac{1}{E_g} \left(1 - \frac{m^*}{m_0}\right)^2 \quad (\text{III. 6})$$

Avec E_g est l'énergie de gap du semi-conducteur (SC) et m la masse du porteur libre.

On rappelle que la vitesse de groupe v avec laquelle se déplace le porteur est donnée par :

$$v = \frac{dr}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{dr(\epsilon)}{dk} \quad (\text{III. 7})$$

Elle est égale à :

D'autre part, le porteur est accéléré avec une variation du vecteur d'onde qui est déterminé par la loi de Newton :

$$\frac{dk}{dt} = \frac{1}{\hbar} eE \quad (\text{III. 8})$$

Par conséquent, l'évolution de la position et du vecteur d'onde en fonction du temps qui est traitée semi classiquement en absence du champ externe est donnée par les deux équations suivantes [70]:

$$\begin{cases} \frac{dk}{dt} = \frac{1}{\hbar} eE \\ \frac{dr}{dt} = \frac{\hbar}{m^*} k \end{cases} \quad (\text{III. 9})$$

Si on applique un champ électrique externe pendant une durée δt , le porteur passe de son état initial (r_i, k_i) à l'instant t_i , à un autre état supposé final (r_f, k_f) à l'instant t_f .

Ceci permet de décrire que:

$$\begin{cases} k_f = k_i + \frac{\delta t}{\hbar} eE \\ r_f = r_i - \frac{\hbar}{m^*} \frac{(k_i + k_f)}{2} \delta t \end{cases} \quad (\text{III. 10})$$

Ces dernières équations régissent le mouvement des électrons en absence d'interaction. Elles relient l'état énergétique final à un état énergétique initial connu pour une durée et un champ bien déterminés. En connaissant l'état initial d'une particule donnée, on peut déterminer son état toute au long du parcours jusqu'à la fin du libre parcours [71].

Durant le vol libre, l'électron se déplace dans l'espace réel et dans l'espace des vecteurs d'ondes en suivant la direction du champ électrique comme le montre la figure (III.5-III.6).

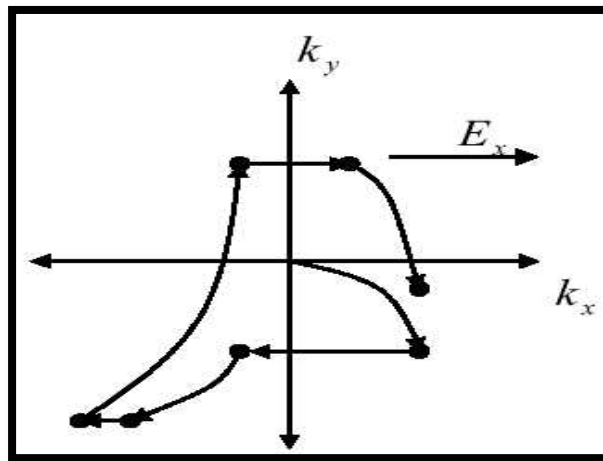


Figure (III.5) : Mouvement d'un électron dans l'espace des vecteurs d'onde [72].

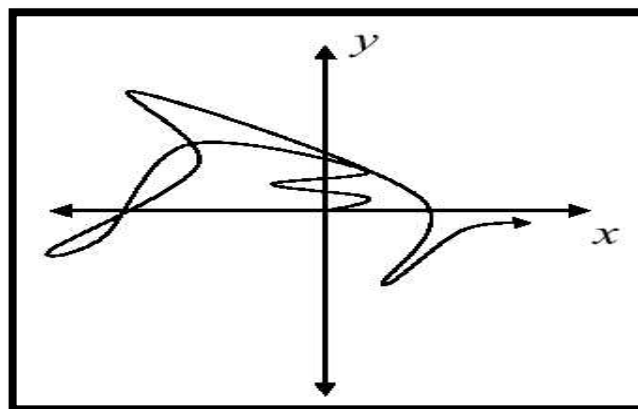


Figure (III.6): Mouvement d'un électron dans l'espace réel [72].

III.4. Résultats de la simulation Monte Carlo

III.4.1. Model de simulation

Pour faciliter les calculs et de diminuer les temps des simulations, quelques approximations ont été introduites dans le programme ; par exemple pour la structure de bande, le modèle utilisé est celui de Littlejohn qui considère le modèle à trois vallées (Γ , L, X) isotropes et non paraboliques [67].

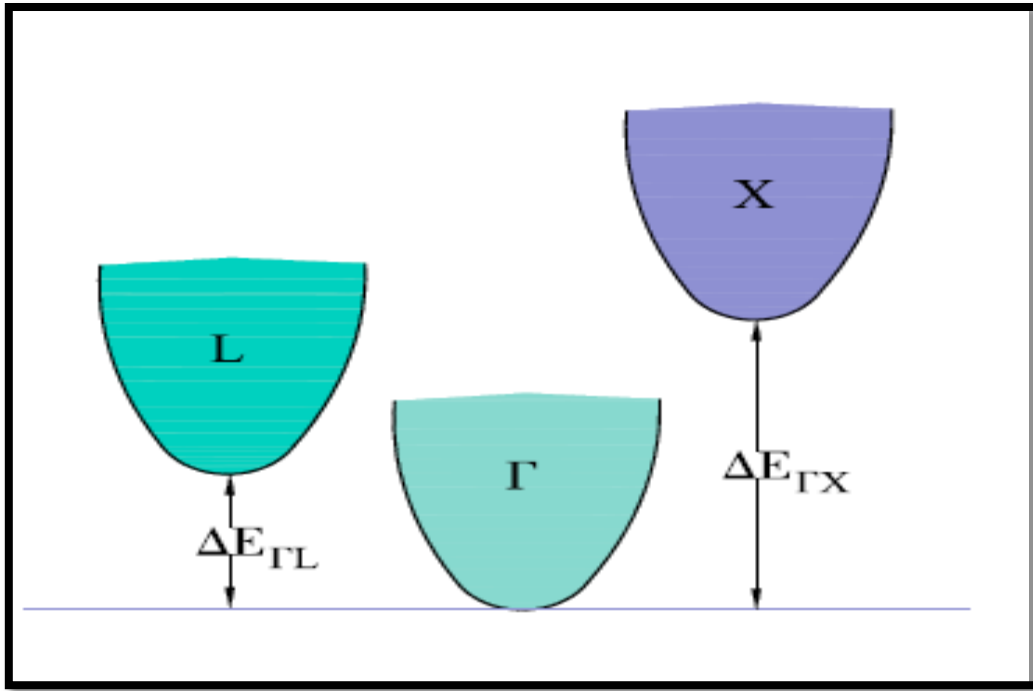


Figure (III.7): Modèle à trois vallées [67].

Avec $E_{\Gamma X}$ et $E_{\Gamma L}$ sont les énergies de séparation entre les minimum Γ -X et Γ -L respectivement. Les types d'interactions utilisées dans notre simulation sont les interactions acoustiques, les interactions optiques polaires, les interactions inter-vallée. Ces interactions sont les plus prépondérants qui affectent le mouvement d'électron dans le matériau [67].

Nous étudierons ensuite deux régimes, stationnaire et non stationnaire : Dans le régime stationnaire, nous calculons les vitesses en fonction des champs électriques, les mobilités pour plusieurs températures et différentes fractions molaires x et l'énergie d'électrons. Dans le régime non stationnaire, nous étudions l'évolution des vitesses en fonction du temps pour certains champs électriques.

III.4.2. Principaux paramètres utilisés dans la simulation Monte Carlo

Dans partie de ce chapitre III, on va présenter l'ensemble des paramètres du $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ et $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$ utilisés dans notre simulation [73].

| Paramètres | $In_{0.15}Ga_{0.85}As$ | $In_{0.47}Ga_{0.53}As$ |
|---|------------------------|------------------------|
| Constante du réseau (Å°) | 5.710 | 5.862 |
| Densité (g/Cm ³) | 5412 | 5545 |
| Permittivité statique | 14.40 | 13.88 |
| Permittivité dynamique | 11.04 | 11.35 |
| Masse effective Γ (1/m ₀) | 0.060 | 0.042 |
| Masse effective L (1/m ₀) | 0.220 | 0.258 |
| Masse effective X (1/m ₀) | 0.567 | 0.537 |
| Energie du Gap (ev) | 0.46 | 0.74 |
| Energie de séparation ΓL (ev) | 0.448 | 0.297 |
| Energie de séparation ΓX (ev) | 0.73 | 0.57 |
| Potentiel de déformation ΓL ($\times 10^{11}$ ev/cm) | 0.938 | 0.782 |
| Potentiel de déformation ΓX ($\times 10^{11}$ ev/cm) | 1.037 | 1.132 |
| Potentiel de déformation $L\Gamma$ ($\times 10^{11}$ ev/cm) | 0.782 | 0.782 |
| Potentiel de déformation $X\Gamma$ ($\times 10^{11}$ ev/cm) | 1.132 | 1.132 |
| Potentiel de déformation LX ($\times 10^{11}$ ev/cm) | 0.550 | 0.680 |
| Potentiel de déformation XL ($\times 10^{11}$ ev/cm) | 0.550 | 0.680 |
| Potentiel de déformation LL ($\times 10^{11}$ ev/cm) | 0.897 | 0.639 |
| Potentiel de déformation XX ($\times 10^{11}$ ev/cm) | 0.610 | 0.853 |
| Energie du phonon inter-vallée ΓL (ev) | 0.0274 | 0.0254 |
| Energie du phonon inter-vallée ΓX (ev) | 0.0287 | 0.0257 |
| Energie du phonon inter-vallée $L\Gamma$ (ev) | 0.0274 | 0.0254 |
| Energie du phonon inter-vallée $X\Gamma$ (ev) | 0.0287 | 0.0257 |
| Energie du phonon inter-vallée LX (ev) | 0.0295 | 0.0302 |
| Energie du phonon inter-vallée XL (ev) | 0.0295 | 0.0302 |
| Energie du phonon inter-vallée LL (ev) | 0.0294 | 0.0243 |

Tableau (III-1) : Paramètres des matériaux $In_xGa_{1-x}As$ pour différentes fractions molaires utilisés dans le modèle.

III.4.3. Caractéristiques du transport dans les différents régimes

III.4.3. 1. Caractéristiques du transport en régime stationnaire

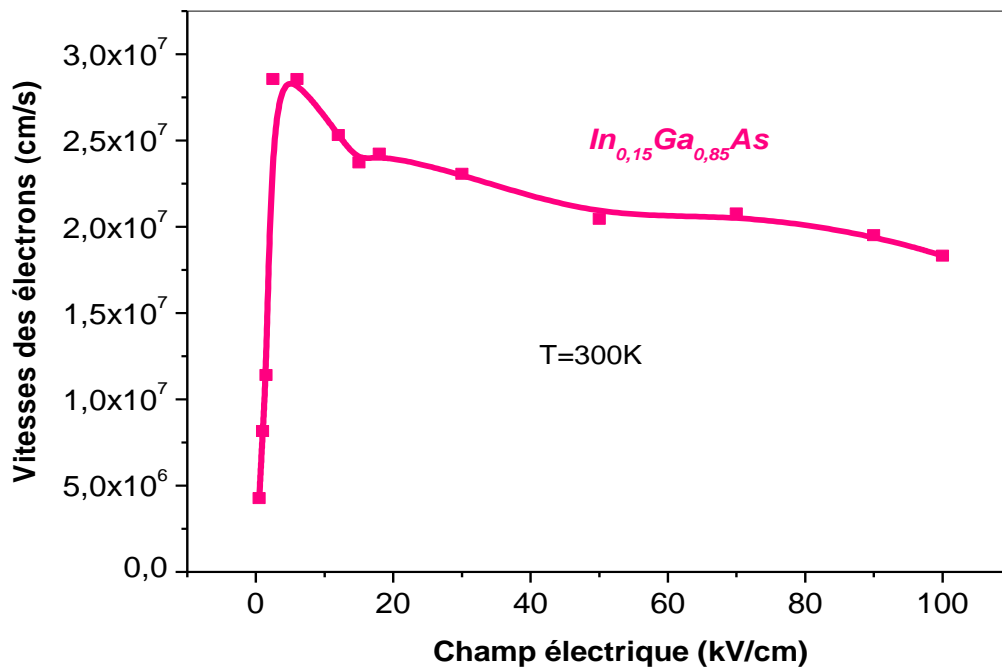
III.4.3. 1.1. Vitesse en fonction du champ électrique

Pour une température de 300 K et une concentration d'électrons de 10^{18} cm⁻³, les vitesses de dérive des électrons en fonction du champ électrique dans les matériaux $In_xGa_{1-x}As$ pour différentes fractions molaires ($x=0.15$ et 0.47), sont illustrées par les figures(III.8) et (III.9) respectivement.

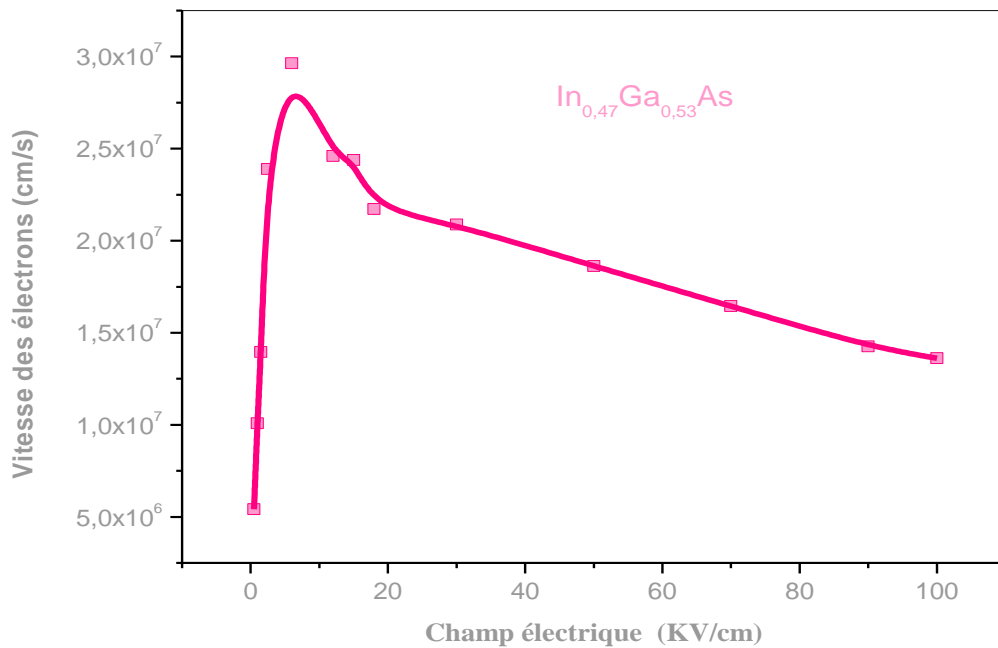
Avec l'augmentation de la fraction de l'indium, la vitesse augmente d'abord puis diminue progressivement, cela peut s'expliquer comme suit :

Avec l'augmentation de la fraction molaire de l'In ; l'énergie séparant les vallées Γ et L, et la masse effective des électrons dans la vallée centrale diminuent, tandis que la masse effective des électrons dans les vallées supérieures augmente. La diminution de la masse effective des électrons dans la vallée centrale, entraîne une augmentation de la vitesse de ces électrons[74]. il y a alors une augmentation du champ électrique critique pour lequel la vitesse atteint son pic.

- Pour $x=0.15$ la vitesse de dérive maximale est approximativement égale $V_{0.15}=2.83 \times 10^7$ (cm/s) pour à champ électrique $E_{0.15}=5.12$ kV/cm.
- Pour $x=0.47$ la vitesse de dérive maximale est approximativement égale $V_{0.47}=2.96 \times 10^7$ (cm/s) pour à champ électrique $E_{0.47}=6.02$ kV/cm.



Figure(III.8) : La vitesse des électrons en fonction du champ électrique à 300°K pour l'In_{0.15}Ga_{0.85}As .



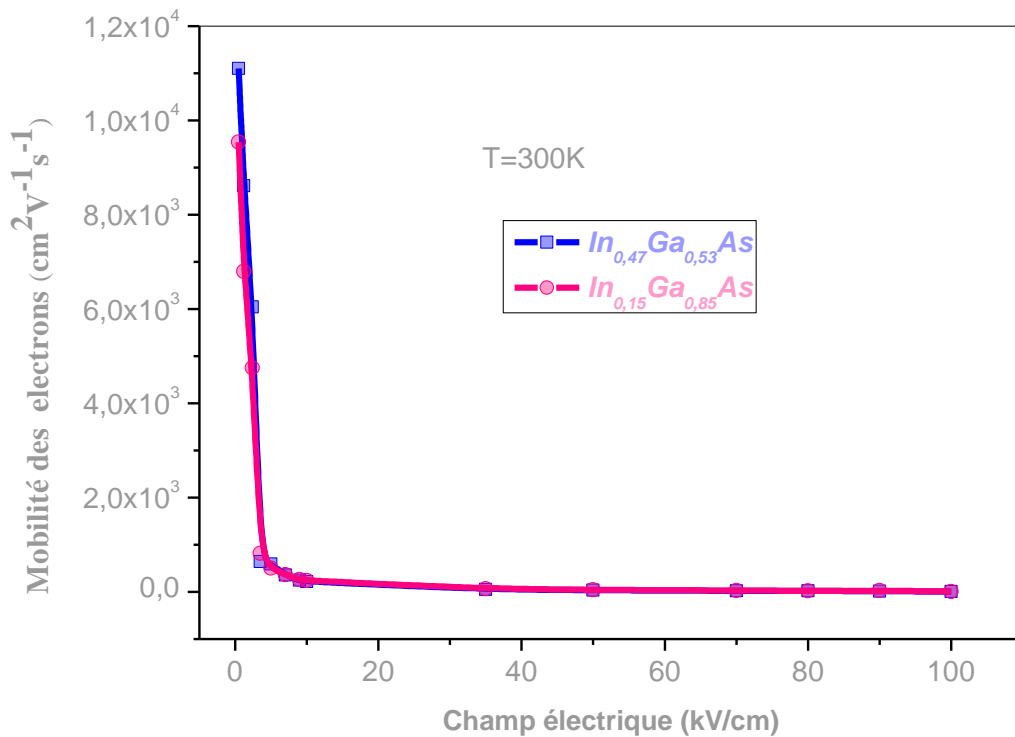
Figure(III.9) : La vitesse des électrons en fonction du champ électrique à 300°K pour l'In_{0.47}Ga_{0.53}As .

III.4.3.1.2. Mobilité des électrons en fonction du champ électrique

La mobilité en fonction du champ électrique dans un alliage In_xGa_{1-x}As, pour différentes fractions molaires (x=0.15,x=0.47) est illustré par la figure (III.10).

Nous observons en augmentant la fraction molaire, la mobilité croît, due à la diminution de la masse effective dans la vallée centrale, et pour appliquer un champ électrique plus fort la mobilité très faible et reste presque constante pour les différentes fractions molaires.

- Pour x=0.15 $\mu_{0.15}=9543,2 \text{ (cm}^2/\text{Vs)}$.
- Pour x=0.47 $\mu_{0.47}=11100 \text{ (cm}^2/\text{Vs)}$.



Figure(III.10) : La mobilité des électrons en fonction du champ électrique à 300°K pour l'In_xGa_{1-x}As .

III.4.3.1.3. Influence de la température sur la caractéristique vitesse-champ électrique

Les courbes montrant l'influence de la température sur la vitesse de dérive dans le régime stationnaire pour des matériaux In_xGa_{1-x}As en fonction du champ électrique et les différentes fractions molaires (x=0.15 et 0.47), sont illustrées par les figures (III.11) et (III.12) respectivement.

La variation de la vitesse en fonction de les températures se traduit par le fait que l'augmentation de la température permet un gain en énergie cinétique pour les électrons ; ils se déplacent alors plus et entrent en collisions avec d'autres atomes en leur transférant leurs énergies. Cette augmentation de la température fait croître l'effet de l'agitation thermique subi par les atomes et augmente les possibilités de chocs entre eux. Cela entraîne une diminution de la vitesse des électrons libres pour les différentes fractions molaires [74].

