

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

– جامعة أبي بكر بلقايد تلمسان –

Université Aboubakr Belkaïd – Tlemcen –

Faculté de TECHNOLOGIE



Thèse

Présentée pour l'obtention du grade de DOCTORAT 3^{ème} Cycle

En Spécialité: Microélectronique

Par : DERROUCHE Soufiane

Sur Le Thème

Étude, modélisation et simulation des Transistors HEMT à base de l'InAlAs/InGaAs/InAsP

Présentée et soutenue publiquement en 2019 devant les membres du jury :

Mr. GHAF FOUR Kheir-Eddine	Professeur/	Univ. Tlemcen.	Président
Mr. BOUAZZA Benyounes	Professeur/	Univ. Tlemcen.	Directeur
M^{me}. AYACHE NeeSAYAH Choukria	Professeur/	Univ. Ain Témouchent.	Co- Directeur
M^{me}. BOUAZZA néeGUEN Ahlam	Professeur/	Univ. Tlemcen.	Examineur 1
Mr. BENALLAL Rafik	Professeur/	ESSAT de Tlemcen.	Examineur 2

2018-2019

Sommaire

Chapitre / Introduction générale	5
I. Introduction.....	6
II. Motivation de travail.....	Erreur ! Signet non défini.
III. Notre approche	Erreur ! Signet non défini.
IV. Importance	Erreur ! Signet non défini.
V. Organisation	Erreur ! Signet non défini.
VI. Référence	10
Chapitre 01 / Matériaux III-V.....	11
1.1. Introduction.....	12
1.2. Présentation des matériaux III-V.....	12
1.2.1. Définition des matériaux III-V.....	12
1.2.2. Propriétés des composites III-V.....	13
1.2.3. L'intérêt des matériaux III-V.....	15
1.2.4. L'intérêt de l'InP	15
1.3. Présentation des paramètres de matériaux utilisés.....	16
1.3.1. L'InGaAs.....	16
1.3.2. L'InAlAs	22
1.3.3. L'InP	27
1.3.4. L'InAsP	30
1.4. L'intérêt d'utiliser l'InAsP comme matériaux de substrat	34
1.5. Avantages et domaines d'application des III-V.	35
1.6. Conclusion	35
1.7. Référence	36
Chapitre 02 / Transistor A Haut Mobilité Electronique HEMT.....	40
2.1. Introduction.....	41
2.2. Historique du transistor	41
2.3. Miniaturisation des transistors	43
2.4. Technique de montage en fréquence pour les HEMT	44
2.5. Notions de base pour les HEMT	45
2.5.1. Matériaux adaptés en maille	45

2.5.2.	Matériaux pseudomorphique et métamorphique	46
2.5.3.	La discontinuité des bandes	47
2.5.4.	Puits quantique	48
2.5.5.	Plant de dopage (δ -doping level)	48
2.5.6.	Contacts métal-semi-conducteur	49
2.6.	Transistor a Haut Mobilité Electronique (HEMT)	52
2.6.1.	Présentation de la structure	52
2.6.2.	Principes de fonctionnement	54
2.6.3.	Formation du puits quantique.....	55
2.6.4.	Les caractéristiques DC d'HEMT	60
2.7.	Etude fréquentiel et circuit équivalent d' HEMT.....	65
2.8.	Étude du bruit dans les HEMTs	70
2.8.1.	Modèle de caractérisation de bruit.....	70
2.8.2.	Sources de bruit intrinsèques aux transistors HEMT	70
2.9.	Les systèmes matériels pour HEMT	73
2.9.1.	Le système AlGaAs/(In)GaAs	73
2.9.2.	Le système InAlAs/InGaAs.....	74
2.10.	Limitation des HEMT	75
2.10.1.	Limitation du dimensionnement des HEMT.....	75
2.10.2.	Limite de fonctionnement.....	77
2.11.	Conclusion	78
2.12.	Référence	80
Chapitre 03 /	Simulateurs De Transport Electronique Dans Les Dispositifs	86
3.1.	Introduction.....	87
3.2.	Le simulateur Drérive- Diffusion	87
3.2.1.	Simulations classiques du transport électronique	87
3.2.2.	Modèles de mobilité.....	89
3.3.	Le simulateur Monte-Carlo	91
3.3.1.	Equation de Transport de Boltzmann	91
3.3.2.	La méthode de Monte-Carlo	94
3.4.	Conclusion	108
3.5.	Référence	110
Chapitre 04 /	Résultats de simulation	116

4.1.	Introduction.....	117
4.2.	Présentation théorique de l'étude.....	117
4.2.1.	Le simulateur Monte Carlo.....	117
4.2.2.	Simulation de la structure électronique via TCAD-SILVACO	125
	• <i>Equations de base pour les semi-conducteurs</i>	131
	• <i>L'équation de Poisson</i>	132
	• <i>Equations de continuité pour les porteurs</i>	132
	• <i>Les équations de transport</i>	132
	• <i>Description de modèle de transport dérive-diffus</i>	133
4.3.	Résultats de l'application de la méthode de Monte-Carlo	135
4.3.1.	Présentation de taux d'occupation dans les matériaux étudiée.....	135
4.3.2.	Étude de la vitesse de dérive.....	137
4.3.3.	Étude des interactions.....	140
4.3.4.	Caractérisation de l'existence et l'absence interactions polaire et intervallées.....	146
4.4.	Résultats obtenu par SILVACO	148
4.4.1.	Structures et maillage	148
4.4.2.	Concentration des électrons et trous.....	149
4.4.3.	Etude comparative des structures à base de l'InP et l'InAs _{0.3} P _{0.7}	155
4.4.4.	Etude d'une structure à base de l'InAlAs/InGaAs/InAsP.....	157
4.4.5.	Etude d'une structure avec une diode de blocage à base de l'InAs _{0.3} P _{0.7}	161
4.4.6.	Modulation du courant de Drain par l'utilisation d'InAs _x P _{1-x} :.....	168
4.5.	Conclusion	174
4.6.	Référence	176
Chapitre /	Conclusion générale	178

Introduction générale

Introduction Générale

I. Introduction

Depuis l'invention du premier transistor à contact ponctuel sur Germanium par les laboratoires Bell en 1947, la technologie des semi-conducteurs a eu des répercussions importantes sur le monde moderne. Les transistors à effets de champ à grilles isolées dits MOSFETs sur Silicium (Si) ont été considérés cette dernière décennie comme les éléments fondamentaux dans la conception des circuits intégrés. Leur développement a suivi la loi de Gordon Moore Cofondateur de la société Intel, qui avait affirmé dès 1965 que le nombre de transistors par circuit de même taille allait doubler, à prix constants, tous les ans. Il rectifia par la suite en portant à dix-huit mois le rythme de doublement. La réduction de la taille de ces dispositifs permis alors l'obtention d'une plus grande vitesse, une faible consommation énergétique et une meilleure intégration. De nos jours la taille des dispositifs a largement diminué pour atteindre des dimensions de l'ordre du nanomètre conduisant ainsi à la conception de dispositifs nanométriques avec des grandeurs qui se rapprochent de la limite quantique. Cependant la réduction de la taille des dispositifs a conduit certainement à plusieurs effets indésirables connus sous le nom d'effets canaux courts ce qui a mené à la conception de nouvelles architectures et le choix de nouveaux matériaux possédant des propriétés de transports avantageuses comparé au silicium, qui ont donc permis l'invention de nouveaux dispositifs tels que le transistor bipolaire à hétérojonction (HBT), le transistor à haute mobilité électronique (HEMT) Ces nouveaux dispositifs ont montré d'excellentes aptitudes dans les applications exigeant une grande vitesse et un faible bruit. Ils ont aussi permis le passage à l'électronique numérique rapide et l'optique rapide. Les matériaux semi-conducteurs composés offrent la possibilité de contrôler les performances selon les besoins souhaités..

II. Motivation du travail

Parmi les matériaux semi-conducteurs composés on compte l'InP et ses matériaux apparentés tels que l'InAlAs, l'InGaAs, l'InAsP, l'InAs, ...etc.. Ces matériaux possèdent des propriétés de transport électronique avantageuses, et sont considérés comme étant très prometteurs pour les applications électroniques à faible bruit, à faible puissance et à haute vitesse. Citons l'exemple de l'InGaAs matériau semi-conducteur composé à petit gap ($E_g = 0.76$ eV) et à petite masse effective mais avec une mobilité électronique élevée qui peut être supérieure à $15\ 000$ cm²/Vs avec une haute vitesse de saturation proportionnelle à la concentration de l'indium introduit, c'est ainsi que l'InGaAs peut être considéré comme un excellent choix pour la couche formant le canal d'un HEMT où couche de base pour les HBT. Nous pouvons aussi remarquer la différence dans le gap des deux matériaux semi-conducteurs composés l'In_{0.52}Al_{0.48}As ($E_g = 1.48$ eV) et l'In_{0.53}Ga_{0.47}As ($E_g = 0.76$ eV) [1].

On rappelle que les dispositifs à base d'InP offrent une grande flexibilité lors de l'épithaxie de l'InGaAs et l'InAlAs dû à leur accord de maille. Les couches d'InGaAs et d'InAlAs sont contraintes pour des concentrations d'Indium élevées, les dispositifs à base de ces deux matériaux ont une très grande mobilité électronique [2,3].

L'utilisation d'un Buffer à base de l'In_{0.52}Al_{0.48}As, permet alors un accord de maille entre la couche canal et le substrat.

Les HEMT InAlAs/InGaAs sur substrat InP sont particulièrement attrayants en raison de leurs excellents caractéristiques causés par la grande discontinuité de la bande de conduction à l'interface InAlAs/InGaAs, celle-ci menant à une importante augmentation de la concentration des électrons dans 2DEG. Le canal formé par l'InGaAs avec une grande concentration d'indium (53%-70%) offre une mobilité électronique élevée ainsi qu'une vitesse de saturation très importante. Par conséquent, un meilleur gain en courant, un courant de Drain plus élevé et un taux de bruit plus faible sont généralement obtenus pour ce type de dispositif qui présentent une fréquence de coupure f_T de 834 GHz pour HEMTs à 20 nm sur InP [4] et une fréquence d'oscillation maximale de 1.2 THz, considérées comme étant les valeurs les plus élevées jamais rapportées pour les transistors. De tels HEMT basé sur InAlAs/InGaAs/InP ont été identifiés comme des dispositifs prometteurs pour les applications de haute vitesse, faible bruit et faible puissance ainsi que ces applications couvrant les domaines de la communication avancée, le radar et la télédétection. Par exemple, ils peuvent être utilisés dans les circuits optoélectroniques de conversion de données et de transmission dont ils fonctionnent à un débit supérieur à 40 Gbps, des circuits intégrés monolithiques à micro-ondes (MMIC) pour l'amplification du signal à une fréquence supérieure à 200 GHz [5].

Cependant, il existe quelques problèmes associés aux HEMT basés sur InAlAs/InGaAs, qui se résument dans la faible hauteur de la barrière Schottky formée par l'InAlAs ainsi que la petite énergie de gap du canal formée par l'InGaAs pouvant provoquer un taux d'ionisation par impact très important. Le courant de fuite à travers la grille a une caractéristique typiquement en forme de cloche dû à l'ionisation par impact [6] ce qui a pour conséquence l'apparition de l'effet Kink [7,8,9]. Ces deux effets dégradent la fiabilité des HEMT à base de l'InAlAs/InGaAs et limitent leurs utilisations dans les applications de micro-ondes et des ondes millimétriques.

Ainsi toutes les recherches que nous avons entrepris concernant les HEMTs à base de matériaux III-V nous ont encouragé à étudier des dispositifs de type **l'InAlAs/InGaAs/InAsP pour lesquels nous avons déterminé les performances.**

III. Notre approche

Notre approche a consisté à améliorer les performances d'un HEMT en utilisant un nouveau matériau semi-conducteur qui est l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ pour trois morphologies. Dans la première, l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ est utilisé comme substrat, ce qui a pour conséquence l'augmentation de la concentration des trous sous la source induisant la diminution de la résistance d'entrée du dispositif ainsi que l'amélioration de sa transconductance ainsi que son courant de Drain. L'analyse RF permet aussi de remarquer une augmentation des fréquences de coupure et de transition. La deuxième morphologie consiste à utiliser l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ pour la formation du canal de l'HEMT. La croissance d'une couche d' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ sur une couche d'InP aura pour conséquence l'augmentation de la transconductance du dispositif ainsi que l'amélioration de ses performances fréquentielle. La dernière morphologie est basée sur l'utilisation de l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ pour concevoir une diode de blocage dans le Buffer. Cette diode est à base de l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}(\text{N}^{++})/\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}(\text{P})$, elle s'oppose au transfert des électrons vers le substrat. Conduisant à l'augmentation de la transconductance du dispositif.

IV. Importance

Notre travail a consisté à l'utilisation de l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ dans la conception de transistors à haute mobilité électronique HEMT. Ce matériau sera alors utilisé comme matériau substrat ou comme couche fonctionnelle tels qu'une couche canal ou couche formant une diode de blocage. Notre but sera alors d'améliorer les performances des dispositifs conçus. L'utilisation de l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ comme canal composite ou élément d'une diode de blocage permettra la conception de dispositifs destinés aux applications haute fréquence et le faible bruit. Cependant, la diminution de taille de ces dispositifs afin de réduire la consommation énergétique avec le maintien de la tendance d'amélioration des performances fréquentielles se trouve face à des effets qui dégradent leurs performances. Ces dernières années, la recherche des nouveaux concepts a été indispensable en vue de d'optimiser ce type de dispositifs tout en les miniaturisant.

Notre travail a donc consisté à étudier les performances de structures HEMT à base l'InAsP puis optimiser leur performances. Cette étude a tout d'abord débuté par une étude du matériau $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ par l'utilisation des techniques de simulation Monte-Carlo afin de déterminer les propriétés de transport électroniques telles que la mobilité, la vitesse dans le régime stationnaire et non stationnaire. Cette première étude a été alors suivi de l'étude de structures HEMT à base de ce même matériau. Notons alors que les propriétés avantageuses du transport électronique de l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ comparé à l'InP (haute mobilité électronique, vitesse de saturation élevée) sont dus à ses caractéristiques énergétiques telle que son faible gap et les faibles énergies de séparation entre vallées.

V. Organisation

Ce travail est scindé en quatre chapitres. Après une introduction générale, un premier chapitre fut consacré aux matériaux III-V où nous nous intéressons particulièrement à l' $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, l'InP et. Le second chapitre fut consacré à la présentation des HEMT, et leurs limites, nous montrons alors l'importance de l'utilisation de l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ en tant que matériau substrat permettant la réduction de la valeur de R_s (résistance Source). Dans le troisième chapitre nous avons présenté le principe de la simulation utilisant les techniques Monte- Carlo que nous avons utilisé pour déterminer les propriétés de transport électronique de l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$. Le quatrième chapitre fut réservé à la présentation des différents résultats obtenus concernant le matériau l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ et les dispositifs HEMTs étudiés. Ce travail fut clôturé par une conclusion.

VI. Références bibliographiques

- [1] S. Datta, S. Shi, K. P. Roenker, M. M. Cahay, and W. E. Stanchina. Simulation and design of InAlAs/InGaAs pnp heterojunction bipolar transistors. *IEEE Trans. Electron Devices*, 45:1634–1643, 1998.
- [2] W. Hafez, J. W. Lai, and M. Feng. Vertical scaling of 0.25- μm emitter InP/InGaAs single heterojunction bipolar transistors with f_T of 452 GHz. *IEEE Electron Device Lett.*, 24(7):436–438, JULY 2003.
- [3] Y. Yamashita, A. Endohn, K. Shinohara, K. Hikosaka, T. Matsui, S. Hiyamizu, and T. Mimura. Pseudomorphic In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.7}Ga_{0.3}As HEMTs with an ultrahigh f_T of 562 GHz. *IEEE Electron Device Lett.*, 23(10):573 – 575, Oct. 2002.
- [4] J.Ajayan D.Nirmal, “20 nm high performance enhancement mode InP HEMT with heavily doped S/D regions for future THz applications”, *Superlattices and Microstructures*, Volume 100, 2016, Pages 526-534, DOI. 10.1016/j.spmi.2016.10.011.
- [5] R. Quinsey. The future of compound semiconductors. In *Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium*, Oct. 14-17 2007.
- [6] C. Heedt, F. Buchali, W. Prost, W. Brockerhoff, D. Fritzsche, H. Niskel, R. Losch, W. Schlapp, and F. Tegude. Drastic reduction of gate leakage in InAlAs/InGaAs HEMT's using a pseudomorphic InAlAs hole barrier layer. *IEEE Trans. Electron Devices*, 41(10):1685–1690, Oct. 1994.
- [7] M. Somerville, A. Ernst, and J. Alamo. A new dynamic model for the kink effect in InAlAs/InGaAs HEMTs. In *IEDM Tech. Dig.*, 1998.
- [8] G. G. Zhou, A. Fisscher-Colbrie, J. Miller, Y. C. Pao, B. Hughes, L. Studebaker, and J. S. Harris. High output conductance of InAlAs/InGaAs/InP MODFET due to weak impact ionization in the InGaAs channel. *IEDM Tech. Dig.*, 24(3):247–250, 1991.
- [9] Guo-Gang Zhou, A. Fischer-Colbrie, and J. S. Jr. Harris. I-V kink in InAlAs/InGaAs MODFETs due to weak impact ionization process in the InGaAs channel. *Conference Proceedings of Sixth International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, pages 435 – 438, March 1994.
- [10] Dongmin Liu, M.S., “Design, Fabrication And Characterization of InAlAs/InGaAs/InAsP Composite Channel HEMTs” thesis submitted To Graduate School of The Ohio State University for the degree of doctor of Philosophy , 2008.

Chapitre 01/ Matériaux III-V

Les Matériaux III-V

1.1. Introduction

De nos jours la microélectronique occupe une place très importante dans le développement des nouvelles technologies. L'étude de la science des matériaux est devenue indispensable pour comprendre les différents phénomènes physiques dans les dispositifs microélectroniques. Elle comporte l'étude des propriétés des matériaux, l'élaboration et l'élaboration de différentes structures, l'étude du comportement des dispositifs lors de leurs fonctionnements en fonction des procédés de fabrication. La compréhension des matériaux a conduit à la recherche des nouveaux matériaux tels que les matériaux III-V. Ces dernières années ces matériaux occupent une place privilégiée dans le domaine de la microélectronique, grâce à leurs propriétés physiques. Dans ce chapitre, nous présentons les matériaux III-V. Nous commençons par leurs définitions ainsi que la présentation des différentes propriétés physiques faisant d'eux des matériaux de mérite pour l'électronique moderne. Leur intérêt en électronique ainsi que l'intérêt de l'InP comme matériau substrat est ainsi présenté. Nous présentons en suite une étude détaillée des matériaux qu'ils vont être utilisés dans notre structure électronique. L'intérêt de l'utilisation de l'InAsP comme matériau substrat sera détaillée. Ce chapitre sera achevé par la citation des avantages et les domaines d'application des matériaux III-V.

1.2. Présentation des matériaux III-V

1.2.1. Définition des matériaux III-V

Les matériaux III-V sont parmi les matériaux Semi-Conducteur dits composites, ils sont formés par le couplage des éléments de la 3^{ème} et la 5^{ème} colonne du tableau périodique de "Mendeleïev", voir la figure (I.1). Ils sont divisés en plusieurs classes, ils peuvent être binaire, ternaire, quaternaire selon le nombre des éléments qu'ils les forment. La structure cristalline des matériaux III-V se trouve répartie en deux parties "**Zinc-Blend**" et "**wurtzite**". L'origine de ces appellations est allemande "Sphalérite" pour le Zinc-Blend, il signifie qu'il est facile de lui faire confondre avec d'autres métaux et

" hexagonale " pour le wurtzite dû à leur forme similaire à un hexagone. La figure (I.2) au-dessous présente ces deux structures.

Le tableau de Mendeleïev est coloré et classé en plusieurs groupes :

- Métaux alcalins** (rouge) : Groupe 1.
- Métaux alcalino-terreux** (orange) : Groupe 2.
- Métaux** (bleu) : Groupe 3 à 10.
- Métaux de transition** (vert) : Groupe 11 à 10.
- Post-transition metals** (jaune) : Groupe 11 à 12.
- Lanthanides** (bleu clair) : Série des lanthanides.
- Actinides** (bleu foncé) : Série des actinides.
- Non-métaux** (bleu) : Groupe 13 à 16.
- Halogènes** (vert) : Groupe 17.
- Gaz rares** (jaune) : Groupe 18.

Les éléments sont classés par ordre croissant de masse atomique. Les groupes sont indiqués par des lettres et des chiffres (C, Hg, H, Rf, etc.).

Fig. I.1. Tableau de Mendeleïev [1].

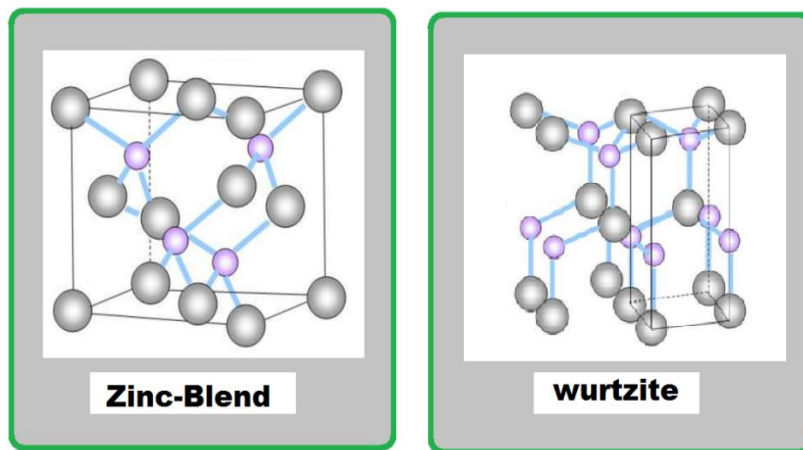


Fig. I.2. Présentation des structures " Zinc-Blend " et "Wurtzite"[2].

1.2.2. Propriétés des composites III-V

Les composites III-V présentent divers propriétés physiques, électriques et optiques. Ils peuvent être ajustés par différentes approches, soit par le changement des éléments constitutants ou le changement de la concentration d'un élément constituant ou plus. Le tableau (I.1) présent un extrait du tableau de Mendeleïev qui rassemble les matériaux III, IV, V les plus utilisés dans l'industrie électronique. D'après cet extrait, le passage du haut au bas du tableau indique que la masse atomique augmente contrairement à la bande interdite qui diminue. Par conséquent, les alliages produits sont à faible bande interdite, ceux-ci les rendent très utiles et préférables pour l'électronique rapide [3]. Une autre étude de ces éléments pour l'électronique rapide nous permet de conclure que la masse effective des électrons diminue avec l'augmentation du nombre des orbitales.

Cela est dû à leur faible énergie de liaison causée par leur grande distance de séparation par rapport au noyau de l'atome.

<i>III</i>	<i>IV</i>	<i>V</i>
$10.81_{5}^{1}B$	$12.01_{6}^{1}C$	$14.01_{7}^{1}N$
$26.98_{13}^{1}Al$	$28.09_{14}^{1}Si$	$30.97_{15}^{1}P$
$69.94_{31}^{1}Ga$	$72.59_{32}^{1}Ge$	$74.92_{33}^{1}As$
$114.82_{49}^{1}In$	$118.69_{50}^{1}Sn$	$121.75_{51}^{1}Sb$

Tab. I.1 Extrait du tableau de Mendeleïev pour les matériaux III, IV et V.

Les propriétés électriques des matériaux III-V se résument dans leurs structures de bande d'énergie. Ils peuvent être à gap direct ou indirect. La distinction du gap se fait à partir de la position des extrema (le minima de la bande de conduction et le maxima de la bande de valence). Lorsqu'ils sont sur le même vecteur d'onde au centre de la zone de Brillouin $k=0$ on dit que le gap est direct. Par contre, s'ils sont sur différents vecteurs d'onde le gap est qualifié indirect. Notons que, le type de gap peut être ajusté par la fraction molaire des éléments constituants. L'origine des bandes d'énergies pour les matériaux III-V est attribuée aux électrons contribuant à la formation des liaisons chimiques [4]. Les orbitales de type "s" et de type "p" de chaque atome du 3^{ième} groupe s'hybrident avec les orbitales des atomes du 5^{ième} groupe et forment des liaisons covalentes tétraédriques de type sp^3 donnant lieu à 8 orbitales dont 4 sont liantes et 4 autres orbitales anti-liantes. Les quatre orbitales liantes induisent quatre bandes d'énergie qui forment la bande de valence par contre les quatre autres orbitales anti-liantes menant à quatre bandes forment la bande de conduction, celle-ci est inoccupée (vide). Le système des deux bandes produit est séparé par une bande dite bande interdite. En présence du couplage spin-orbite (interaction entre le spin et son mouvement produisant ainsi un décalage dans les niveaux d'énergie), l'hybridation des orbitales anti-liantes de type "p" donnera naissance à deux bandes " Γ_{8c} " et " Γ_{7c} ". La bande " Γ_{8c} " est doublement dégénérée (la dégénérescence correspond à la possibilité de trouver deux états dans un même niveau énergétique), ces deux bandes sont séparées par une distance énergétique Δ_0 . La bande de conduction contient donc une bande " Γ_{6c} " résultant de l'hybridation des orbitales de type "s" ainsi que deux autres bandes " Γ_{8c} " et " Γ_{7c} " [4-5]. De manière similaire, la bande de valence contient une bande " Γ_{8v} " doublement dégénérée et une bande split-off " Γ_{7v} " d'une énergie Δ_0 [4-5]. Les matériaux III-V ont ainsi bénéficié de leurs propriétés optiques grâce à leurs structures de bande d'énergie. Les principaux critères faisant des composés III-V des matériaux de choix pour l'optique sont le type et la valeur de leur gap. Le gap direct est un facteur de mérite pour les applications optiques, son importance réside dans la favorisation de transition des électrons pour émettre la lumière telle que le cas du GaAs, GaN, InP, GaP,...etc. En

plus, leur coefficient d'absorption des photons est élevé. Leur rendement de recombinaison radiative peut atteindre 100%, la durée de vie des porteurs minoritaires est relativement élevée. Notons que l'ensemble de ces caractéristiques s'ajoutent à la qualité des structures produites grâce aux taux de défauts réduits.

1.2.3. L'intérêt des matériaux III-V

L'intérêt de l'utilisation des matériaux III-V réside principalement dans leurs propriétés ajustable et modifiable en fonction de leurs compositions, cela mènera à l'augmentation de leurs potentiels d'intérêt ainsi que les domaines d'exploitation. Les matériaux III-V à faible bande interdite (faible gap) sont préférables pour l'électronique rapide grâce à leur grande mobilité électronique [6], et leur gap direct, ils représentent des matériaux de choix dans le domaine de l'optique [7]. Par contre, ceux à grande gap sont favorisés pour les applications de puissances.

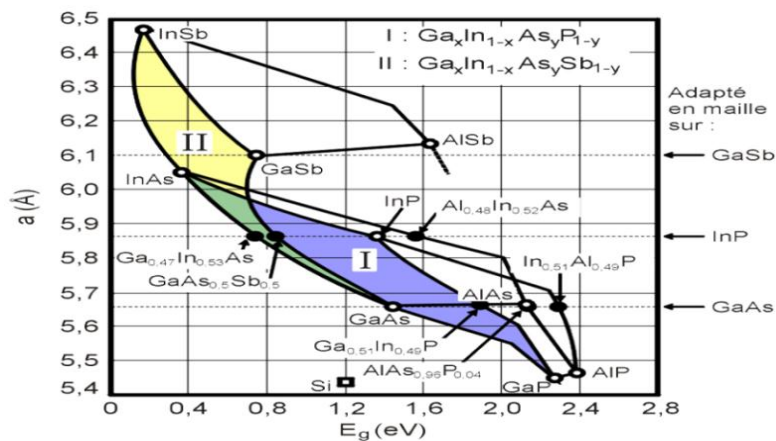


Fig. I.3. La variation de l'énergie de gap en fonction des paramètres de maille [8].

Dans la figure (I.3), nous présentons l'évolution du paramètre de maille ainsi que l'énergie de gap en fonction de la composition et la fraction molaire d'un élément. D'après cette figure, l'énergie de gap est ajustable, elle s'étale d'environ 0.15 (eV) pour le "InSb" jusque à 2.4 (eV) pour le "AIP". Ainsi que pour la constante de maille, elle varie de 5.45Å pour le "GaP" jusqu'à 6.45Å pour le "InSb". La figure (I.3) nous indique aussi la possibilité de connaître les matériaux adaptés en maille avec les substrats tel que l'AlSb, le GaSb, l'Al_{0.48}In_{0.52}As et le Ga_{0.47}In_{0.53}As qui sont adaptés en maille avec l'InP [9]. Notons que, l'adaptation en maille est indispensable lors de l'élaboration des structures à de matériaux III-V, à fin d'avoir une compatibilité entre les couches. Cette adaptation contribue à l'amélioration de rendement du dispositif.

1.2.4. L'intérêt de l'InP

Les limites imposées par les propriétés du Silicium utilisé comme substrat dans les dispositifs électroniques, ont produit des dégradations de leurs performances. Ces dégradations se résument dans la faible longueur d'onde, la haute consommation

énergétique, la faible bande passante etc.... Ces dernières s'ajoutent à la difficulté de fabrication des dispositifs ultimes à base de Silicium. Cela a poussé les développeurs de chercher des nouveaux matériaux, qui conviennent aux besoins de nos jours tels que la montée en fréquence, l'émission et la détection des ondes millimétriques. l'InP a trouvé une place importante dans la fabrication des transistors à haute mobilité électroniques (HEMT). Le substrat à base de l'InP est apparu après le progrès des techniques d'épitaxies, il à remplacer le GaAs. La qualité des couches épitaxies sur l'InP qui peuvent être obtenus contribuent à l'amélioration des performances de ces dispositifs [10]. Les HEMTs à base de l'InP garantissent la montée en fréquence, ils peuvent atteindre des fréquences de coupure du gain en courant (f_T) de 560 GHz, des fréquences d'oscillation maximales (f_{max}) proche de 600 GHz [11]. De jours, les fréquences obtenues sont de l'ordre du Téra-Hertz, elles sont obtenues grâce à l'utilisation des nouvelles structures, et de nouvelles architectures [12-13]. La compatibilité de la constant de maille entre le substrat "InP" et les couches épitaxies tels que l'InAlAs et l'InGaAs, donne de meilleurs conditions de confinement. Ces conditions sont assurées par la grande discontinuité entre les bandes de conduction $\Delta_{Ec} = 0.52\text{eV}$ [14]. Les inconvénients majeur de l'utilisation de l'InP est la faible bande interdite des couches épitaxies, elles induisent des phénomènes de claquage sous des faibles tensions de polarisations ainsi que des phénomènes d'ionisations par impact dans le canal du au taux d'indium élevé [15].

1.3.Présentation des paramètres de matériaux utilisé

1.3.1. L'InGaAs

a. Dépendance du gap avec la température

La structure des bandes d'énergies de l'InGaAs se caractérise par un gap direct, la dépendance en température de l'énergie de gap est donnée par l'expression suivante [16-17]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T+\beta} \quad (I.1)$$

Où : $E_g(0) = 0.814 \text{ eV}$, $\alpha = 4.906 \cdot 10^{-4} \text{ eVK}^{-1}$, $\beta = 301\text{K}$.

b. Dépendance du gap avec la fraction molaire (la concentration)

Plusieurs travaux présentent des lois approximatives capables de décrire la variation non linéaire du gap en fonction de la fraction molaire des éléments binaires entrent dans la formation de matériau ternaire telle que l'InGaAs. Parmi ces approximations, celle donnée dans la référence [18] :

$$E_{g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})} = 1.424 - 1.548 x + 0.478 x^2 \quad (T = 300\text{K}) \quad (I.2)$$

c. Paramètre de maille

Nous présentons dans la figure I.4 la variation du paramètre de maille pour l'InGaAs en fonction de la fraction molaire de ces binaires. Cette variation est linéaire. La loi de “Végard” est la plus utilisée pour leur description, elle est donnée par [19] :

$$\alpha_{(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})} = \alpha_{(\text{InAs})} * x + \alpha_{(\text{GaAs})} * (1 - x) \quad (\text{I.3})$$

Une autre expression est obtenue à partir de l'équation précédente (I.3) par un remplacement des valeurs de $a_{(\text{InAs})}$ et $a_{(\text{GaAs})}$, elle est donnée par [19] :

$$\alpha_{(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})} = 5.653 + 0.405x \quad (T = 300\text{K}) \quad (\text{I.4})$$

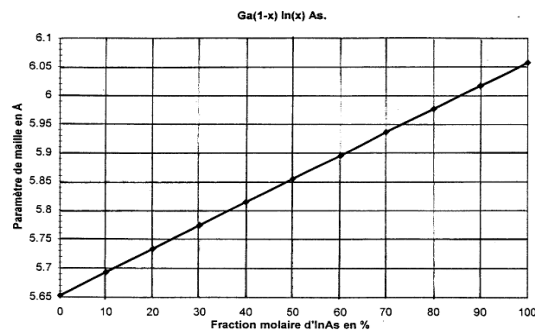


Fig. I.4. Paramètre de maille de l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction du pourcentage d'Indium [19].

d. La masse effective

La masse effective est une parmi des paramètres indispensables à la caractérisation de la qualité de transport électronique. La diminution de cette valeur présente des avantages telle que la rapidité du temps de réponse du dispositif. La masse effective varie avec le changement des vallées. Dans le cas de la vallée Γ , elle à une évolution linéaire décroissante avec l'augmentation de la fraction molaire voir figure (I.5). L'expression empirique qui la caractérise est donnée par [20]:

$$m_{\Gamma}^* = 0.063 - 0.041X \quad (\text{I.5})$$

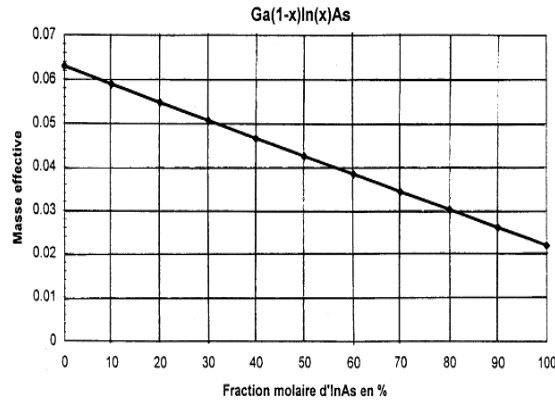


Fig. I.5. Evolution de m_e (masse effective) en fonction de la composition [19].

e. La mobilité

L'InGaAs est un matériau de choix pour l'électronique rapide vue de leurs caractéristiques structurales (un faible gap direct). Cela produit une grande mobilité électronique pour les porteurs de charges. Les tableaux (I.2) et (I.3) présentent quelques paramètres décrivant la mobilité sous effet de dopage et la température:

Matériau	Dopage Nd (cm ⁻³)	Mobilité μ (cm ² /V.s)	Vitesse de pic Vp (10 ⁷ cm/s)	Champ de seuil Es (KV/cm)	Vitesse à 30KV/cm (10 ⁷ cm/s)
Ga _{0.47} In _{0.53} As	10 ¹⁵	12000	2.58	3.5	0.97
Ga _{0.47} In _{0.53} As	10 ¹⁷	7600	2.31	4	0.96
Ga _{0.47} In _{0.53} As	10 ¹⁸	4500	1.89	5	0.96
Al _{0.48} In _{0.52} As	10 ¹⁵	4400	2.12	9	0.82
Al _{0.48} In _{0.52} As	10 ¹⁷	2500	2.03	9.25	0.83
Al _{0.48} In _{0.52} As	10 ¹⁸	1800	1.73	10	0.81

Tab. I.2. Influence du dopage sur les matériaux à température ambiante [21].

Matériau	Température T (K)	Mobilité μ (cm ² /V.s)	Vitesse de pic Vp (10 ⁷ cm/s)	Champ de seuil Es (KV/cm)	Vitesse à 30KV/cm (10 ⁷ cm/s)
Ga _{0.47} In _{0.53} As	293	12400	2.58	3.5	0.96
Ga _{0.47} In _{0.53} As	77	109000	3.55	3	1.28
Al _{0.48} In _{0.52} As	293	5000	2.12	8.5	0.83
Al _{0.48} In _{0.52} As	77	24000	2.72	7.5	0.98

Tab. I.3. Influence de la température sur les matériaux à dopage nul [21].

f. Les paramètres de simulation pour l'InGaAs

Les paramètres utilisés dans le simulateur Monte Carlo pour l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ sont regroupés dans le tableau ci-dessous :

paramètres	symbole	$\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	bibliographie
Energies de fond de vallée	$\epsilon_{\Gamma}(\text{eV})$	$1.42-1.548x+0.478x^2$	0.734	[22]
	$\epsilon_L(\text{eV})$	$1.75-1.03x+0.5x^2$	1.344	[22]
	$\epsilon_X(\text{eV})$	$1.942-0.272x+0.15x^2$	1.840	[22]
Masse effectives relatives de fond de vallée	$m_{\Gamma}^*(m_0)$	$0.063-0.041x$	0.042	[23] pour $x=0.53$
	$m_L^*(m_0)$	$0.222-0.045x+0.213x^2$	0.258	[24-25] pour $x=0.53$
	$m_X^*(m_0)$	$0.58-0.08x$	0.538	[25] pour $x=0.53$
Coefficients de non parabolicité	$\alpha_{\Gamma}(\text{eV}^{-1})$	$0.618+0.32x+1.793x^2$	1.255	[26] pour $x=0.6$
	$\alpha_L(\text{eV}^{-1})$	0.461	0.461	[22]
	$\alpha_X(\text{eV}^{-1})$	0.204	0.204	[22]
Energie de Phonon polaire- optique (eV)	$\hbar\omega_{LO}(\text{eV})$	$(3.536-0.454x-0.0621x^2)*10^{-2}$	0.0328	[24] $x=0.53$ [27] $x=0.6$
Energie De phonon Non polaire-optique (eV)	$\hbar\omega_{n0}(\text{eV})$	$(0.0392x+0.03432(1-x))^{1/2}$	0.0369	[22]
	$\hbar\omega_{\Gamma,L}(\text{eV})$	$(0.02312x+0.02782(1-x))^{1/2}$	0.02542	[22]
	$\hbar\omega_{\Gamma,X}(\text{eV})$	$(0.02152x+0.02992(1-x))^{1/2}$	0.02579	

Energies des phonons intervallées	$\hbar\omega_{L,L}$ (eV)	$(0.01922x+0.0292(1-x))1/2$	0.02481	[22]
	$\hbar\omega_{L,X}$ (eV)	$(0.0312x+0.02932(1-x))1/2$	0.03021	[22]
	$\hbar\omega_{X,X}$ (eV)	$(0.0272x+0.02992(1-x))1/2$	0.02841	[22]
Potentiels de déformation acoustique	Φ_{ar} (eV)	7-2.1x	5.887	[26] pour x=0.6
	Φ_{aL} (eV)	9.2+3.1x	10.84	[28]
	Φ_{ax} (eV)	9.27+0.73x	9.657	[28]
Potentiels de Déformation optique non polaire	Φ_{NPO} (eV/m)	3+1.5x	3.795	[28]
Potentiels de déformation intervallées	$\Phi_{\Gamma,L}$ (10^{10} eV/m)	10-4.1x	7.827	[22]
	$\Phi_{\Gamma,X}$ (10^{10} eV/m)	10+2.5x	11.32	[22]
	$\Phi_{L,L}$ (10^{10} eV/m)	10-6.8x	6.40	[22]
	$\Phi_{L,X}$ (10^{10} eV/m)	5+3.4x	6.80	[22]
	$\Phi_{X,X}$ (10^{10} eV/m)	7+2.9x	8.537	[22]
Constant piézoélectrique	C_p (Cb/m ²)	$(27.07-38.734x+14.516x^2)1/210-2$	0.0325	[22]
Potentiel d'alliage	Pa(eV)	0.42	0.42	[25][29]
Energie de seuil	ϵ_{th}	1.7-0.29269x-0.3871x ²	1.1	Ajusté
		si $x \geq 0.77$ P=0.03	0.011	Ajusté

facteur de keldysh	P_1	$x \geq 0.52$	$P=0.011$	
		Si non	$p=0.07$	
Exposant n	n	/	2	
Energie de fond de bande	$\epsilon_{hh}(\text{eV})$	0.0	0.0	[30]
	$\epsilon_{lh}(\text{eV})$	0.0	0.0	[30]
	$\epsilon_{so}(\text{eV})$	$0.34+0.09x$	0.3877	[30]
Masse effective relative de fond de bande	$m_{hh}^*(m_0)$	$0.62-0.02x$	0.6094	
	$m_{lh}^*(m_0)$	$0.087-0.06x$	0.0552	[31] pour $x=0.53$
	$m_{so}^*(m_0)$	$0.15-0.061x$	0.117	[31] pour $x=0.53$
Coefficients de non parabolicité de la bande	$\alpha_{hh}(\text{eV}^{-1})$	0.6	0.6	[30]
	$\alpha_{lh}(\text{eV}^{-1})$	0.4	0.4	[30]
	$\alpha_{so}(\text{eV}^{-1})$	/	0.0	[30]
Potentiel Acoustique	$\phi_a(\text{eV})$	4.9089	4.9089	[32-33]
Potentiel optique non polaire	ϕ_{NPO} ($\text{eV}10^{10}/\text{m}$)	$3-4.52x+6.027x^2$	1.0282	[32-33]
Potentiel de valence	a(eV)	$2.7-0.2x$	2.594	[23]
	b(eV)	$-1.7-0.1x$	-1.806	[23]
	d(eV)	$-4.55+0.95x$	-4.0465	[23]
	C_{11} $10^{11}\text{dyn}/\text{cm}^2$	$11.88-3.551x$	9.998	[31] pour $x=0.53$

Constant élastique	C_{12}	$5.38-0.854x$	4.9274	[31]
	10^{11}dyn/cm^2			
Constant élastique	C_{44}	$5.94-1.981x$	4.8901	[31]
	10^{11}dyn/cm^2			
Constant de maille	$a(\text{Å})$	$5.65+0.4x$	5.8662	[25]
Densité	ρ	$5.36+0.35x$	5.5455	[28]
	(10^3Kg/m^3)			
Vitesse de son	S_V	$5.242(1-x)+4.282x)1/2$	4.7554	[22]
	(10^3m/s)			
Constants diélectrique C.D. relatives	ϵ_s	$12.9+2.074x-0.424x^2$	13.88	[25]
				pour $x=0.53$
	ϵ_∞	$(2.536+0.028x)/(0.232-0.014x)$	11.3520	[22]

Tab. I.4. Présentation des paramètres de simulation pour l'InGaAs [34].

1.3.2. L'InAlAs

a. Dépendance du gap avec la température

L'InAlAs est un matériau adapté en maille avec un substrat à base de l'InP, ils offrent ensemble une qualité d'hétérojonction intéressante, sa dépendance en température est donnée par l'expression suivante [35]:

$$E_g(T) = 1.541 - \frac{4.73 \cdot 10^{-4} T^2}{T+149} \quad (\text{eV}) \quad (\text{I.6})$$

b. Dépendance du gap avec la fraction molaire (la concentration)

Le type de gap dans l'InAlAs est dépendant de la fraction molaire d'indium, il est indirect pour une fraction inférieure à 0.29%. Par contre, il est direct pour une fraction supérieure à 0.29% [36]. À température ambiante, les expressions de E_g en fonction de la concentration d'indium dans le cas direct, indirect ainsi que le cas de variation linéaire sont présentées respectivement par les équations suivantes [37-38]:

- $E_{g(\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As})} = 3.053-3.489y + 0.859y^2$ pour $y > 0.29$ (cas direct).

- $E_{g(\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As})} = 2.162 - 0.454y + 0.991y^2$ pour $y < 0.29$ (cas indirect).
- $E_g = 2.647 - 2.29y$ pour $0.45 < y < 0.54$ (dans le cas de la variation linéaire).

c. Paramètre de maille

Le paramètre de maille pour l'InAlAs est similaire à celui de l'InGaAs, il se caractérise par le couplage des deux binaires l'InAs et l'AlAs. Son évolution est linéaire en fonction de la fraction molaire voir figure (I.6). Le paramètre de maille est obtenu en utilisant la loi de Végard, il est donné par l'expression suivante [19]:

$$a(\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}) = 5.661 + 0.398y \quad (\text{Å}) \quad (I.7)$$

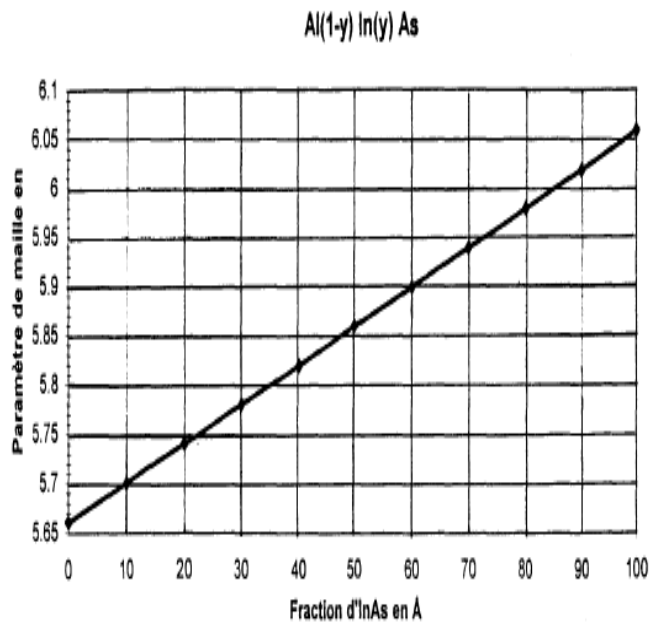


Fig. I.6. Paramètre de maille de l'In_xAl_{1-x}As en fonction du pourcentage de l'Indium [19].

d. La masse effective

La linéarité de la masse effective de l'InAlAs dans la vallée Γ n'a lieu qu'au tour d'une fraction molaire de 0.52%, l'expression approximative de m_{Γ}^* est donnée par la relation suivante [39]:

$$m_{\Gamma}^* = 0.15 - 0.128y \quad (I.8)$$

e. La mobilité

La mobilité des électrons dans l'InAlAs est indépendante de la concentration d'indium. Elle est faible, cette dernière est due à la grande bande interdite qu'elle

introduit une grande augmentation de la masse effective des électrons. Cela mènera à la diminution de la mobilité des porteurs de charge.

f. Les paramètres de simulation pour l'InAlAs

paramètres	symbole	$\text{In}_x\text{Al}_{(1-x)}\text{As}$	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	bibliographie
Energies de fond de vallée	$\epsilon_{\Gamma}(\text{eV})$	$2.964-3.161x+0.5624x^2$	1.4721	[26]x=0.75 [40] x=0.52
	$\epsilon_L(\text{eV})$	$2.464+1.375x-2.614x^2$	2.4723	[41][26] pour x=0.75
	$\epsilon_X(\text{eV})$	$2.221+0.626x-1.026x^2$	2.2689	[41][26] pour x=0.75
Masse effectives relatives de fond de vallée	$m_{\Gamma}^*(m_0)$	$0.15-0.128x$	0.083596	[24] pour x=0.52
	$m_L^*(m_0)$	$0.222+0.1492x+0.016x^2$	0.30391	[26] pour x=0.75
	$m_X^*(m_0)$	$0.41-0.248x-0.158x^2$	0.496	[24] pour x=0.52
Coefficients de non parabolicité	$\alpha_{\Gamma}(\text{eV}^{-1})$	Si $x \leq .551.045x$ si non $x > 0.55$ $3.219+10.033x+9.503x^2$	0.59297	[24] pour x=0.52 [26] pour x=0.75
	$\alpha_L(\text{eV}^{-1})$	$0.367+0.094x$	0.41588	[28]
	$\alpha_X(\text{eV}^{-1})$	0.204	0.204	[41]
Energie de phonon polaire- optique (eV)	$\hbar\omega_{LO}(\text{eV})$	$(4.806-1.136x-0.62x^2)10^{-2}$	0.040475	[41][26] pour x=0.75
Energie de phonon non polaire-optique (eV)	$\hbar\omega_{nO}(\text{eV})$	$(3.43-1.787x+2.2567x^2)10^{-2}$	0.031109	[26] pour x=0.75
Energies des phonons	$\hbar\omega_{\Gamma,L}(\text{eV})$	$(3.779-1.813x+0.361x^2)10^{-2}$	0.02933	[41][26] pour x=0.75

intervallées	$\hbar\omega_{\Gamma,X}(\text{eV})$	$(4.064-2.492x + 0.601x^2) 10^{-2}$	0.029306	[41][26] pour x=0.75
	$\hbar\omega_{L,L}(\text{eV})$	$(3.941-1.494x-0.499x^2) 10^{-2}$	0.030295	[41][26] pour x=0.75
	$\hbar\omega_{L,X}(\text{eV})$	$(4.03-2.238x + 1.309x^2) 10^{-2}$	0.032205	[41][26] pour x=0.75
	$\hbar\omega_{X,X}(\text{eV})$	$(4.064-4.073x + 2.71x^2) 10^{-2}$	0.026784	[41][26] pour x=0.75
Potentiels de déformation acoustique	$\Phi_{ar}(\text{eV})$	$7-2.058x$	5.9297	[42] pour x=0.52
	$\Phi_{al}(\text{eV})$	$9.2-11.199x+14.265x^2$	7.2339	[26] pour x=0.75
	$\Phi_{ax}(\text{eV})$	$9.27-1.772x+2.505x^2$	9.0259	[41][26] pour x=0.75
Potentiels de déformation optique non polaire	$\Phi_{NPO}(\text{eV/m})$	$3-4.5204x+6.027x^2$	2.2791	[41][26] pour x=0.75
Potentiels de déformation intervallées	$\Phi_{\Gamma,L}(10^{10}\text{eV/m})$	$1-1.472x+1.074x^2$	5.2489	[41][26] pour x=0.75
	$\Phi_{\Gamma,X}(10^{10}\text{eV/m})$	$1-2.742x+2.99x^2$	3.8244	[41][26] pour x=0.75
	$\Phi_{L,L}(10^{10}\text{eV/m})$	$1-0.654x-0.017x^2$	6.5530	[41][26] pour x=0.75
	$\Phi_{L,X}(10^{10}\text{eV/m})$	$4-9.177x+6.013x^2$	8.5414	[41][26] pour x=0.75
	$\Phi_{X,X}(10^{10}\text{eV/m})$	$1.447-3.004x+2.544x^2$	5.7277	[41][26] pour x=0.75
Constant piézoélectrique	$C_p(\text{Cb/m}^2)$	$5.2+12.605x-16.098x^2)10^{-2}$	0.074019	[26] pour x=0.75
Potentiel d'alliage	$Pa(\text{eV})$	0.42	0.42	[42]
Energie de seuil	ϵ_{th}	$3.7213-4.1099x+0.7746x^2$	1.794	Ajusté

facteur de keldysh	P_1	Si $x \leq 0.72$ $P=0.022$ Si non $P=0.03$	0.22	Ajusté
Exposant n	n		2	
Energie de haut de bande	$\epsilon_{hh}(\text{eV})$	0.0	0	[30]
	$\epsilon_{lh}(\text{eV})$	0.0	0	[30]
	$\epsilon_{so}(\text{eV})$	$0.3+0.13x$	0.3676	
Masse effective relative de fond de bande	$m_{hh}^*(m_0)$	$0.76-0.16x$	0.6768	[24] pour $x=0.52$
	$m_{lh}^*(m_0)$	$0.15-0.123x$	0.08604	[24] pour $x=0.52$
	$m_{so}^*(m_0)$	$0.24-0.151x$	0.16148	[24] pour $x=0.52$
Coefficients de Non parabolicité de la bande	$\alpha_{hh}(\text{eV}^{-1})$	0.6	0.6	[30]
	$\alpha_{lh}(\text{eV}^{-1})$	0.4	0.4	[30]
	$\alpha_{so}(\text{eV}^{-1})$	0.0	0	[30]
Potentiel acoustique	$\phi_a(\text{eV})$		4.5305	[32-33]
Potentiel optique non polaire	ϕ_{NPO} (eV) $10^{10}/\text{m}$		1.1211	[32-33]
Potentiel de valence	a(eV)	$2.6-0.1x$	2.548	[24] pour $x=0.52$
	b(eV)	$-1.5-0.3x$	-1.656	[24] pour $x=0.52$
	d(eV)	$-3.4-0.2x$	-3.504	[24] pour $x=0.52$
Constant élastique	C₁₁ $10^{11}\text{dyn}/\text{cm}^2$	$12.02-3.691x$	10.101	[24] pour $x=0.52$
	C₁₂ $10^{11}\text{dyn}/\text{cm}^2$	$5.7-1.174x$	5.0895	[24] pour $x=0.52$
	C₄₄ $10^{11}\text{dyn}/\text{cm}^2$	$5.89-1.931x$	4.8859	[24] pour $x=0.52$
Constant de maille	a(Å)	$5.65+0.442x-0.049x^2$	5.8670	[42][24] pour $x=0.52$
Densité	ρ ($10^3\text{Kg}/\text{m}^3$)	$3.6+2.335x-0.237x^2$	4.75	[24] pour $x=0.52$
Vitesse de son	S_v	$5.24-0.062x-0.879x^2$	4.97	[24] pour $x=0.52$

	(10^3m/s)			
Constants diélectrique C.D. relatives	ϵ_s	$10+4.814x-0.308x^2$	12.42	[40][24] pour $x=0.52$
	ϵ_∞	$8.62+3.105x$	10.2346	[28]

Tab. I.5. Présentation des paramètres de simulation pour l'InAlAs [34].