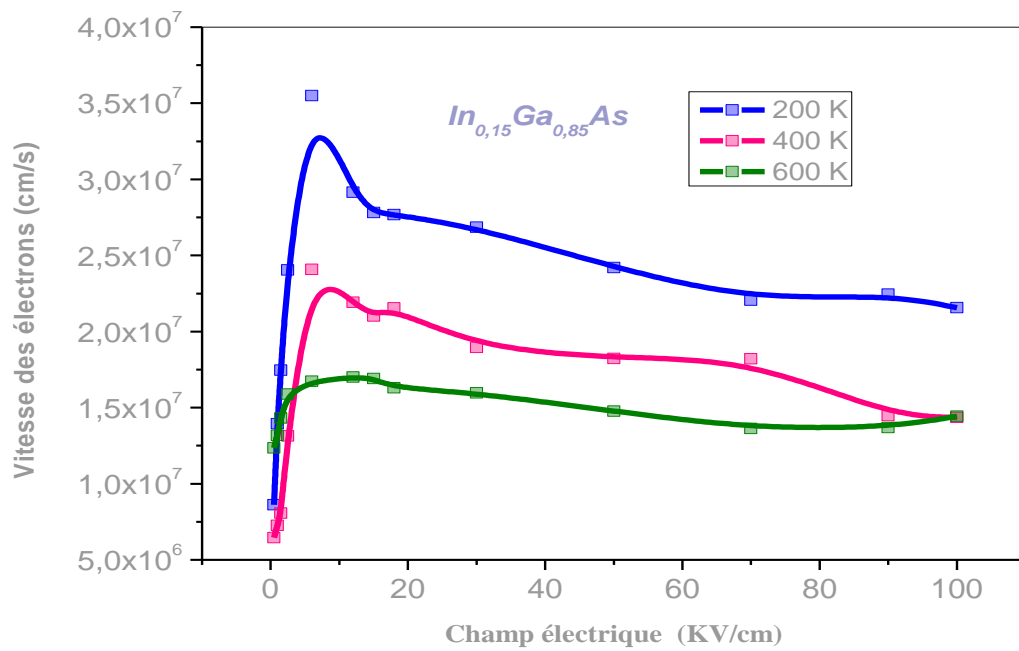
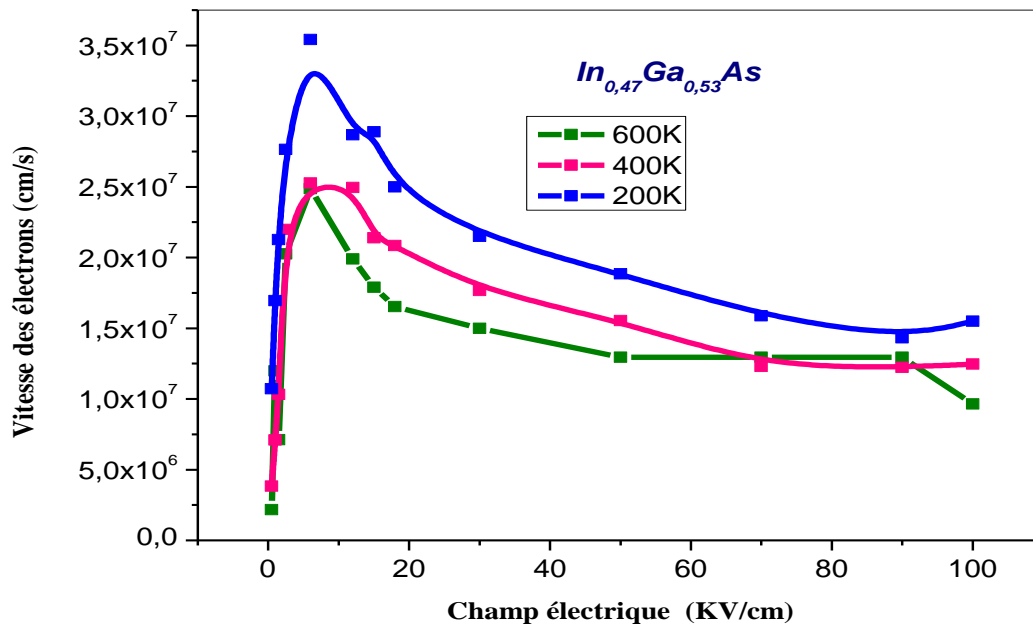


Figure (III.11) : La vitesse des électrons dans $In_{0.15}Ga_{0.85}As$ en fonction du champ électrique pour différentes températures.

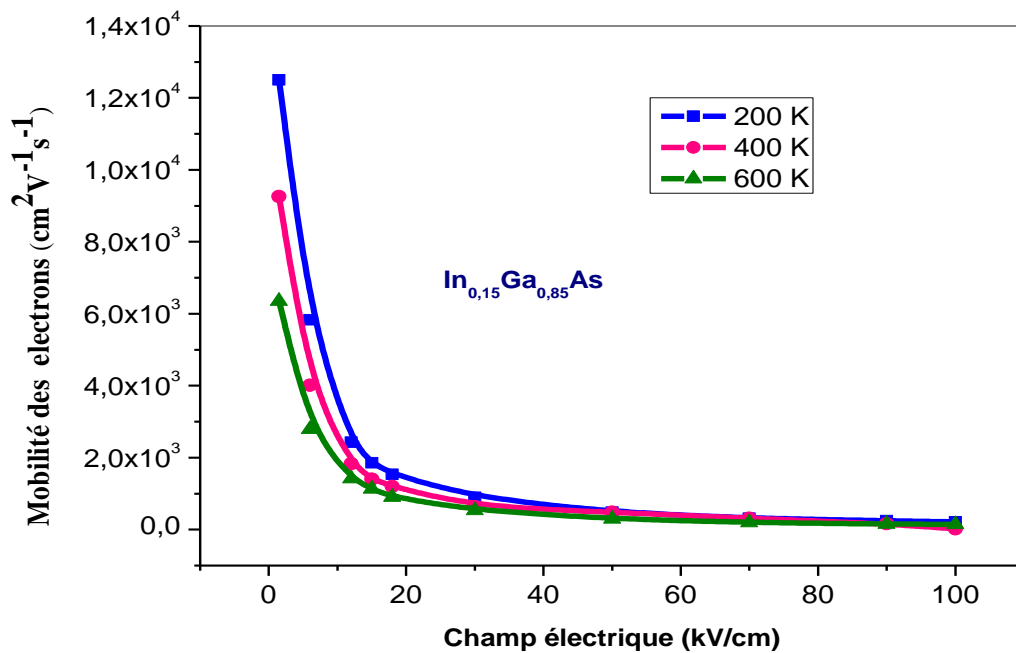


Figure(III.12) : La vitesse des électrons dans $In_{0.47}Ga_{0.53}As$ en fonction du champ électrique pour différentes des températures.

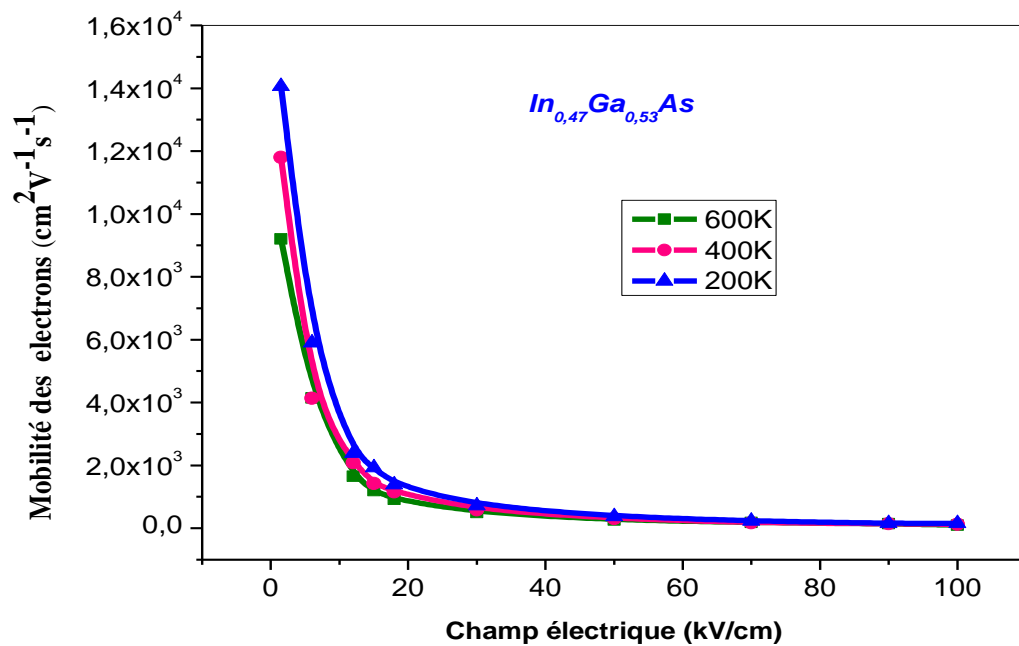
III.4.3.1.4. Influence de la température sur la caractéristique la mobilité - champ électrique

Les courbes montrant l'influence de la température sur la mobilité des électrons pour des matériaux $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction du champ électrique, pour les différentes fractions molaires ($x=0.15$ et $x=0.47$), sont illustrées par les figures (III.13) et (III.14) respectivement.

Cette augmentation de la température fait croître l'effet de l'agitation thermique subi par les atomes et augmente les possibilités de chocs entre eux. Cela entraîne une diminution des mobilités des électrons, et pour appliquer un champ électrique plus fort la mobilité est très faible et reste presque constante pour les différentes fractions molaires.



Figure(III.13) : La mobilité des électrons dans $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ en fonction du champ électrique pour différentes températures.



Figure(III.14) : La mobilité des électrons dans $In_{0,47}Ga_{0,53}As$ en fonction du champ électrique pour différentes températures.

Les résultats essentiels concernant le transport électronique dans les matériaux sont récapitulés de manière quantitative dans le tableau suivante :

| Matériaux | Température(K) | Vitesse pic VP (10^7 cm/s) | Champ de seuil (KV/cm) | La mobilité ($cm^2V^{-1}s^{-1}$) |
|------------------------|----------------|-------------------------------|------------------------|------------------------------------|
| $In_{0,15}Ga_{0,85}As$ | 200 | 3.45 | 6.02 | 12500 |
| $In_{0,15}Ga_{0,85}As$ | 400 | 2.4 | 6.3 | 9056 |
| $In_{0,15}Ga_{0,85}As$ | 600 | 1.69 | 9.95 | 6354.8 |
| $In_{0,47}Ga_{0,53}As$ | 200 | 3.55 | 6.34 | 14060 |
| $In_{0,47}Ga_{0,53}As$ | 400 | 2.5 | 8.15 | 10796 |
| $In_{0,47}Ga_{0,53}As$ | 600 | 2.42 | 6.12 | 9200 |

Tableau (III.2) : Influence des températures sur les matériaux $In_xGa_{1-x}As$.

III.4.3.1.5. Energie en fonction du champ électrique

Les énergies en fonction du champ électrique dans un matériau $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, à 300°K pour différentes fractions molaires ($x=0.15, x=0.47$) est illustrée par une figure (III.15).

Si nous examinons la moyenne d'énergie d'électrons en fonction du champ électrique appliqué, nous voyons qu'il y a une augmentation soudaine, à environ 10 kV/cm dans le cas de $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$. Initialement, la moyenne d'énergie des électrons reste faible, à peine plus élevée que l'énergie thermique, $3/2 k_B T$ (k_B désigne la constante de Boltzmann) [73].

En augmentant la fraction molaire x , l'énergie du gap augmente et il faut donc appliquer un champ électrique plus fort, par conséquent le champ électrique critique (pour lequel l'énergie commence à augmenter) devient plus grand.

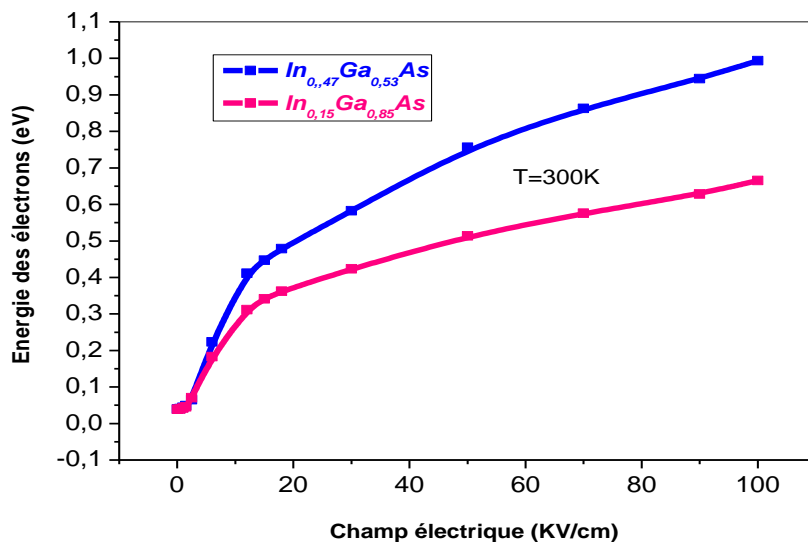


Figure (III.15) : L'énergie des électrons dans $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction du champ électrique, pour différentes fractions molaires ($x=0.15$ et 0.47).

III.4.3.2. Caractéristiques du transport en régime non stationnaire

Pour mettre en évidence les effets de transport non stationnaire qui peuvent apparaître dans les matériaux $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0.15, x=0.47$) nous étudions le comportement d'un paquet d'électrons soumis à des variations brutales du champ électrique ; autrement dit, nous appliquons des échelons des champs.

Les résultats sont illustrés par les figures (III.16) et (III.17) pour les matériaux $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$,

illustres la variation des vitesses d'électron par rapport au temps pour différents des champs électriques à $T=300^{\circ}\text{K}$:

Après un temps de dérive de 2 ps pour différents des champs électriques, afin d'assurer un comportement stabilisé au paquet, les électrons subissent un échelon de champ de nature variable pour les différentes fractions molaires sortant pour $x=0.47$.

À partir de 7 kV/cm jusqu'à 35 kV/cm les vitesses commencent à présenter un pic, ce pic obtenu pour un champ de 7 kV/cm permet d'avoir des vitesses maximales pour les différentes fractions molaires ($x=0.15$, $x=0.47$) elles sont de $3.889 \times 10^7 \text{ c ms}^{-1}$, et de $4.25 \times 10^7 \text{ cms}^{-1}$ pour des temps de 0.74 ps, et de 0.53 ps respectivement.

Les restes des résultats sont donnés dans le tableau suivant :

| Champ électrique kV/cm | 7 | 9 | 10 | 35 |
|---|-------|------|------|------|
| Vitesse de dérive (pic) 10^7 cms^{-1} pour $x=0.15$ | 3.889 | 4.45 | 4.47 | 8.02 |
| Temps ps pour $x=0.15$ | 0.74 | 0.63 | 0.55 | 0.2 |
| Vitesse de dérive (pic) 10^7 cms^{-1} pour $x=0.47$ | 4.25 | 4.49 | 5.28 | 8.31 |
| Temps ps pour $x=0.47$ | 0.53 | 0.41 | 0.37 | 0.17 |

Tableau (III.3) : Résultats la vitesse de dérive pour $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction du temps.

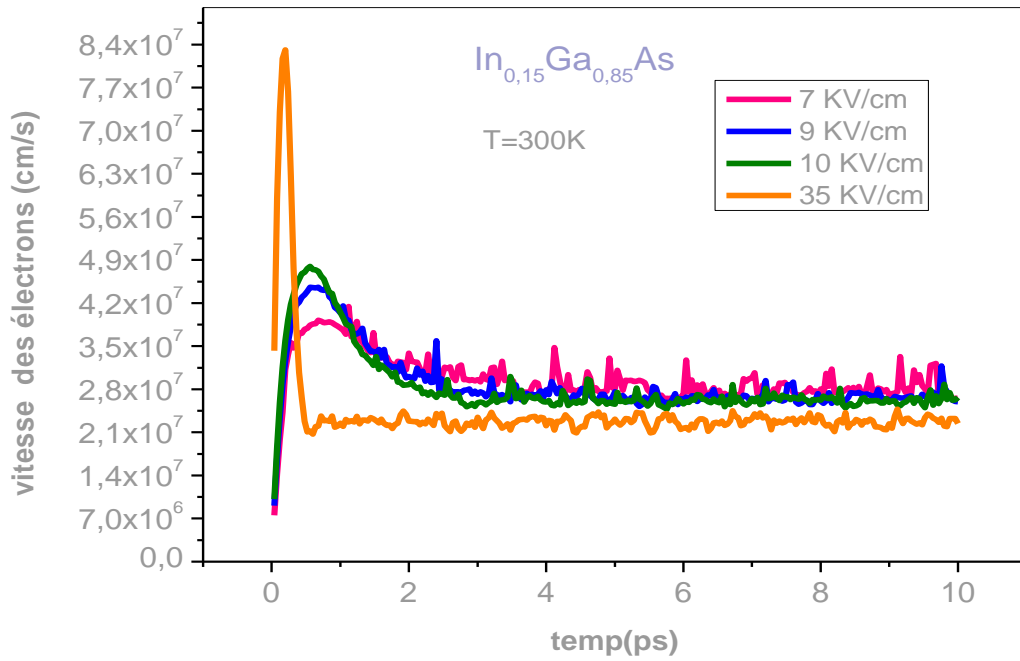


Figure (III.16) : La vitesse de dérive des électrons dans $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ en fonction du temps.

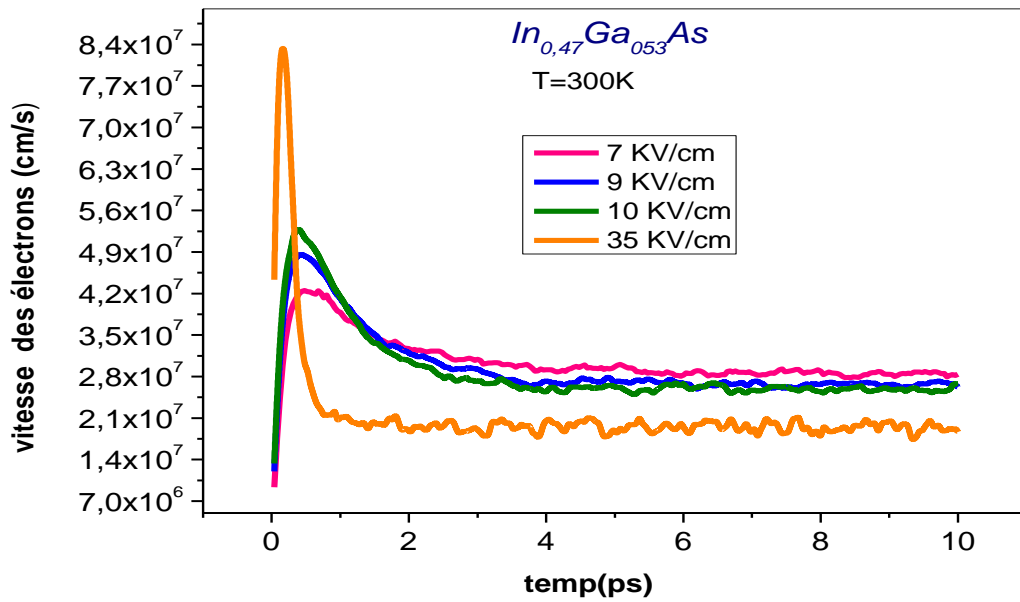


Figure (III.17) : La vitesse de dérive des électrons dans $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$ en fonction du temps.

III.5. Conclusion

Après avoir présenté le principe et la mise en œuvre de la méthode de Monte-Carlo appliquée pour l'étude le transport électronique dans les semi-conducteurs, et mis au point les paramètres matériaux, nous avons étudié dans ce chapitre le transport des électrons dans les matériaux $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, les propriétés de transport des électrons sont comparables pour les différentes fractions molaires ($x=0.15$, $x=0.47$). Cette étude du transport électronique dans le matériau $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ était un préalable nécessaire pour les performances des transistors pseudo morphique HEMTs à base $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ que nous simulerons dans le dernier chapitre.

Chapitre VI :
Simulation des
transistors
pseudo-morphique
HEMTs à base
d' $In_xGa_{1-x}As$

Chapitre VI : Simulation de transistor pseudo morphique HEMT

IV.1. Introduction

Les transistors pseudo morphique HEMTs à base InGaAs sont des composants parmi d'autres qui attirent l'attention des chercheurs scientifiques et qui est déjà d'un grand usage. Dans ce chapitre, nous exposons les résultats de simulation numérique bidimensionnelle des caractéristiques de transistor AlGaAs/InGaAs/GaAs p-HEMT avec différents paramètres technologiques tels que longueur, épaisseur, dopage des couches et l'effet de température qui jouent un rôle principal dans les matériaux à base de InGaAs.

Nous décrivons l'évolution des caractéristiques (statiques , dynamiques), courant drain I_{ds} en fonction de la tension du drain V_{ds} et de la tension de grille V_{gs} , et la transconductance et fréquence (f_t , f_{max}) ,nous avons utilisés le module ATLAS du logiciel SILVACO. Le simulateur sera alors résoudre un ensemble d'équations physiques ainsi que les modèles définis pour prédire le comportement électrique du dispositif. Dans ce travail, les caractéristiques électriques des nouvelles structures normalement bloqués ont été examinés à l'aide d'un outil de simulation TCAD commerciale de Silvaco , le simulateur est expliqué avec la stratégie d'étalonnage.

IV.2. Structure étudiée et paramètres physiques

Notre travail consiste à étudier un transistor pseudo morphique HEMT à base de InGaAs; notamment simuler ses caractéristiques statiques et dynamiques, et essayer d'optimiser ses performances.

La figure (IV.1) représente la vue en coupe schématique de la structure de notre transistor.

Notre structure se compose d'une couche supplémentaire de type GaAs dopée n , d'une couche Schottky $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ (n.i.d) , d'une couche delta1 $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ dopée n, d'un espaceur 1 AlGaAs (n.i.d), d'un canal de type $In_{0.15}Ga_{0.85}As$ (n.i.d), d'un espaceur 2 $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ (n.i.d), d'une couche delta 2 $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ (n.i.d), d'une couche tampon 1 de type GaAs (n.i.d), d'une couche de nucléation $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ (n.i.d), d'une couche tampon 2 de type GaAs d'un substrat GaAs.

Le tableau (IV.1) nous donnons les profils de dopage et les dimensions de la structure, qui représenteraient au mieux la réalité, à notre sens. L'influence de la variation de certains paramètres constitutionnels dont l'étude permet d'en affiner la définition, pourrait être analysée.

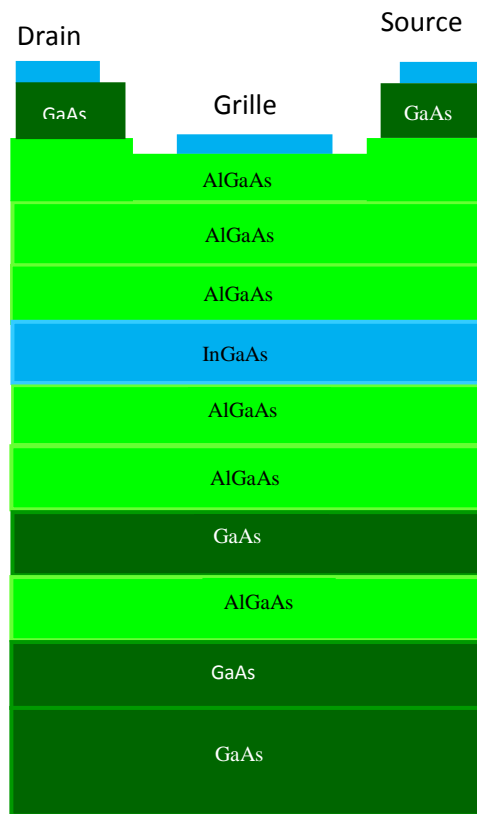


Figure (IV.1) : Coupe schématique du p-HEMT InGaAs/GaAs étudié.

| Couche | Epaisseur (nm) | Dopage (at/cm ³) |
|---|----------------|------------------------------|
| Supplémentaire n+ GaAs | 30 | 5×10^{18} |
| Shottky Al _{0.2} Ga _{0.8} As | 5 | n.i.d |
| Delta1 n+ Al _{0.2} Ga _{0.8} As | 8 | 5×10^{18} |
| Espaceur1 Al _{0.2} Ga _{0.8} As | 1 | n.i.d |
| Canal In _{0.15} Ga _{0.85} As | 10 | n.i.d |
| Espaceur2 Al _{0.2} Ga _{0.8} As | 1 | n.i.d |
| Delta2 Al _{0.2} Ga _{0.8} As | 8 | n.i.d |
| Tampon1 GaAs | 33 | n.i.d |
| Nucléation Al _{0.2} Ga _{0.8} As | 59 | n.i.d |
| Tampon2 GaAs | 69 | n.i.d |
| Substrat GaAs | 571 | n.i.d |

Tableau (VI.1) : Dopages et dimensions de la structure.

IV.3. Présentation de l'outil ATLAS

Pour simuler une structure via Silvaco, différents outils sont utilisés, nous concentrerons sur ATLAS qui est un simulateur de dispositif à base physique deux et trois dimensions qui prédit le comportement électrique des dispositifs semi-conducteurs à des conditions de polarisation spécifiées. La structure du dispositif contenant les profils de dopage et le maillage sont appliqués à ATLAS, dans le schéma de la figure (IV.2) nous voyons les types d'informations qui circulent en entrée et sortie d'atlas .Une façon de créer le fichier est de commencer par le logiciel ATHENA outil pour simuler les étapes de traitement nécessaires pour obtenir la structure désirée puis le maillage avec un outil appelé DEVEDIT. Une autre façon de créer le fichier de structure est en écrivant un script DECKBUILD définissant le maillage et la composition physique de la structure ainsi que le profil de dopage. Les modèles les conditions de sollicitation et les méthodes numériques utilisées pour atteindre les caractéristiques électriques sont définies dans ATLAS.

ATLAS va alors générer trois types de fichiers: la sortie d'exécution qui montre les progrès de la simulation, les fichiers stockant les valeurs de courant et de tension à chaque électrode et enfin les fichiers de structure contenant des informations sur les différentes grandeurs physiques à l'intérieur de la structure à certaines conditions de polarisation. Pour visualiser les résultats de sortie, un outil appelé TONYPLOT est utilisé pour afficher les différents fichiers de structures etc.

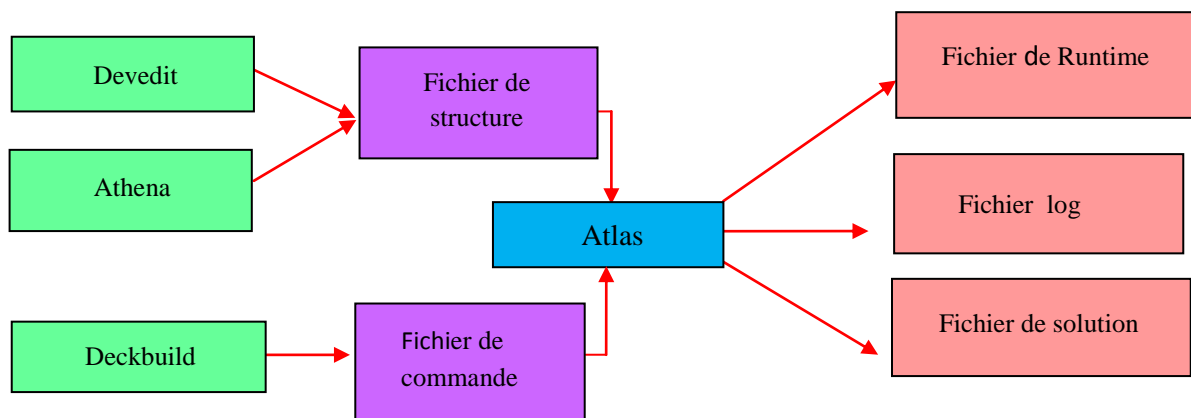


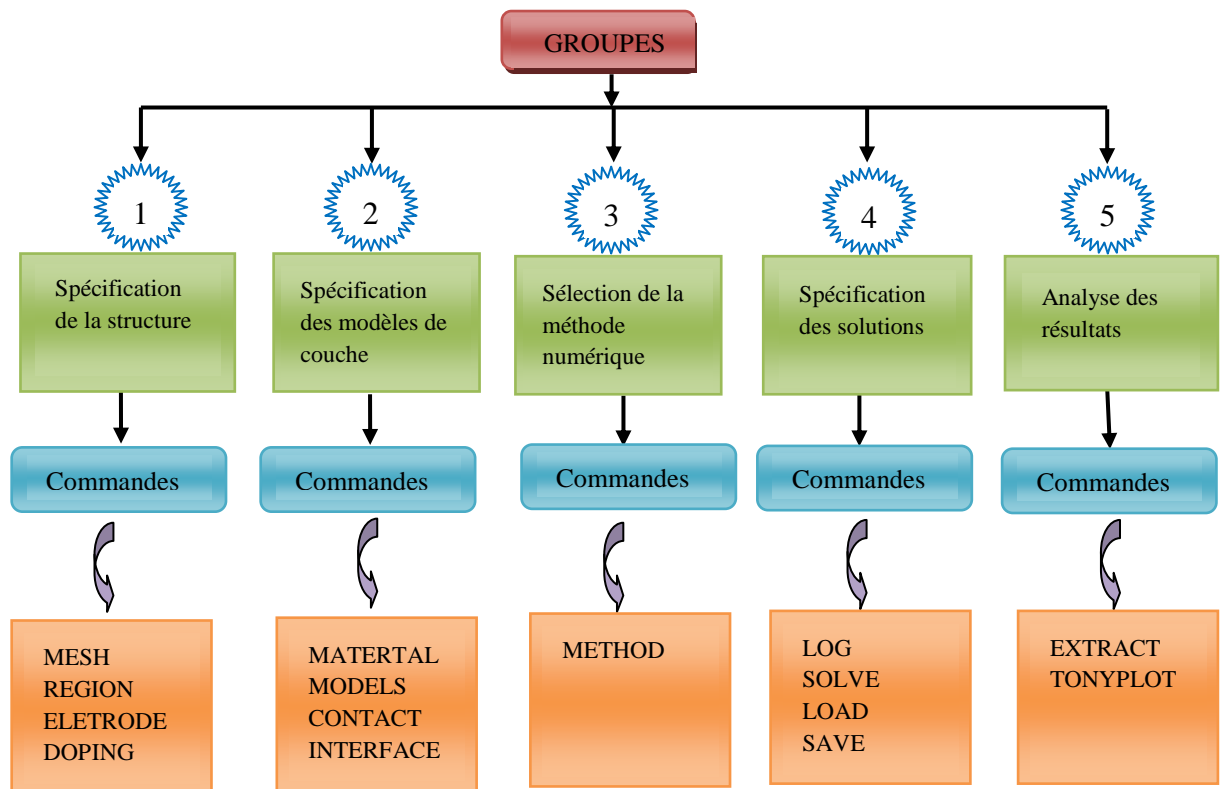
Figure (IV.2) Fichiers d'entrées et sorties d'Atlas [75].

Dans chaque simulateur de dispositif, pour résoudre les équations physiques régissant le comportement du transport porteur, le dispositif doit être simulé est discrétisées en une grille et les équations sont résolues à chaque point. Ces points sont parfois appelés nœuds du maillage. Dans nos structures simulées, le maillage a été généré en DECKBUILD.

En outre, lors de la simulation, l'intensité des champs électriques élevés sont obtenus au niveau des bords des électrodes. Par conséquent, il est recommandé d'affiner le maillage dans ces régions. Bien que les mailles plus fines puissent donner des solutions plus précises, l'efficacité numérique est plus grande lorsque le nombre de points de grille sont utilisés.

En effet, le temps de simulation augmente avec l'augmentation du nombre de points de grille dans la structure simulée. 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. Nous allons maintenant présenter l'ordre des commandes propres à la logique de programmation d'Atlas (voir figure (IV.3)).



Figure(IV.3) : Ordre des groupes des commandes dans un programme Atlas[75].

IV.4. Simulation du dispositif

Pour effectuer une simulation sous environnement SILVACO, il est nécessaire de bien définir la structure utilisée. On doit spécifier le domaine physique de la simulation, les différents matériaux que constituent cette structure, les électrodes et le dopage des différentes régions afin de dessiner le maillage adéquat à l'étude de notre structure. Le maillage joue un rôle important pour l'obtention de bonnes simulations. Celui-ci doit être fait avec la plus grande attention pour garantir la fiabilité des résultats. La méthode numérique utilisée pour résoudre les équations physiques est celle des éléments finis. Son principe de base est la discrétisation par éléments des équations à traiter. Pour obtenir des résultats fiables et précis, la finesse du maillage doit être définie en fonction des variations des grandeurs physiques. Le choix du maillage doit être fait de façon à avoir un compromis entre la vitesse d'exécution et l'exactitude des résultats [76].

Dans ce travail, au cours de l'étude paramétrique, un maillage dynamique a été soigneusement créé pour assurer toujours un certain nombre de points inférieur aux nœuds à travers les dimensions physiques simulées de la grille. Le maillage utilisé pour simuler les dispositifs p-HEMT est représenté dans la figure(IV.5).

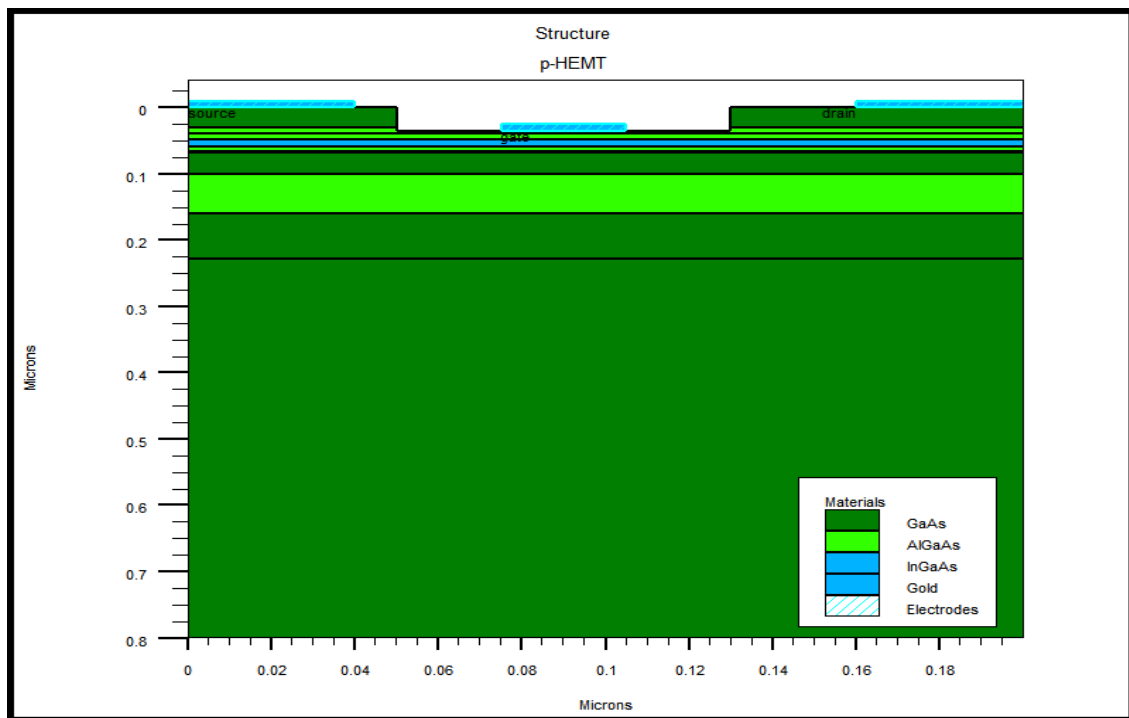


Figure (IV.4) : Structure du transistor p-HEMT.

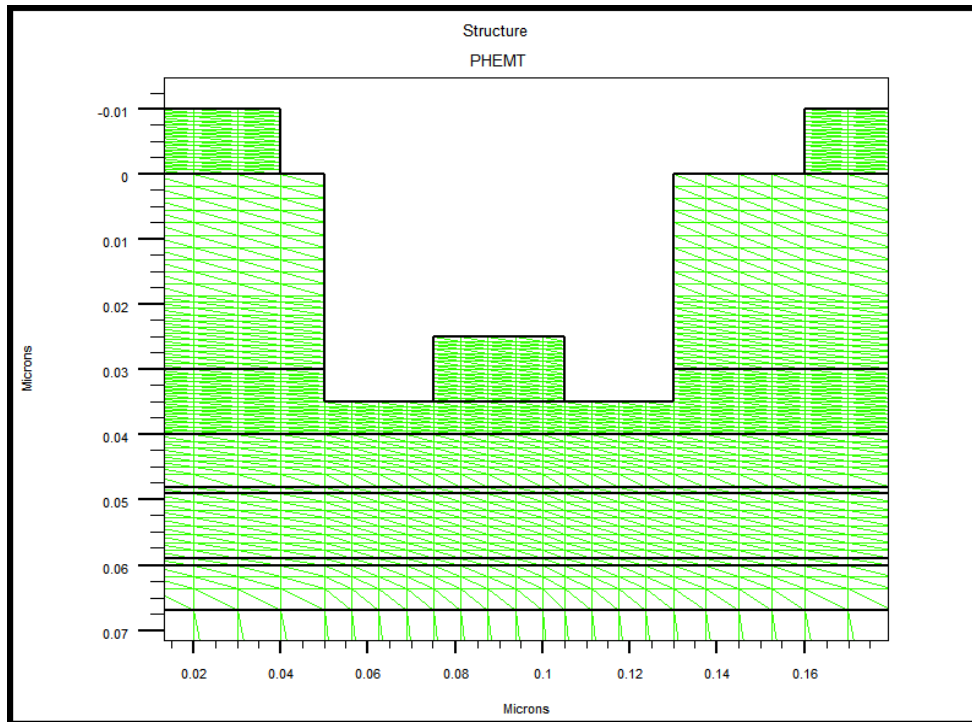
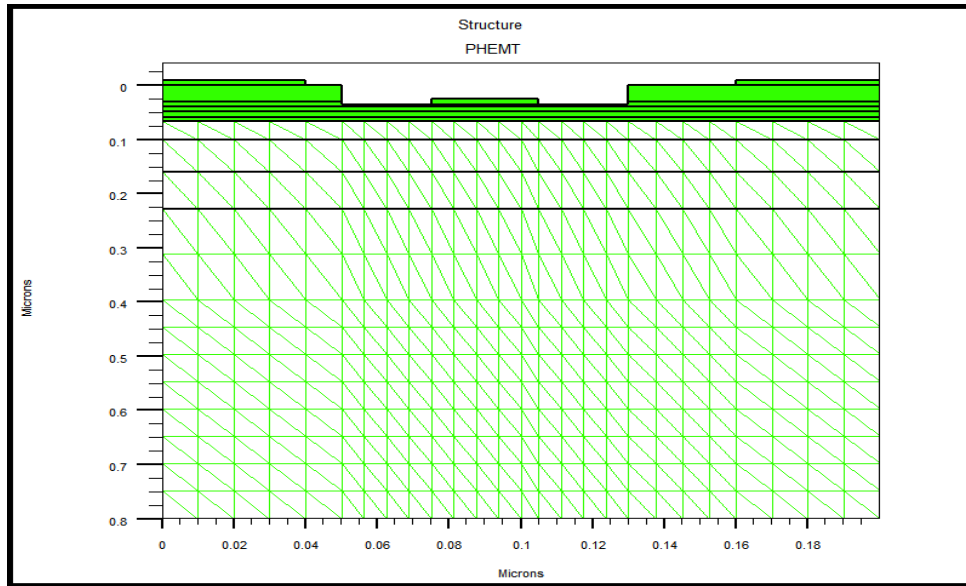


Figure (IV.5) : Maillage du transistor p-HEMT.

La concentration en impuretés (ou dopage) pour les différentes régions de la structure est présentée sur la figure (IV.6).