1.3.3. L'InP

a. Structure cristalline du Phosphore d'indium

L'InP est un semi-conducteur composé qui contient deux éléments distincts du groupe III (l'indium) et du groupe V (le phosphore), sa structure cristalline est Zinc blende.

b. Structure des bandes d'énergie

Le Phosphore d'Indium présente un gap direct, il se caractérise par une structure de bande assez complexe, elle est présentée par la figure (I.7).

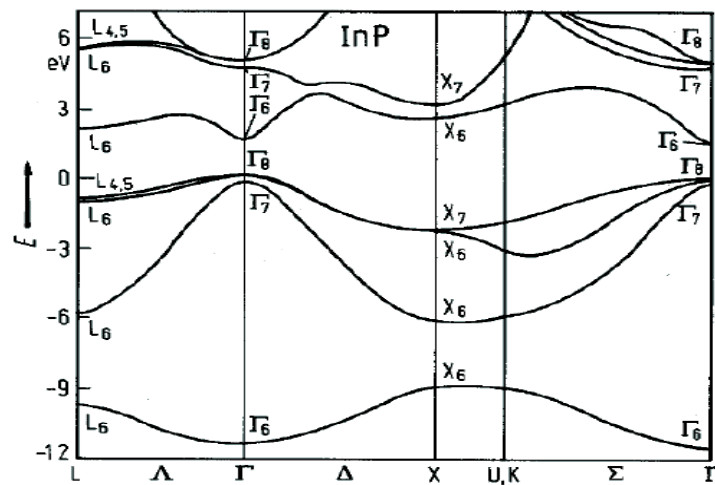


Fig. I.7. Structure de bande d'énergie de l'InP [43].

La bande de conduction de l'InP présente un minimum principal de symétrie Γ au centre de la zone de Brillouin ainsi que des minima secondaires dans les directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$ correspondant aux vallées L et X respectivement. La bande de valence comporte trois sous bandes dont deux sous bandes se rejoignent au centre de la zone de Brillouin. La largeur de la bande interdite (non permise aux porteurs) pour l'InP est $E_g = 1.35 \text{ eV}$ à 300K° .

c. Variation de la bande interdite avec la température

L'énergie de la bande interdite pour l'InP varie en fonction de la température selon une loi empirique donnée par [44]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T+\beta} \tag{I.9}$$

D'où :

- $E_g(0) = 1.421 \text{ eV}, \alpha = 4.9 \cdot 10^{-4} \text{ eV K}^{-1}, \beta = 327 \text{ K}.$

d. Propriété thermique du phosphore d'indium

Dans les semi-conducteurs, les grandeurs physiques qui déterminent les propriétés thermiques sont la conductivité thermique et la température de Debye [45].

e. Conductivité thermique

La conductivité thermique " λ " caractérise l'aptitude d'un corps à conduire la chaleur, tant que cette conductivité est élevée la conduction de la chaleur est bien assurée et le corps est moins isolant. La conductivité thermique pour l'InP est $\lambda = 0.68 \text{ W cm}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ [43].

f. Température de Debye

La température de Debye " T_D " caractérise la valeur maximale des énergies de vibration. La valeur souvent donnée dans la littérature est 425 K [43].

g. Les paramètres de simulation pour l'InP

paramètres	symbole	InP	bibliographie
Energies de fond de vallée	$\epsilon_r(\text{eV})$	1.35	[46]
	$\epsilon_L(\text{eV})$	1.96	/
	$\epsilon_X(\text{eV})$	2.21	/
Masse effectives relatives de fond de vallée	$m_r^*(m_0)$	0.082	[47]
	$m_L^*(m_0)$	0.3529	[47]
	$m_X^*(m_0)$	0.4618	[47]
Coefficients de no parabolicité	$\alpha_r(\text{eV}^{-1})$	0.624	calculé
	$\alpha_L(\text{eV}^{-1})$	0.461	[48]

	$\alpha_x(\text{eV}^{-1})$	0.205	[48]
Energie de phonon polaire-optique (eV)	$\hbar\omega_{\text{LO}}(\text{eV})$	0.0432	/
Energie de phonon non polaire-optique (eV)	$\hbar\omega_{\text{no}}(\text{eV})$	0.043	/
Energies des phonons intervallées	$\hbar\omega_{\Gamma,\text{L}}(\text{eV})$	0.0337	/
	$\hbar\omega_{\Gamma,\text{X}}(\text{eV})$	0.0337	/
	$\hbar\omega_{\text{L},\text{L}}(\text{eV})$	0.0337	/
	$\hbar\omega_{\text{L},\text{X}}(\text{eV})$	0.0337	/
	$\hbar\omega_{\text{X},\text{X}}(\text{eV})$	0.0239	/
Potentiels de déformation acoustique	$\Phi_{\text{a}\Gamma}(\text{eV})$	7.0	/
	$\Phi_{\text{aL}}(\text{eV})$	12	/
	$\Phi_{\text{aX}}(\text{eV})$	11	/
Potentiels de déformation optique non polaire	$\Phi_{\text{NPO}}(\text{eV/m})$	6.7	/
Potentiels de déformation intervallées	$\Phi_{\Gamma,\text{L}}$ (10^{10}eV/m)	13.7	/
	$\Phi_{\Gamma,\text{X}}$ (10^{10}eV/m)	12.498	/
	$\Phi_{\text{L},\text{L}}$ (10^{10}eV/m)	5.6	/
	$\Phi_{\text{L},\text{X}}$ (10^{10}eV/m)	8.4	/
	$\Phi_{\text{X},\text{X}}$ (10^{10}eV/m)	9.9	/
Constant piézoélectrique	$C_p(\text{Cb/m}^2)$	0.0131	/
Energie de seuil	ϵ_{th}	1.69	ajusté
facteur de keldysh	P_1	0.1	ajusté
Exposant n	n	2	/
Energie de fond de bande	$\epsilon_{\text{hh}}(\text{eV})$	0.0	[23]
	$\epsilon_{\text{lh}}(\text{eV})$	0.0	[23]

	$\epsilon_{so}(\text{eV})$	0.1	[23]
Masse effective relative de fond de bande	$m_{hh}^*(m_0)$	0.75	calculé
	$m_{lh}^*(m_0)$	0.089	[23]
	$m_{so}^*(m_0)$	0.17	[23]
Coefficients de non parabolicité de la bande	$\alpha_{hh}(\text{eV}^{-1})$	0.4	Calculé
	$\alpha_{lh}(\text{eV}^{-1})$	0.4	/
	$\alpha_{so}(\text{eV}^{-1})$	0.0	/
Potentiel de valence	a(eV)	2.9	[23]
	b(eV)	-2	[23]
	d(eV)	-5	[23]
Constant élastique	C_{11} 10^{11}dyn/cm^2	10.22	[23]
	C_{12} 10^{11}dyn/cm^2	5.76	[23]
	C_{44} 10^{11}dyn/cm^2	4.6	[23]
Constant de maille	a(Å)	5.8687	[49]
Densité	$\rho(10^3\text{Kg/m}^3)$	4.79	[48]
Vitesse de son	$S_V(10^3\text{m/s})$	5.13	[47] et [50]
Constants diélectrique relatives	ϵ_s	12.4	[22]et[49]
	ϵ_∞	9.55	[23]

Tab. I.6. Présentation des paramètres de l'InP [34].

1.3.4. L'InAsP

Dans les matériaux semi-conducteurs, il y a des composés ternaires et quaternaires qui ne sont pas encore étudiés. Parmi ces composés nous étudierons le matériau InAsP. Ce dernier fait partie de la famille des matériaux III-V, l'ensemble de ces propriétés se trouveront répartie entre celle de l'InAs et l'InP. Si nous prenons l'InP comme référence et avec l'introduction de l'Arsenic il devient l'InAsP, plus que la concentration de l'Arsenic augmente plus que ces propriétés se rapprochent à l'InAs. Globalement, l'InAsP a trouvé place dans les applications de l'optique pour former les boites quantiques, contrairement au domaine de l'électronique rapide il est rarement utilisé. La

présentation de leurs paramètres se fait grâce à des lois d'interpolation à partir de ces binaires constituants. Dans ce qui suit nous présentons les lois d'interpolation les plus utilisées pour la présentation des paramètres de l'InAsP.

a. Lois d'interpolation des paramètres physiques de l'InAsP

Les lois d'interpolation linéaires sont les plus utilisées pour l'estimation des paramètres physiques d'un matériau ternaire T_{ABC} à partir de ces binaires constituants B_{AB} et B_{AC} , parmi ces lois nous citerons la loi suivante [51] :

$$T_{ABC}(x) = xB_{AB} + (1 - x)B_{AC} \quad (I.10)$$

L'équation (I.10) s'écrit dans une forme générale du premier ordre sous la forme :

$$T_{ABC}(x) = a + bx \quad (I.11)$$

Pour un ternaire de la forme AB_xC_{1-x} , la constante x est la fraction molaire, les deux constantes a et b sont déterminées par les formules suivantes :

$$a = B_{AC} \quad (I.12)$$

$$b = B_{AB} - B_{AC} \quad (I.13)$$

b. Loi d'interpolation de paramètre de maille pour l'InAsP

Le calcul du paramètre de maille pour l'InAsP se fait grâce à la loi de « Végard », elle est donnée par [52]:

$$a_{InAs_xP_{1-x}} = x * a_{InAs} + (1 - x) * a_{InP} \quad (I.14)$$

c. Les paramètres de simulation pour l'InAs et l'InP

	InAs	InP	GaAs	GaP
$a_0(\text{Å})$	6.0584	5.8688	5.6533	5.4512
$\rho_m(\text{gr/cm}^3)$	5.668	4.791	5.317	4.129
$s(\text{m/s})$	4280	5160	5240	6280
$E_{op}(\text{meV})$	32	43	35	50
$E_g(\text{eV})$	0.35	1.35	1.42	2.75
$\Delta(\text{eV})$	0.37	0.11	0.34	0.10
$E_x(\text{eV})$	1.37	2.21	1.91	2.26

E_L (eV)	1.07	2.05	1.73	2.63
m_e^*/m_0	0.023	0.079	0.067	0.170
m_{hh}^*/m_0	0.41	0.65	0.45	0.45
m_{lh}^*/m_0	0.025	0.12	0.082	0.26
$m_{\Gamma 0}^*/m_0$	0.14	0.12	0.159	0.37
m_L^*/m_0	0.4	0.36	0.22	0.235
m_X^*/m_0	0.8	0.48	0.58	0.34
α_{Γ} (eV ⁻¹)	2.66	0.65	0.61	0.27
α_L (eV ⁻¹)	0.895	0.429	0.461	0.623
α_X (eV ⁻¹)	0.2	0.195	0.204	0.205
ϵ_0	14.60	12.50	13.18	11.11
ϵ_{∞}	12.25	9.66	10.89	9.11
$D_{a\Gamma}$ (eV)	4.9	7	7.0	12.2
D_{aL} (eV)	7.6	8.7	9.2	12.4
D_{aX} (eV)	9.3	9.3	9.27	10.3
D_{aH} (eV)	6.5	6.5	5.3	5.7
P_z (cm ²)	0.045	0.040	0.16	0.10
ΔE_a (eV)	0.4	0.83	0.07	0.5
D_{opL} ($\times 10^8$ eV/cm)	3	3	3	3
$D_{op\Gamma L}$ ($\times 10^8$ eV/cm)	3	5	10	5
$D_{op\Gamma X}$ ($\times 10^8$ eV/cm)	5	20	10	5
D_{opLL} ($\times 10^8$ eV/cm)	5	7	7	6.6
D_{opLX} ($\times 10^8$ eV/cm)	5	5	5	5
D_{opXX} ($\times 10^8$ eV/cm)	5	2	10	5
$E_{op\Gamma L}$ (meV)	18	14.9	29.9	21.3
$E_{op\Gamma X}$ (meV)	21.2	30.4	27.8	47
E_{opLL} (meV)	18	14.9	29.9	21.3
E_{opLX} (meV)	25.4	35.1	29.3	47
E_{opXX} (meV)	19.2	41.4	29.0	47.5

Tab. I.7. Présentation des paramètres de l'InAs, l'InP, le GaAs et le GaP [53].

d. Les paramètres de simulation pour l'InAsP

L'application de la formule (I.11) mènera à l'obtention des paramètres de l'InAsP, le tableau (I.8) regroupe les paramètres pour cinq (5) cas de l'InAsP.

	InAs	InP	InAs _{0.3} P _{0.7}	InAs _{0.4} P _{0.6}	InAs _{0.5} P _{0.5}	InAs _{0.6} P _{0.4}	InAs _{0.7} P _{0.3}
$a_0(\text{Å})$	6,0584	5,8688	5.9256	5.9444	5.9636	5.98256	6.00152
$\rho_m(\text{gr/cm}^3)$	5,668	4,791	5.0541	5.1418	5.2295	5.3172	5.4049
$s(\text{m/s})$	4280	5160	4896	4808	4720	4632	4544
$E_{op}(\text{meV})$	32	43	39.7	38.6	37.5	36.4	35.3
$E_g(\text{eV})$	0,35	1,35	1.05	0.95	0.85	0.75	0.65
$\Delta(\text{eV})$	0,37	0,11	0.188	0.214	0.24	0.266	0.292
$E_x(\text{eV})$	1,37	2,21	1.958	1.874	1.79	1.706	1.622
$E_L(\text{eV})$	1,07	2,05	1.756	1.658	1.56	1.462	1.364
m_e^*/m_0	0,023	0,079	0.0622	0.0566	0.051	0.0454	0.0398
m_{hh}^*/m_0	0,41	0,65	0.578	0.554	0.53	0.506	0.482
m_{lh}^*/m_0	0,025	0,12	0.0915	0.082	0.0725	0.063	0.0535
$m_{\Gamma 0}^*/m_0$	0,14	0,12	0.126	0.128	0.13	0.132	0.134
m_L^*/m_0	0,4	0,36	0.372	0.376	0.38	0.384	0.388
m_X^*/m_0	0,8	0,48	0.576	0.608	0.64	0.672	0.704
$\alpha_{\Gamma}(\text{eV}^{-1})$	2,66	0,65	1.253	1.454	1.655	1.856	2.057
$\alpha_L(\text{eV}^{-1})$	0,895	0,429	0.5688	0.6154	0.662	0.7086	0.7552
$\alpha_X(\text{eV}^{-1})$	0,2	0,195	0.1965	0.197	0.1975	0.198	0.1985
ϵ_0	14,6	12,5	13.13	13.34	13.55	13.76	13.97
ϵ_{∞}	12,25	9,66	10.437	10.696	10.955	11.214	11.473
$D_{a\Gamma}(\text{eV})$	4,9	7	6.37	6.16	5.95	5.74	5.53
$D_{aL}(\text{eV})$	7,6	8,7	8.37	8.26	8.15	8.04	7.93
$D_{aX}(\text{eV})$	9,3	9,3	9.3	9.3	9.3	9.3	9.3
$D_{aH}(\text{eV})$	6,5	6,5	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5
$P_z(\text{cm}^2)$	0,045	0,04	0.0415	0.042	0.0425	0.043	0.0435
$\Delta E_a(\text{eV})$	0,4	0,83	0.701	0.658	0.615	0.572	0.529
$D_{opl}(\times 10^8 \text{eV/cm})$	3	3	3	3	3	3	3
$D_{opFL}(\times 10^8 \text{eV/cm})$	3	5	4.4	4.2	4	3.8	3.6

$D_{opFX} (\times 10^8 \text{eV/cm})$	5	20	15.5	14	12.5	11	9.5
$D_{opLL} (\times 10^8 \text{eV/cm})$	5	7	6.4	6.2	6	5.8	5.6
$D_{opLX} (\times 10^8 \text{eV/cm})$	5	5	5	5	5	5	5
$D_{opXX} (\times 10^8 \text{eV/cm})$	5	2	2.9	3.2	3.5	3.8	4.1
$E_{opFL} (\text{meV})$	18	14,9	15.83	16.14	16.45	16.76	17.07
$E_{opFX} (\text{meV})$	21,2	30,4	27.64	26.72	25.8	24.88	23.96
$E_{opLL} (\text{meV})$	18	14,9	15.83	16.14	16.45	16.76	17.07
$E_{opLX} (\text{meV})$	25,4	35,1	32.19	31.22	30.25	29.28	28.31
$E_{opXX} (\text{meV})$	19,2	41,4	34.74	32.52	30.3	28.08	25.86

Tab. I.8. Présentation des paramètres de l'InAsP pour $0.3 < x < 0.7$.

1.4.L'intérêt d'utilisé l'InAsP comme matériaux de substrat

L'intérêt de l'utilisation de l'InAsP pour l'électronique est similaire à l'InP. L'avantage de ce matériau est qu'il possède un faible gap, il devient très intéressant pour des applications dans l'électronique rapide, et ceci grâce à ces propriétés de transport électronique. La figure (I.8) présente la vitesse des porteurs en fonction du temps pour l'InP et l'InAsP. La diminution des énergies caractéristiques du substrat est due aux effets du champ électrique appliqué à la grille sur le substrat provoque une augmentation. Cette augmentation se traduit par une importante diminution de la résistance d'entrée du dispositif et par conséquent une amélioration des performances et surtout la fréquence.

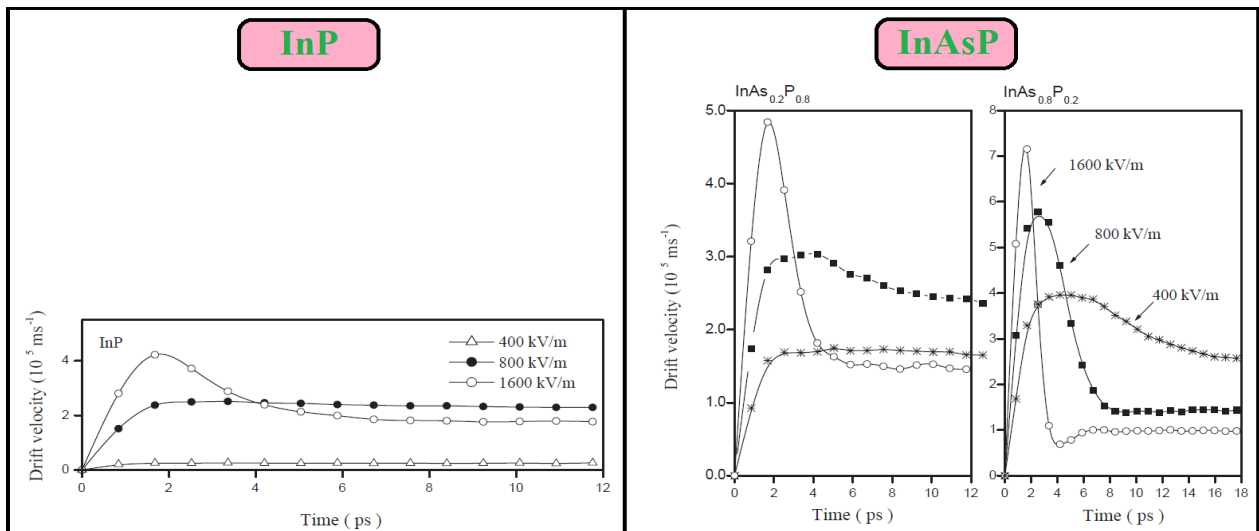


Fig. I.8. L'évolution de la vitesse en fonction du temps pour l'InP et l'InAsP [54].

1.5. Avantages et domaines d'application des III-V.

Le premier matériau souvent utilisé dans la fabrication des dispositifs électroniques est le Silicium. Les semi-conducteurs ont subi une grande évolution de développement et d'amélioration. Ils ont été utilisés dans la plupart des domaines telle que l'optique, l'électronique numérique et l'électronique de puissance. Malheureusement, les limites de fonctionnement de ce matériau (Si) ont poussé les chercheurs à trouver de nouveaux matériaux de remplacement. Les matériaux III-V occupent une place importante. Leurs propriétés physiques les favorisent dans les applications des dispositifs destinés à l'optoelectronique, aux hyperfréquences, à l'optique, et au domaine militaire [55].

1.6. Conclusion

Les matériaux III-V occupent une place de choix dans le domaine de l'électronique moderne, ils présentent de nombreux avantages. Ces avantages leur permet de fabriquer des dispositifs électroniques fonctionnent à haute gamme de fréquence, de faible consommation énergétique et un faible taux de bruit. L'avantage principal présenté par ces matériaux est leur structure de bande d'énergie ajustable et contrôlable selon la composition. Une simple comparaison entre l'InP et l'InAsP nous a permis de conclure que le faible gap de l'InAsP le met dans une position avantageuse pour les applications de l'électronique rapide.

1.7.Référence

- [1] : www.phtable.com.
- [2] : S.BARBET :« Etude par microscopie à champ proche de matériaux III-N pour émetteurs électroniques planaires » thèse de doctorat ;université de Lille ;2008.
- [3] : Chahira Hajlaoui « Etude des propriétés structurales et électroniques des nano fil semi-conducteurs III-V », thèse de doctorat, INSA de Rennes, 2015.
- [4] : Quang Tuong Nguyen, « Effets de spin dans les nanostructures semi-conductrices: modélisation et expériences de magnéto-transport », thèse de doctorat, école poly technique, France, 2006.
- [5] : AOUATI. R « Etude de l'interaction électron-matière des nanostructures de l'arséniure de gallium », thèse de doctorat, université de mentouri, 2011.
- [6] : R .AOUATI, « Etude de l'interaction électron-matière des nanostructures de l'arséniure de gallium », thèse de doctorat ; université de Constantine, 2011.
- [7] : J.L, Pankove, « Optical processes in semiconductors, Dover publications Inc », livre électronique ,1971.
- [8] :<http://www.polytech-lille.fr/cours-transistor-effet-champ/hemt/Hemtc1b.htm>.
- [9] : S .LAVAL, « Physique des Semi-Conducteurs III-V ».Ecole d'été d'optoélectronique, Institut d'électronique fondamentale, CNRS(URA022), Bat.220. Université de Paris Sud, F-91405 Orsay Cedex, France.
- [10] : F.Diette ; « Etude des transistors à effet de champ de type HEMT sur substrat GaAs et InP pour l'amplification de puissance en gamme millimétrique »; thèse de doctorat ; université de Lille 1, 1998, page 9.
- [11] : T. Parenty, thèse de doctorat : « Etude et perspective des transistors à hétéro-structure AlInAs/GaInAs de longueur de grille inférieure à 100nm et conception de circuits intégrés en bande G », université de lille 1,N° ordre 3359, (2003.page 3).
- [12]: Y.Yamashita, A.Endoh, K. Shinohara, T.Matsui, S.Hiyamizu, T.Mimura, « Pseudomorphic $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ HEMT s with an ultrahighfT of 562 GHz » IEEE Electron deviceletters, vol. 23, no. 10, pp. 573-575, october2002.
- [13]: P.M.Smith, S.-M.J.Liu, M.-Y.Kao, P.Ho,S.C. Wang, K.H.G. Duh, S.T.Fu, P.C.Chao, « W-Band High EfficiencyInP-Based Power HEMT with 600 GHz fmax », IEEE Microwaver and guidedwaveletter, vol. 5, no. 7, pp. 230-232, july 1995.

[14] : T. Parenty, thèse de doctorat : « Etude et perspective des transistors à hétéro-structure AllnAs/GaInAs de longueur de grille inférieure à 100nm et conception de circuits intégrés en bande G », université de lille 1, N° ordre 3359, (2003.page 17).