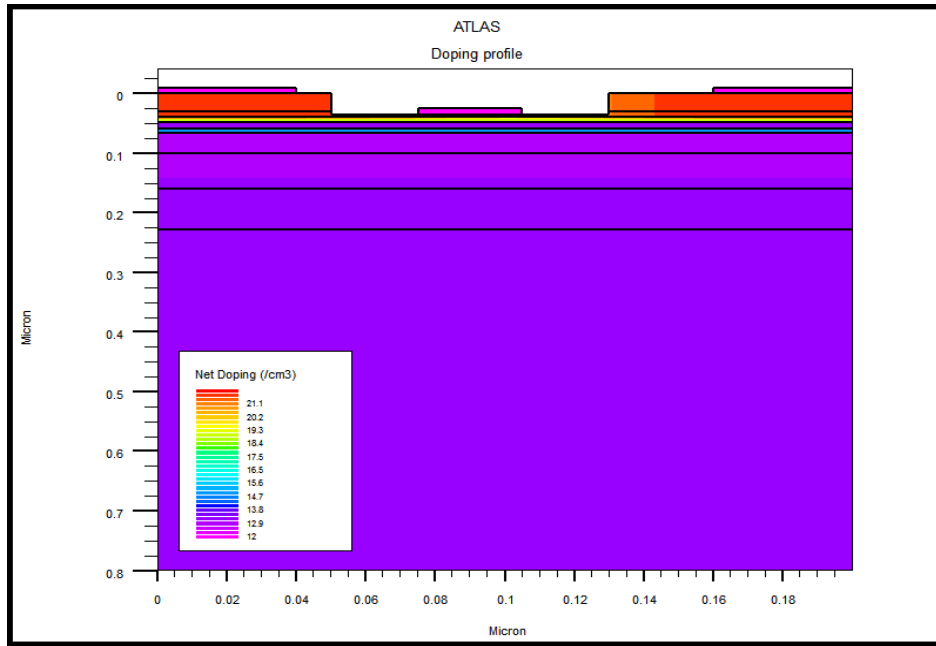


Figure (IV.6) : Dopage du transistor p-HEMT.

La densité de la mobilité des électrons et des trous pour les différentes régions de la structure sont présentées sur les figures (IV.7) (IV.8).

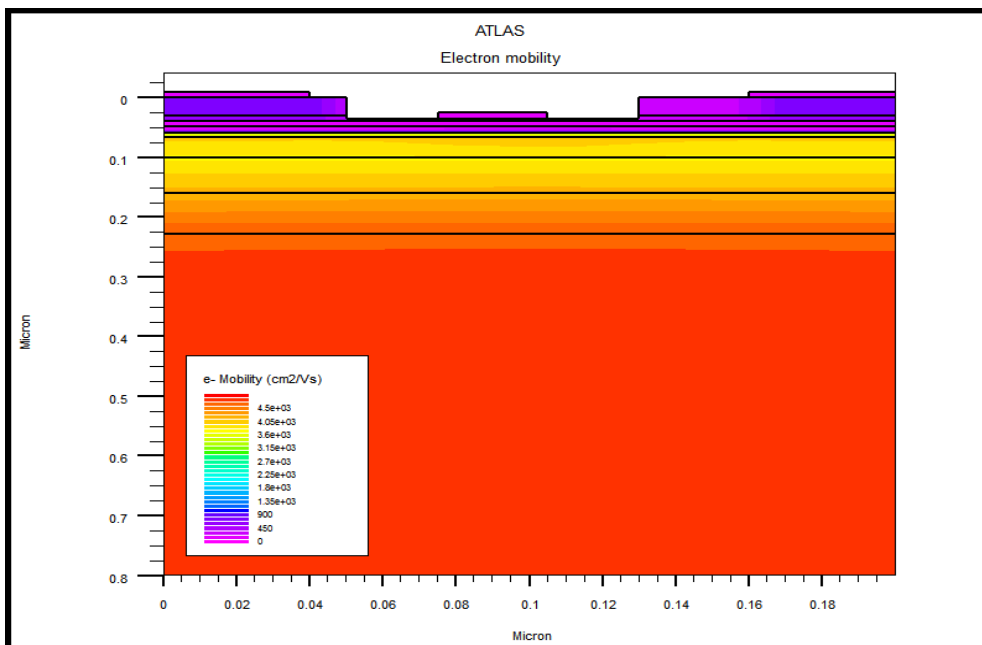


Figure (IV.7) : Evolution de la mobilité d'électron sur la structure.

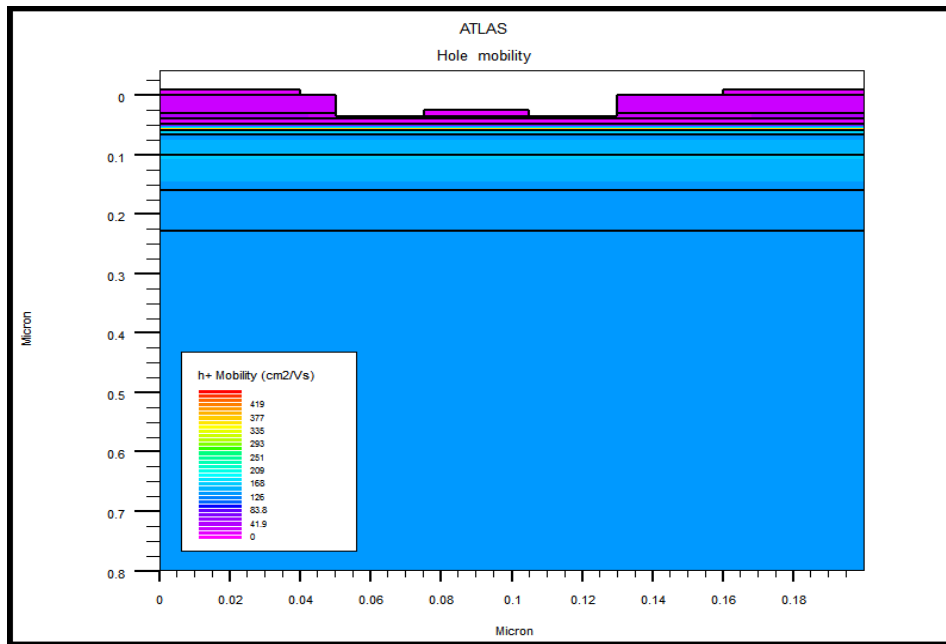


Figure (IV.8) : Evolution de la mobilité de trou sur la structure.

Après avoir schématisé la structure de notre transistor et déclaré les matériaux des différentes régions de la structure, il faut alors les définir au simulateur SILVACO en introduisant leurs propriétés telles que: l'énergie du gap (E_g), les durées de vie des électrons et des trous (τ_{n0}) et (τ_{p0}) respectivement, l'infinité électronique, les concentrations effectives des électrons et des trous (N_c) et (N_v) respectivement, la mobilité des électrons et des trous (μ_n) et (μ_p) respectivement ...ect .

Le choix ou la spécification du modèle est en fonction des matériaux utilisés dans la simulation, il existe plusieurs modèles par exemple : srh, consrh, conmob, fldmob, etc.

Après la spécification des matériaux et du modèle physique, il faut spécifier aussi la méthode numérique pour le calcul ; trois méthodes numériques peuvent être indiquées dans le programme de la simulation (input Deck) :

- Méthode de GUMMEL
- Méthode de NEWTON
- Méthode des BLOCS

On peut aussi utiliser deux méthodes de calcul à la fois dans le but de passer à la deuxième méthode si la première n'aboutit pas dans le calcul, c'est la méthode Gummel Newton, que nous avons utilisée : [77].

IV.5. Résultats et interprétation

IV.5.1. Résultats statiques

L'intérêt premier de notre travail est de pouvoir valider nos résultats de simulations.

IV.5.1.1. Caractéristiques de sortie I_{ds} - V_{ds}

La modélisation de cette structure et la simulation par SILVACO, nous ont permis d'obtenir la caractéristique de sortie d'un transistor p-HEMT comme le montre la figure (IV.9). Donnant l'évolution du courant I_{ds} circulant entre le drain et la source lorsque l'on fait croître la tension V_{ds} en maintenant la tension V_{gs} à des valeurs constantes (0, -0.6, -1.2, -1.8, -2.4 et -3.0).

On remarque que dans de la caractéristique I_{ds} - V_{ds} à V_{gs} =constante, le courant drain-source augmente quand la tension de polarisation grille source augmente. En effet en appliquant une tension V_{gs} de plus en plus négative, le niveau de Fermi baisse en comparaison aux énergies mises en jeu au niveau du canal. Ce qui va donc entraîner une diminution de la densité des électrons du canal et par conséquent une diminution du courant qui y circule [77].

Quand la tension V_{gs} atteints la tension de pincement, le niveau de Fermi se situe alors à l'extérieur du canal annulant ainsi le courant du canal.

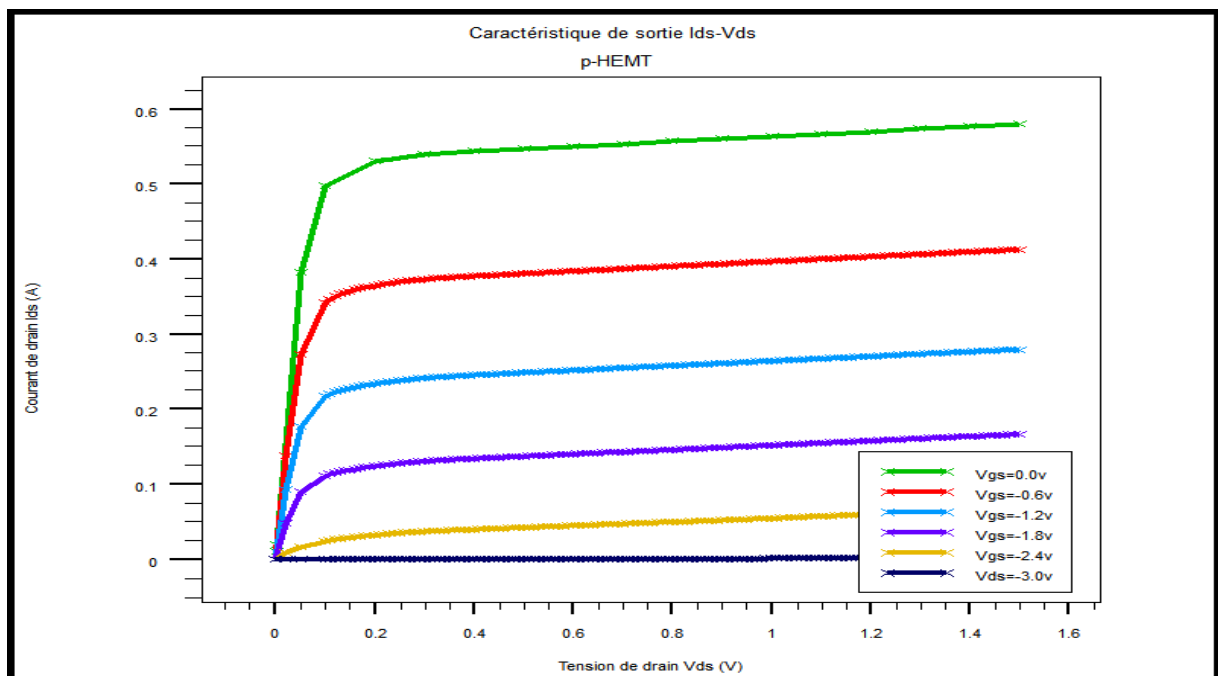


Figure (IV.9) : Les caractéristiques de courant drain tension drain (I_{ds} - V_{ds}) en fonction de la tension de grille V_{gs} .

IV.5.1.2. Caractéristiques de transfert $I_{ds}-V_{gs}$

La figure (IV.10) représente la caractéristique de transfert $I_{ds}(V_{gs})$ simulée à la température ambiante. Cette caractéristique est obtenue pour V_{ds} égale 1.5 V. On note que le courant de saturation maximum vaut 550 mA/mm.

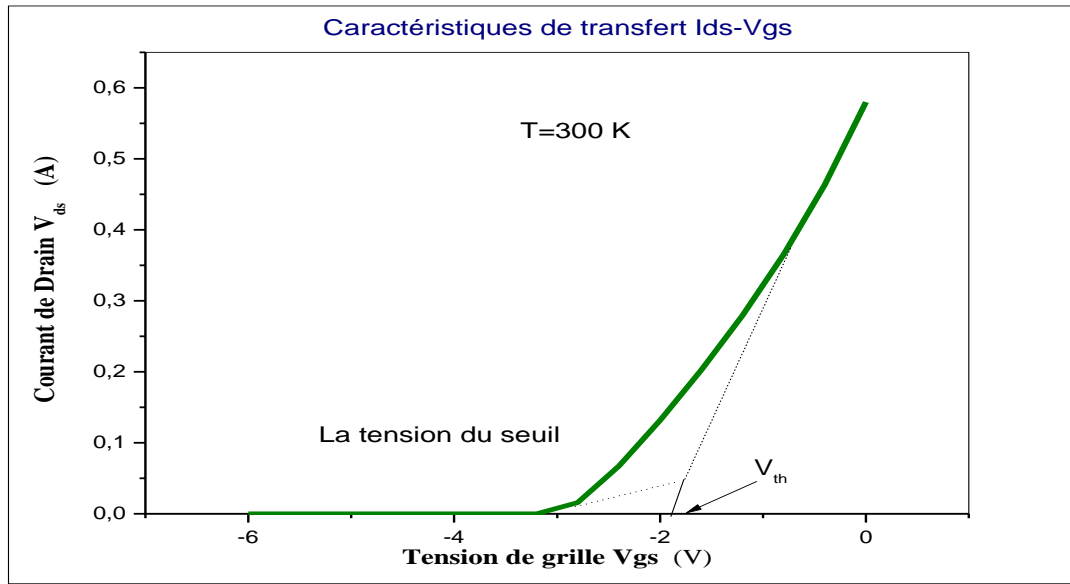


Figure (IV.10) : Caractéristiques de transfert $I_{ds}-V_{gs}$ d'un PHEMT.

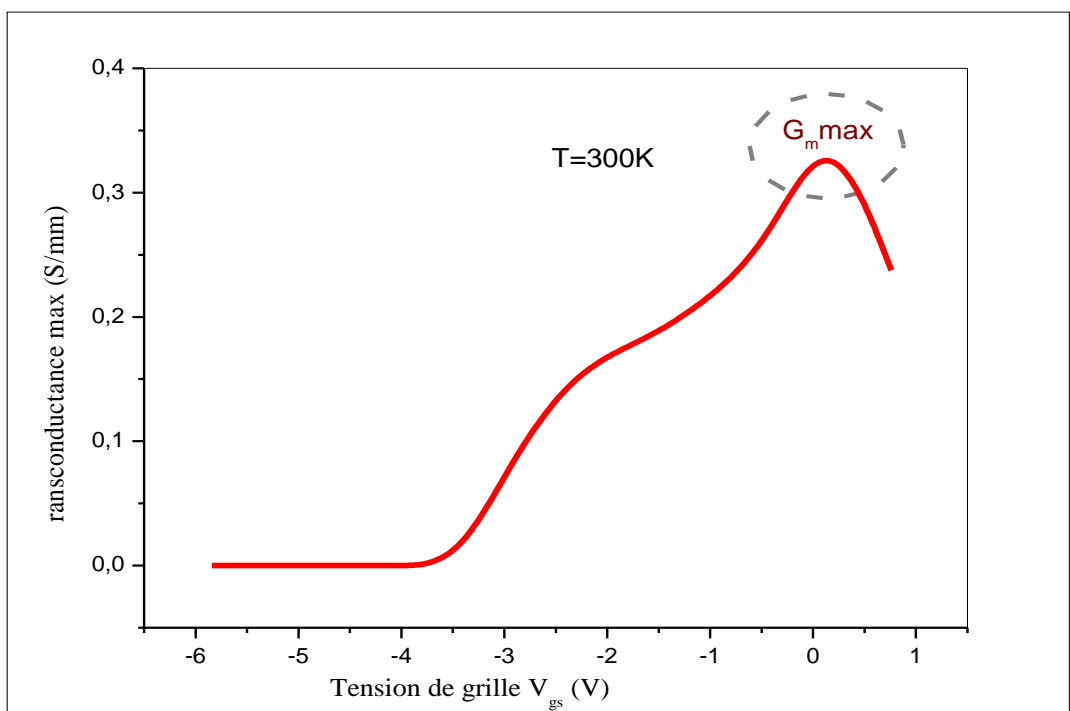


Figure (IV.11) : Transconductance G_m en fonction de la tension de grille V_{gs} .

➤ **La tension de seuil V_{th}**

V_{th} représente la tension à appliquer sur la grille pour délaiter complètement le canal et ainsi pincer le canal. La différence de potentiel (ddp) entre le contact de grille et le canal induit par V_{th} doit donc compenser la ddp nette qui réside dans la structure. En fonctionnement, c'est-à-dire à transistor polarisé, la tension de seuil est la grandeur la plus pertinente, 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.
- à enrichissement pour une tension de seuil positive.

La figure (IV.10) représente la tension de claquage pour une tension grille- source de -1.93 V.

➤ **La transconductance G_m**

La transconductance G_m déduite de la caractéristique de transfert représentée sur la figure (IV.10) est obtenue à partir du tracé de la variation du courant de drain pour une tension de grille allant de -6 à 0 V pour une tension $V_{ds}=1.5$ V donnée sur la figure (IV.11) on obtient une transconductance maximal $G_{mmax}=327.46$ mS/mm.

IV.5.1.3. Effet des paramètres physiques et géométriques sur les caractéristiques du PHEMT à base InGaAs

IV.5.1.3.1. Effet de la longueur de la grille

Conséquemment, il est bien connu que la réduction de la longueur de la grille est une manière technologique très avantageée pour l'amélioration des paramètres du transistor et par suite affecte ces caractéristiques de sortie surtout dans le domaine de hautes fréquences.

Selon la figure suivante, il est bien clair que la réduction de la longueur de la grille augmente le courant du canal. Cela est principalement dû à l'augmentation du champ électrique latéral qui est inversement proportionnel à la longueur de la grille selon l'équation suivante[77].

$$E=V/L_g \quad (IV.1)$$

Cette monté du champ électrique E augmente le courant du canal I_{ds} , sachant que ce dernier est principalement un courant d'entraînement J_d (la densité du courant), son expression est donnée comme suite:

$$J_d=A.\sigma.E \quad (IV.2)$$

La figure (IV.12) représente la variation du courant drain source en fonction de la tension drain-source V_{ds} pour différentes longueurs des grilles L_g (30 nm, 50 nm et 70 nm) en

fonction de grille $V_{gs} = 0$ V dans le p-HEMT à base InGaAs. On constate que le courant drain de saturation diminue avec l'augmentation de la longueur de la grille.

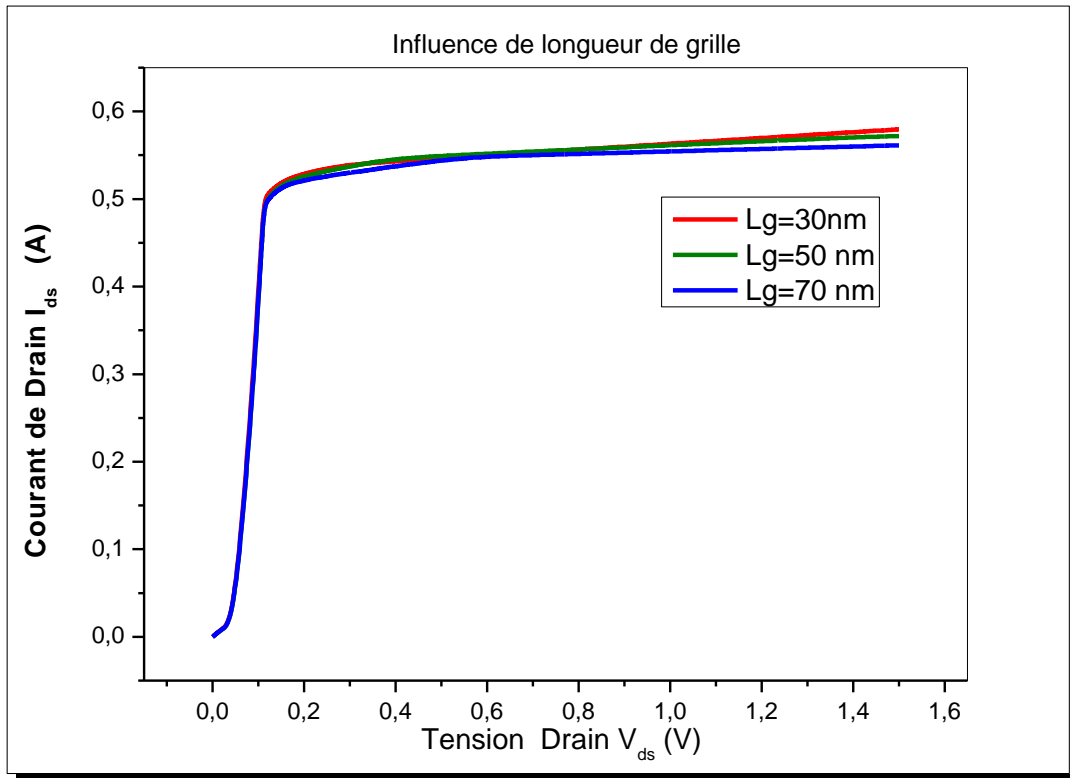


Figure (IV.12) :L'effet de longueur de grille sur les caractéristiques de courant drain tension drain (I_{ds} - V_{ds}) en fonction de la tension.

Les résultats de simulation obtenus permettent d'examiner l'effet de longueur de grille de cette variation sur V_{th} et sur le courant du drain du transistor est représenté sur la figure (IV.13), nous observons une diminution de la longueur de la grille, la décroissance de la tension de pincement est plus conséquente que la longueur de grille décroît.

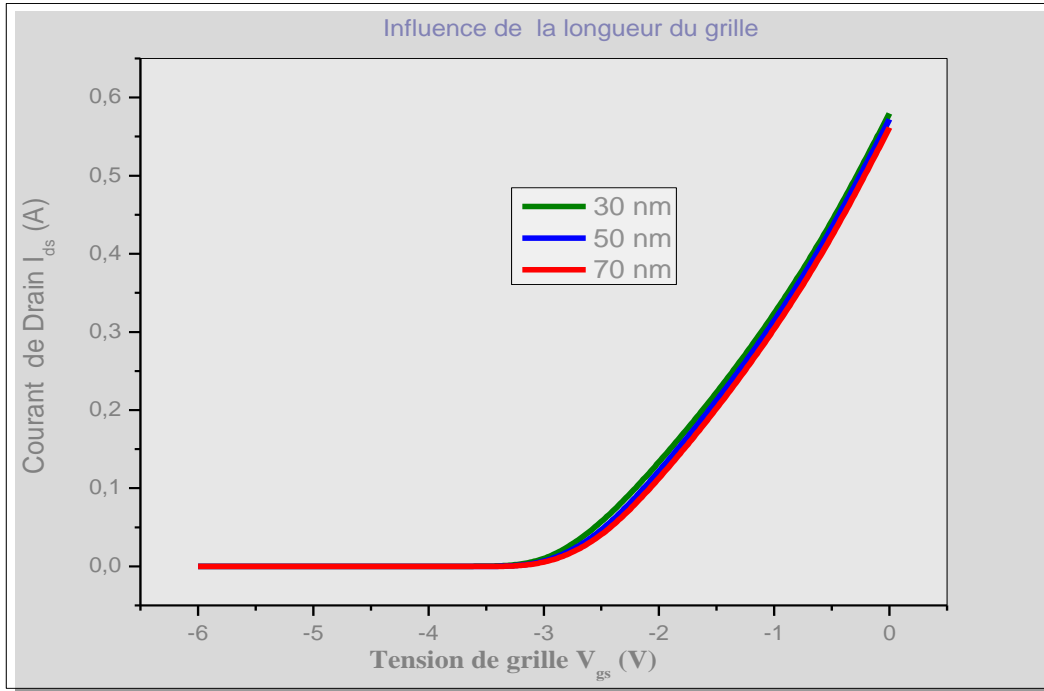
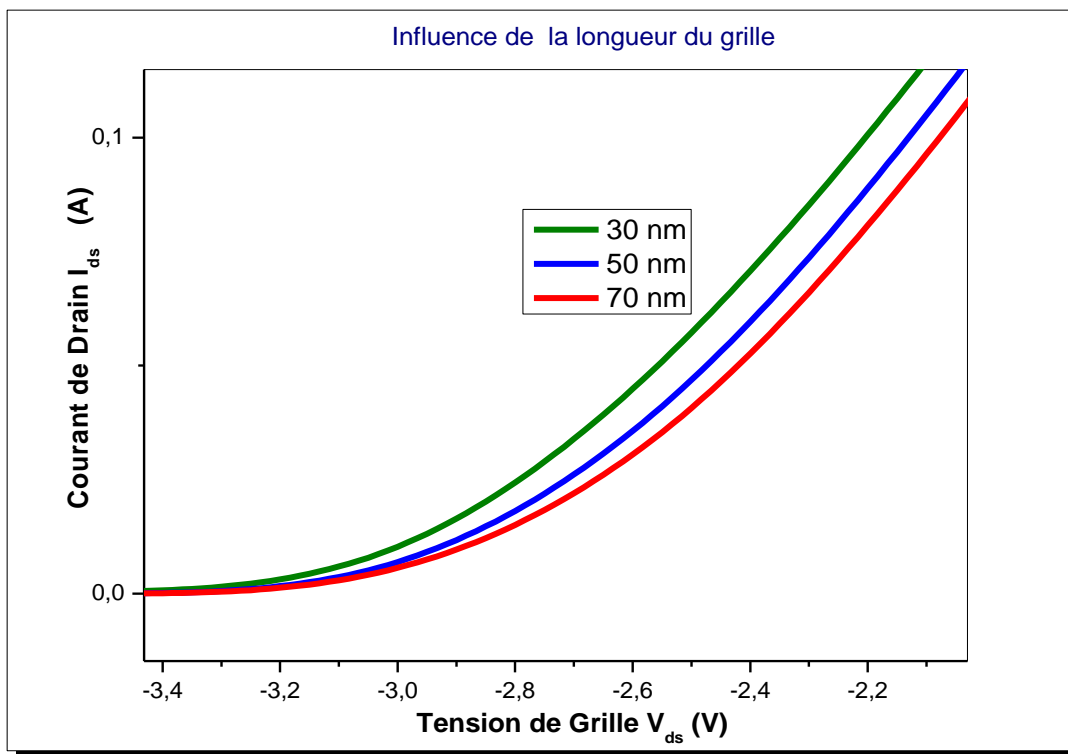


Figure (IV.13) : L'effet de longueur de grille sur les caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} d'un p-HEMT.

Nous effectuons un zoom sur la figure pour tirer la tension V_{gs0} à chaque de la longueur de grille,



IV.5.1.3.2. Effet de l'épaisseur du couche delta

Nous représentons dans cette figure (IV.14) l'effet de l'épaisseur de la couche Delta (12 nm, 8 nm, 4 nm, 1 nm) sur les caractéristiques de sortie $I_{ds}-V_{ds}$.

Il existe une augmentation de courant I_{ds} quand l'épaisseur de la couche delta augmente, ceci étant dû à l'augmentation de la concentration des porteurs libres qui dans ce cas sont des électrons avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche delta.

La couche delta fournit des électrons libres au canal ; la densité de charges dans le puits quantique augmente avec l'épaisseur de cette couche et mène à une amélioration sur le courant de sortie.

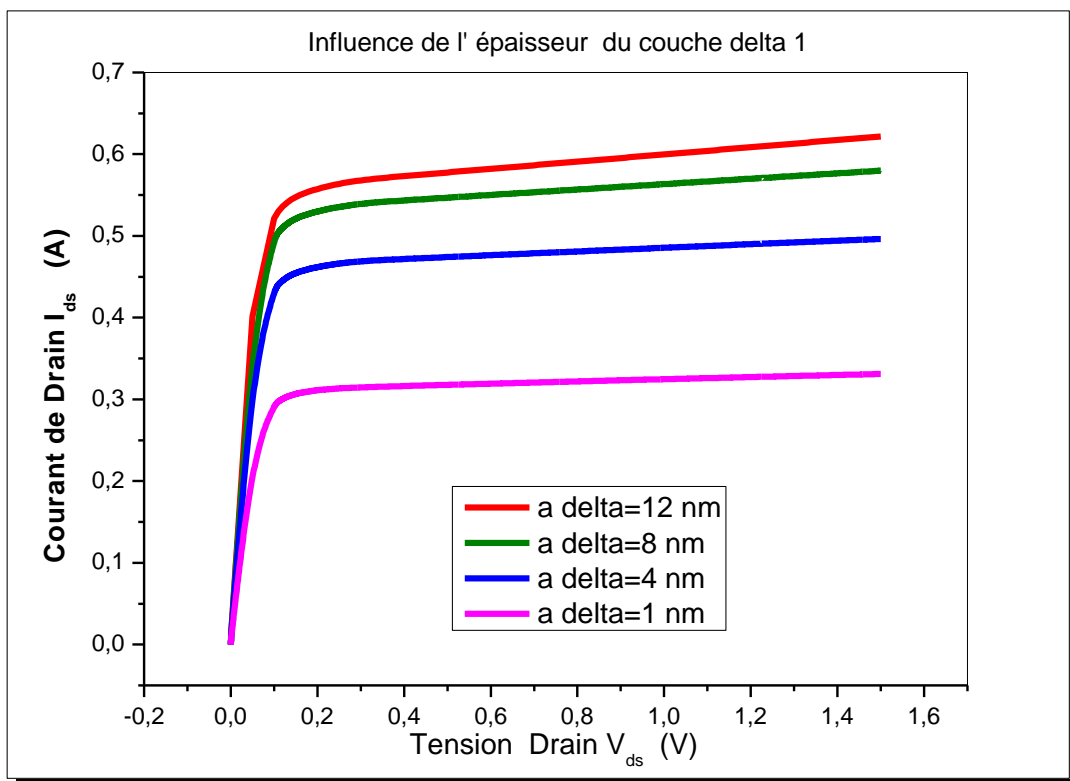


Figure (IV.14) : L'effet de l'épaisseur de la couche delta sur les caractéristiques de courant drain tension drain ($I_{ds}-V_{ds}$) en fonction de la tension de grille $V_{gs}=0V$.

Les résultats de simulation obtenus permettent d'examiner l'effet de l'épaisseur de la couche delta sur la variation V_{th} et sur le courant du drain du transistor. Il est représenté sur la figure (IV.15) nous observons une augmentation de l'effet de l'épaisseur de la couche delta.

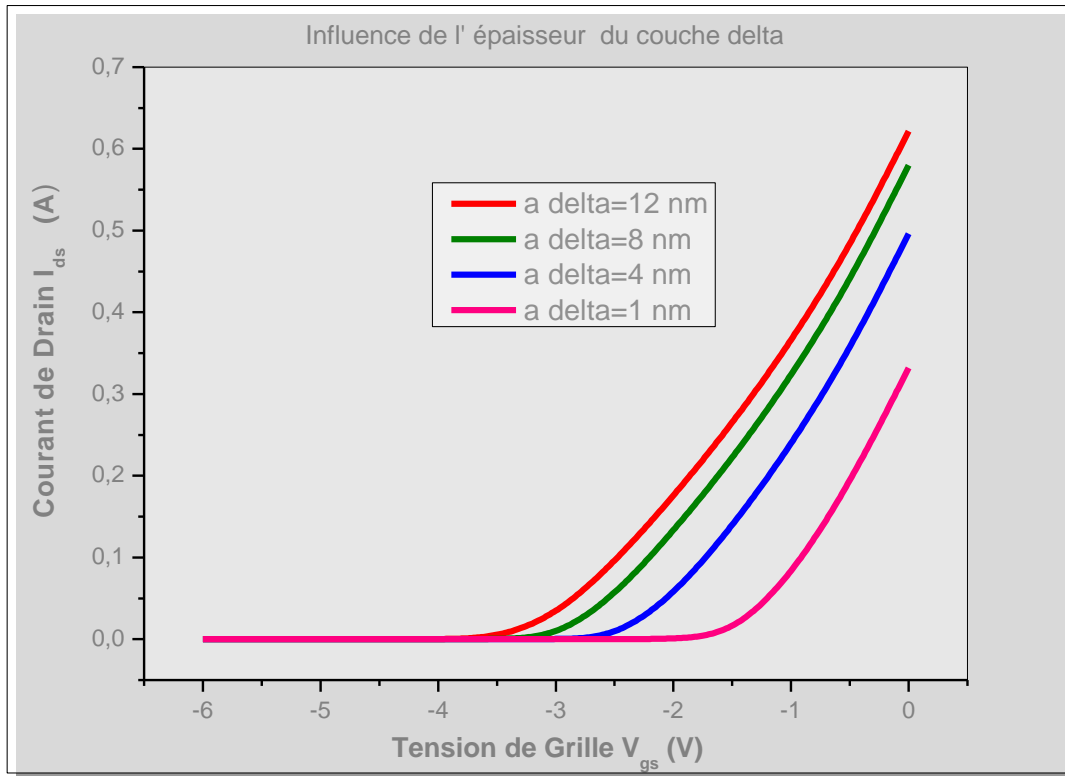


Figure (IV.15): L'effet de l'épaisseur de la couche delta 1 sur les caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} d'un PHEMT.

IV.5.1.3.3. Effet de la dopage du couche delta 1

Du point de vue matériau l'efficacité de transfert des électrons de la couche delta AlGaAs dopé au canal InGaAs est très importante pour un bon rendement de transfert d'électrons est faible, il y aura beaucoup d'électrons résidant dans la couche delta dopée. Ces électrons vont agir comme une couche d'écran des électrons et donc, affaiblie la capacité de contrôle de la grille des électrons. Cette augmentation de la densité d'électrons est associée à une diminution de leur mobilité dans le canal et donc à une diminution des fréquences de transition et maximale [77]. La figure (IV.16) représente la variation du courant drain source en fonction de la tension drain-source V_{ds} pour différentes concentrations de couche delta Nd ($1 \cdot 10^{18}$ atome/cm³, $5 \cdot 10^{18}$ atome/cm³ et $5 \cdot 10^{19}$ atome/cm³) en fonction de grille $V_{gs} = 0V$ dans le p-HEMT GaAs. On constate que le courant drain de saturation augmente avec l'augmentation de la concentration de la couche delta.

La même remarque peut être clairement illustrée par La tension de seuil sous l'influence de l'augmentation de la concentration de couche delta représenté par la figure (IV.17).

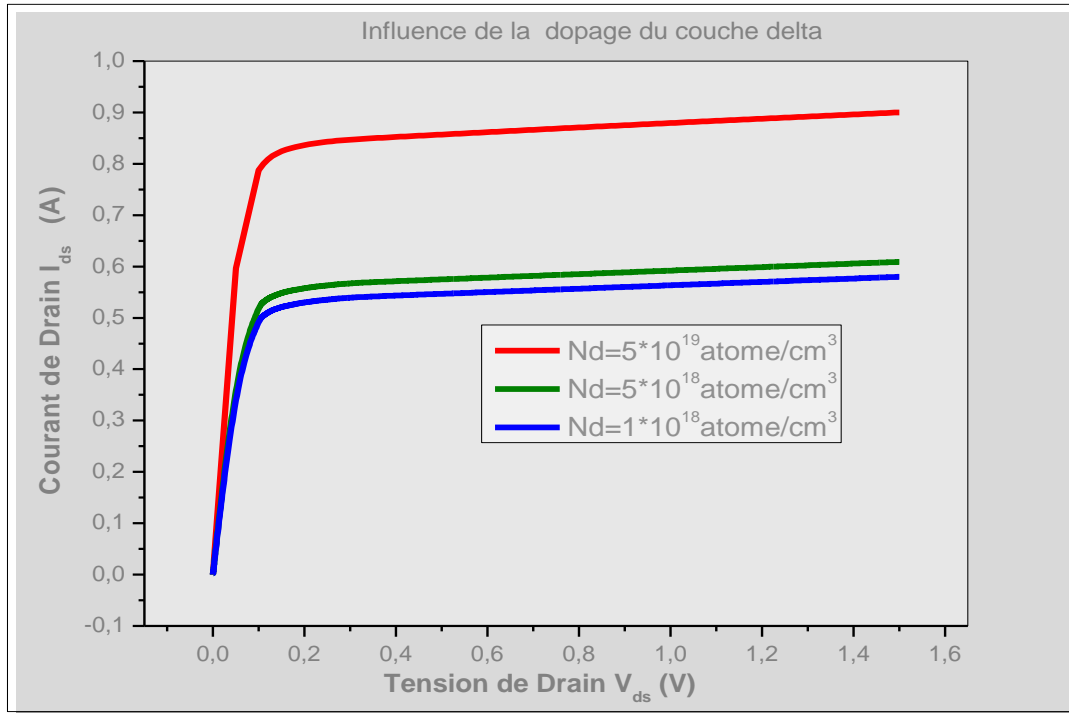


Figure (IV.16): L'effet du dopage de la couche delta 1 sur les caractéristiques de courant drain tension drain (I_{ds} - V_{ds}) en fonction de la tension de grille $V_{gs}=0V$.

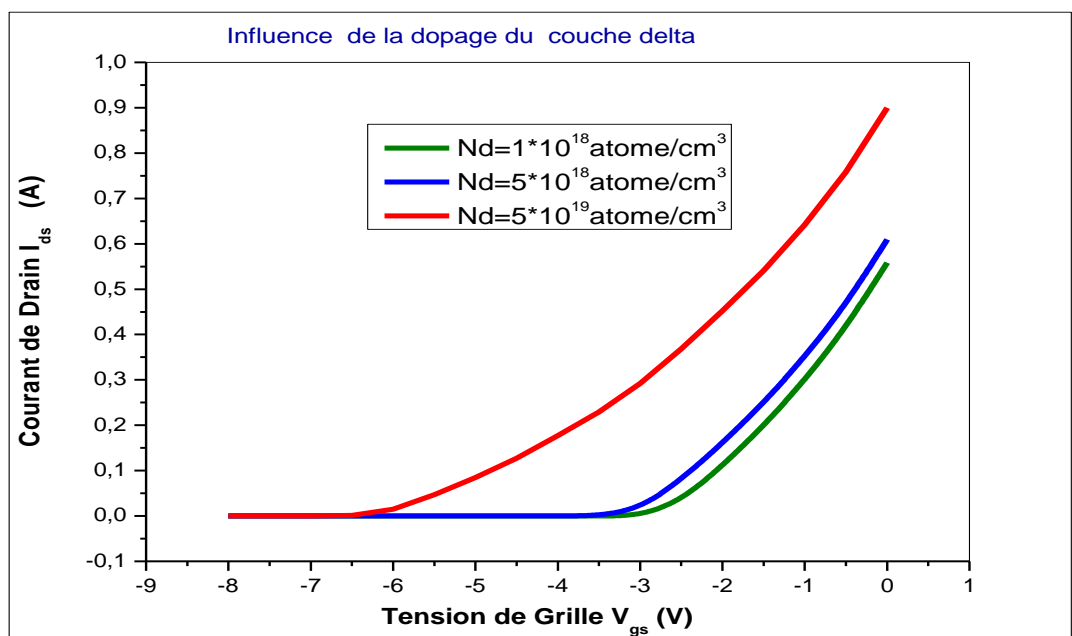


Figure (IV.17) :L'effet dudopage de la couche delta sur les caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} d'un p-HEMT.

IV.5.1.3.4. L'effet de la fraction molaire de matériau du canal

Après avoir présenté dans le chapitre trois l'étude du transport électronique dans les matériaux $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ avec des différentes fractions molaires ($x=0.15$, et $x=0.47$). Nous avons simulé les caractéristiques de sortie et de transfert d'un transistor pseudo morphique HEMT avec varie fraction molaire de matériau du canal d'un transistor.

En outre, l'association du matériau InAs au GaAs cumule de nombreux avantages: même structure cristalline, de bande interdite relativement importante qui autorise un fonctionnement à haute température, mobilité électronique élevée qui permet d'atteindre de bonnes performances.

La figure (IV.18) montre les caractéristiques courant-tension d'un transistor pseudo morphique HEMT à base $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en l'effet de fraction molaire avec $x=0.15$ et $x=0.47$ en fonction de grille V_{gs} (0 V, -0.6V, -1.2V, -1.8V et -2.4V) à $T=300^\circ\text{K}$ on remarque aussi augmentation du courant si le taux en l'indium augmente. Cette augmentation de la fraction molaire de matériau du canal est associée à une augmentation de leur mobilité dans le canal.

La même remarque peut être clairement illustrée par La tension de seuil sous l'influence de l'augmentation de la fraction molaire d'indium représenté par la figure (IV.19).