[15]: N. F. Idham M, A. I. Ahmad Ismat, S. Rasidah, D. Asban, M. Razman Y, and A. M.Abdul Fatah, "Effect of Indium Content in the Channel on the Electrical Performance of Metamorphic High Electron Mobility Transistors," in Proc. IEEE Int. Conf. Semiconductor Electronics ICSE '06 , pp. 743–746, 2006.

[16]: Y P Varshni, Physica Vol34, 1967 p149.

[17]: P W Yu, E kuphal, Solid State Commun 49(1984) 907.

[18]: Y F Biryulin, N V Gamina, MG Milvidskii, MG Chaldychev, V V Shmartsev, V Yu, Sov Phys Semicond (English Transi), 17(1983), 68 Fiz Tekh Poluprovodn 17 (1983), 108.

[19]: Bouchta LA Y ATI « Croissance par épitaxie par jets moléculaires d'hétérostructures AllnAs/Ga_{1-x}ln_xAs/InP à dopage planaire pour application aux transistors HEMT », thèse de doctorat, université de Lille 1, 1996.

[20]: S Adachi J App Phys Vol 53 No 12 p8775 (1982).

[21] : P. BOUREL : « Simulation Monte-Carlo bidimensionnelle et étude expérimentale de transistors à effet e champ à hétérojonctions adapté en maille sur InP », thèse de doctorat, université de Lille Flandres –Artois, 1991.

[22] : S. Adachi, Phys.Rev.B, vol. 39, n°. 17, p. 12612, (1989).

[23] : S. Adachi, Journ. Appl. Phys., vol. 53, n°. 12, p. 8775, (1982).

[24] : K. F. Brennan, I.E.E.E. Trans. Elect.Dev., vol. ED-33, n°.10, p. 1502, (1986).

[25]: S.R. Ahmed, B.R. Nag et M. Deb Roy, Solid State Electronics, vol. 28, no. 12, p. 1193, (1985).

[26]: L.W Massengill, T.H. Glisson, J.R. Hauser et M.A. Littlejohn, Solid State Electronics, vol. 29, n°. 7, p. 725, (1986).

[27]: W. Quade et al, Solid State Electron, vol. 36, n°10, p.1493, (1993).

[28]: M.A. Littlejohn, J.R. Hauser et T.H. Glisson, Journ. Appl. Phys., vol. 48, n°. 11, p. 4587, (1977).

[29]: A. Ghosa¹, D. Chattopadhyay et N.N. Purkait, Appl. Phys. Lett., vol. 44, no. 8, p. 773, (1984).

- [30]: S. Adachi, *Journ. Appl. Phys.*, vol. 53, n°. 12, p. 8775, (1982).
- [31]: K. F. Brennan, *Appl. Phys. Lett*, vol. 51, n°. 13, p. 995, (1987).
- [32]: K.F Brennan et K.Hess, *Phys.Rev. B*, vol. 29, n°. 10, p. 5581, (1984).
- [33]: T.Brudevoll, *Journ. Appl. Phys.*, vol. 67, n°. 12, p. 7373, (1990).
- [34]: Mohamed Rilwanoulaï BADIROU « Simulation monté-carlo en régime statique et dynamique de HEMT de la filière InP », thèse de doctorat, université de lilles1, 1998.
- [35]: D K Gaskill, N Bottka, L Aina, M Mattingly. *Appl Phys Lett* 56 (13), Mars 1990.
- [36]: M R Lorenz, A Onton, *Proc 1 Oth Int Conf Semicond Ph ys*, Cambridge 1 Mass USAEC New York 1970 p444.
- [37]: J Chen, *Appl Phys Lett* Vol61, no9 p116, 1992.
- [38]: B Wakefield, MAG Halliwell, T Kerr, DA Andrews, G J Davies, DR Wood, *Apl Phys Lett* Vol44, p341 (1984).
- [39]: K Brennan, *IEEE Trans Elect dev*, Vol ED-33 No 10 p1502 (1986).
- [40]: C.K. Peng, A. Ketterson et H. Morcoc, *Journ. Appl. Phys.*, vol. 60, n°. 5, p. 1707, (1986).
- [41]: J.R Hauser, T.H. Glisson et M.A. Litt1ejohn, *Solid State E1ectronics*, vol. 22, p. 487, (1979).
- [42]: A. Bhattacharyya, D. Chattopadhyay et A. Gossa1, *Phys.Rev.B*, vol. 31, n°. 4, p. 2524, (1985).
- [43]: T. MOUET : « Etude et caractérisation des structures MIS sur "InP" et des nanostructures à base de "ZnO" », thèse de doctorat, université Constantin, 2011.
- [44]: S. Selberherr. "Analysis and simulation of semiconductor devices " .Springer verlag, 1984.
- [45]: S. Shankar Naik, V. Rajagopal Reddy, "Analysis of current_voltage_temperature (I_V_T) and capacitance_voltage_temperature (C_V_T) characteristics of Ni/Au Schottky contacts on n type "InP", *Superlattices and Microstructures*, Vol.48, p.330-342, 2010.
- [46]: S. Adachi, *Phys.Rev.B*, vol. 39, n°. 17, p. 12612, (1989).
- [47]: M. V. Fischetti, *I.E.E.E*, vol. 38, n°. 3, p. 634, (1991).
- [48]: L. Rota et P. Lugli, *Phys.Rev.B*, vol. 47, n°. 8, p. 4226, (1993).

- [49]: H.Q. Hou et C.W. Tu, *Journ. Appl. Phys.*, vol. 75, n°. 9, p. 4673, (1994).
- [50]: K. F. Brennan, *Phys. Rev. B.*, vol. 29, n°. 10, p. 5581, (1984).
- [51] Adachi. Sadao "Material parameters of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ and related binaries"; *J. Appl. Phys.* 53, 8775 (1982).
- [52] Dongmin Liu, M.S "Design, fabrication and characterization of InAlAs/InGaAs/InAsP composition channel HEMT's"; thèse de doctorat, 2008.
- [53] B. Reid ; «étude de la dynamique ultra-rapide des porteurs dans les nano structures» thèse de doctorat ; université de Montréal ;1997.
- [54]: H. Arabshahi, M. Rezaee Rokn-Abadi, M.R. Khalvati; «Steady-State and Transient Electron Transport within Bulk $\text{InAs}_{1-x}\text{P}_x$, InAs and InP Using an Semi-classical Three-Valley Monte Carlo Simulation Analysis»; *Bulg. J. Phys.* 36 (2009) 264–273.
- [55] : N .BAGHDADLI, : « Évolution du Paramètre Exciton de BOHR en Fonction des Propriétés Optoélectroniques des Semi-conducteurs III-V », thèse de doctorat ; université de Tlemcen, 2013.

Chapitre 02/ Transistor A Haut Mobilité Electronique HEMT

Transistor A Haut Mobilité Electronique

HEMT

2.1.Introduction

La majorité des transistors utilisés dans les domaines de l'électronique moderne à grand public sont fabriqués à base de silicium (Si). Les propriétés de ce matériau sont limitées. Afin de parer à cet inconvénient d'autres matériaux et d'autres dispositifs sont proposés. Le transistor HEMT occupe une place très importante, et considéré comme une solution prometteuse dans le domaine de la communication avancée, de haute gamme de vitesse, de faible énergie ainsi qu'un faible bruit. Egalement, l'HEMT est connu sous le nom de FET Hétéro-structure (HFET) dû à l'intégration d'une jonction entre deux matériaux de différentes énergies de gap (une hétérojonction), cela aboutit à une grande augmentation de la mobilité des électrons contrairement au MOSFET qui utilise des régions dopées dans les zones où les électrons se déplacent (le canal).

Dans ce chapitre, nous présentons en détail les transistors à haute mobilité électronique (HEMT) à base de l'InAlAs/InGaAs/InAsP, ils ne sont qu'une alternance de la filière des HEMT à base d'un substrat formé par l'InP. Nous commençons ce chapitre par une brève présentation de l'historique d'invention des transistors dont l'apparition des HEMTs. Il sera suivi par une étude de l'évolution de la miniaturisation des transistors HEMTs ainsi que les techniques utilisées pour leurs montées en fréquence. Quelles que notions de base des HEMTs, seront exposées. Une présentation détaillée des HEMTs sera expliquée dans ce chapitre, elle comporte leurs structures de couche, leurs principe de fonctionnement, la formation de puits quantiques dans cette technologie et leurs caractéristiques. Nous présentons aussi dans cette partie les caractéristiques fréquentielles des HEMTs et les circuits équivalents. Le bruit et les systèmes de couches les plus utilisés dans les HEMTs sont étudiés. Ce chapitre sera achevé par la partie se rapportant aux limitations des HEMTs dûes à la miniaturisation.

2.2.Historique du transistor

Au cours du dernier siècle, l'humanité a connu un progrès énorme dans la puissance de calcul. L'étape la plus importante dans cet avancement est faite en 1907 par « Lee De Forest » avec son invention des " triodes ". Cependant, ces dispositifs se caractérisent par une forte consommation énergétique. Dans les années 1930, il été recommandé que

la recherche d'un autre meilleur amplificateur est devenu nécessaire. Pendant ce temps, des diodes semi-conductrices en germanium à haute pureté ont été développées dans les laboratoires de « Bell », leurs objectifs est de les utilisées dans les applications radar. Par la suite, les recherches ont été orientées vers l'amplification, William Shockley a obtenu un financement pour travailler sur un amplificateur semi-conducteur au niveau de laboratoire « AT & T ». Egalement, John Bardeen et Walter Brattain ont été intégré dans l'équipe de William Shockley, ils ont commencé à travailler un nouveau dispositif, qui sera nommé par la suite « le transistor », il a été développé en décembre 1947, (Figure. II.10).

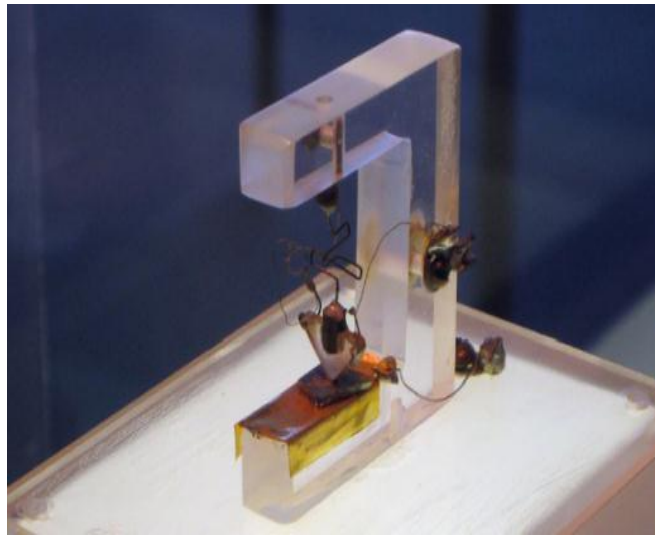


Fig. II.1. Le premier transistor fabriqué à base de germanium et deux contacts d'or [1].

Un petit courant appliqué sur l'un des contacts en or amplifia le courant qui circule de l'autre du contact en or vers la plaque métallique, c'est la première démonstration expérimentale de ce qu'on appellera le transistor. La commercialisation des transistors a commencé dans les années 1950, après l'invention du transistor bipolaire à jonction par Shockley. Le premier ordinateur commercialisé à base des transistors était l'IBM 7070 fabriqué en 1958 par IBM. Tous les composants de ce circuit sont fabriqués directement sur le même cristal semiconducteur, cela a permis la création des circuits de plus en plus petits. En 1958 le premier circuit intégré a été fabriqué par Jack Kilby au laboratoire de Texas Instruments. En 1968, « Robert Noyce » et son collègue « Gordon Moore » ont créé « Intel » (Integrated-electronics), leur premier produit se résume dans la fabrication des mémoires d'accès aléatoire statique (SRAM) - static random access memory (SRAM)- à base des transistors bipolaires. En 1969 le premier transistor à effet de champ (métal-oxyde-semiconducteur à effet de champ (MOSFET) à base de silicium a été inventé. En 1965, Gordon Moore a prédit l'évolution de l'industrie des circuits intégrés dans son article intitulé «Cramming more components on to integrated circuits» connue sous la loi de Moore. Dans ce même article: le nombre de transistors dans un circuit intégré double environ chaque année (plus tard cette loi est révisée à deux ans) [2]. En 1974, R.

Dingle et son équipe ont étudié la création et le confinement d'un gaz d'électron (2DEG) [3] à l'interface entre deux matériaux de gap différent dont les électrons se déplacent parallèlement dans cette interface. Cela a donné naissance à une nouvelle technologie de transistor dit HEMT (transistors à haute mobilité électronique). Ces transistors ont la particularité de fonctionner à des hautes fréquences avec un faible bruit. Par conséquent, ils suivront la prédiction de la loi de Moore et la ligne de l'ITRS afin de garantir l'augmentation des performances des dispositifs. Le début de la fabrication des premiers HEMTs n'est connue qu'en 1978 par Ray Dingle & collaborateurs au niveau de Bell Labs suite à la démonstration du concept de modulation par dopage pour la première fois. En 1979, le développement de premier système de matériaux (AlGaAs / GaAs) au niveau de Fujitsu par Takashi Mimura & collègues. En mars 1979, le dépôt du premier brevet de fabrication des HEMTs au niveau de Thomson-CSF par Daniel Delagebeaudeuf & Trong Linh Nuyen. En 1980, la caractérisation du premier HEMT au niveau de Fujitsu par Takashi Mimura. En 1981, la présentation du premier circuit intégré HEMTs doté d'un oscillateur avec canal à enrichissement, il a affiché un retard de commutation de 17,1 ps au niveau de laboratoire Fujitsu. En 1985, la présentation des capacités de fabrication, des transistors HEMTs comme composant ayant les caractéristiques de bruit les plus faibles au monde au niveau de Nobeyama Radio Observatory a été annoncées. En 1987, le départ de la commercialisation des HEMTs au Japon et en Europe. Ils ont remplacé les MESFET dans les récepteurs de radiodiffusion par satellite. En plus, les HEMTs ont contribué à la diminution de la taille d'une antenne parabolique de moitié et plus. En 1988, l'émergence d'autres champs d'applications tels que les amplificateurs à faible bruit, les applications spatiales et militaires et les récepteurs de radiodiffusion par satellite ont été développés. A partir de 1990 jusqu'à nos jours, l'invention de plusieurs systèmes de matériaux tels que AlGaAs/GaAs, InAlAs/InP, AlGaN/GaN pour les HEMTs. En plus, plusieurs études d'amélioration sont présentées.

2.3. Miniaturisation des transistors

La règle dominante régit l'amélioration des performances des transistors le long de son histoire était la mise en échelle de Dennard [4]. Dennard a observé en 1974 que la tension d'entraînement appliqué et le courant résultant d'un transistor devraient être maintenus proportionnellement aux dimensions de dispositif. La diminution des dimensions d'un transistor mènera à la réduction de leur consommation énergétique ainsi que leurs capacités parasites. Contrairement à leur performance qu'ils s'améliorent, ils les permettent d'opérer à des fréquences plus élevées [5]. La mise en échelle suivant la prévision de « Dennard » n'a pas tenu compte du courant de fuite. Ce cas s'explique par l'inverse de la pente sous-seuil, elle décrit la tension requise pour commuter le transistor entre l'état de l'activation et l'état de désactivation [6]. pour cette raison, la mise à l'échelle de « Dennard » n'a pas peut être maintenue.

Au début du 21^{siècle} avec l'amélioration des procédés de fabrication pour les dispositifs, des nouvelles techniques de production sont inventées, ils ont permis d'avoir des structures caractérisées par une qualité mieux. L'objectif de la miniaturisation des dispositifs à reprendre son cours mais avec des nouveaux concepts telle que des longueurs de grille faible (inférieures à 10 nm). Malheureusement que cette mise à l'échelle des transistors a été trouvée face à de nouvelles difficultés et contraintes qui sont liées à la puissance de fonctionnement. Cela signifie que la densité de puissance d'un transistor qu'elle est environ 100 Wcm^{-2} ne pourra pas être augmentée sans l'imposition de nouvelles exigences de maintien pour les performances de refroidissement et d'assemblage des puces [7].

Un exemple des conséquences liées aux limites de puissance est la fréquence d'horloge du CPU, elle a resté à environ 4 GHz depuis 2006 [1]. Pour cela et suite aux limites de - scaling - des transistors, le passage à de nouvelles technologies est devenu indispensable soit par l'utilisation de nouvelles morphologies ou par l'utilisation de nouveaux matériaux dont la réduction d'échelle sera respectée. De nombreuses technologies, ont été mises en œuvre pour améliorer les performances de ces matériaux et les différentes structures. Par exemple la technologie des (HEMT), la technologie FinFET (Fin Field-Effect Transistor), le design de grille chapeau, des zones source et drain fortement dopées, dessin de la distance entre source-grille et drain-grille, l'utilisation de matériaux à haut diélectrique k , l'utilisation d'un matériau contraint pour le canal, les matériaux qui assurent une haute classe de passivation [8-10]. Les HEMT's ont bénéficié de cette histoire d'évolution de miniaturisation afin de présenter le mieux possible de ces performances électroniques, plusieurs filières sont inventées ainsi que l'invention de nouvelles couches fonctionnelles (passivation de la structure, forme de grille, calibration des distances et de la taille du cap, l'épaisseur de la barrière, ...etc.). L'évolution de la miniaturisation pour les HEMT a conduit à l'augmentation de leur fréquence pour des valeurs d'environ 1 THz.

2.4. Technique de montée en fréquence pour les HEMTs

Les matériaux III-V ont été utilisés avec succès dans des applications commercialisées pour la haute fréquence telle que le transistor à haute mobilité électronique (HEMT). Ce dernier se différencie par rapport au MOSFET par l'utilisation d'une couche barrière de grille semi-conductrice plutôt qu'un oxyde de grille comme isolant de grille. La couche barrière utilisée nous permet de nous offrir une interface semi-conductrice de haute qualité sur canal. Ainsi qu'elle nous permet de nous offrir d'éviter la formation de défauts d'interface produits suite à l'utilisation de l'oxyde de grille [11]. Cette barrière est habituellement fabriquée par l'arséniure d'indium-aluminium (InAlAs) ou le phosphore d'indium (InP) pour la filière des HEMT à base de l'InP. Généralement, les HEMT utilisent un plan de dopage appelé " Si δ -doping ", il permettra l'augmentation de la concentration des électrons dans le 2DEG sans dégrader leurs mobilités électroniques suite à l'absence des interactions avec les dopants ionisés (interaction de Coulomb). Ces caractéristiques

structurelles (morphologiques) permettent les HEMT d'atteindre des valeurs de mobilité de l'ordre de $10\,000\text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{ s}^{-1}$ et plus [12]. Dans le cas d'un HEMT à base de l' $\text{In}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{As}$ à son canal leur fréquence d'oscillation maximale est supérieure à 1 THz, de même pour sa fréquence de coupure qu'elle est d'environ 700 GHz [11, 13]. Les HEMT montrent ainsi une meilleure transconductance par rapport au MOSFET, elle est de l'ordre de $1,75\text{ mS}/\mu\text{m}$ pour une longueur de grille de 50 nm et une épaisseur barrière de 4 nm. Notons que, l'amélioration de la transconductance mène à l'amélioration des performances de dispositif. Un autre concept qui permettra le monté en fréquence réside dans l'augmentation de la capacité du grille suite à l'augmentation de la hauteur de leur pied, ainsi que l'utilisation d'une forme chapeau. Cependant, la diminution de la barrière de dispositif sous la grille mènera ainsi à l'augmentation des performances fréquentielles de dispositif, cela est dû à la diminution du temps de transition vers le canal. Malheureusement que cela ne peut pas être effectuée dû à ces inconvénients, ils se résument principalement dans le courant de fuit à travers la grille. Pour cette raison, les MOSFET doivent avoir un isolement de très bonne qualité afin d'éliminer ce courant.

2.5. Notions de base pour les HEMT

2.5.1. Matériaux adapté en maille

La constante de maille est une parmi les points critiques a considéré lors le développement d'une structure. A la mise en contact de deux matériaux semi-conducteurs ayant différentes constantes de maille nous observons au niveau atomique que les atomes à l'hétéro-interface changent leurs positions pour maintenir la géométrie de matériau support. Afin de former une bonne qualité à l'hétéro-interface, il faut s'assurer que la différence des constants de maille ne dépasse pas une valeur critique pour éviter la formation des dislocations de réseau. Ces dislocation induisent l'accumulation des porteurs de charges à leur niveaux qui à leurs tour dégradent les performances de dispositif [14]. La figure (II.2) présente la constante de maille pour quelles que matériaux III-V ainsi que leur gap d'énergie. D'après cette figure, il est possible de combiner des matériaux semi-conducteurs dans des systèmes binaires, ternaires et quaternaires pour former une variété d'alliages avec des constantes de maille adaptée tels que l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, l' $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ et l'InP. Ces matériaux présentent des constantes de mailles égales dont-ils forment des HEMT de très bonne qualité à base de l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{InP}$. Ainsi que, l'GaAs et l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ formant ainsi des bonnes interfaces pour les HEMT.

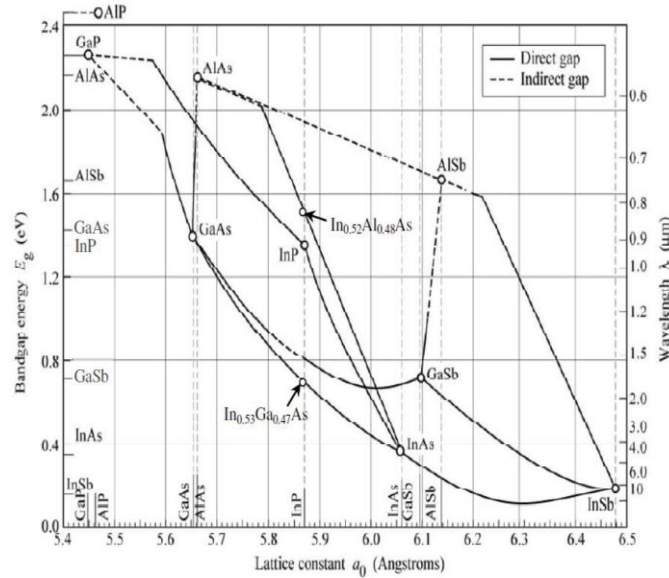


Fig. II.2. Énergie de gap pour les matériaux à gap directs (ligne continue) et gap indirecte (ligne pointillée) et constante de réseau pour divers semi-conducteurs III-V.

2.5.2. Matériaux pseudomorphique et métamorphique

Lors l'élaboration des structures électroniques deux types de couche sont possibles, les couches Métamorphiques et Pseudomorphiques dont l'adaptation entre paramètre de maille est la clé de distinction. L'élaboration des couches Pseudomorphiques nous permet d'épitaxier des alliages en accord ou avec un léger désaccord de paramètre de maille par rapport à celui de substrat. Notons que, ces couches Pseudomorphiques sont sous effet des contraintes de déformations, ils sont soit extensive ou compressive afin d'avoir un paramètre de maille similaire à celui du substrat. Il est à noter qu'on doit pas dépasser une certaine épaisseur critique [14] dont les mécanismes de relaxation de la contrainte. Cela conduit à la dégradation des propriétés électriques et optiques du matériau telle que la rugosité en surface et la génération des dislocations en volume. Le matériau Pseudomorphique peut être en compression si la couche déposée a une constante de maille plus grande que celle du substrat, ou une contrainte de traction si la constante de maille pour la couche déposée est plus petite. La contrainte dans ces deux cas est donnée par la formule suivante :

$$\varepsilon = \frac{\alpha_L - \alpha_S}{\alpha_S} \quad (\text{II.1})$$

ε représente la contrainte entre les deux couches, α_L , α_S sont les constantes de maille pour la couche déposée et le substrat respectivement. L'épaisseur critique de la couche épitaxiée est ainsi donnée par la formule suivante :

$$h_c = \frac{\alpha_S}{2\varepsilon} \quad (\text{II.2})$$

Par contre, les couches Métamorphiques consistent à provoquer puis à maîtriser les mécanismes de relaxation à partir de l'épaisseur critique. Dans les HEMTs, c'est le cas du Buffer, il s'adapte avec le substrat et par la suite il reprend son propre paramètre de maille. L'avantage d'une croissance Métamorphique pour les structures électroniques se résume dans la permission d'utiliser toute l'étendue des compositions promises par les matériaux III-V.

2.5.3. La discontinuité des bandes

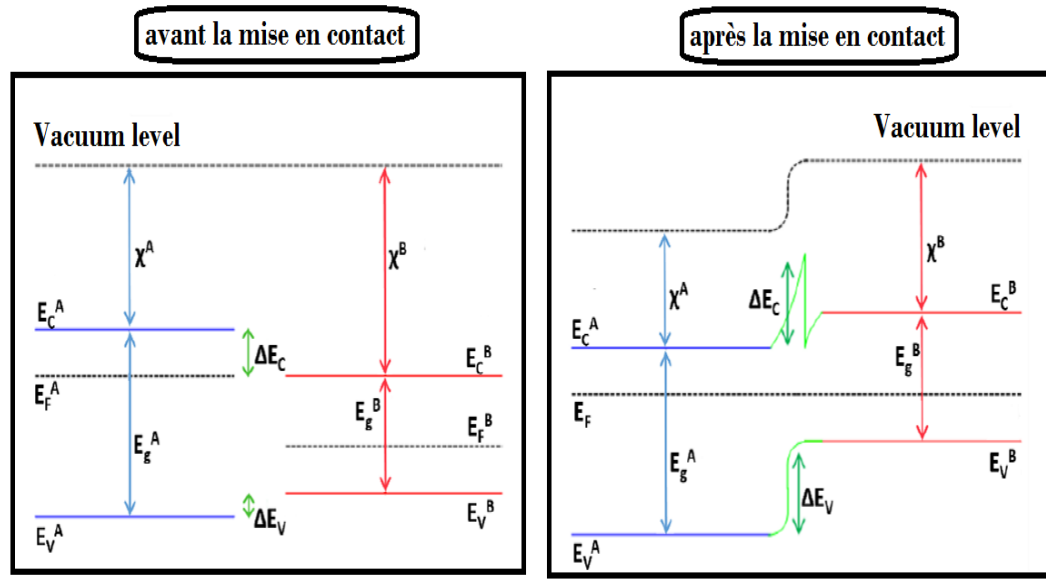


Fig. II.3. Diagrammes de bande d'énergie avant et après la mise en contact.