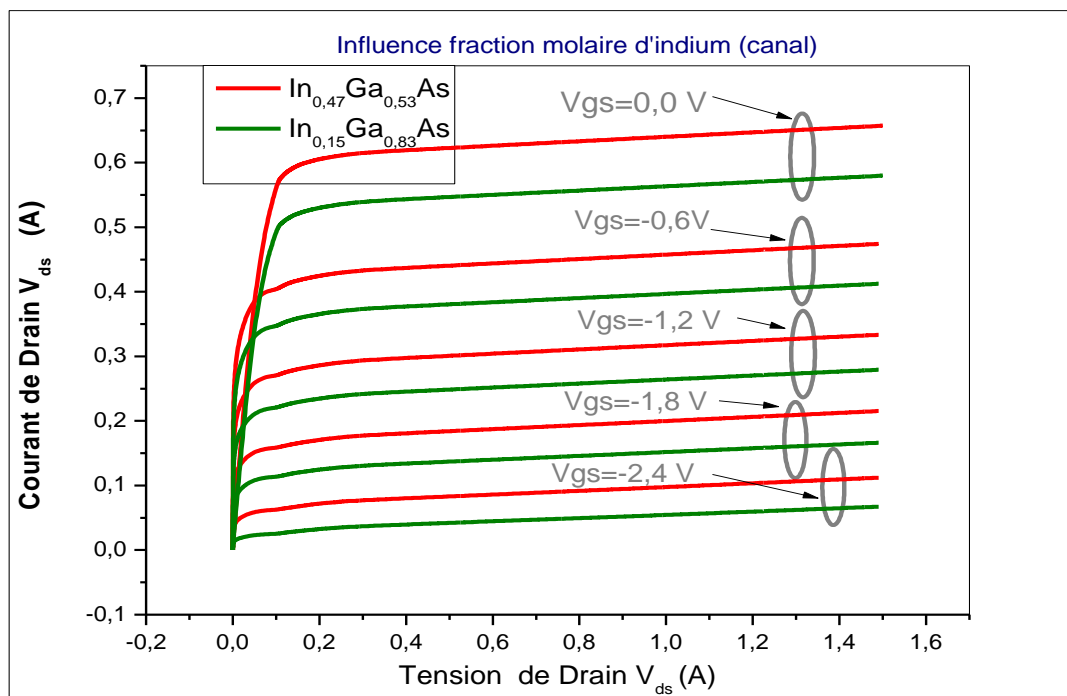


Figure (IV.18) : L'effet de la fraction molaire d'indium sur les caractéristiques de courant drain tension drain (I_{ds} - V_{ds}) en fonction de la tension de grille V_{gs} .

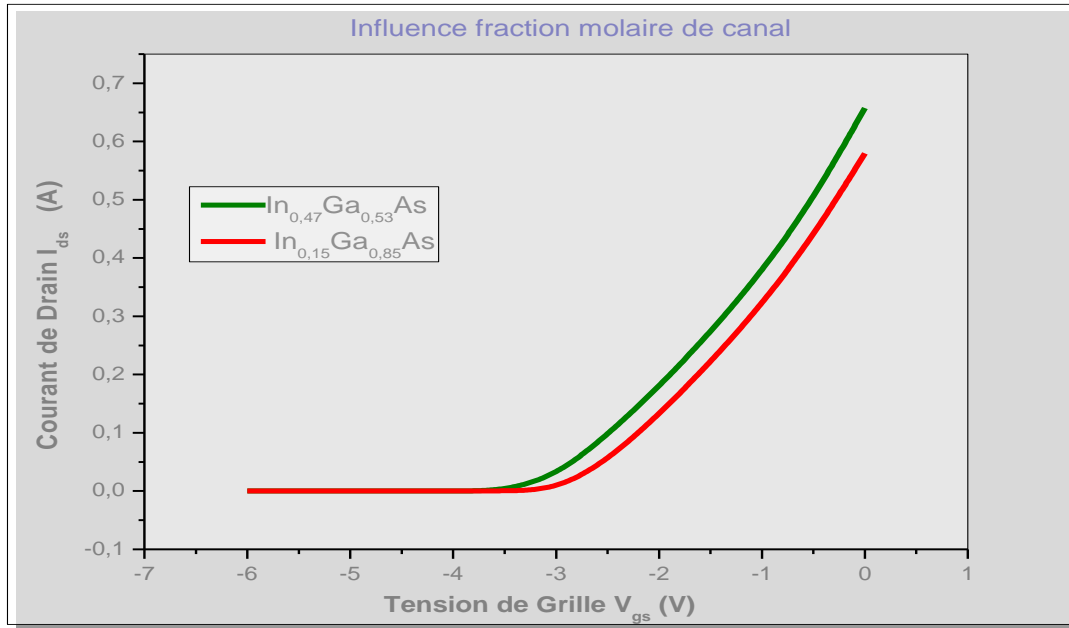


Figure (IV.19) : L'effet de la fraction molaire d'indium sur les caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} d'un p-HEMT.

IV.5.1.3.5. Effet de la température

Les caractéristiques courant- tension à différentes températures, 300°K, 350°K, 400°K, 450°K et 500°K (I-V-T) en fonction de grille V_{gs} (0 V, -0.6V, -1.2V, -1.8V, -2.4 et -3.0 V) de transistor pseudo morphique a été simulé.

Les caractéristiques de sortie dépendant de la température de la p-HEMT est présenté dans la figure (IV.20). La dégradation du courant de sortie peut encore être vu dans cette parcelle au champ, haute V_{gs} , due à une plus grande diffusion et à la mobilité plus faible. Considérant que, à bas champ, faible V_{gs} , changement de tension de pincement donne plus de courant à une température plus élevée.

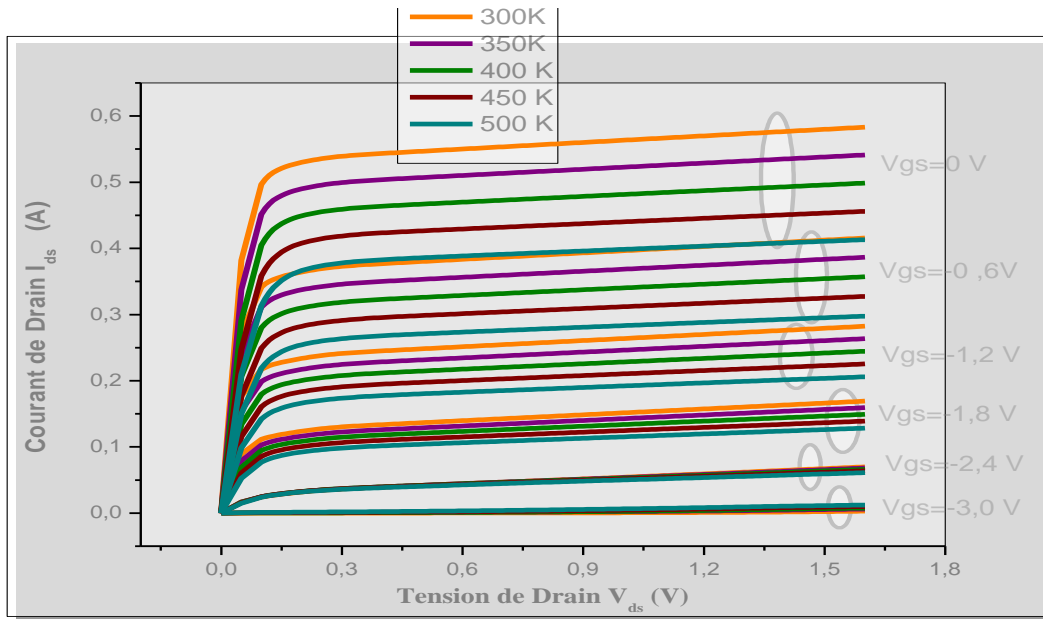


Figure (IV.20) : L'effet de la température sur les caractéristiques de courant drain tension drain (I_{ds} - V_{ds}) en fonction de la tension de grille V_{gs} .

La figure (IV.21) présente la variation la tension du seuil V_{th} du p-HEMT de base InGaAs en fonction des températures. Nous remarquons une décroissance du courant, ceci est dû à une décroissance de la mobilité des électrons ou le transport des électrons 2DEG dans le canal est dominé par diffusion.

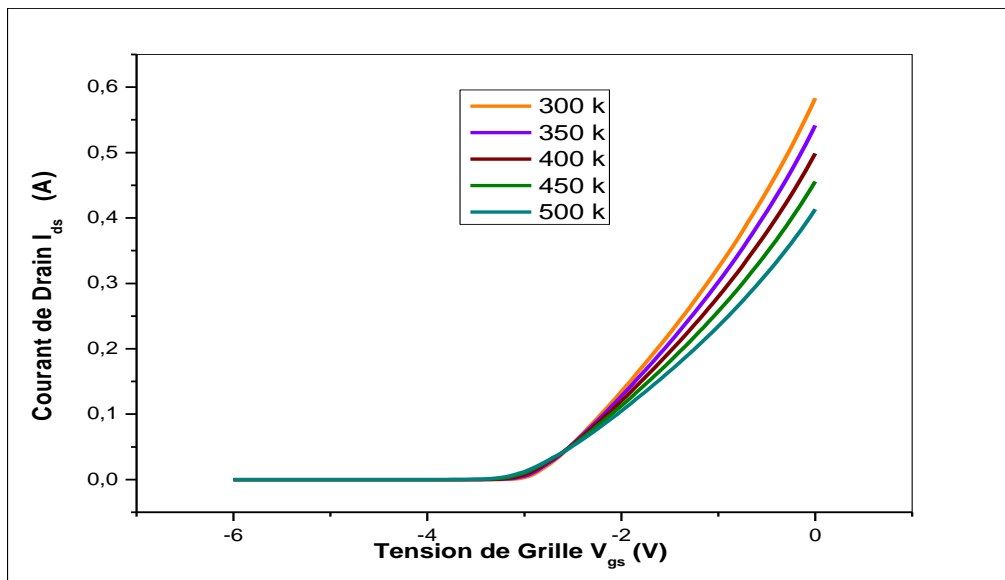


Figure (IV.21) :L'effet de la température sur les caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} d'un p-HEMT.

Nous faisons un zoom sur la figure pour tirer la tension V_{gs0} à chaque température.

On remarque aussi sur la caractéristique (I_{ds} - V_{gs}) que toutes ces caractéristiques se rejoignent en un même point appelé ZTC zéro température coefficient. En ce point de polarisation la température n'a aucune influence sur les caractéristiques électriques du dispositif le rendant assez intéressant pour des applications à hautes températures, est dans notre cas obtenu à $V_{gs} = -2,57$ volts.

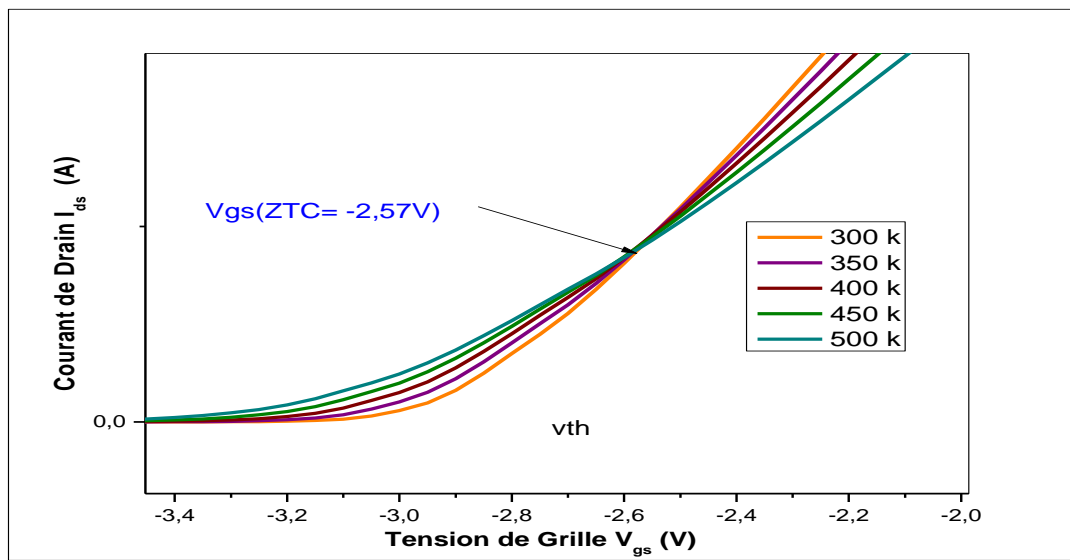


Figure (IV.22) : Mise en évidence du point ZTC.

L'effet de la température sur la transconductance G_m en fonction de la tension de grille V_{gs} représenté sur la figure (IV.23). Nous remarquons une augmentation de cette transconductance G_m au basse température confirme cette évolution de G_m probablement liée à l'amélioration de la mobilité des porteurs présents dans le canal.

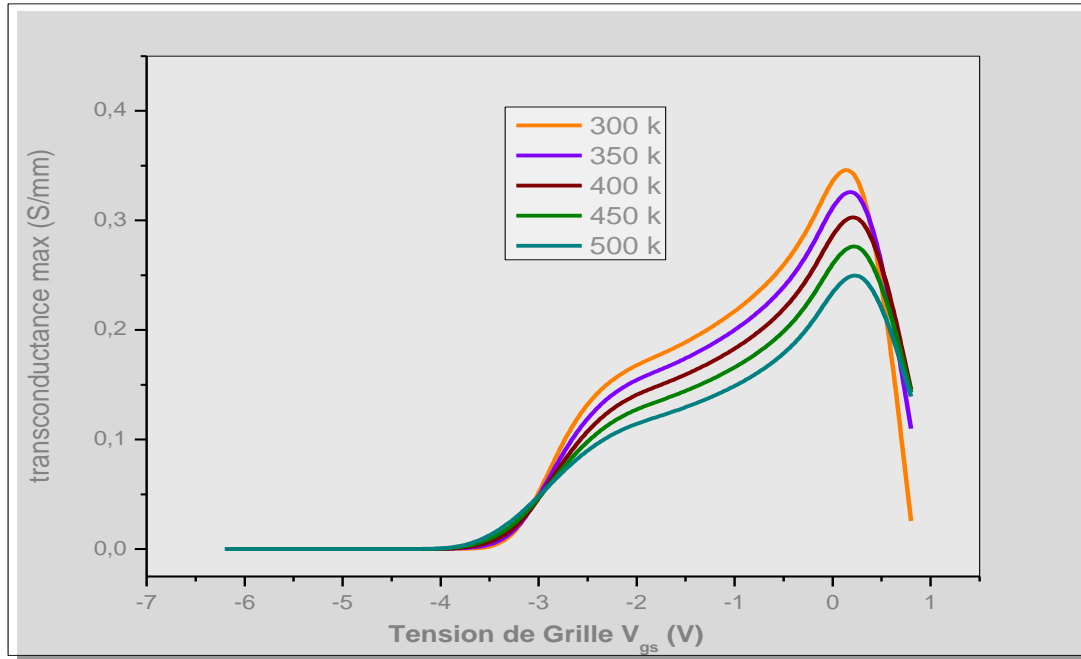


Figure (IV.23) :L'effet de la température sur la transconductance G_m en fonction de la tension de grille V_{gs} .

IV.5.2. Résultats dynamiques

Après l'obtention de bonne performance statiques du transistor pseudo morphique HEMT, les simulations hyperfréquence peuvent être afin d'évaluer les principaux indicateurs hyperfréquence des transistors .

Les p-HEMTs se caractérisent également par deux autres paramètres généraux.

- La fréquence de coupure du gain en courant f_t , qui est la fréquence pour laquelle le gain en courant est égal à 0dB.
- La fréquence de coupure du gain en puissance f_{max} qui correspond à la fréquence pour laquelle le gain en puissance unilatéral (gain de Mason) est égal à 0 dB.

L'évolution du module du gain en courant (H21) et celui du gain unilatéral de Mason (U) en fonction de la fréquence la figure (IV.24) a permis l'obtention d'un $f_t= 315$ GHz, et un $f_{max}=1.5$ THz.

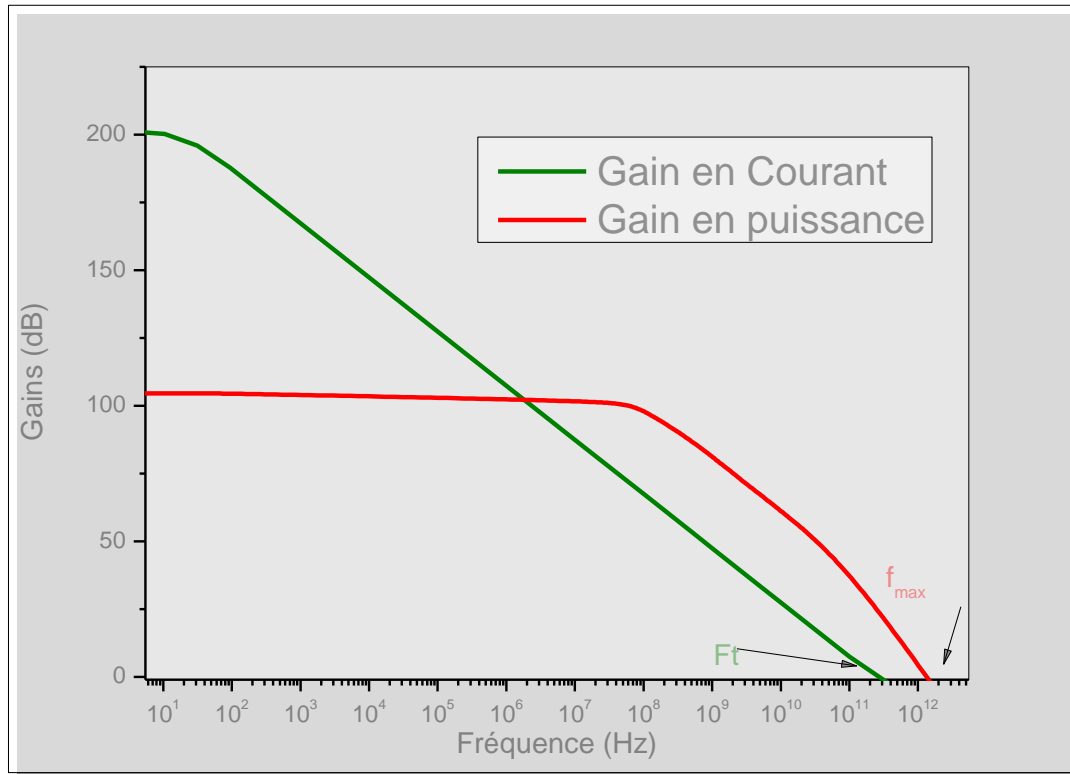


Figure (IV.23) : Evolution du gain en courant et du gain en puissance, en fonction de la fréquence.

IV.5.2.1. Effet de la longueur du grille

Les figures (IV.25) et (IV.26) montrent le module du gain en courant et le gain unilatéral maximum de Mason en fonction de la fréquence ayant les trois différentes longueurs des grilles L_g (30 nm, 50 nm et 70 nm). Nous remarquons que la fréquence de transition et la fréquence de maximum augmentent avec la diminution de la longueur de grille.

En plus, cette réduction de la longueur de la grille améliore les performances du transistor en améliorant sa fréquence de coupure (f_t) selon la relation [4]:

$$f_t = v_s / L_g \quad (IV.3)$$

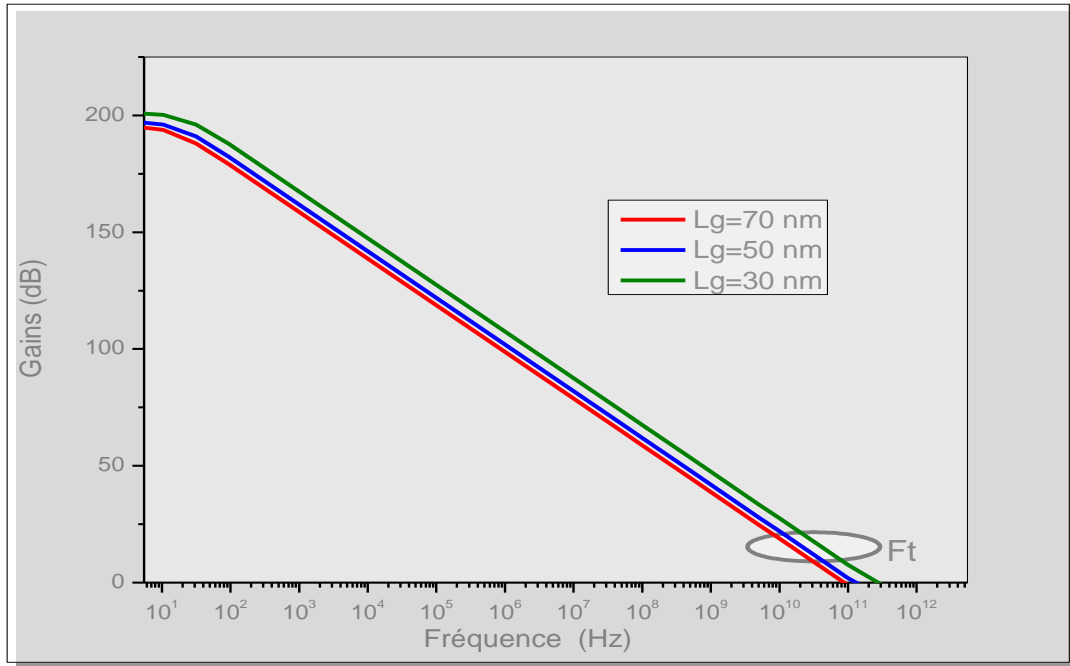


Figure (IV.25) : Evolution du gain en courant en fonction de la fréquence en fonction de longueur de grille.

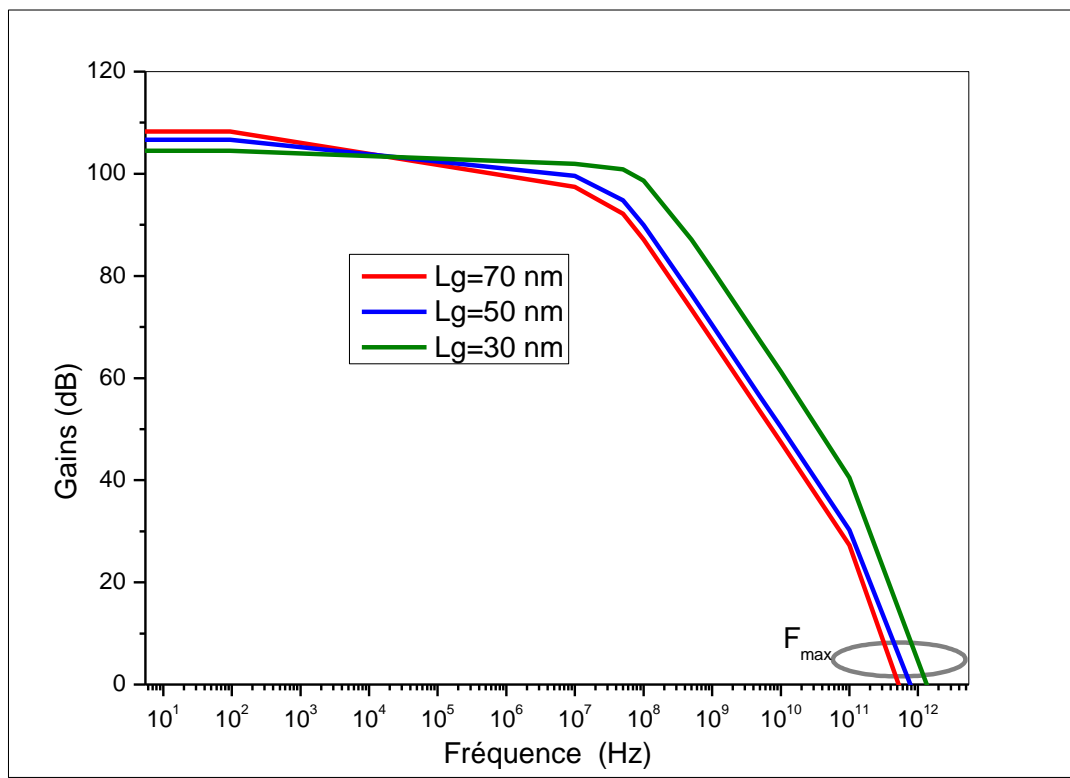


Figure (IV.26) : Evolution du gain en puissance en fonction de la fréquence en fonction de longueur de grille.

IV.5.2.1. Effet de la fraction molaire de matériau InGaAs

Les figures (IV.27) et (IV.28) montrent l'évolution de la fréquence de coupure (f_t) est respectivement de 285,9 GHz et 269,94 GHz et la fréquence d'oscillation maximale (f_{max}) correspondante est de 1580 GHz et 1260 GHz en fonction des différentes fractions molaires $x=0.15$ et $x=0.47$ à $V_{gs} = 0$ V et $V_{ds} = 1.5$ V. Nous remarquons une augmentation très faible de fréquence de transition et la fréquence d'oscillation maximale avec diminution de la fraction molaire de canal. Augmentation de taux de l'indium, la mobilité croit conduisant aux effets des interactions dans le canal (InGaAs) pour cela la fréquence décroît.

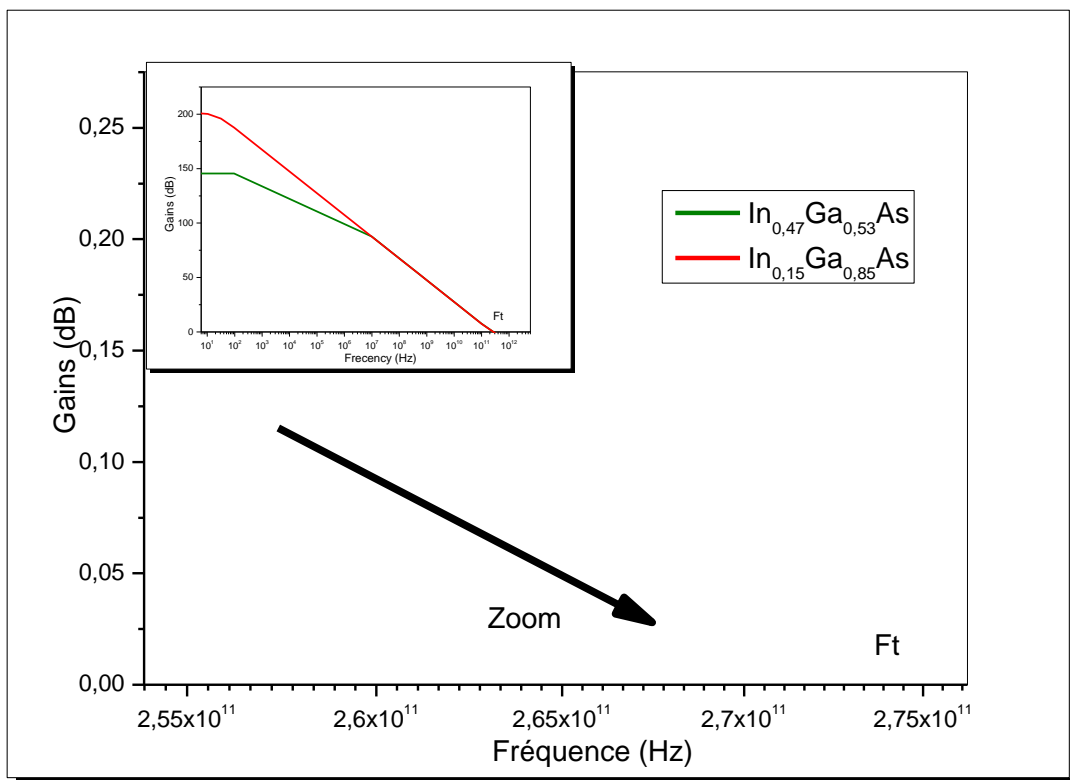


Figure (IV.27) : Evolution du gain en courant en fonction de la fréquence en fonction de Taux d'indium.

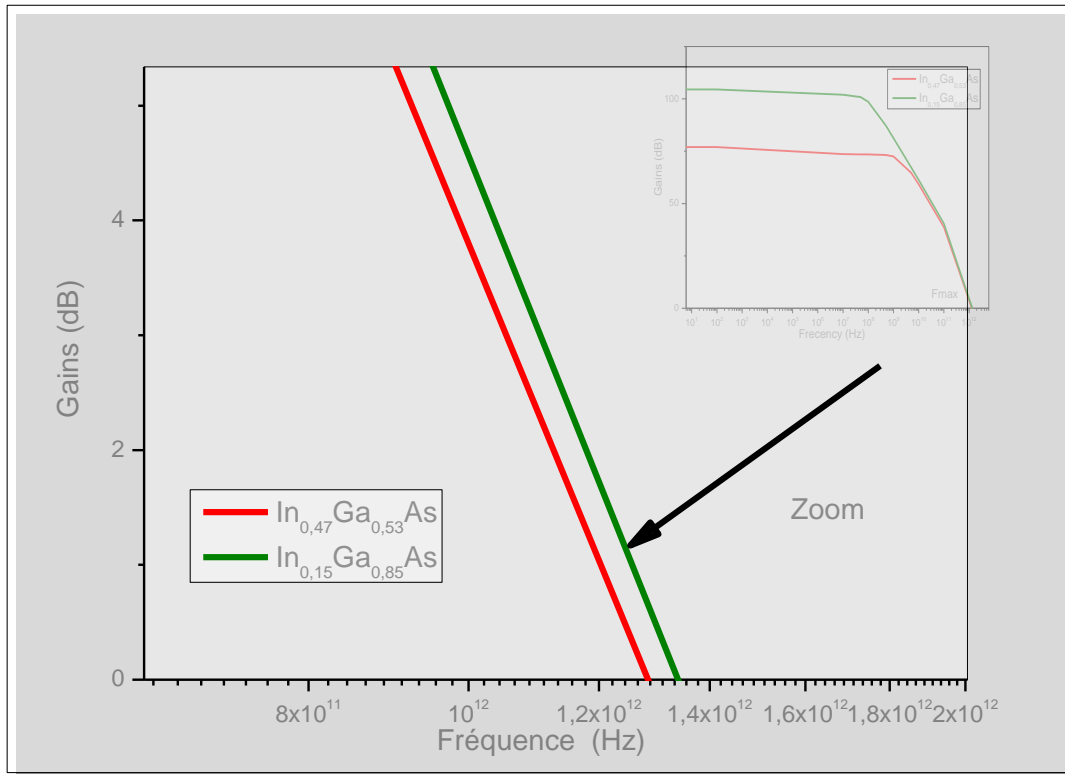


Figure (IV.28) : Evolution du gain en puissance en fonction de la fréquence en fonction de Taux d'indium.

IV.5.2.2. Effet de la température

La fréquence de transition et fréquence maximale ont été mesurés à 5 différentes les températures, 300°K, 350°K, 400°K, 450°K et 500°K représentent sur les figures (IV.29) (IV.30). La fréquence d'oscillation maximale f_{\max} correspondante est de 1580, 1260, 1066, 956,06 et 842 GHz et la fréquence de coupure f_t est respectivement de 285,9 269,94 213,03 209,37 et 187,61 GHz diminuent considérablement quand la température augmente, ceci est logique car la mobilité des électrons diminuent aussi, outre la promesse du p-HEMT étudié dans les applications hyperfréquences à hautes performances.

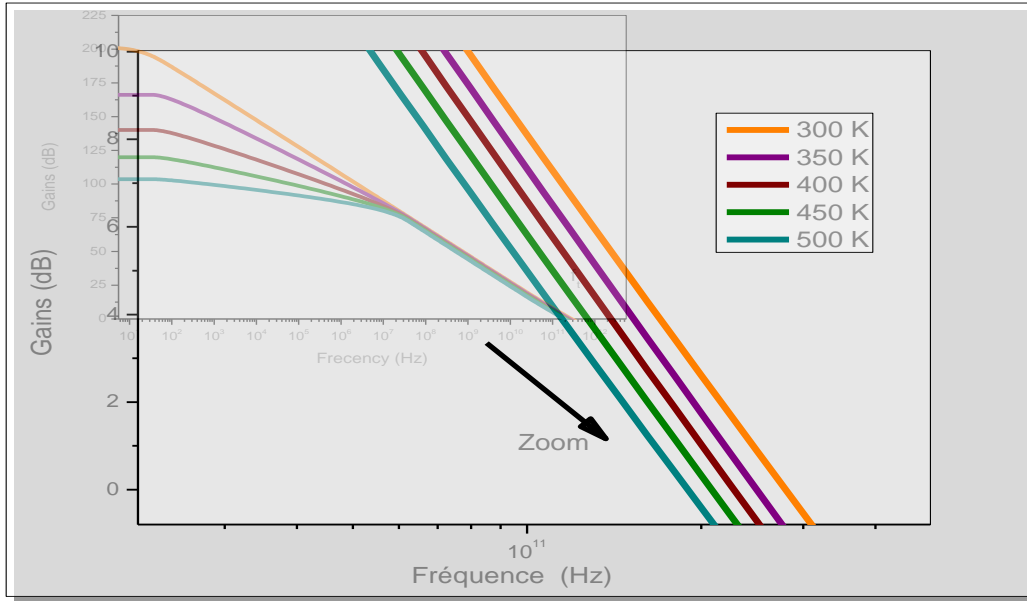


Figure (IV.29) : Evolution du gain en courant en fonction de la fréquence et pour différentes des températures.

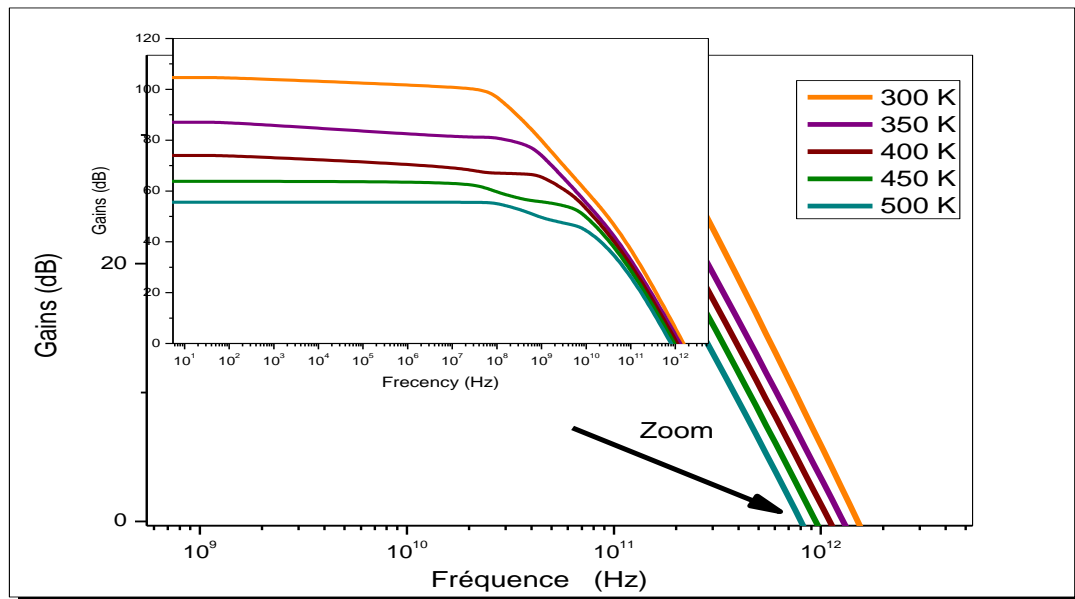


Figure (IV.30) : Evolution du gain en puissance en fonction de la fréquence en pour différentes des températures.

Le tableau (IV.2) regroupe les résultats des paramètres physiques et technologiques en régime statique (DC) et hyperfréquence (AC) de transistor pseudo morphique HEMT.

| Température(°K) | | | | | |
|--|--------------------|---------------|--------------------|---------------|--------------------|
| T(°K) | 300 °K | 350 °K | 400 °K | 450 °K | 500 °K |
| Id_{max}(A)_{vgs=0v} | 0.537 | 0.502 | 0.460 | 0.420 | 0.384 |
| Gmax (ms/A) | 0.345 | 0.324 | 0.301 | 0.275 | 0.249 |
| V_{th}(V) | -1.83 | -1.85 | -1.87 | -1.90 | -1.90 |
| f_t (GHz) | 295.9 | 269.94 | 213.03 | 209.37 | 187.61 |
| f_{max} (GHz) | 1580 | 1260 | 1066 | 956.06 | 842 |
| Longueur de grille(nm) | | | | | |
| L_g(n m) | 30 nm | 50 nm | | 70 nm | |
| Id_{max}(A)_{vgs=0v} | 0.574 | 0.567 | | 0.559 | |
| V_{th}(V) | -1.93 | -1.90 | | 1.86 | |
| f_t (GHz) | 315 | 119.67 | | 82.23 | |
| f_{max} (GHz) | 1500 | 763.27 | | 524.44 | |
| Epaisseur de la couche delta (nm) | | | | | |
| a(nm) | 12 nm | 8nm | 4 nm | 1 nm | |
| Id_{max}(A)_{vgs=0v} | 0.608 | 0.569 | 0.490 | 313.17 | |
| V_{th}(V) | -2.18 | -1.93 | -1.72 | -1.15 | |
| Dopage de la couche delta (cm⁻³) | | | | | |
| N_d(cm⁻³) | 1×10 ¹⁸ | | 5×10 ¹⁸ | | 5×10 ¹⁹ |
| Id_{max}(A)_{vgs=0v} | 0.567 | | 0.603 | | 0.889 |
| V_{th}(V) | -1.93 | | -2.1 | | -3.1 |
| Fraction molaire du matériau In_xGa_{1-x}As | | | | | |
| X | 0.15 | | | 0.47 | |
| Id_{max}(A)_{vgs=0v} | 0.573 | | | 0.648 | |
| V_{th}(V) | -1.93 | | | -1.98 | |
| f_t (GHz) | 315 | | | 260 | |
| f_{max} (GHz) | 1580 | | | 1170 | |

Le tableau (IV.2) : Les résultats statiques et dynamiques d'un p-HEMT .

IV.6. Conclusion

Ce travail est essentiellement porté sur la simulation des caractéristiques électriques du transistor p-HEMT à base InGaAs. Une optimisation des caractéristiques statiques et dynamiques a été menée à l'aide du module Atlas du simulateur SILVACO. La prise en compte de l'influence des paramètres physiques (température, la densité delta -dopé et fraction molaire d'indium) et des paramètres technologiques (longueur, profondeur de la grille, épaisseur de couche). les résultats obtenus dans ce chapitre montrent bien que ces paramètres ont une forte influence sur les performances d'un transistor à effet de champ p-HEMT à base de InGaAs.

Conclusion Générale et Perspectives

Le travail réalisé tout au long de cette thèse s'est inscrit dans une problématique orientée vers la fiabilité des dispositifs pseudo morphique HEMTs à base $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Notre travail a commencé par une étude générale des matériaux III-V tel que les propriétés des matériaux en générale tel que l'Arséniure de Gallium et de présenter les composants des filières des transistors à effet du champ à base de GaAs. Les perspectives de ce travail sont nombreuses nous avons dans ce travail présenté les composants III.V, nous nous sommes particulièrement intéressé à l'arséniure de gallium. Nous citons alors les principales propriétés fondamentales physique et électronique de ces matériaux Nous avons aussi présenté , une étude théorique sur les transistors à effet de champ MESFET GaAs et hétéro structure HEMT AlGaAs/GaAs suite à quoi furent présentée les techniques de Monté Carlo appliquée pour l'étude de transport électronique dans les matériaux III-V, que nous avons utilisé pour déterminer les propriétés des matériaux InGaAs ,dans le régime stationnaire, ou nous avons pu déterminer l'évolution de la vitesse , mobilité et de l'énergie des électrons en fonction du champ électrique pour différentes températures. Dans le régime transitoire, nous avons pu alors déterminer la variation de la vitesse en fonction du temps. Nous avons aussi simulé le comportement électrique du dispositif par le biais du logiciel de simulation de dispositif et processus Atlas-SILVACO.

Ce travail nous a donc permis d'étudier les phénomènes du transport électronique pour les matériaux que nous avons utilisé pour la conception de notre composant pseudo morphique grâce au logiciel de simulation du transport électronique basé sur la méthode de Monté Carlo. Après avoir adapté notre simulateur de transport électronique pour l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, nous avons montré les potentialités de ces matériaux et les performances des transistors à effet de champ « pseudo morphique HEMT » destinés à l'amplification de puissance. Nous avons ainsi pu analyser le transport électronique dans les matériaux $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ avec différentes fractions molaires ($x=0.15$, $x=0.47$), pour cela nous avons étudié et simulé le comportement des électrons dans la bande de conduction. Dans le régime stationnaire : nous avons alors déterminé la variation de la vitesse en fonction du temps. Pour finir la première partie de notre travail, nous nous sommes intéressé à l'étude de l'influence de la température sur la vitesse et la mobilité des électrons.