Lors la mise en contact de deux matériaux à gap différent, une discontinuité de leurs bandes d'énergie se produit à l'équilibre quand leurs niveaux de Fermi s'alignent. C'est la partie la plus important dans la formation des hétéro-structures pour les HEMT. L'objectif est d'avoir un écart énergétique le plus grand possible. La figure (II.3) montre la discontinuité énergétique des bandes pour deux matériaux A et B. L'étude des bandes d'énergie est assurée par la science de l'engineering des bandes d'énergie. En se référant à la figure (II.3), «A» en bleu est le matériau à grand gap et «B» en rouge est le matériau à faible gap, tandis que E_V , E_C et E_F sont la bande de valence, la bande de conduction et le niveau de Fermi respectivement. Les discontinuités des bandes d'énergies pour les deux matériaux sont déterminées par ΔE_C pour la bande de conduction et ΔE_V pour la bande de valence. Notons que χ et E_g désignent l'affinité électronique et l'écart de bande d'énergie (bande interdite) respectivement. Une fois que l'équilibre thermique est obtenu entre les deux matériaux semi-conducteurs (les niveaux de Fermi des deux matériaux A et B s'alignent) la hauteur de la discontinuité énergétique ΔE_g pour les deux matériaux est donnée par l'équation (II.3) suivante:

$$E_g = E_g^A - E_g^B \quad (II.3)$$

2.5.4. Puits quantiques

Un puit quantique (QW) peut être formé si une couche mince ($\approx 100 \text{ \AA}$ d'épaisseur) [15] d'un matériau semi-conducteur à faible gap est prise en sandwich entre deux semi-conducteurs à grands gap tel que le montre la figure (II.4).

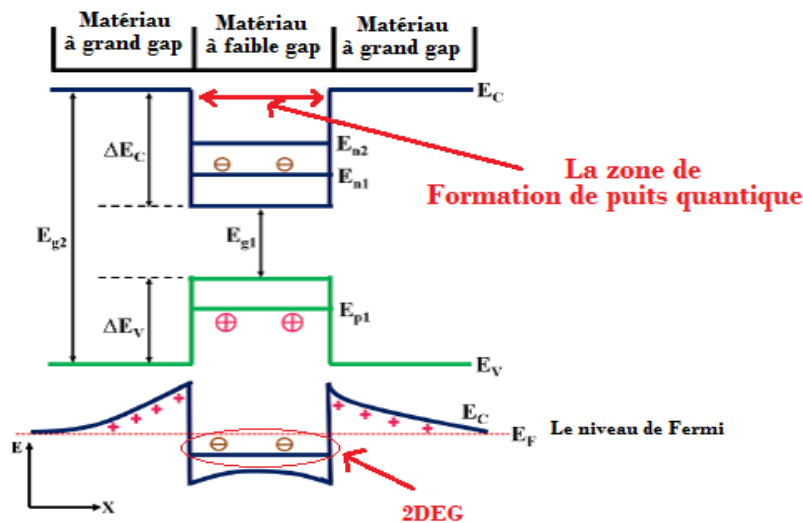


Fig. II.4. Bande d'énergie d'un puit quantique idéal de forme carrée et leur 2DEG.

Comme elle illustre la figure (II.4), une telle configuration d'hétérojonction formée par une succession de trois couches (grand gap- faible gap- grand gap) engendre une discontinuité des bandes de conduction et de valence. A leur tour, elle induit la génération de puits quantique pour les porteurs de charge (les électrons et les trous). Ce puit quantique mènera à la formation d'un gaz d'électrons à deux dimensions (2DEG) lors du transfert des électrons d'un côté à partir d'un matériau à grand gap vers l'autre côté (vers le matériau à grand gap). A ce trajet, le matériau à faible gap piègera ces électrons, ils seront caractérisés par une énergie assez élevée due à leur chute dans un niveau énergétique inférieur. Le fait intéressant des gazs 2DEG est l'impossibilité de déplacement des électrons que dans la direction le long de l'interface de l'hétérojonction (la direction longitudinale et non perpendiculaire à l'interface des jonctions)[15].

2.5.5. Plant de dopage (δ -doping level)

Le dopage des matériaux se fait d'une manière homogène dans toute la couche, les impuretés dopantes diffusent alors dans tout l'espace de la couche. Un nouveau type de dopage est inventé pour les applications modernes principalement pour l'électronique rapide, c'est ce qu'il est appelé le dopage en delta (δ -doping). Ce dernier exploite un seul plan atomique c.-à-d. une très faible épaisseur, la figure (II.5) montre les diagrammes des bandes d'énergies et le puit quantique pour les deux types de dopage.

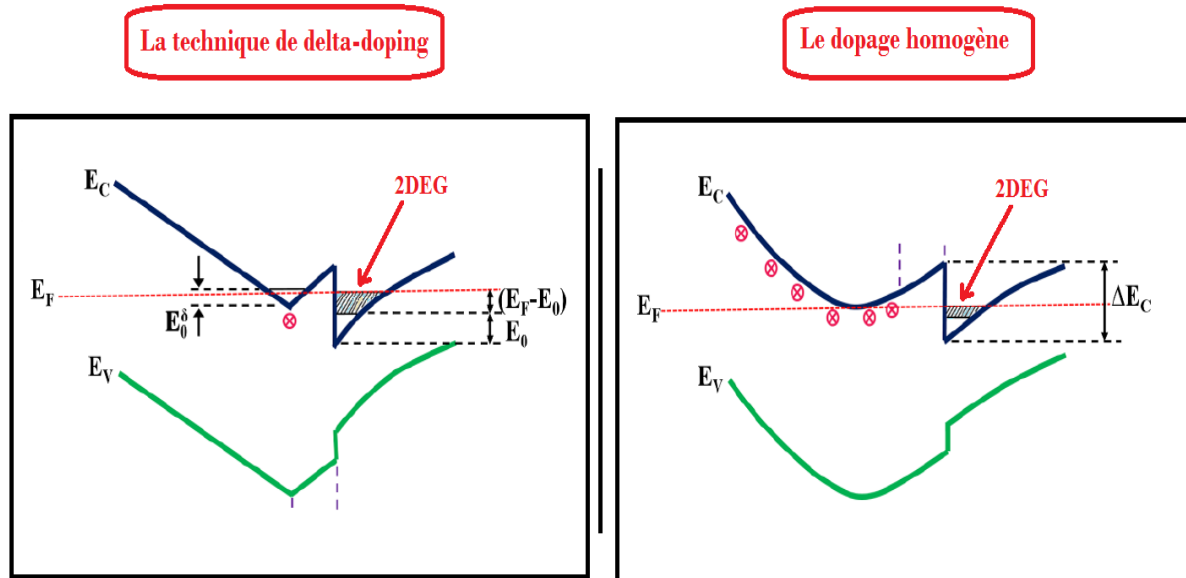


Fig. II.5. Diagramme de bande d'énergie pour une hétérostructure dopée par les techniques de δ -doping et dopage homogène [16].

En se référant à la figure (II.5), le 1^{er} niveau de l'énergie de quantification est désigné par E_0^δ , il est similaire à E_0 dans le puit quantique. Également, d'autres observations de cette figure montrent que tous les porteurs de charge sont dans le niveau E_0^δ de matériau qui utilise un plan de dopage (δ -doping). Contrairement au matériau qui utilise un dopage homogène dans toute la couche, les porteurs de charges sont distribués dans la bande conduction. Lorsque la position de niveau E_0^δ est en dessous du niveau de Fermi, elle offre la possibilité d'augmenter la concentration des porteurs de charge. Ce phénomène offre un grand avantage aux dispositifs basés sur le concept d'hétéro-interface.

2.5.6. Contacts métal-semi-conducteur

Globalement, il existe deux types de contacts électroniques utilisés dans la fabrication des dispositifs à base des semi-conducteurs. Ils sont soit le contact ohmique ou le contact Schottky. Ces contacts dépendent des caractéristiques de l'interface entre matériaux.

a. Contact Schottky

Ce type est un contact métallique, il est utilisé essentiellement pour le contact de grille afin d'assurer une meilleur commandabilité du canal. La figure (II.6) illustre l'interface métal-semi-conducteur avant et après la formation du contact Schottky. Il s'agit d'un diagramme de bande d'énergie entre un métal et un semi-conducteur. D'après cette figure, Φ_m est le travail de sortie du métal, Φ_s est le travail de sortie de semi-conducteur, Φ_B est la hauteur de la barrière du contact, χ est l'affinité électronique de

semi-conducteur. E_g est l'énergie du gap. E_c , E_v et E_f sont les fonds des bandes de conduction, de valence et le niveau de Fermi respectivement. V_n est la différence de potentiel entre le minimum de la bande de conduction et le niveau de Fermi. X_{dep} est la région de déplétion, V_{bi} le potentiel de la barrière.

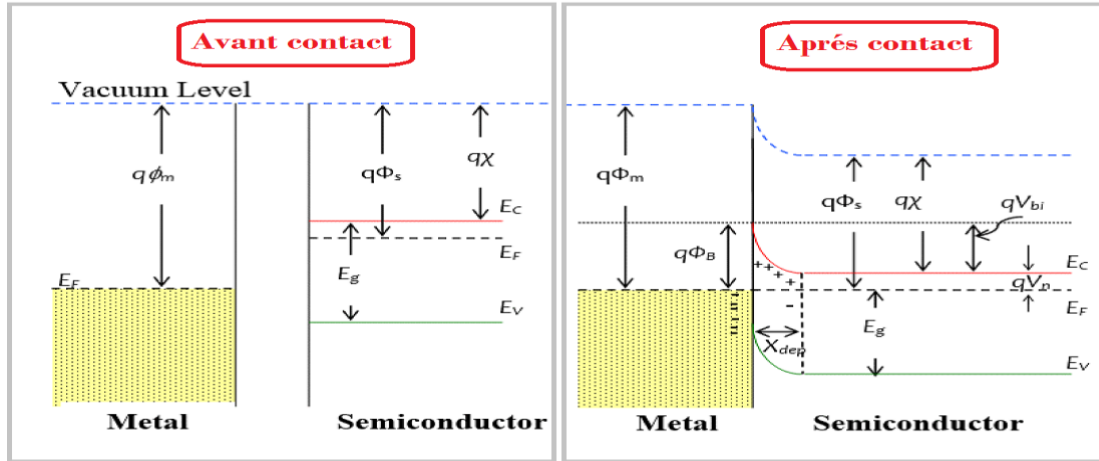


Fig. II.6. Diagramme de bande d'un contact métal – semiconducteur pour former un contact Schottky.

Comme on peut le voir à partir de la figure (II.6), sous la mise en contact des deux matériaux et à l'équilibre un flux d'électrons sera transféré de la bande de conduction de semi-conducteur vers le métal. Il laissera une charge positive des donneurs ionisés dans le semi-conducteur, cela conduit à la création d'une région d'appauvrissement d'épaisseur X_{dep} . Par conséquent, elle se traduit par une courbure dans les bandes d'énergies du semi-conducteur. Notons ainsi, qu'elle existe une région à l'interface Métal-Semiconducteur coté métal dont les électrons s'accumulent et s'opposent au transfert des porteurs de charge par la création d'un champ électrique du semi-conducteur vers le métal. Ce champ produit conduit à l'établissement d'une barrière de potentiel Φ_B à l'interface coté métal et une barrière de potentiel V_{bi} côté semi-conducteur. L'équation (II.4) ci-dessous montre la relation entre V_{bi} , Φ_B et V_n :

$$qV_{bi} = q\Phi_B - qV_n \quad (II.4)$$

D'autre part, la hauteur de la barrière Φ_B est liée au travail de sortie Φ_m , et à l'affinité électronique de semi-conducteur χ par l'équation (II.5) donnée comme suite:

$$q\Phi_B = q\Phi_m - q\chi \quad (II.5)$$

Le potentiel de la barrière V_{bi} peut être écrit en fonction de Φ_m et Φ_s par l'équation (II.6) donnée comme suite :

$$qV_{bi} = q(\Phi_m - \Phi_s) \quad (II.6)$$

La formation d'un contact Schottky nécessite les deux conditions suivantes :

1. Une grande hauteur de la barrière $\Phi_B \gg KT$.
2. Une faible concentration des dopants $N_D \ll N_C$.

Le diagramme des bandes d'énergie présenté à la figure (II.6) est à vide c.-à-d. sans polarisation, le courant sera donc qualifié nul. Cependant, sous l'application d'une polarisation directe ou inverse la hauteur de la barrière change. Par conséquent le flux des électrons, ceci est illustré à la figure (II.7).

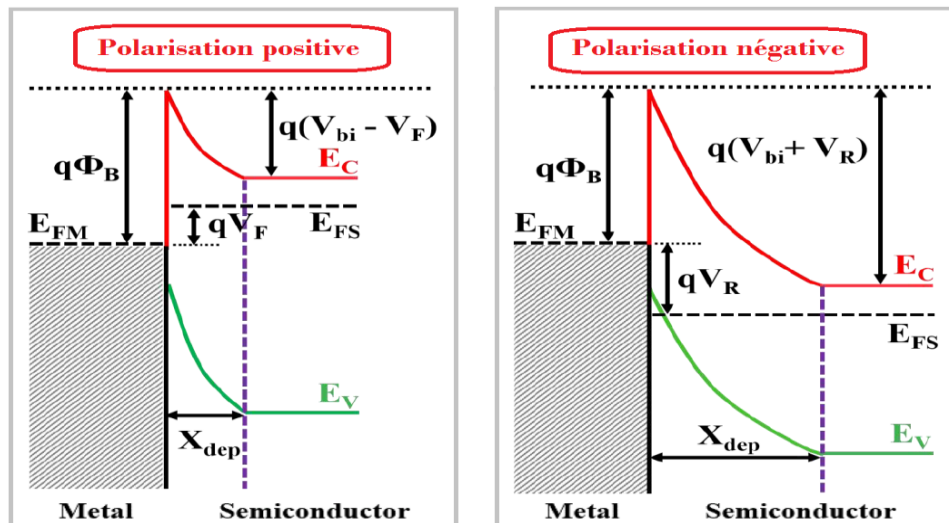


Fig. II.7. Diagramme de bande d'un contact métal – semiconducteur pour polarisation positive et négative.

Notons que Φ_B reste constante pour les deux types de polarisations [17]. Lorsqu'une tension de polarisation positive est appliquée sur le métal, le niveau Fermi du semiconducteur E_{FS} sera déplacé par rapport au niveau Fermi du métal E_{FM} . Par conséquent, le potentiel de la barrière sera diminué ainsi que la distance de la zone de déplétion dont elle sera réduite. Contrairement à une polarisation négative dont le potentiel de la barrière augmente ainsi que la largeur de la zone de déplétion. Dans le mode de polarisation inverse (tension négative), elle induit la création d'un courant de fuite de métal vers le semiconducteur.

b. Contact ohmique

Le contact ohmique est différent de contact Schottky suite à leur particularité de ne pas contrôler le flux des porteurs de charges. Cela signifie que le courant circule dans les deux sens. Un contact ohmique doit avoir une résistance de contact assez faible (insignifiante) par rapport à la résistance série du semi-conducteur de sorte que peu ou pas de perte du courant se produit grâce à ce contact. Dans ce type de contact deux types de courant peuvent avoir lieu, soit un courant tunnel ou courant d'émission

thermoïonique. Dans le cas où l'émission thermoïonique est dominante, la résistance de contact du métal vers le semiconducteur est donnée par l'équation (II.7) suivante :

$$R_C = \frac{k}{qA^*T} \exp\left(\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (\text{II.7})$$

Dont : A^* la constante de Richardson, T la température en K° .

D'après l'équation (II.7), il est nécessaire d'avoir une faible barrière afin de produire une faible résistance R_C indépendante de dopage. Dans le cas d'un semiconducteur à dopage élevé ($N_D \geq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) la hauteur de la barrière et la largeur de déplétion sont très faibles dont R_C sera contrôlé par le courant tunnel. Contrairement au cas du faible dopage ($N_D \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) dont l'émission thermoïonique est la plus dominante [17].

2.6. Transistor à Haut Mobilité Electronique (HEMT)

2.6.1. Présentation de la structure

L'HEMT est une filière améliorée des dispositifs à effet de champs, il est privilégié pour les applications de la haute vitesse, de la haute fréquence et du faible bruit. L'hétérojonction entre le matériau à grand et faible gap est la principale cause de ces caractéristiques avantageuses.

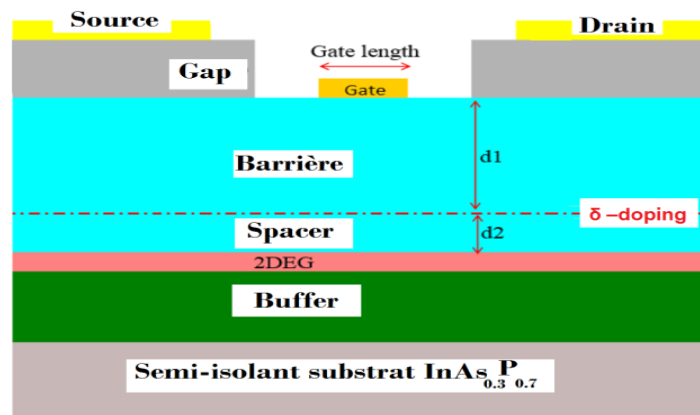


Fig. II.8. Structure générale d'un HEMT avec un substrat à base d' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$.

Les HEMT les plus célèbres sont à base des matériaux III-V, ils offrent une grande gamme de variété et choix pour leurs domaines d'utilisation. Telle que l'utilisation d'un matériau à faible gap pour fabriquer le canal, cela nous permettrons d'avoir une haute mobilité électronique et donc fabriquer des dispositifs pour l'électronique rapide. Une haute barrière se produit suite à la mise en contact deux matériaux semi-conducteurs de grand et faible gap, cela conduit à la production des bonnes conditions de confinement. L'utilisation d'un système de matériaux à grand gap mènera à la fabrication des dispositifs pour l'électronique de puissance. La figure (II.8) présente la description morphologique globale de l'HEMT qui sera utilisée dans notre travail.

Les contacts de source et drain sont épitaxiés sur une couche semiconductrice fortement dopée dite couche du cap afin de diminuer la résistance des électrodes, cela conduit à l'amélioration de l'ensemble des paramètres du dispositif telle que les paramètres fréquentiels. Dans une telle structure, l'alignement des contacts est indispensable afin d'améliorer la commandabilité du gaz d'électrons (2DEG), ainsi que de fournir un court chemin pour les porteurs de charge entre les électrodes et le gaz d'électrons (2DEG). Une couche à haute bande interdite dite la couche barrière est insérée sous la grille, leur fonctionnalité dans la structure réside dans la création d'une barrière Schottky sous la grille. Sous la couche barrière, une couche à haute dopage appelée δ -doping ou la couche donneuse est épitaxiée. Le canal est formé par un matériau à faible gap afin d'améliorer les performances fréquentiels de dispositif. Le buffer sert comme couche intermédiaire entre le substrat et le canal afin d'assurer une meilleure qualité de leur épitaxie (l'épitaxie de canal). Ceci s'explique par la sauvegarde des propriétés physiques et structurelles du canal, c.-à-d. qu'il assure l'isolement des défauts de substrat au canal. Le substrat est à base de l'InAsP, il se caractérise par des propriétés de transport électronique mieux que celles de l'InP. Cela nous permet de présenter l'effet des paramètres de transport électronique du substrat sur les performances de dispositifs. Pour les HEMT modernes beaucoup d'autres détails morphologiques sont utilisés telle que l'utilisation d'un implant de dopage à base de Silicium avec une faible densité de dopage ($2 \times 10^{12}/\text{cm}^2$). Pour les HEMT les plus rapides, ils utilisent un double implant. La couche espaceuse est épitaxiée avec une très faible épaisseur afin d'assurer le montage en fréquence ainsi que la diminution de l'effet kink. L'utilisation d'un canal composite dont le plus utile est à base d' $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{InAs}/\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ (3nm/5nm/2nm), cela est toujours attribué au fait d'avoir une meilleure tenue aux propriétés dynamiques (AC). Une nouvelle forme de la barrière Schottky est utilisée, elle consiste à diminuer leur épaisseur à environ 2 nm, ainsi que l'introduction sous la grille d'une couche mince (1 nm) de platine pour réduire les effets des canaux courts. Autrement, cela nous sert pour la diminution de la distance de séparation entre la grille et la source. La principale conséquence suite à cette diminution de distance est l'amélioration de la vitesse des électrons au canal. Sous le Gap layer une couche de l'InP à environ 6 nm appelée « etch stop » est insérée. Leur importance se traduit par l'atténuation de la résistance d'accès suite à leur opposition à l'injection des électrons de dopage du cap vers le substrat. Les contacts ohmiques de la Source et du Drain sont formés par un empilement des métaux le plus utilisé qui est formé par Ti/Pt/Au vu de sa faible résistance qu'elle le caractérise. En dessous des zones de contacts Source et Drain, une zone d' $\text{In}_{0.52}\text{Ga}_{0.48}\text{As}$ fortement dopée est utilisée, celle-ci mènera à la diminution de plus en plus de la résistance des électrodes, ainsi qu'elle sert pour l'amélioration des performances fréquentiels. La grille dans notre travail est utilisée en forme chapeau (T-Gate) avec un empilement de Pt/Ti/Pt/Au [18].

2.6.2. Principes de fonctionnement

Le principe de fonctionnement pour un HEMT en mode d'appauvrissement est basé sur l'étendement de la zone de déplétion jusqu'à atteindre la région de 2DEG. Ceci est sous l'effet de l'application d'une tension de grille V_{gs} . L'ajustement de cette dernière tension mènera à la modification de la concentration des porteurs situés à la couche conductrice (2DEG). Par conséquent, une modulation du courant de drain I_{ds} sera produite. La technologie des HEMT exploite la particularité de la haute mobilité électronique offerte par leurs descriptions morphologiques déjà présentées. Cependant, l'augmentation de la mobilité électronique est obtenue par plusieurs techniques. Elle s'obtient par le bon choix du système des matériaux utilisés, il mènera à la production de meilleures conditions de confinement des électrons. Ainsi que, l'utilisation d'un canal à faible gap et non dopé telle que l'utilisation de l'InAs. La haute mobilité des HEMTs est ainsi produite suite à la séparation spatiale entre le plan de diffusion (plan 2DEG) et les atomes des dopants ionisés [19]. La figure (II.9) présente le profil de confinement des électrons pour un HEMT, sa position est à l'interface canal/espaisseur.

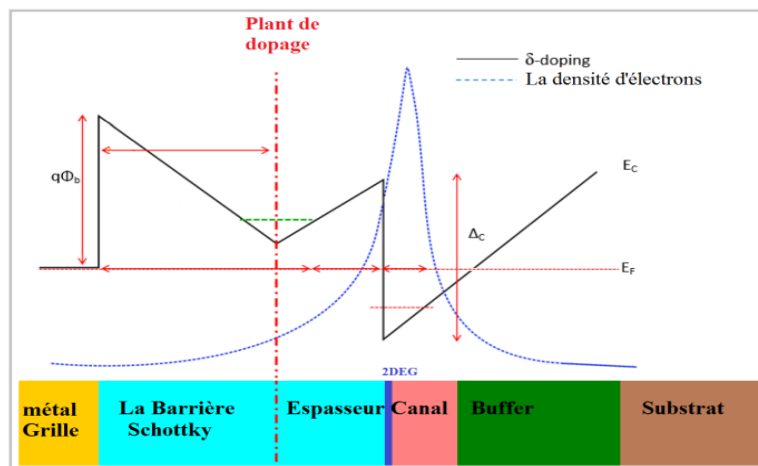


Fig. II.9. Profil de confinement d'un HEMT [14].

D'après cette figure, la quantification des niveaux énergétiques se produit à la discontinuité formée entre les matériaux à grand et faible gap. Notons que les électrons se déplacent à travers la faible barrière produite à partir de la couche donneuse par l'effet tunnel. A ce stade, ces électrons seront piégés au niveau du triangle quantique (QW). L'augmentation du nombre des électrons traversant la barrière constituée, elle est appelée gaz 2DEG [20]. Deux tensions sont importantes pour mieux comprendre le fonctionnement d'un HEMT, la tension de pincement V_p et la tension de seuil V_{th} . La tension de pincement est la tension au laquelle le courant de drain est nul ; c.-à-d. que même sous l'effet d'une tension V_{gs} le courant I_{ds} est nul vu de l'absence du gaz 2DEG. L'augmentation de V_{gs} négativement mènera à l'émission des électrons au puits quantique déjà formé au niveau du canal. Pour une tension V_{gs} adéquate, tous les électrons de 2DEG seront expulsés du puits, ce qui conduit à la chute de la concentration

des électrons dans le canal à zéro [21,22]. Les deux équations (II.8) et (II.9) donnent la tension de pincement dans le cas du dopage de couche et du dopage avec un plan respectivement :

$$V_{p,bulk-doping} = \frac{qN_D d_1^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon_S} \quad (II.8)$$

$$V_{p,\delta-doping} = \frac{qn_s^\delta d_1^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon_S} \quad (II.9)$$

q : la charge de l'électron, N_D la densité des dopants dans le cas d'une couche, d_1 la distance entre le métal de grille et l'interface barrière/épaisseur, $\varepsilon_0, \varepsilon_S$ les constantes diélectriques pour le vide et la couche donneuse respectivement, n_s^δ la densité des électrons dans le plan de dopage. La tension de seuil est donnée par l'équation (II.10):

$$V_{th} = \Phi_b - \frac{\Delta E_c}{q} - V_p \quad (II.10)$$

D'après cette relation, la tension de seuil est largement influencée par les tensions de barrière et de pincement, tant que la différence entre les bandes de conduction est caractéristique aux matériaux de système (fixe). L'HEMT Pseudomorphique est une version améliorée par rapport à l'HEMT conventionnel. L'HEMT Pseudomorphique est conçu par le développement d'une couche canal très mince à base de l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sur le substrat. Ainsi que dans cette filière, le canal est changé par des nouvelles fractions molaires ainsi que système de matériaux. Principalement, cela mènera à la formation d'une double hétérojonction quelle s'ajoute à l'amélioration de la forme du puit quantique produit, il sera rectangulaire plutôt que triangulaire. Les avantages d'un HEMT Pseudomorphique sont [19]:

- Condition de transport plus efficace dû à la haute discontinuité.
- Une haute densité des électrons au 2DEG.
- Une hétérojonction supplémentaire qu'elle contribue à une faible injection des électrons vers le substrat.
- Une mobilité des porteurs de charges plus grande sous un faible champ électrique dans le gaz d'électron (2DEG) suite à l'augmentation de la fraction d'indium (In) dans la composition du canal.
- La diminution de la densité des centres de défaut plus fend D_x dû à la faible concentration de l'aluminium Al.