Le deuxième partie de cette thèse réalisée nous a permis de déterminer les caractéristiques électriques du p-HEMT que nous avons réalisé grâce au logiciel SILVACO

le fonctionnement de ce composant électronique est décrit généralement par les caractéristiques courant-tension. Le logiciel atlas-Silvaco nous a permis ainsi de simuler les caractéristiques statiques et dynamiques du transistor pseudo morphique à haut mobilité d'électron « p-HEMT » à base d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Les premiers résultats obtenus sur notre transistor de surface $0.2 \times 0.8 \mu\text{m}^2$, de longueur de grille de 30 nm et de fraction molaire $x=0.15$ utilisant le matériau InGaAs présentent un courant drain maximale $I_{ds} = 574.2$ (mA/mm), une transconductance maximale de 327.46 mS/mm associée à une tension de pincement $V_{th} = -1.93$ V à température ambiante. Une analyse AC nous a permis d'obtenir une fréquence de transition $f_t = 315$ GHz et une fréquence maximale d'oscillation $f_{max} = 1.5$ THz. Sachant que la réduction de la longueur de la grille est considérée comme une méthode technologique favorisée pour améliorer les performances des p-HEMTs, nous avons montré que la diminution de la longueur de grille entraînait d'une part, une augmentation très nette de la fréquence de transition, de la fréquence d'oscillation et du courant maximum I_{ds} .

Pour finir, nous avons examiné l'effet de la température entre (300-500 °K) et de voir l'influence de la température sur les caractéristiques statiques et dynamiques du transistor. Nous pouvons dire que le dispositif étudié fournit des applications prometteuses à haute température et à des hautes fréquences. Nos résultats permettent de conclure que la performance de l'appareil diminue continuellement avec l'augmentation de la température. On constate que le courant de drain de saturation et la transconductance décroissent presque identiquement avec l'augmentation température.

L'étude de l'influence des paramètres technologiques du composant sur les performances des transistors pseudo morphique HEMTs AlGaAs/InGaAs/GaAs a été effectuée.

Nous pouvons constater suite à notre étude et après avoir consulté différents travaux élaborés pour les HEMTs à base des matériaux III.V que les transistors pseudo morphique à haute mobilité d'électron à base d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont particulièrement encourageants pour les applications en puissances et pour les applications de hautes fréquences.

Références

Références

- [1] K.Zeghdar «Simulation des caractéristiques courant tension d'une diode Schottky en phosphure d'indium InP», Thèse de Magister , Université de Biskra (2014).
- [2] M.Abdelmoumene « Etude et modélisation d'un transistor HEMT AlGaN/GaN » Thèse Magister , Université de Tlemcen (2012).
- [3] P. Chevalier «Propriétés des matériaux III-V», chp.B, Université de Lille (1999).
- [4] I. Vurgaftman, L.R. Ram-Mhan and J.R. Meyer, Journal Of Applied Physics, vol. 89, n°11 (June 2001).
- [5] N. Grandjean «Composants optiques à base de GaN», CNRS-CRHEA, Sophia Antipolis, 2002.
- [6] <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/bandstr.html>
- [7] <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InAs/bandstr.html>
- [8] A.PHILIPPON-MARTIN, « Etude d'une nouvelle filière de composants sur technologie GaN : Conception et réalisation d'amplificateurs distribués de puissance large bande à cellule cascade en montage flip-chip et technologie MMIC », Docteur en Télécommunication, Université de Limoges, 2007.
- [9] O.BONNAUD, « physique des Solides, des Semi conducteurs et Dispositifs », juin 2003. l'Université de Rennes 1 France .
- [10] K.P.O'DONNELL, X.CHEN, « Temperature dependence of semiconductor band gaps»,applied physics letters . 58, 2924 (1991); doi: 10.1063/1.104723.
- [11] R.Quay, these doctorat « Analysis and simulation of high electron mobility transistors », Université de Vienne, 1969.
- [12] M.LEVINSHTEIN, S.RUMYANSEV, M.SHUR, « Handbook series on semiconductor parameters : Ternary and quaternary III-V compounds», liver volume 2. ISBN: 978-981-02-2935-1 .
- [13] C.SAYAH, « études des effets du champ électromagnétique sur les propriétés des composés III-V par la méthode de Monte Carlo et l'équation de Poisson couplées », thèse de doctorat, université de Tlemcen, 2010.
- [14] N.HACHEMI “Etude des performances d'un transistor Pseudomorphique à base de AlGaAs/InGaAs/GaAs (PHEMT)” Thèse, Magister, université de Tlemcen, 2014.
- [15] Vurgaftman et J. R. Meyer, “Band parameters for nitrogen-containing semiconductors J Appl Phys 94, 3675 (2003).
- [16] S.Khemissi « Modelisation non lineaire des composants a effet de champ» Thèse de Doctorat ,2009 ,université de Constatine.
- [17] D.A. Neamen,“Semiconductor Physics and Devices - Basic Principles”,published by McGraw-Hill, ISBN 0-07-232107-5, New York, 2003.
- [18] S.K. LEE« Processing and characterization of Silicon Carbide (6H- and 4H-SiC) contacts for high power andhigh temperature device applications »PhD Dissertation, KTH Royal Institute of Technology, Stockholm 2002.
- [19] D. K. Ferry « Gallium Arsenide Technology », Volume II, Edi Howard W. Sams and Company, Indiana, 1990.

- [20] Y. Chen, "Investigation of generation – recombination noise and related processes in aluminium gallium arsenide TEGFET and Hall structures with quantum wells" Thèse Doctorat, Génie électrique, université international de Florida, USA. 1998.
- [21] http://www.cnam.fr/elau/publi/algani/image/ELEC202_CNAM_8_2008.Pdg ,.
- [22] Michael S. Shur «GaN-Based Electronic Devices», chp.5, Japan (1998).
- [23] S. M. Sze, « physic of semiconductor devices », Ed. INC. J.Willy et Sons, New York 1981.
- [24] Benbouza Mohamed Salah "Conception assistée par ordinateur des circuits intégrés MESFET GaAs", Thèse de Doctorat, Université de Batna, 2007.
- [25] Chedly Rejeb "Contribution à la caractérisation des effets d'une irradiation aux électrons sur les propriétés optiques et de transport électrique du GaAs", , Université de Sherbrooke, (juillet 1993).
- [26] Rachid KHLIL "Étude d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs par des mesures courant-tension et bruit basses fréquences en température" Thèse de Doctorat, Université de Reims, (16 mai 2005).
- [27] D. E. Aspnes, "GaAs lower conduction-band minima: Ordering and properties" Phys. Rev. B. vol.14, pp. 5331-5343, 1976.
- [28] S. Adachi, "GaAs, AlAs, and $Al_xGa_{1-x}As$ Material parameters for use in research and device applications" J. Appl. Phys., vol. 58(3), pp. R1–R29, August 1985.
- [29] S. Tiwari and D.J. Frank, "Empirical fit to band discontinuities and barrier heights in III-V alloy systems" Appl. Phys. Lett, vol. 60(5), pp. 630-632, February 1992.
- [30] Y. Chen, "Investigation of generation – recombination noise and related processes in aluminium gallium arsenide TEGFET and Hall structure with quantum wells" Thèse, Génie électrique, université international de Florida, USA. 1998.
- [31] G.Douadi thèse de magister « Analyse des transistors à effet de champ MESFET GaAs » 2009, Constantine.
- [32] W.Shockley A unipolar field effect transistor Proc.of the IRE ,vol, 40,pp.1365, Aug 1970 .
- [33] Olivier VANBESIEN "Modèles linéaires et non linéaires des composants actifs pour la CAO. Hyperfréquences", Cours DESS, septembre 2003.
- [34] Nicolas DUBUC "Modélisation Electrothermique de transistors MESFET SiC et optimisation d'une architecture Doherty pour l'amplification de puissance à haut rendement" Thèse doctorat d'état, Université de Limoges, 2003.
- [35] C. A. Mead "Schottky barrier gate field effect transistor". Proceedings of the IEEE 54(2): 307–308. (Feb. 1966).
- [36] W. Aliouat " Etude des propriétés des transistors à effet de champs à grille Schottky à l'Arséniure de Gallium" Thèse de Magistère, université de Constantine, 2006.
- [37] Hilde Muller et Jan Nicolas Myklebust "Les composants actifs hyperfréquences" www.etud.insa-toulouse.fr/~sroy/cce/Transistors_HF.doc .
- [38] Y. Beddiafi «Modélisation d'un transistor MESFET en GaAs utilisant le simulateur atlas silvaco» thèse de magister université Constantine, 2013.
- [39] Charles Teyssandier « Contribution à la modélisation non-linéaire de transistors de puissance HEMT Pseudomorphiques sur substrat AsGa » thèse de doctorat 2008 , Université de Limoges.
- [40] F.Frédéric «Spectroscopie infrarouge des fils et boîtes quantiques d'AnAs/InAlAs/Inp (001)» Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud Octobre 2002.

- [41] W. Fuhs ; K. Niemann ; and J. Stuke. «Heterojunctions of amorphous silicon and silicon single crystals». Bull. Am. Phys. Soc., 19 :345–349, (1974).
- [42] D.Brimberg, M.G.Rundmann, N.N.Ledentsov, « Experiments on GaAs Heterojunctions », Solid State Electronics, Volume 5, Issue 5, p. 341,in21,345-3/1962.
- [43] R.L.Anderson, « Experiments on GaAs Hetrojonctions », Solid-STATE Elecrtion, vol 5 341-351,1962.
- [44] NG. Kwokk, « Complete guide to semiconductors Devices »,seconde edition ,IEEE PRESS,2002.
- [45] R.Dingle, H.Stromer,A.Grossard, “ electron mobilities in modulation –doped semi conducteur heterojunction superlattices”apply phys, 1978.
- [46] Hirakawa, K. et Sakaki, H. ans Yoshino, J. “Concentrationof electrons in selectively doped gaalas/gaas heterojunction and its dependence on spacer-layer thickness and its electric field”. Appl. Phy. Lett., 45(3), 253–255 (1984).
- [47] J.N.Patillon, J.P.André, « Propriétés de transport dans les heterostructures à base de composés III-V »,vol 28, acta electronica,1988.
- [48] S.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, Année : 12/09/2005 .
- [49] O.Lancry «Etude par microspectrometrie raman de matériaux et de composants microélectronique à base de semi-conducteur III-V grand gap» thèse doctorat, Univ. Lille Déc. 2009.
- [50] D. Nicolas «Caractérisation et modélisation de dispositif de la filière Nitrure pour la conception de circuits intégrés de puissance Hyperfréquences» thèse doctorat, Université de Lille Décembre 2007.
- [51] F. ALI ; A. GUPTA "HEMTs & HBTs : device, fabrication and circuits" Ed. Artech House, ISBN 0-89006-401-6, pages 11 à 76.
- [52] M. CAMPOVECCHIO "Méthode de conception d'amplificateurs de puissance microondes large bande à transistors à effet de champ. Application aux amplificateurs distribués en technologie M.M.I.C." thèse de doctorat soutenue le 29 Janvier 1993,Université de Limoges.
- [53] E. BYK "Méthodes d'analyses couplées pour la modélisation globale de composants et modules millimétriques de forte puissance" thèse de doctorat soutenue le 12 Décembre, 2002, Université de Limoges.
- [54] Karen E. MOORE "RF power transistors from wide bandgap materials" "The RF and Microwave Handbook", Editor Mike GOLIO, Ed. CRC Press, ISBN 0-8493-8592-X, pages 7-155 à 7-169.
- [55] P. CHAVARKAR ; U. MISHRA "High electron mobility transistors (HEMTs)" "The RF and Microwave Handbook", Editor Mike GOLIO, Ed. CRC Press, ISBN 0-8493- 8592- X, pages 7-126 à 7-155.
- [56] Gilbert PASCAL " Etude des transistors HEMT ", site Internet, espace perso : www.eudil.fr,2005 .
- [57] 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.
- [58] S.M.Sze, Materials and Technologies , in High- Speed Semi conductor , Devices, Editor johm wiley and sons , New York,1990.
- [59] L.Baudry « Etude Theorique du Transport Electronique dans des Structures a

- Dimensionnalité Réduite. Application a la Simulation Monte Carlo D'hétéro Structure Pseudomorphiques ».1993.
- [60] B. Y. K. HU, S.K.SARKER and J.W.WILKINS Phys. Rev. B. 39, 8468 (1989).
- [61] P.LUGLI, « Electron- Electron effects in semiconductors », thesis dissertation, Colorado state university 1985.
- [62] J.SAINT-MARTINY, «Etude par simulation Monte Carlo d'architectures de MOSFET. ultracourts a grille multiple sur soi», thèse de Doctorat, UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD, 2005.
- [63] N. MASSOUM, «Simulation des phénomènes de transport dans les matériaux III-V ternaires par la méthode Monte Carlo : Application à GaInP», Thèse de Magister, université de Tlemcen, 2010.
- [64] D.A.ANDERSON, N.APSLEY, P.DAVIES, P.L.GILES, « Compensation in heavily doped n-type InP and GaAs », j.appl.phys vol.58, no.10, pp.3059-3067, October 1985.
- [65] Y.BELHADJI, «Simulation des phénomènes de transport électronique dans les dispositifs microélectroniques par la méthode de Monte Carlo. Application au matériau SiC », thèse de Magister, université de Tlemcen 2009.
- [66] M.Pernisek «Simulation bidimensionnelle de composants submicroniques application à l'étude des potentialités de transistors a effet de champ conventionnels et hétérojonctions »1990.
- [67] A. EL OUCHDI « Caractérisation du phénomène de transport électronique dans les matériaux composés ternaires : Application au matériau $Ga_xIn_{1-x}Sb$ » thèse magister Tlemcen ,2010.
- [68] B. BOUAZZA, «Simulation Monte Carlo des Composants Microélectroniques à base de Matériaux III-V, II-VI ternaires. Intégration monolithique en électronique de puissance », Thèse de Doctorat, université de Tlemcen, 2007.
- [69] R.W.HOCKNEY and EASTWOOD, « Computer simulation using particles », Adam Higler, Bristol and New York, 1989.
- [70] A.FARIBAULT, « Simulation Monte Carlo du transport et de la relaxation des porteurs dans les structures à boites quantiques auto-assemblées », Mémoire de maitre des sciences.
- [71] P.Arifin, E.M Glodys, T.L. Tansley, « Electron mobility in low temperature grown gallium arsenide » semiconductor science and technology Laboratories, physics Department, Macqarie University, NSW 2109, Australia, 1995.
- [72] A. SLEIMAN « Simulation monté-Carlo uu transport electronique et des phénomènes de diffusion dans les heterostructures III-V. Application Aux Structures MODFET et DMT »1996.
- [73] Kotha,Optically triggered thyristor for capacitor discharge applications, memoir de Master, University of Missouri-Columbia, 2007.
- [74] N.BACHIR - DAHMANI " étude des composes ternaire à base de nitrures ,en utilisant la method de simulation de Monté Carlo" Thèse de Doctorat, université de Tlemcen, 2010.
- [75] M.Faradji et A.Senouci thèse master« Modelisation Numerique dans le Transistor HEMT en thechnologie GAN » l'Université de Tlemcen,2013.
- [76] Kotha,Optically triggered thyristor for capacitor discharge applications, memoir de Master, University of Missouri-Columbia, 2007.
- [77] L. Guenineche thèse doctorat « Simulation et contribution à l'amélioration des performances de transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) de puissance

- hyperfréquence à base du système BGaN/GaN» l'Université de Tlemcen,2016.
- [78] Miloudi Wafa thèse master « Simulation d'un Transistor HEMT a base de GaAs (AlGaAs/GaAs) Université Med Khider – Biskra. 2009.

PUBLICATIONS
-
COMMUNICATIONS

PUBLICATIONS:

- **Fatima Zohra Bechlaghem** , Ahlam Guen Bouazza , Benyounes Bouazza ,Badia Bouchachia "The study of gate length AlGaAs/InGaAs/GaAs pseudomorphic high electron mobility transistor";
Materials Research Forum LLC .
Materials Research Proceedings 1 (2016) 35-37 .
doi: <http://dx.doi.org/10.21741/2474-395X/1/9>.

- **Fatima Zohra Bechlaghem** , Ahlam Guen Bouazza , Benyounes Bouazza ,
"Temperature Effects On The Electrical Characteristics Of In_{0.15}Ga_{0.85}As Pseudomorphic High-Electron-Mobility Transistors". "Journal of Electrical and Electronics Engineering"
Volume 10, Number 2, October 2017, (9-12).

COMMUNICATIONS:

- B.Bouchachia , A Hamdoune , **F.Z.Bechlaghem** , Simulation and optimization of light emitting Diodes Based InGaN "Colloque sur lumière laser et ses application " 13-15 September 2015.
- **Fatima Zohra Bechlaghem** , Ahlam Guen Bouazza , Benyounes Bouazza ,Badia Bouchachia "The study of gate length AlGaAs/InGaAs/GaAs pseudomorphic high electron mobility transistor", "First International Symposium on Dielectric Materials and Applications (ISyDMA) –Kenitra-Rabat Marocco,May 4-6 2016.
- **Fatima Zohra Bechlaghem** , Ahlam Guen Bouazza , Benyounes Bouazza ,Badia Bouchachia "Simulation of DC and RF Performances of an AlGaAs/InGaAs /InP p-HEMT ". "Three International Conference on Power Electronics and their Applications (ICPEA 2017) Djelfa on 16-17 Septembre 2017, Algeria.

Résumé :

Les études développées dans les domaines militaires et civils, sont à l'origine d'une évolution importante de l'industrie des technologies hyperfréquences, utilisant le transistor à effet de champ à base d'hétérojonction. Le système de matériaux d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ pour les transistors pseudo morphique HEMTs a une structure de meilleures propriétés de transport, parmi d'autres semi-conducteurs composés III-V.

Le travail présenté dans ce mémoire globalement est constituée de deux parties principales :

La première partie comporte l'étude des phénomènes de transport électronique du matériau InGaAs par les techniques de simulation Monté Carlo. Dans cette partie, nous avons étudié les vitesses en régimes stationnaires et transitoire, la mobilité, l'énergie des particules dans les différentes vallées en fonction du temps et pour différents champs électriques et température. Cette étude est achevée avec des résultats très satisfaisants.

Dans la deuxième partie, nous avons mené une étude des caractéristiques DC et AC d'un transistor à effet de champ AlGaAs/InGaAs /GaAs pseudo morphique HEMT. Nous exposons les résultats de la simulation numérique bidimensionnelle en utilisant le module ATLAS du logiciel SILVACO sous l'influence de différents paramètres technologiques et nous avons obtenu de bons résultats.

Mots clés : p-HEMTs, Monte Carlo, Matériau InGaAs, Silvaco.

Abstract:

The developed studies in military and civil fields are behind a major evolution of the industry of microwave technologies, using the heterojunction field effect transistor. The system of material I of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ n for the pseudo-morphic HEMTs transistors has a structure of better transport properties, among other III-V compound semiconductors.

The work presented in this memoir globally consists of two main parts:

The first part consists of the study of the phenomena of electronic transport of InGaAs materials by the techniques of Monte Carlo simulation. In this part, we have studied the speeds in steady state and transitional regime, particle energy in different valleys as function of time and for different electric fields and temperature.

This study is completed with satisfactory results. In the second part, we have carried out a study of the DC and AC characteristics of a pseudo morphic HEMT AlGaAs / InGaAs / GaAs field effect transistor. We expose the results of the two-dimensional numerical simulation by using the ATLAS module of the SILVACO software under the influence of different technological parameters and we have obtained good results.

Keywords : p-HEMTs, Monte Carlo, Material InGaAs, Silvaco.

ملخص

الدراسات المتقدمة في المجالات العسكرية والمدنية، هي في أصل تطورا هاما في صناعة تكنولوجيا الميكروويف، وذلك باستخدام متغيرات الترانزستور تأثير الحقل. إن نظام المواد $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ للترانزستورات pseudo morphic HEMT لديه أفضل بنية خصائص النقل، بين أشباه الموصلات غيرها من المركبات III-V.

العمل المقدم في هذه الأطروحة بشكل عام يتكون من جزأين رئيسيين:

ويتضمن الجزء الأول دراسة الظواهر النقل الإلكتروني للمواد $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ بواسطة تقنيات المحاكاة مونت كارلو. في هذا الجزء، درسنا سرعة في ثابتة وعابرة، والطاقة الجسيمات في الوديان مختلفة بدلالة الزمن و المختلف الحقول الكهربائية والدرجات الحرارة. تم الانتهاء من هذه الدراسة مع نتائج مرضية للغاية.

في الجزء الثاني، أجرينا دراسة لخصائص DC و AC الترانزستور حقل التأثير AlGaAs / InGaAs / GaAs pseudomorphic HEMT. قدمنا نتائج المحاكاة العددية ثنائية الأبعاد باستخدام وحدة البرامج ATLAS SILVACO تحت تأثير المعلمات التكنولوجية المختلفة وحصلنا على نتائج جيدة.