2.6.3. Formation du puits quantique

Dans notre étude, nous sommes intéressés à un HEMT à base de l'InAlAs/InGaAs/InAsP dont le puits quantique sera formé entre l'InAlAs et l'InGaAs. La formation de ce puit est basée sur le principe d'une hétérojonction établie entre deux matériaux à grand et petit gap. Selon le modèle d'Anderson qui est basé sur l'approximation de Shockley [23], lors

la mise en contact de deux matériaux et après l'établissement de l'équilibre thermodynamique dont les niveaux de Fermi s'alignent, une courbure des bandes d'énergies apparaît dont elle induit la formation du puits quantique au côté de matériau à faible gap. Sous la polarisation de la grille, les électrons seront transférés à partir de matériau à grand gap (niveau de dopage) vers le matériau à faible gap contribuent à la formation d'un champ électrique qui à son tour produit au niveau de l'interface une zone déplétée des électrons (Z.C.E). A ce stade, il intervient deux cas lors la polarisation de l'hétérojonction. Dans le cas d'une polarisation par une tension positive, le niveau de Fermi augmente ce qui induit l'augmentation des niveaux d'énergies. Par conséquent, on obtient une augmentation considérable de la concentration des électrons confinés au puits quantique. En revanche, pour une polarisation négative, ce phénomène sera inversé suivi d'une libération d'une grande portion des électrons au matériau à faible gap [24].

L'utilité du puits quantique réside dans le gaz d'électron bidimensionnel. Une première approche de cette entité est leur non " gaz ", cela est attribué à la séparation spatiale des électrons de leurs atomes ainsi que le faible taux des interactions coulombiennes interviennent. Le terme " bidimensionnel " est attribué suite à la faible largeur de la zone de déplacement des porteurs dont les électrons sont confinés. D'autre part, cette zone a la particularité d'être parallèle à l'interface et de quelque Angström (entre 1 Å et 2 Å).

Notons que, le faible taux d'interaction qui se produit contribue à une augmentation considérable de la mobilité des électrons. Le puits formé doit avoir une épaisseur critique afin d'assurer la présence des effets quantiques (la présence de la quantification des énergies d'électrons), cette épaisseur est déterminée par rapport à la longueur d'onde de Broglie. Elle est donnée par la formule suivante [24] :

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2KTm^*}} \quad (\text{II.11})$$

Dont : h est la constante de Planck, K est la constante de Boltzmann, T est la température et m* est la masse effective de l'électron.

L'avantage du fonctionnement des HEMT est basé sur ce puits quantique principalement la répartition des électrons à leur niveau. La première calcul de cette répartition est réalisée par D. Delagebeaudeuf et N. T. Linh [25].

Le départ de la résolution du système d'équation est l'équation de Schrödinger et Poisson. Ils sont susceptibles de décrire les niveaux énergétiques quantifiés au niveau de puits quantique dans le cas échéant (longueur d'onde inférieure à la longueur d'onde de Broglie). La résolution des deux équations de Poisson et Schrödinger conduit aux équations des niveaux énergétiques quantifiés, ils sont donnés par les formules suivantes :

$$-\frac{\hbar^2}{2.m_n} \cdot \frac{d^2\psi_i(y)}{dy^2} + V \cdot \psi_i(y) = E_i\psi_i(y) \quad (\text{II.12})$$

$$\frac{d^2V(y)}{dy^2} = -\frac{\rho(y)}{\epsilon_2} \quad (\text{II.13})$$

Dont: ϵ_2 est la permittivité de matériau.

La résolution des équations (II.12) et (II.13) est complexe. Pour cela, on considère l'approximation d'un puits de potentiel triangulaire. Par conséquent, la solution du système précédent conduit à la fonction d'Airy pour les fonctions d'ondes ainsi que les niveaux énergétiques. Ils sont donnés par les formules suivantes :

$$E_i \approx \left(\frac{\hbar^2}{2.m_n}\right)^{1/3} \cdot \left(\frac{3}{2} \cdot \pi \cdot q \cdot \xi_{20}\right)^{2/3} \cdot \left(i + \frac{3}{4}\right)^{2/3} \quad (\text{II.14})$$

Dont : m_n est la masse effective longitudinal des électrons et ξ_{20} est une composante du champ électrique.

L'expression de ξ_{20} se déduit de la résolution de l'équation de Poisson sur la largeur de puits de potentiel. Si toutes les impuretés accepteurs sont ionisées on a :

$$\frac{d\xi_2(y)}{dy} = -\frac{q}{\epsilon_2} [n(y) + N_A] \quad (\text{II.15})$$

Comme nous avons déjà précisé, pour que les électrons du gaz-2D aient une mobilité élevée, la couche de matériau soit non dopée. Dans ce cas, le deuxième terme de la relation (II.15) peut être négligé et on aboutit à :

$$\epsilon_2 \cdot \xi_{20} \approx q \cdot n_s \quad (\text{II.16})$$

Cette relation montre que le champ électrique à l'interface est proportionnel à la densité des porteurs n_s dans le puits. Il a été montré qu'au moins 80% des électrons occupent les deux premiers niveaux d'énergie E_0 et E_1 [26].

En se rapportant aux relations (II.14) et (II.16) on peut déduire les expressions de ces deux premières sous-bandes :

$$E_0(eV) = \gamma_0 \cdot n_s^{3/2} \quad (\text{II.17})$$

$$E_1(eV) = \gamma_1 \cdot n_s^{3/2} \quad (\text{II.18})$$

Il est donc indispensable d'exprimer la densité surfacique des porteurs n_s confiné dans le puits de potentiel, elle est donnée par la formule suivante :

$$n_s = \int_0^\infty f(E)g(E)dE \quad (\text{II.19})$$

Dont : $f(E)$ est le nombre de particules sur un état quantique et $g(E)$ est le nombre d'états quantiques.

En émettant ces deux hypothèses, la fonction de répartition des électrons suit la statistique de Fermi-Dirac. La seconde se traduit par la considération que des deux premiers niveaux d'énergie. On aboutit à l'équation suivante:

$$n_s = \frac{m_H \cdot K.T}{\pi \cdot \hbar^2} \cdot \text{Ln} \left[\left(1 + \exp \left(\frac{q \cdot (E_f - E_0)}{K.T} \right) \right) \cdot \left(1 + \exp \left(\frac{q \cdot (E_f - E_1)}{K.T} \right) \right) \right] \quad (\text{II.20})$$

La résolution de l'équation (II.20) on utilisent les relations (II.17) et (II.18) aboutit à une équation du second degré. La solution obtenu nous permettrons de déterminer les valeurs de E_f en fonction de n_s pour une température donnée. Cependant, il est important de déterminer le lien entre ces deux grandeurs et les paramètres technologiques (morphologique) telle que l'épaisseur de l'espaisseur. On peut ainsi déduire la concentration des porteurs à partir de l'équation de Poisson présenté dans la relation (II.21). Cette formule présente le potentiel au niveau de la barrière en fonction de la charge électrique, la concentration des porteurs est fournie par la zone déplétée du matériau à large bande interdite.

$$\frac{d^2 V_1(y)}{dy^2} = -\frac{q}{\epsilon_1} N_D(y) \quad (\text{II.21})$$

Dont : $N_D(y)$ est le dopage de la couche donneuse à l'abscisse y , $V_1(y)$ est le potentiel de la couche donneuse à l'abscisse y . La résolution de l'équation (II.21) nécessite des conditions aux limites ainsi que des hypothèses tels que la considération que la ZCE est abrupte, de largeur W_1 , dépeuplé en électrons et tous les atomes donneuses sont ionisées. D'autre part, afin de simplifier le calcul nous considérons la condition suivante $\xi_1(-W_1) = 0$. On obtient l'équation (II.22) donné comme suite :

$$\xi_1(-W_1 \leq y \leq -e) = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon_1} \cdot (y + W_1) \quad (\text{II.22})$$

Avec e est l'épaisseur de l'espaisseur, W_1 est la largeur de la zone déplété, W_2 est la largeur du puits de potentiel, la couche dopé y est entre W_1 et e ($-W_1 \leq y \leq -e$). Notons que, le signe (-) est causé par le choix de l'axe dont 0 est au départ de puits quantique et W_2 est leur fin. Lorsque l'espaisseur ($-e \leq y \leq 0$) n'est pas dopé, la densité volumique de charge est nulle. Contrairement au champ électrique dont il est constant, l'équation (II.22) devient :

$$\xi_1(-e) = \xi_1(0) = \xi_{10} \quad (\text{II.23})$$

$$\xi_{10} = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon_1} (W_1 - e) \quad (\text{II.24})$$

On peut donc déduire de l'équation (II.24) la barrière de potentiel V_1 au borne de la ZCE, elle est donnée par la formule suivante:

$$V_1 = \frac{q \cdot N_D}{2 \cdot \epsilon_1} \cdot (W_2^2 - e^2) \quad (\text{II.25})$$

Dont : N_D est le dopage de la couche donneuse, e est l'épaisseur de l'éspasseur.

En rapportant dans la relation (II.24) les éléments de la relation (II.25) on obtient l'expression du champ électrique à l'interface, il est donné comme suite :

$$\xi_{10} = \frac{q \cdot N_D}{2 \cdot \epsilon_1} \cdot \left(\sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_1 \cdot V_1}{q \cdot N_D} + e^2} - e \right) \quad (\text{II.26})$$

En plus, la vérification de la loi de Gauss à l'interface conduit à :

$$\epsilon_1 \xi_{10} = \epsilon_2 \xi_{20} = q n_{s0} \quad (\text{II.27})$$

Dont : n_{s0} est la densité surfacique des charges du gaz 2D de l'hétérojonction isolée.

La densité de surface n_{s0} peut être exprimée par la relation suivante :

$$n_{s0} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_1 \cdot N_D}{q} \cdot V_1 + (e \cdot N_D)^2} - e \cdot N_D \quad (\text{II.28})$$

On peut aussi exprimer le potentiel V_1 de la manière suivante :

$$q \cdot V_1 = \Delta E_c - E_f - \delta_1 \quad (\text{II.29})$$

Avec $\delta_1 = E_{c1} - E_f$

Les expressions (II.28) et (II.29) montrent que la densité d'électrons transférés dans le puits de potentiel dépend de :

- La concentration d'atomes donneuse du matériau.
- La largeur de l'éspasseur.
- La discontinuété de bande de conduction des matériaux mis en contact.

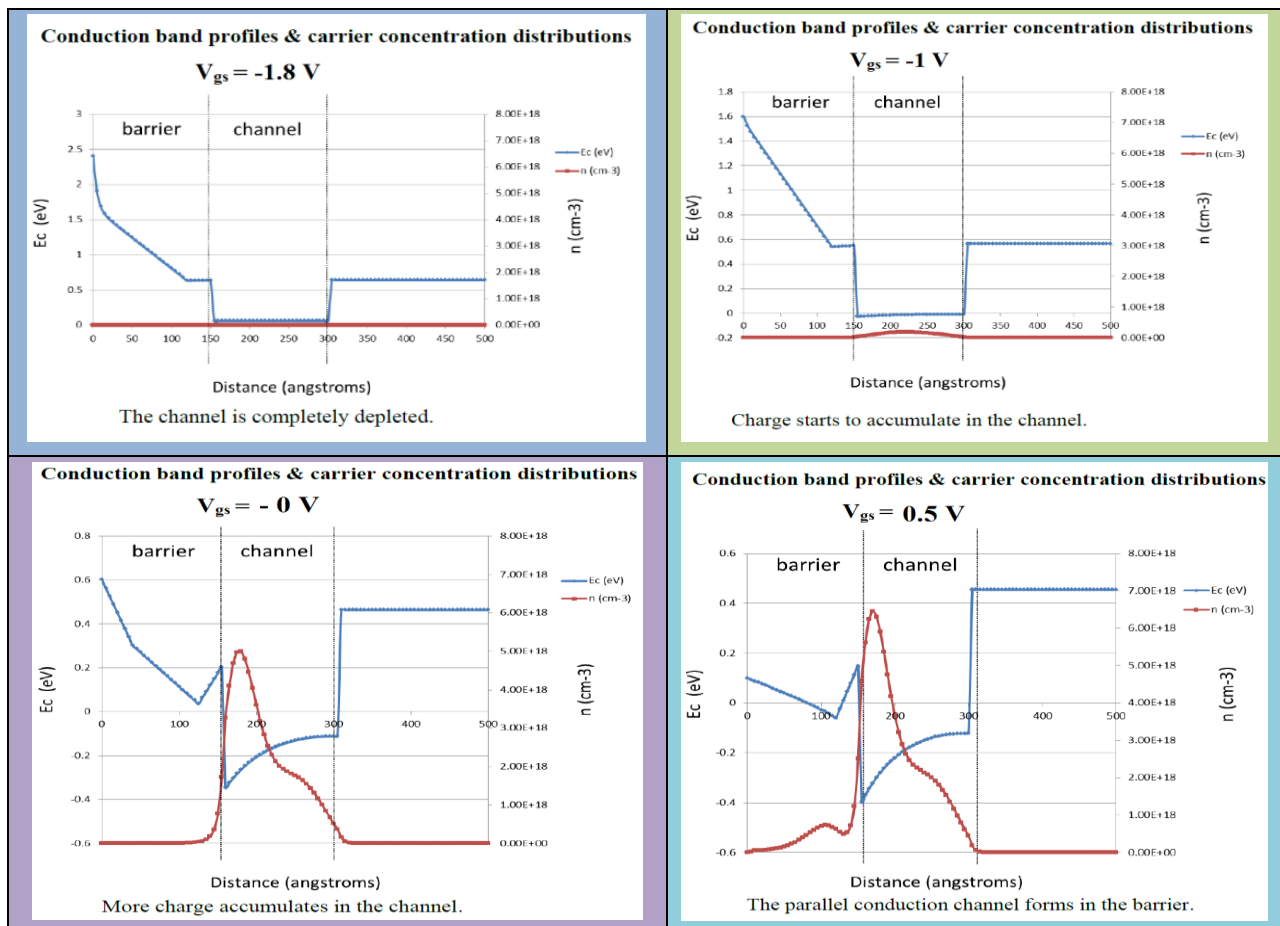
Plus précisément, la densité des porteurs dans le puits de potentiel est une fonction croissante de ΔE_c , de dopage et de la couche donneuse N_D . Par contre, elle est décroissante en fonction de l'épaisseur de l'éspasseur. La réalisation d'une hétérostructure avec une densité d'électrons importante dans le puits de potentiel nécessite une grande discontinuété de la bande de conduction (ΔE_c), un important dopage pour la couche donneuse. Cependant, avec la polarisation de la grille et sous un très fort dopage de la couche donneuse, il se produit un fort champ électrique à la jonction Schottky qui pourra produire des risques de claquage même sous des faibles

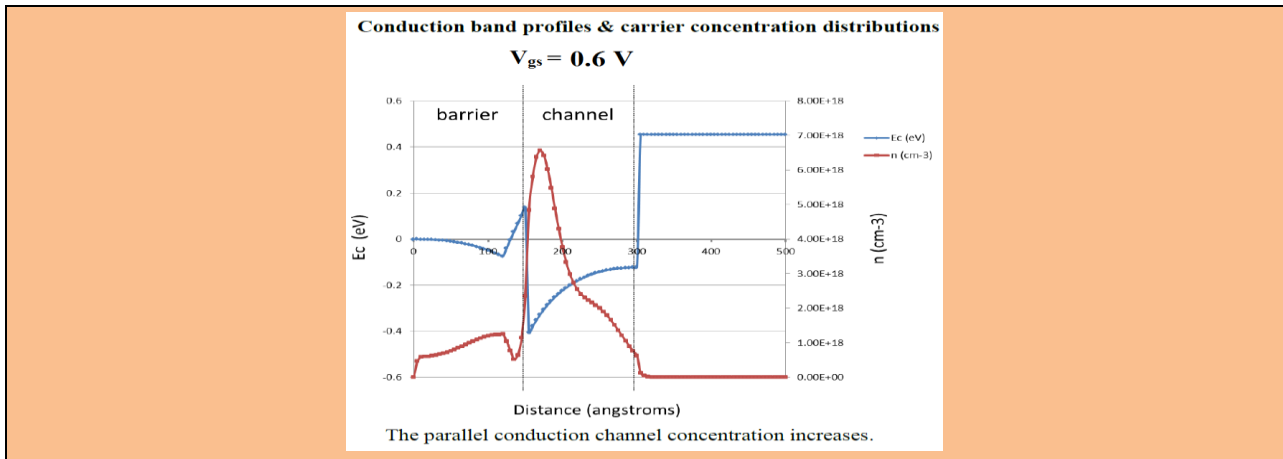
tensions de polarisation. En plus, la présence de l'espaceur se trouve indispensable pour réduire les interactions coulombiennes entre les impuretés de dopage et les électrons du gaz-2D. Cependant, une épaisseur très importante de l'espaceur peut limiter le nombre des électrons capables de franchir la barrière de potentiel produit, cela induit à leur tour la diminution de n_{s0} .

2.6.4. Les caractéristiques DC d'HEMT

a. Modulation de la concentration de 2DEG

Le fonctionnement de l'HEMT est semblable au fonctionnement des autres transistors à effet de champ dont le courant circulant est modulé par la tension de grille V_{gs} . Pour des tensions de plus en plus négative, la hauteur de la barrière Schottky augmente et par conséquent la concentration des électrons de 2DEG diminue jusqu'à être nulle dont le canal est dit « déplété ».





Tab. II.1. Bande de conduction et profils de distributions des électrons pour un HEMT [28].

Bien que, la majorité des électrons du plant de dopage sont confinés dans la couche canal, il est possible qu'il aura des accumulations d'électrons en dehors du canal ce qui contribue à un courant de fuite entre la source et le drain. Dans ce cas, nous parlons de la formation d'un canal de conduction parallèle. Ceci n'est pas souhaitable suite à leur effets qui dégradent les performances de dispositif principalement la diminution de la mobilité des électrons suite à la diminution de la concentration des électrons dans 2DEG. Ces effets peuvent être réduits ou même éliminés en concevant une structure de couche appropriée dont nous assurons que la couche donneuse est complètement déplétée. Ainsi que, la zone de 2DEG est à leur juste niveau au canal et avec une plus grande possible concentration des électrons. Pour mieux comprendre le processus de modulation de la concentration des électrons dans le 2DEG, la forme des bandes de conduction et le profil de distribution des porteurs à travers la structure de l'HEMT sous diverses tensions de grille ont été simulés par un solveur Poisson/Schrödinger [27], les résultats sont représentés dans le tableau (II.1). D'après le tableau (II.1), la concentration des porteurs dans le canal est réduite à zéro lorsque la tension de grille est de -1.8 V. cela signifie que le canal est complètement pincé à cette tension. Lorsque la tension V_{gs} est de plus en plus positive l'accumulation des porteurs de charge augmente. Cependant, lorsque la tension V_{gs} atteint environ 0.5 V l'accumulation des électrons se produit en dehors du canal c.à.d. le début de la formation du canal de conduction parallèle au niveau de la Barrière. Pour des tensions de grille supérieures à 0.5 V, la concentration des porteurs de charges dans le canal parallèle augmente par contre celle du canal réel diminue et se sature dont elle conduit à la dégradation des performances de dispositif.

b. La réponse courant-tension entre la Source et Drain

Lorsqu'une tension est appliquée entre la Source et le Drain d'un HEMT, un courant circulera entre eux via le canal de dispositif. En mode fonctionnelle de l'HEMT, le contact source est habituellement mis à la terre et une tension positive est appliquée au drain. Lorsque la tension de drain est faible, la relation entre le courant du Drain I_d et la

tension de drain V_{ds} est linéaire. Avec l'augmentation de la tension V_{ds} à des valeurs élevées, le courant de Drain se sature car la vitesse des électrons est saturée (régime de saturation) [29].

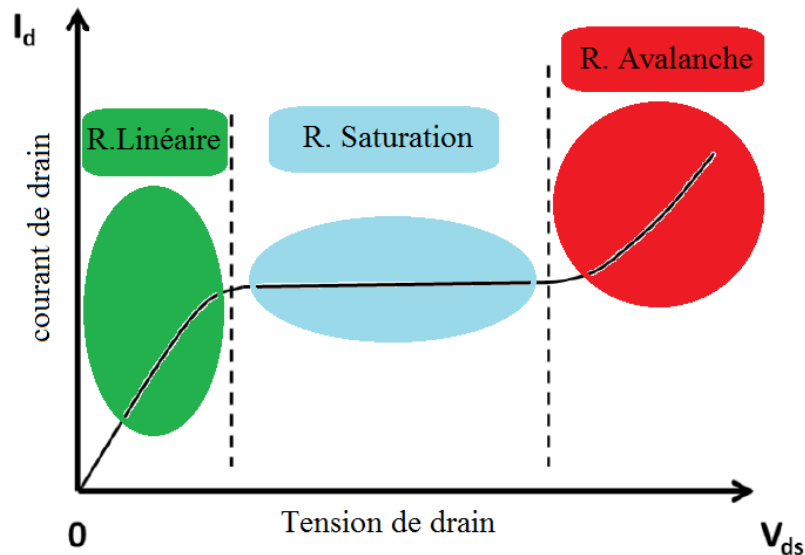


Fig. II.10. Réponse I_{ds} - V_{ds} pour un HEMT.

Après la saturation et pour des tensions de Drain plus fortes, à une valeur critique appelée tension de claquage, le champ électrique résultant sera suffisamment grand pour engager les processus d'ionisation par impact dans le canal ce qui conduit à leur tour à une importante augmentation de de courant de drain [30].

Un électron entraîné dans un très fort champ et qui se caractérise par une énergie suffisante pourra rentrer en interaction avec un électron lié et le rendre libre dans la bande de conduction. Cela mènera à la génération d'une paire d'électrons-trous. Par conséquent, cela conduit à l'augmentation de courant de drain ce qui provoquera la dégradation de dispositif (régime d'avalanche). Les trois régimes de fonctionnement pour la réponse I_d - V_{ds} sont présentés dans la figure (II.10).

c. Modulation de courant Source-Drain

L'application d'une tension au contact de la grille conduit la création d'une zone de déplétion sous la grille. Par conséquent, les électrons de la couche donneuse seront transférés au canal. Cela mènera au changement de la concentration des électrons situés dans la couche conductrice (2DEG) dont tout changement apporté à la tension de grille affectera la concentration des électrons de 2DEG et indirectement le courant de drain I_{ds} .

On peut voir à partir de la figure (II.11) que la saturation de courant I_{ds} se produit à une tension V_{ds} inférieure lorsque la tension V_{gs} est de plus en plus faible. Cela est le résultat de la grande différence de potentiel entre la source et le drain dont il se forme au côté de drain une région caractérisée par un champ électrique très élevé (voir figure

(II.12). Cette région conduit à une distribution non uniforme de la concentration d'électrons le long du canal entre la source et le drain qui à leur tour mènera à un effet indésirable dégradant la structure souvent connu sous le nom « effet DIBL ».

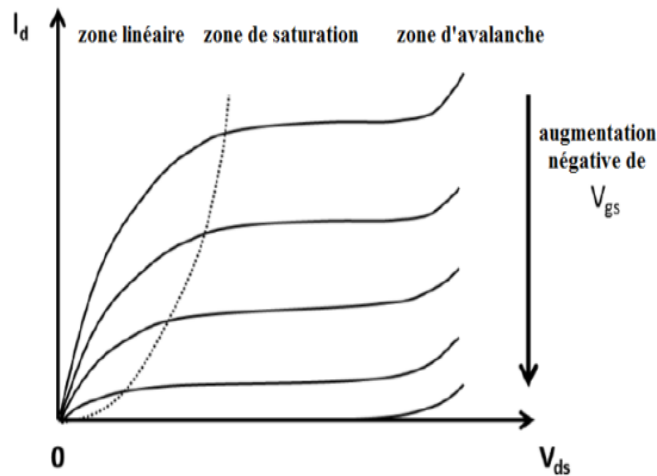


Fig. II.11. Réponse $I_d - V_{ds}$ typique V_{gs} variée pour un HEMT.

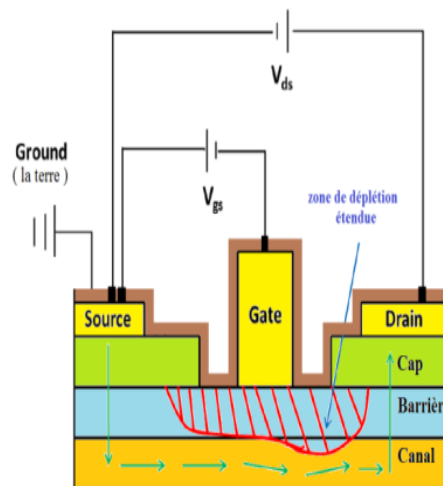


Fig. II.12. Entendement de la zone de déplétion vers le drain.

d. Les caractéristiques d'un HEMT

- Le courant de drain :

Le paramètre du mérite le plus importante dans une structure électronique est le courant de drain traversant le canal de la source vers le drain, il peut être présenté comme suite:

$$I_d = qnvW \quad (II.30)$$

Dont : q la charge électronique, n la densité de charge dans la 2DEG du canal, v la vitesse des électrons, W la largeur de la structure.

- La tension grille-source (tension de grille) :

Dû à la description structurale de l'HEMT, la zone entre le métal de la grille et le plant de 2DEG se considère comme un condensateur à plaque parallèle.

Si la permittivité relative du matériau entre la grille et le canal est constante ainsi que les couches entre la grille et le canal sont complètement dépleté, la tension de grille peut s'exprimer comme suite:

$$V_{gs} = \frac{nqh}{\varepsilon} \quad (\text{II.31})$$

Dont : h la distance de séparation spatial entre l'interface métal de grille/barrière et l'interface espaceur/canal, ε la somme des permittivités relative aux matériaux constituent les couches entre la grille et le canal.

- La transconductance (intrinsèque) :

La transconductance g_m du dispositif est définie comme étant le taux de variation de courant du drain en fonction de la tension de grille appliqué sous une tension de drain constante [31], leur expression est donnée comme suite:

$$g_m = \left(\frac{\partial I_d}{\partial V_{gs}} \right)_{V_{ds}} \quad (\text{II.32})$$

Notons que, la transconductance g_m peut être extrait en calculant la dérivée de courant du drain I_d par rapport à la tension de grille V_{gs} , leur expression est donnée par :

$$g_m = \frac{\varepsilon v W}{h} \quad (\text{II.33})$$

D'après cette relation, nous remarquons que la transconductance augment avec l'augmentation de la vitesse des électrons ainsi que avec la diminution de la distance de séparation entre la grille et le canal. La transconductance donnée dans l'équation (II.33) repose sur l'hypothèse que la tension V_{gs} est appliquée dans la région de canal.

- La transconductance extrinsèque :

La transconductance extrinsèque g_m peut être exprimée par la relation suivante:

$$g_m = \frac{g_{m0}}{1 + g_{m0} R_s} \quad (\text{II.34})$$

Dont : g_{m0} est la transconductance intrinsèque.

A partir des deux équations (II.33) et (II.34), la transconductance extrinsèque et la transconductance intrinsèquesont égaux lorsque la résistancesource est nulle.

- la conductance de sortie :

La conductance de sortie du dispositif g_{ds} est définie comme suite [34]:

$$g_{ds} = \left(\frac{\partial I_d}{\partial V_{ds}} \right)_{V_{gs}} \quad (\text{II.35})$$

Notons que, la conductance de sortie se définit ainsi qu'elle est l'inverse de la résistance de sortie R_{ds} sous une tension de grille constante.

2.7. Etude fréquentiel et circuit équivalent d' HEMT

L'HEMT est utilisé généralement dans les montages électroniques source commune (la source est mise à la terre). L'entrée de l'HEMT est entre la source est la grille tandis que la sortie est prise entre le drain et la source. Lorsque l'HEMT fonctionne à des fréquences élevées, on peut donner le modèle du circuit électrique équivalent à petit signal pour la structure. Cela nous permettra la caractérisation de fonctionnement du dispositif en terme élément dans un circuit électronique. Généralement la modélisation des dispositifs en électronique comporte deux modèles. Le modèle intrinsèque, il regroupe la partie du canal sous la grille contrairement au modèle extrinsèque il prend en considération les différents paramètres parasites de la structure. Le modèle intrinsèque du dispositif pour la région située sous la grille est illustré par la figure (II.13) [33-34].

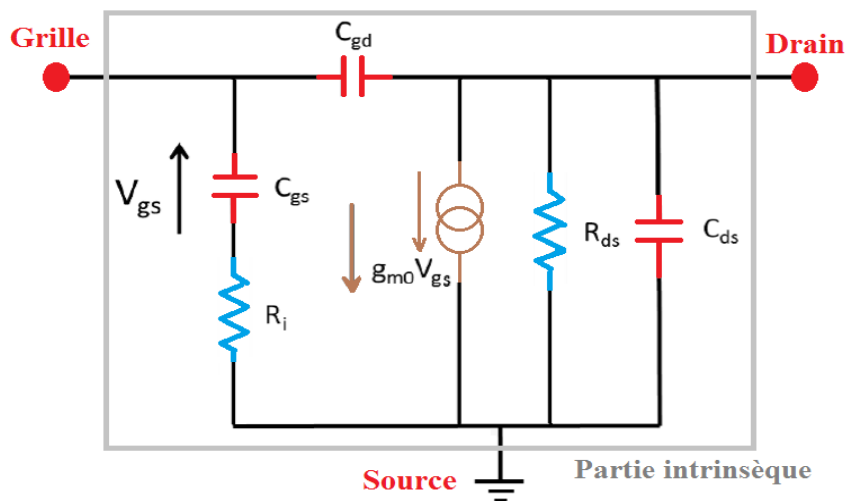


Fig. II.13. Circuit équivalent du modèle intrinsèque pour un HEMT [28].

Le courant dans le canal entre la Source et le Drain est modélisé par un générateur de courant, ceci génère un courant égale à la transconductance intrinsèque du dispositif multiplié par la tension correspondant à la capacité de la grille, c'est-à-dire $g_{m0}V_{gs}$, Ainsi que, ce générateur de courant est en parallèle avec la résistance R_{ds} , elle modélise la résistance de sortie du dispositif. La capacité de grille dans le modèle présenté est

modélisée par une capacité de couplage de la grille au canal, elle est constituée de deux éléments C_{gs} et C_{gd} qui représentent les capacités de la zone de déplétion côté grille-source et grille-drain respectivement. Ces deux capacités dépendent fortement de la géométrie du dispositif et la distribution de la zone de déplétion. Pour cela il faut tenir compte à la distance entre grille/drain si elle est beaucoup plus grande que celle de grille/source (HEMT non symétrie). La résistance R_i en série avec C_{gs} modélise la résistance de la section intrinsèque du canal. Notons que, il existe également une capacité entre la Source et le Drain C_{ds} , celle-ci se produit suite à la différence de densité d'électrons entre les deux régions. Le tableau (II.2) résume les éléments constituent le modèle intrinsèque de dispositif.

Elément	Description
Courant de Source	Modulation de courant dans le canal.
Résistance de Sortie	L'inverse de la conductance de sortie.
La capacité Source-Grille	La capacitance de la zone de déplétion Grille/Source.
La capacité Drain- Grille	La capacitance de la zone de déplétion Grille/Drain.
La résistance intrinsèque de canal	Modélise la conductance de canal.
La capacité Source-Drain	Modélise la déplétion entre la Source/Drain.

Tab. II.2. Les éléments intrinsèques de circuit électrique équivalent.

Le modèle complet comporte plus d'éléments dont il intervient les éléments de modèle extrinsèque. La figure (II.14) présente le schéma électrique équivalent d'un modèle complet à petit signal pour un HEMT.

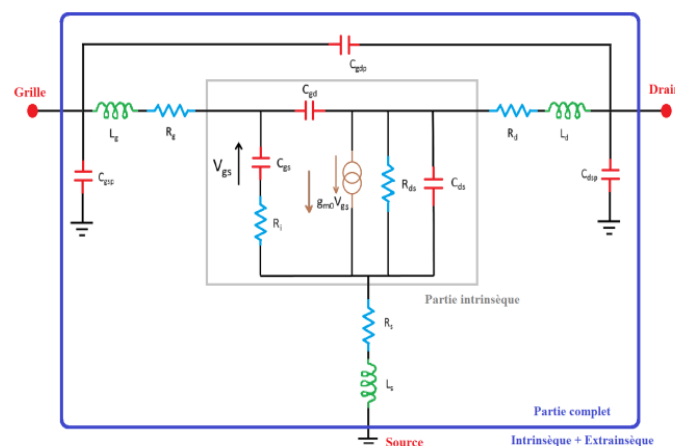


Fig. II.14. Circuit équivalent complet partie (Intrinsèque+ Extrinsèque) d'un HEMT[28].

Les résistances parasites R_s et R_d modélisent les résistances à partir de contact ohmique jusqu'à la région de canal pour les deux côtés Source et Drain. Le modèle complet comporte ainsi des capacités parasites entre les régions Grille/Source et Grille/Drain dû à la différence de distribution du champ électrique entre ces trois régions.

Les inductances L_s , L_d et L_g modélisent les contacts des électrodes Source, Drain et Grille respectivement. La résistance R_g modélise la résistance de métal de la grille. L'HEMT peut être considéré en modélisation RF comme un circuit à deux ports, la grille est la première porte, elle est prise comme entrée par contre le drain est pris comme étant la deuxième porte dont il est considéré comme sortie (la source est mise à la terre).

Une des plus importantes paramètres dans une étude fréquentielle est la fréquence de coupure f_T [35], elle se définit telle que la fréquence à laquelle le gain en courant de court-circuit est égal à 1. C.-à-d. le courant circulant dans la grille est égal au courant qui s'écoule au drain. Dans un montage d'étude de fréquence les courants d'entrée i_g et de sortie i_d peuvent être exprimés respectivement comme suite:

$$i_g = \frac{V_{gs}}{\left(\frac{1}{j\omega(C_{gs}+C_{gd})}\right)} = j\omega(C_{gs} + C_{gd}) * V_{gs} \quad (\text{II.36})$$

$$i_d = g_m * V_{gs} \quad (\text{II.37})$$

Le gain en court-circuit est donné par la relation (II.38), contrairement à leur module qui est donné par la relation (II.39):

$$A_i = \frac{i_d}{i_g} = \frac{g_m}{2\pi f(C_{gs}+C_{gd})} \quad (\text{II.38})$$

$$|A_i| = \frac{g_m}{2\pi f(C_{gs}+C_{gd})} \quad (\text{II.39})$$

La fréquence de coupure intrinsèque peut être extraite lorsque le module de gain en courant vaut 1 ($|A_i|=1$), leur formule est donnée par la relation (II.40) :

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{gs}+C_{gd})} \quad (\text{II.40})$$

Notons que, f_T peut être augmentée en réduisant la capacité de grille totale ou en augmentant la transconductance.

La capacité grille/canal C_g peut être considérée comme une capacité plane entre le métal de la grille et le 2DEG de canal, leur relation est donnée par :

$$C_g = \frac{\epsilon L_g w}{h} \quad (\text{II.41})$$

Dont : L_g est la longueur de la grille, W est la largeur de la structure, h est la distance entre interface métal grille/barrière et espaisseur/canal.

A partir des deux expressions de la transconductance (II.24) et celle de la capacité de grille totale (II.41), l'expression de la fréquence de coupure peut être écrite en fonction de la vitesse des porteurs de charge et la longueur de grille sous la forme suivante :

$$f_T = \frac{v}{2\pi L_g} \quad (\text{II.42})$$

Il est bien présenté que pour augmenter la fréquence de coupure il faut soit augmenter la vitesse des électrons dans la canal ou réduire la longueur de grille. Un autre modèle plus générique de la fréquence de coupure est utilisé. leur particularité est de considérer le schéma électrique équivalent complé c.à-d la prise en compte des différents éléments parasites. L'expression de la fréquence de coupure avec les éléments parasites est donnée par la formule suivante :

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{gs} + C_{gd}) \left(1 + \frac{R_s + R_d}{R_{ds}}\right) + C_{gd} g_m (R_s + R_d)} \quad (\text{II.43})$$

La fréquence maximale d'oscillation f_{max} est une autre fréquence importante dans le fonctionnement RF d'un HEMT [35]. Celle-ci se définit telle que la fréquence au quelle le dispositif a un gain en puissance qui vaut 1. C'est-à-dire, lorsque le produit des gains en tension et en courant du dispositif vaut 1. Le circuit équivalent d'un HEMT avec résistance de charge à la sortie est représenté à la figure (II.15).

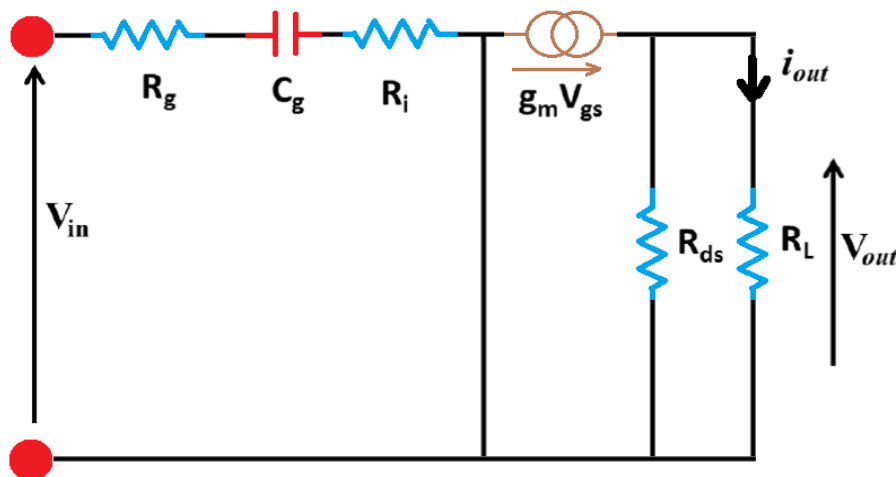


Fig. II.15. Modèle d'HEMT pour amplification de puissance intrinsèque (avec charge) [28].

Selon ce circuit, le gain en puissance maximal dans la résistance de charge sera atteint lorsque la résistance de charge est égale à la résistance de sortie du dispositif. C'est-à-dire $R_{ds} = R_L$, dans ce cas le gain en tension du circuit est donné par la relation suivante [36]:

$$A_v = \left| \frac{V_{out}}{V_{in}} \right| = \frac{g_m R_0}{\sqrt{1 + 4\pi^2 f^2 C_g^2 (R_g + R_i)^2}} \approx \frac{g_m R_0}{2\pi f C_g (R_g + R_i)} \quad (\text{II.44})$$

Dont : R_0 est la résistance de sortie du circuit, elle est le totale des deux résistances R_{ds} et R_L . Lorsque la résistance de charge est égale à la résistance de sortie du dispositif ($R_{ds} = R_L$), R_0 vaut $\frac{1}{2}R_{ds}$ ainsi que i_{out} vaut $\frac{1}{2}i_d$. Par conséquent le gain en tension sera donné par la formule (II.45) comme suite:

$$|A_v| = \frac{g_m R_{ds}}{4\pi f C_g (R_g + R_i)} = \frac{f_T R_{ds}}{2f (R_g + R_i)} \quad (\text{II.45})$$

Ainsi que, lorsque la résistance de sortie totale du circuit vaut $\frac{1}{2}R_{ds}$, Le gain en courant du circuit est donné par la relation suivante:

$$|A_i| = \left| \frac{i_{out}}{i_{in}} \right| = \frac{g_m}{4\pi f C_g} = \frac{f_T}{2f} \quad (\text{II.46})$$

Ainsi que, le gain en puissance est donné par par la relation suivante :

$$G_p = |A_i| |A_v| = \left(\frac{f_T}{f} \right)^2 \frac{R_{ds}}{4(R_g + R_i)} \quad (\text{II.47})$$

Par conséquent, la fréquence d'oscillation maximale peut être extrait en maintenant $G_p = 1$, leur formule sera donc donné comme suite :

$$f_{max} = \frac{f_T}{2} \sqrt{\frac{R_{ds}}{R_g + R_i}} \quad (\text{II.48})$$

La fréquence d'oscillation maximale peut être augmentée soit par l'augmentation de la fréquence de coupure ou l'augmentation de la résistance de sortie. Ainsi qu'elle peut être augmentée par la diminution de la résistance intrinsèque de canal ou la déminution de la résistance de grille. Autrement, si les éléments parasites (extrinsèques) sont considérés, la fréquence d'oscillation maximale peut être exprimée par la relation suivante [37]:

$$f_{max} = \frac{f_T}{2 \sqrt{\frac{R_g + R_i + R_s}{R_{ds}} + 2\pi f_T R_g C_{gd}}} \quad (\text{II.49})$$

Selon les équations de f_T déjà présenté, la déminution de L_g et/ou C_g induit l'augmentation de f_t qui a son tour mènera à l'augmentation de f_{amx} .

La résistance de la grille augment Inéairement en fonction de la diminution de leur longueur, ceci est représenté par la relation suivante :

$$R_g = \rho \frac{W}{L_g T} \quad (\text{II.50})$$

Dont : W est la largeur de dispositif, L_g est la longueur de la grille, T est la hauteur du pied de la grille dans le cas d'une grille chapeau. Notons que, l'utilisation d'une grille en forme chapeau n'est que pour satisfaire aux exigences de la faible longueur combiné avec leur faible résistance.

2.8. Étude du bruit dans les HEMTs

2.8.1. Modèle de caractérisation de bruit

Le bruit de fond pour les HEMT aura lieu dans le cas des basses fréquences. C'est un mécanisme dû aux propriétés physiques et électriques des matériaux. Il est aléatoire, spontané et d'amplitude impossible de la prévoir. Suite à cela, aucun modèle mathématique dépendant du temps existe pour l'étudier (étudier le bruit). En revanche, leur modélisation est effectuée par des études statistiques.

Nous symbolisons $x(t)$ telle que une fonction qu'elle présente les fluctuations aléatoire et spontanément produisent le bruit. C'est une fonction stationnaire (indépendant du temps). Dans le domaine temporel, celle-ci peut être caractérisée par leur fonction d'autocorrélation R_x donnée par l'équation suivante [38]:

$$R_x(\tau) = \overline{X(t)X(t + \tau)} \quad (\text{II.51})$$

La fonction bar utilisé dans l'équation modélise mathématiquement la valeur moyenne dans l'intervalle de temps τ .

La densité spectrale $S_x(f)$ au domaine temporel nous permettront de déterminer la valeur quadratique moyenne $\overline{x(t)^2}$ sur l'intervalle $\Delta f = f_2 - f_1$. Cette valeur quadratique est donnée par la formule suivante :

$$S_x(f) = 4 \int_0^{+\infty} R_x(\tau) \cos(2\pi f\tau) d\tau \quad (\text{II.52})$$

Si la densité spectrale est constante sur l'intervalle Δf , la valeur quadratique moyenne $\overline{x(t)^2}$ est donnée par la relation suivante :

$$\overline{x(t)^2} = S_x(f) \cdot \Delta f \quad (\text{II.53})$$

2.8.2. Sources de bruit intrinsèques aux transistors HEMT

Les sources de bruit se trouvent divisées en deux classes, les sources de bruit réductibles dont nous pouvons réduire leur effet par l'amélioration des matériaux constituant la structure et les sources irréductibles. La première classe comporte le bruit en $1/f$, le bruit de génération recombinaison (GR), le bruit en créniaux. La seconde classe "bruit irréductibles" regroupe le bruit thermique, le bruit de diffusion et le bruit de grenaille.

2.8.2.1. Sources de bruit réductibles

a. Bruit en 1/f

C'est un bruit inversement proportionnel à la fréquence telle que leur nom. Il est causé principalement par les fluctuations de la conductivité thermique. Deux visions théoriques ont été établies pour justifier l'origine de ces fluctuations. La première est celle de Mc Worter [39], il considère que ces fluctuations sont causées par la variation de nombre des porteurs suite aux phénomènes de génération-recombinaison des porteurs. Par contre, la seconde vision établie par Hooge [40] considère que ces fluctuations sont liées aux fluctuations de la mobilité causées par les phénomènes de collisions. Le modèle de Mc Worter est donné par la relation suivante :

$$S_I(f) = \frac{q\mu n_t f_1 (1-f_t)}{L^2 n \ln\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right) f} I * V \quad (\text{II.54})$$

Avec : μ la mobilité des porteurs dans le canal, n_t la densité des porteurs piégés, f_t la fonction qui rend compte à l'occupation du niveau de piège par une statistique de Boltzmann, L est la longueur du canal, τ_1 et τ_2 délimitent l'intervalle des constantes de temps des pièges responsables des mécanismes de GR. I et V sont le courant et la tension du dispositif. Le deuxième modèle dit de Hooge nous permet de exprimer le bruit en 1/f d'une grandeur X (une tension, un courant ou une conductivité) par l'équation suivante :

$$\overline{\left(\frac{\Delta X}{X}\right)^2} = C * \frac{\Delta f}{f} = \frac{\alpha_h}{N} * \frac{\Delta f}{f} \quad (\text{II.55})$$

D'où : h le coefficient de Hooge qui prend en compte les fluctuations de la mobilité, N le nombre de porteurs et f la fréquence d'analyse.

D'après la référence [41] et dans le cas d'une résistance, l'équation précédente peut être exprimée sous la forme suivante :

$$S_i(f) = \frac{\alpha_h}{f} * \frac{q\mu VI}{l^2} \quad (\text{II.56})$$

Dont : l est la longueur de la résistance, V est la tension appliquée et I le courant traversant la résistance.

b. Le bruit de génération recombinaison (GR)

Ce type de bruit est lié à la qualité du matériau. Elle se résume dans le taux d'existence des défauts qui sont soit dû à leur propre propriété ou produit lors de leur production suite aux processus de développement. Leur effet s'explique par les phénomènes de piégeage et dépiégeage (leur capacité de capture et émission des porteurs

libres) dont ils induisent une fluctuation de nombre des porteurs. Leur densité spectrale en courant est donnée par l'équation suivante :

$$S_i(f) = \frac{I^2}{n^2 V} \cdot 4n_t f_t (1 - f_t) \cdot \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} (A^2/Hz) \quad (II.57)$$

Dont : n la densité des porteurs, f_t la fonction probabiliste de Boltzmann, τ la constante de temps du piège.

c. Bruit en créneau

C'est un cas particulier du bruit de Génération-Recombinaison. Il se caractérise principalement par des amplitudes à plusieurs états stables dont leur cause sont aléatoire. L'origine de ce type est toujours attribué au phénomène de piégage et dépiégage des défauts.

2.8.2.2. Sources de bruit irréductibles

a. Bruit thermique

Ce type de bruit est la conséquence de l'agitation thermique des porteurs dans le matériau, il peut être exprimé en courant ou en tension. Pour une résistance R , le bruit thermique est donné par les relations suivantes :

$$s_i = 4kT/R \quad (II.58)$$

$$s_V = 4kTR \quad (II.59)$$

Dont : k la constante de Boltzmann, T la température en Kelvin.

b. Bruit de diffusion

Ce type de bruit est causé par les fluctuations de la vitesse des porteurs suite aux collisions. Notons que pour un faible champ, il est équivalent au bruit thermique dû à la dépendance de la mobilité et la constante de diffusion au champ électrique. Contrairement au cas des fortes valeurs de champ dont il se diffère. La densité de bruit en courant dans ce cas est donnée par la formule suivante :

$$S_i(f, E) = 4KT_B(E)R_e(Y(E)) \quad (II.60)$$

Dont : T_B la température, $Y(E)$ est l'admittance du matériau.

c. Bruit de grenaille

Ce type de bruit est produit lors le passage des porteurs à travers une barrière de potentiel. Il est ainsi dit " Shot noise ". La densité spectrale de ce type de bruit dans le cas de courant est exprimée par :

$$S_i = 4kTR_e(Y) - 2qI \quad (\text{II.61})$$

Dont: Y présente l'admittance de la jonction et I le courant traversant la jonction. Notons que, ce modèle considère tous les porteurs injectés arrivent à l'autre borne.

2.9. Les systèmes matériels pour HEMT

Au cours des trois dernières dizaines d'années, les HEMT ont fait un objet de recherche et de développement explosif vu de leurs succès fonctionnement à l'électronique rapide. Par conséquent, une variété des systèmes de matériaux semi-conducteurs a été utilisée dont leurs propriétés de transport électronique tels que la mobilité et la vitesse de saturation maximale sont les clés caractérisent les performances de fonctionnement en haute fréquence. Le tableau (II.3) résume les paramètres de transport électronique pour quelques matériaux utilisés dans les canaux d'HEMT.

propriété	Si	GaAs	In _{0.53} Ga _{0.47} As	InAs	InSb
Energie de Gap (eV)	1.12	1.43	0.75	0.356	0.175
Masse effectif des é (m ₀)	0.19	0.072	0.041	0.027	0.013
Mobilité des é (10 ³ .cm ² /V.S)	1.5	8.5	14	30	780
Vitesse de saturation des é (cm/s)	1* 10 ⁷	1.2* 10 ⁷	8* 10 ⁶	3* 10 ⁷	5* 10 ⁷
Concentration intrinsèque(/cm ³)	1.6*10 ¹⁰	1.1*10 ⁷	5*10 ¹¹	1.3*10 ¹⁵	1.9*10 ¹⁶

Tab. II.3. Propriété de transport électronique pour quelques matériaux canal [42]

2.9.1. Le système AlGaAs/(In)GaAs

L'amélioration de la mobilité des électrons a été observée pour la première fois dans les études de modélisation des hétérojonctions semi-conducteurs, elle a été dopée par Dingle et ses collègues en 1979 [43]. Autrement, les dispositifs HEMT ont été inventés pour la première fois par Dr. Takashi Mimura et publiés en 1980 [44]. Par la suite, les HEMT ont subi une évolution de recherche et de développement. L'hétérostructure AlGaAs/GaAs a été largement étudiée dû à l'adaptation de maille entre l'AlGaAs et l'GaAs. Cela a facilité la croissance de ces matériaux ainsi qu'avec une très bonne qualité d'interface.

L'ensemble des travaux d'optimisations effectués sur ces HEMT à base de l'AlGaAs/GaAs ont été concentrés sur l'amélioration de l'efficacité de dopage de l'AlGaAs afin d'augmenter la densité des électrons dans l'2DEG. Cela induit à son tour l'augmentation de la transconductance et la fréquence de coupure. Au milieu des années 80, les chercheurs ont constaté que l'amélioration de la mobilité ne se basant seulement sur l'utilisation de nouveaux matériaux n'offrirait pas de bonnes performances.

Principalement, cela est dû aux problèmes des défauts produits lors de la croissance de ces matériaux. Contrairement à l'utilisation d'un système de couche dont il mènera à l'augmentation de la capacité de modulation des électrons dans l'2DEG. À leur tour, il induit l'amélioration souhaitée pour les performances de dispositif. Plusieurs approches sont effectuées telles que l'augmentation de la discontinuité de la bande de conduction, la diminution de l'épaisseur de la couche, l'augmentation de la concentration de dopage de la couche donneuse, la diminution des effets liés aux charges parasites par l'utilisation d'un plan de dopage ainsi que l'utilisation d'un plan à base de Si (Silicium) et non plus à base de $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ [45].

Pour la technologie qu'elle utilise le système AlGaAs/GaAs, l'augmentation de décalage dans la bande de conduction et la concentration de 2DEG peut être obtenue par la croissance d'une couche d'InGaAs pseudomorphique due à la grande constante de maille qu'elle caractérise l'InGaAs par rapport à l'GaAs. Malheureusement, cette couche est contrainte dans le cas d'une fraction molaire d'Indium supérieure à 35% ainsi que pour une épaisseur inférieure à l'épaisseur critique [46]. Étant donné que, l'AlGaAs souffre des problèmes de fiabilité tels que les phénomènes de piégeage par les défauts profonds dus à la grande fraction molaire de l'Aluminium, cela conduit à la dégradation de courant circulant ainsi que l'augmentation de bruit à basse fréquence.

2.9.2. Le système InAlAs/InGaAs

Les HEMT à base d'InAlAs/InGaAs/InP sont des dispositifs électroniques prometteurs pour le fonctionnement à des vitesses très élevées suite aux excellentes propriétés de transport électronique dans leurs canaux. Ce système de matériaux a présenté une augmentation significative dans leur conductivité de canal par rapport au système à base de l'AlGaAs/(In)GaAs. Cela est la conséquence de la haute fraction molaire d'indium dans l'InGaAs (environ de 53%) ainsi que la grande concentration d'électrons dans l'2DEG. Leur comparaison avec d'autres systèmes a montré leur avantage, pour 120 nm de longueur de grille l'HEMT a présenté une fréquence de coupure de 22 GHz bénéficiant d'une augmentation de 20 à 30% par rapport au HEMT à base de l'AlGaAs/GaAs [47]. La fréquence de coupure de gain en courant f_{TA} dépassé 200 GHz en 1988, elle a atteint 340 GHz en 1992 [48]. Comme pour le système d'AlGaAs/GaAs dans leur qualité pseudomorphique, l'HEMT à base de système d'InAlAs/InGaAs peut avoir ainsi un canal pseudomorphique dans le cas d'une fraction molaire d'indium pour l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ entre 85% et 53% ($0.85 \leq x \leq 0.53$). La mobilité électronique a ainsi bénéficié d'avantage suite à l'utilisation de l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dont à partir de $x > 0,53$ elle augmente avec l'augmentation de la fraction molaire d'Indium en raison du faible taux d'interaction avec l'alliage dans ce cas [42]. En 1990, le système d'InAlAs/InGaAs pseudomorphique lors de leur élaboration sur un substrat à base de l'GaAs a permis de répondre au besoin d'intégration discrète d'un dispositif à un autre. Ceci est conçu pour les systèmes de communication à fibre optique de 40-GB/s avec des longueurs de grille de 100-150 nm dont ils combinent des performances exceptionnelles telles que la vitesse élevée, la haute mobilité, le faible

coût et leur robustesse offrir par l'GaAs [49,50]. A partir des années 2000, et avec plus de développement dans les procédés de fabrication, la longueur de grille est devenue inférieure à 100nm. Cela a offert une amélioration de la performance des dispositifs principalement l'augmentation de leur fréquence. Ce système de matériaux combiné avec un canal de 25 nm et une fraction molaire d'Indium de 70% a montré une fréquence de coupure environ 562 GHz [51]. Un HEMT Métamorphique sur GaAs avec une grille chapeau de longueur environ 35nm a présenté une fréquence de coupure f_T de 440 GHz et f_{max} de 520 GHz [52]. D'après tout cela, nous concluons que les HEMT à base de ce système de matériaux sont les plus rapides, ils permettent d'atteindre des fréquences d'oscillation maximale de 1 THz telle qu'un HEMT avec une grille de 35nm qui a été mappé dans IEDM 2007 [53].

2.10. Limitation des HEMT

2.10.1. Limitation du dimensionnement des HEMT

Lors du développement des futures HEMT, il est indispensable de considérer des critères de dimensionnement afin d'éliminer ou de diminuer les effets dégradés de ces dispositifs. D'autre côté, leurs optimisations (les dimensions) passeront par l'optimisation du système des couches suite à leurs effets sur les performances telle que la fréquence qu'elle se trouve très sensible au système de couche empilée [54]. C.à-d qu'il faut tenir compte des épaisseurs et des interfaces. Le fait de dimensionner autrement dit "Miniaturisation" est distribué pour les deux axes d'élaboration latérale (la longueur de la grille, la distance Grille-Source, la distance Grille-Drain) ainsi que transversale (l'épaisseur des couches épitaxiales). A nos jours, le dimensionnement a atteint sa limite conformément aux lois d'échelle, principalement la zone sous la grille dont un faible isolement est produit suite à la diminution de la distance grille-2DEG (barrière) afin d'avoir le mieux possible des performances fréquentielles. Malheureusement ce qui influence négativement l'ensemble des autres performances telle que l'augmentation de la consommation statique [55] dû à l'augmentation de courant de fuite (courant tunnel à travers cette faible barrière). Dans ce qui suit, nous présentons ceux qui sont à tenir compte lors de la fabrication :

- Le rapport d'aspect est un rapport dimensionnel établi entre la distance verticale grille/canal et la longueur du canal, il nous donnera une image et une prévention sur l'effet des canaux courts [56]. Cela mènera à l'amélioration des performances statiques et hyperfréquences de dispositif [57]. Ce rapport est mené de plusieurs études ainsi que pour les différentes technologies des transistors à effet de champ. Il est d'environ 5 à 20 (15 pour la filière d'HEMT AlGaIn/GaN, 5-8 pour la filière InAlAs/InGaAs/InP,...).
- Les empreintes (Footprint) ce critère nous donnera une vision sur la taille de dispositif (leur longueur) ainsi que leur densité d'intégration. Celle-ci diminue avec l'augmentation de leur taille. Ce critère n'a pas d'effet considérable sur les

performances de dispositif dont l'utilisation des dispositifs est indépendant de leur densité d'intégration telle que les applications de haute fréquence et d'amplification. Notons que, l'état de l'art de la taille des HEMT pour la séparation typique entre la Source et le Drain est de l'ordre de 1,5 à 2 μm ainsi qui est noté qu'elle est très loin du standard VLSI.

- L'auto-alignement des contacts il consiste à réaliser les deux contacts de Source et Drain en même temp sans faire recours au procédé de photolithographie. C'est une technique assez délicate pour les HEMT [58], plusieurs travaux ont été réalisés qui ont mènées à une solution présentée dans la définition d'une grille en forme T souvent dit "Grille chapeau". Celle-ci sera utilisée comme masque pour le dépôt des couches métalliques pour la Source et le Drain [59]. Le degré d'auto-alignement pour cette technique est déterminé par la taille de la tête de grille et l'espacement Source-Drain qui doivent être toujours supérieur à 0,3 μm [60].
- La distance Grille-Drain L_{gd} celle-ci est une caractéristique morphologique importante pour les structures électroniques à effet de champ suite à leur effet qui induit la dégradation de dispositif. L'optimisation de cette distance est indispensable afin d'avoir une distribution uniforme de champ électrique le long de canal. Notons que, la non uniformité de la distribution de champ est un inconvénient très réputé dans les HEMT principalement sous les fortes tensions de polarisations [57]. Celle-ci se présente par une augmentation considérable de l'amplitude de champ à la sortie de la Grille côté Drain, elle peut engendrer une détérioration de dispositif sous l'effet d'un claquage à fort champ. Pour cela, l'augmentation de cette distance caractéristique est obligatoire afin de diminuer ce pic de champ à la sortie de la Grille.
- La distance Grille-Source L_{gs} cette distance affecte la résistance Source R_s et la capacité Grille-Source C_{gs} . Leur réduction diminue la résistance R_s contrairement à la capacité C_{gs} qu'elle augmente. Pour des faibles valeurs de L_{gs} des risques de court-circuit entre la Source et le Grille apparaîtront, pour cela un compromis de cette longueur est indispensable dont leur diminution augmente les performances de dispositif telle que la transconductance.

L'ensemble de ces célèbres limites induisent une multitude d'effets dont les recherches de nos jours tendent à les réduire tels que l'utilisation des nouveaux empilements métalliques pour les électrodes afin de réduire leurs résistances, des nouveaux profils de dopage sont utilisés et deviennent très utiles telle que le dopage des zones sous la Source et le Drain dont ils mènent à augmenter la vitesse des électrons. Autrement le concept de changement des matériaux telle que le matériau de substrat. Notre travail consiste à utiliser l'InAsP à la place de l'InP, ceci est basé sur l'effet d'augmenter la densité des lignes de champ électrique régénérées à leur niveaux on se base sur le principe de diminuer leur énergie caractéristiques.

2.10.2. Limite de fonctionnement

Les HEMT eux même souffrent des phénomènes limitatifs de leurs performances tels que l'ionisation par impact, l'effet kink, l'effet de canal court, l'effet DIBL, la ponte sous le seuil. Dans ce qui suite, nous présentons en détail ces limites :

- **L'ionisation par impact** il se produit suite à la forte polarisation de V_{ds} , elle mènera à augmenter le champ électrique côté Drain. Dans ce cas, les électrons atteignent des grands énergies et seront accélérés à des vitesses très élevées. Par conséquent, ils entrent en collisions avec les atomes de réseau et génèrent des paires électrons-trous dont ils produisent une augmentation considérable de leur concentration. Cela induit une augmentation dramatique de courant de drain qui a leur conduit à la dégradation de dispositif. Un phénomène d'avalanch se produit dans le cas où les électrons produits par ionisation produisent à leur tour d'autres électrons. Au même temps, un courant de trous se produit dont il sera recolté par la grille, il s'oppose au courant de fuite par effet tunnel à travers la grille. Ce dernier peut être étudié à partir de la courbe $I_g(V_{ds})$. Lorsque V_{gs} est positive, le courant de Grille augmente. Contrairement aux fortes valeurs de V_{ds} et avec la collecte des trous, le courant grille commence à diminuer jusqu'à atteindre sa valeur minimale. Notons que, le phénomène d'ionisation par impact est la principale cause de l'effet Kink.
- **L'effet kink** se présente telle qu'une déformation de la caractéristique $I_{ds}(V_{ds})$ au régime de saturation. Cette déformation est causée par les phénomènes d'ionisation par impact [61-63]. Il est très répandu aux dispositifs à effet de champ caractérisés par des faibles énergies de gap telle que les HEMT qui utilisent l'InGaAs et l'InAs dans leur canal. L'effet kink est lié aux trous générés par l'ionisation des atomes dont ils s'accumulent dans le canal. Leur accumulation au côté de la source induit l'ouverture de canal et par conséquent l'augmentation de courant de drain. Ainsi que, cette accumulation affecte les paramètres structurels de dispositif telle que la résistance d'accès [63]. L'effet Kink est un facteur limitatif, il est difficile à contrôler. Ses principales conséquences se résument dans la diminution du gain et la génération d'un fort bruit en basses et hautes fréquences.
- **Les effets de canal courts** sont des phénomènes limitatifs aux performances principalement la fréquence. Ils apparaissent pour les faibles longueurs de grille. La raison à laquelle la diminution de la longueur de grille agit sur les performances repose sur la théorie du transport dans le canal, elle qualifie la qualité de transport électronique tenant compte des effets transitoires qui causent les phénomènes de sur-vitesse. Suite à la réduction de la longueur de grille, les électrons sont entraînés sous des fortes valeurs de champs dont leur libre parcours moyen augmente. Ils atteignent le drain rapidement avec un faible taux de collision ou même sans collision, cela mènera à l'augmentation de la fréquence. En revanche, un très fort champ électrique appliqué à la grille

engendre au côté de Drain une fuite des électrons qui seront transférés en dehors du canal. Cela produit un courant de fuite qui dégrade les performances de la structure, plus précisément cela contribue à la détérioration de la commutabilité de canal par la grille. Les conséquences des canaux courts se présentent dans une très grande tension de seuil ainsi qu'une grande conductance de sortie. Les effets de canal court peuvent être réduits en maintenant le facteur d'aspect à des valeurs optimales [64-65].

- **L'effet DIBL** (Drain Induced Barrier Lowering) il correspond à l'abaissement de la barrière de potentiel dans la zone de charge d'espace coté Drain sous effet de la forte polarisation de Drain. La grille perd donc le contrôle de la barrière de potentiel pour une partie de canal coté Drain. Par conséquent, une portion importante d'électrons vont franchir la barrière et former un courant de fuite. L'effet DIBL peut être caractérisé à partir des caractéristiques $I_{ds}-V_{gs}$ telle qu'une fluctuation de courant de drain à forte tension V_{ds} et $V_{gs} > V_p$.
- **La pente sous le seuil** elle correspond à la tension V_{gs} appliquée pour diminuer le courant de drain d'une décade, elle est donnée en mV/dec. Elle nous permet de prendre une image sur la qualité de la structure principalement la présence des effets dégradant les performances tels que les effets de canal court et le DIBL. Cette pente est déterminée à partir de la caractéristique $\log I_d(V_{gs})$. Leur valeur minimale pour un transistor idéal est d'environ 60mV/de, elle augmente avec la présence des effets dégradant la structure.
- **Limite des performances dynamique (AC)** ils sont la conséquence directe de la qualité de la transconductance dont ils reflètent l'image de la densité des porteurs de charges dans la couche conductrice. Leur augmentation mène à la diminution de temps de transition vers le Drain. Par conséquent, cela induit l'amélioration de la fréquence. La transconductance est liée aux paramètres électriques caractérisant la structure telle que la résistance Source dont elle intervient dans tous les modèles analytiques modélisant la fréquence et leur diminution (la résistance Source) mènera à l'augmentation de la fréquence. La résistance Source peut être diminuée suite à plusieurs concepts tels que l'augmentation de la concentration des trous sous la Source.

2.11. Conclusion

Les HEMT sont des dispositifs utilisés dans les applications nécessitant la particularité d'avoir une haute mobilité électronique. Cette particularité est attribuée au système de matériaux choisis qui contribue aux meilleures conditions de confinement, à leur tour il mènera à l'augmentation de la concentration des électrons dans le puits quantique. D'autre côté, le matériau canal doit posséder des propriétés de transport électronique avantageuses telles qu'un gap direct et de faible valeur. Similairement à tous

les dispositifs à effet de champ, les HEMT souffrent des phénomènes limitatifs de leurs performances tels que l'effet des canaux courts, l'effet Kink, le DIBL et l'ionisation par impact. Ces effets augmentent lors le poursuit d'évolution de la minaturisation dont la recherche des nouveaux concepts se trouve importante telle que notre travail qui consiste d'utiliser un nouveau matériau substrat (l'InAsP). Ce matériau mène à augmenté la concentration des électrons sous l'électrode Source. Par conséquent, il conduit à la diminution de leur résistance. Cela se trouve important dont il induit une importante amélioration des performances de dispositif surtout la fréquence.

2.12. Référence

- [1] Cezar Bogdan Zota, “III-V MOSFETs for High-Frequency and Digital Applications”, thesis submitted To Lund University for the degree of doctor of Philosophy , 204.
- [2] G. E. Moore, “Cramming more components onto integrated circuits (Reprinted from Electronics, April 19, 1965),” Tech. Rep. 1, 1965.
- [3] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann., “Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices”, Appl. Phys. Lett, Vol. 33, pp. 665, 1978, doi. 10.1063/1.90457.
- [4] R. H. Dennard, F. H. Gaensslen, H. N. Yu, V. L. Rideout, E. Bassous, and A. R. Leblanc, “Design of Ion-Implanted MOSFET’s With Very Small Physical Dimensions,” IEEE Journal of Solid-State Circuits, vol. 9, no. 5, pp. 256–268, 1974.
- [5] R. Chau, B. Doyle, S. Datta, J. Kavalieros, and K. Zhang, “Integrated nanoelectronics for the future,” Nature Materials, vol. 6, no. 11, pp. 810–812, 2007.
- [6] I. Ferain, C. A. Colinge, and J.-P. Colinge, “Multigate transistors as the future of classical metal-oxide-semiconductor field-effect transistors,” Nature, vol. 479, no. 7373, pp. 310–316, 2011.
- [7] D. J. Frank, “Power-constrained CMOS scaling limits,” IBM Journal of Research and Development, vol. 46, no. 2, pp. 235–244, 2002.
- [8] S.-Y. Wu, C. Lin, M. Chiang, J. Liaw, J. Cheng, S. Yang, S. Chang, M. Liang, T. Miyashita, C. Tsai, C. Chang, V. Chang, Y. Wu, J. Chen, H. Chen, S. Chang, K. Pan, R. Tsui, C. Yao, K. Ting, T. Yamamoto, H. Huang, T. Lee, C. Lee, W. Chang, H. Lee, C. Chen, T. Chang, R. Chen, Y. Chiu, M. Tsai, S. M. Jang, K. Chen, and Y. Ku, “An enhanced 16nm CMOS technology featuring 2nd generation FinFET transistors and advanced Cu/low-k interconnect for low power and high performance applications,” 2014 IEEE International Electron Devices Meeting, pp. 3.1.1–3.1.4, dec 2014.
- [9] T. Ghani, M. Armstrong, C. Auth, M. Bost, P. Charvat, G. Glass, T. Hoffmann, K. Johnson, C. Kenyon, J. Klaus, B. McIntyre, K. Mistry, a. Murthy, J. Sandford, M. Silberstein, S. Sivakumar, P. Smith, K. Zawadzki, S. Thompson, and M. Bohr, “A 90nm high volume manufacturing logic technology featuring novel 45nm gate length strained silicon CMOS transistors,” IEEE International Electron Devices Meeting 2003, vol. M, pp. 978–980, 2003.
- [10] H. Riel, L.-E. Wernersson, M. Hong, and J. A. del Alamo, “III-V compound semiconductor transistors-from planar to nanowire structures,” MRS Bulletin, vol. 39, no. 08, pp. 668–677, aug 2014.

[11] A. Leuther, S. Koch, A. Tessimann, I. Kallfass, T. Merkle, H. Massler, R. Loesch, M. Schlechtweg, S. Saito, and O. Ambacher, "20 nm metamorphic HEMT with 660 GHz f_T," 2011 International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, pp. 20–23, 2011.

[12] T. W. Kim, D. H. Kim, and J. A. Del Alamo, "Logic characteristics of 40 nm thin-channel InAs HEMTs," in Conference Proceedings – International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, 2010, pp. 496–499.

[13] T.-W. Kim, D.-H. Kim, and J. A. del Alamo, "60 nm self-aligned-gate InGaAs HEMTs with record high-frequency characteristics," 2010 International Electron Devices Meeting, pp. 30.7.1–30.7.4, dec 2010.

[14] M. F. PACKEER MOHAMED, "Advanced InGaAs/InGaAs/InP PHEMT for low noise and ultra fast electronics", thesis submitted to The University of Manchester for the degree of Doctor of Philosophy, 2015.

[15] M. Missous. (2011, 10 December). Ultra High Speed Nanoelectronics Devices [Lecture hand out]. Available: <http://intranet.eee.manchester.ac.uk/intranet/pg/coursematerial/MSc%20Communication%20Engineering/LECTURE%2011.pdf>.

[16] E. F. Schubert, A. Fischer, and K. Ploog, "The Delta-Doped Field-Effect Transistor (δ FET)," IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 33, pp. 625–632, 1986.

[17] S. M. Sze and K. K. Ng, Physics Of Semiconductor Devices, 3rd ed. New Jersey, USA: John Wiley & Sons, 2006.

[18] J. Ajayan D. Nirmal, "20 nm high performance enhancement mode InP HEMT with heavily doped S/D regions for future THz applications", Superlattices and Microstructures, Volume 100, 2016, Pages 526–534, DOI. 10.1016/j.spmi.2016.10.011.

[19] S. Prasad, H. Schumacher, and A. Gopinath, "Electronic devices," in High-Speed Electronics and Optoelectronics: Devices and Circuits, C. U. Press, Ed., ed United States of America: Cambridge University Press, 2009, pp. 46–162.

[20] E. F. Schubert, "Delta doping of III–V compound semiconductors: Fundamentals and device applications," Journal of Vacuum Science & Technology A, vol. 8, pp. 2980–2996, 1990.

[21] U. K. MISHRA and J. SINGH, "FIELD EFFECT TRANSISTORS," in Semiconductor Device Physics and Design, Springer, Ed., ed The Netherlands: Springer, 2008, pp. 356–432.

[22] E. A. Gutierrez-D, J. Deen, and C. Claeys, "Heterostructure and Compound Semiconductor Devices," in *Low Temperature Electronics: Physics, Devices, Circuits, and Applications*, ed: ACADEMIC PRESS, 2001, pp. 511-646.

[23] R. L Anderson, "Experiments on Ge-As heterojonctions", *Solid State Electron.*, Vol. 5, p341, 1962.

[24] O. Pajona, "Transistors HEMT Métamorphiques sur substrat GaAs pour applications de télécommunications à très haut débit : Mesures statiques et dynamique pour intégration des effets parasites dans des modèles." thèse publier à l'université de Limoges pour le grade de docteur, 2006.N°order. 2006-20.

[25] D.delagebeaudeuf and N.T. Linh., " Metal-(n) AlGaAs-GaAs Tow-Dimensional Electron GaAs FET ".*IEEE Trans. Elec. Dev.*, TED-29, p. 955, 1982.

[26] J. Yoshida, " Classical versus quantum mechanical calculation of the electron distribution at the n-AlGaAs/GaAs hetero-interface. ", *IEEE. Trans. Elec. Dev.*,TED-26, N° 1, p. 156-157, 1986.

[27] I. Tan, G. Snider, L. Chang and E. Hu, "A selfconsistent solution of Schrödinger-Poisson equations using a nonuniform mesh," *Journal of Applied Physics*, vol. 68, pp.4071-4076, 1990.

[28] Menglin Cao, " The development of silicon compatible processes for HEMT realisation", thesis submitted To the University of Glasgow for the degree of doctor of Philosophy , 2015.

[29] R. Dorf, *The Electrical Engineering Handbook*, 1997, CRC Press, pp. 991.

[30] J. Singh, "The tailoring of impact ionization phenomenon using pseudomorphic structuresapplications to InGaAlAs on GaAs and InP substrates", *Semiconductor Science and Technology*, vol. 7, pp. 509-11, 1992.

[31] S. Tiwari, *Compound Semiconductor Device Physics*. 1992, Academic Press Inc. pp. 506.

[32] P. H. Ladbroke, *MMIC Design GaAs FETs and HEMTs*.1989, Artech House Inc. pp. 138-155.

[33] P. H. Ladbroke, *MMIC Design GaAs FETs and HEMTs*.1989, Artech House Inc. pp. 91-124.

[34] P. Wolf, "Microwave properties of Schottky-barrier Field-effect Transistors," *IBM Journal of Research and Development*, vol. 14, pp. 125-141, 1970.

[35] P. H. Ladbrooke, MMIC Design GaAs FETs and HEMTs, 1989, Artech House Inc. pp. 138 -155.

[36] P.H. Ladbrooke, MMIC Design GaAs FETs and HEMTs.1989, Artech House Inc. pp. 223-224.

[37] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices. 1981, John Wiley and Sons Inc. pp. 342-343.

[38] S. D NSELE, "Analyse électrique et en bruit basse fréquence et haute-fréquence des technologies InAlN/GaN HEMTs en vue de la conception d'amplificateurs robustes faible bruit en bande Ka", thèse publier à l'université Toulouse 3 Paul Sabatier pour le grade de docteur, 2014.

[39] A. L. McWhorter, "1/f noise and related surface effects in Germanium," Massachusetts Institute of Technology, 1955.

[40] F. N. Hooge, "1/f noise," Physica B, vol. 83, pp. 14-23, 1976.

[41] L. K. J. Vandamme, "Criteria of low-noise thick-film resistors," Electrocomponent Science and Technology, vol. 4, pp. 171-177, 1977.

[42] Dongmin Liu, M.S., "Design, Fabrication And Characterization of InAlAs/InGaAs/InAsP Composite Channel HEMTS" thesis submitted To Graduate School of The Ohio State University for the degree of doctor of Philosophy , 2008.

[43] R. Dingle, H. Stormer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann. Electron mobilities in modulation doped semiconductor hetereojunction superlattices. Appl. Phys. Lett., 33(7):665–667, 1978.

[44] Mimura. A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As heterojunctions.Jpn J. Appl. phys., 19:L225, 1990.

[45] M. C. Foisy, P. J. Tasker, B. Hughes, and L. F. Eastman.The role of inefficient charge modulation in limiting the currentgain cutoff frequency of the MODFET. IEEE Trans. Electron Devices, 35(7):871–878, Jul. 1988.

[46] P. C. Chao, P. Ho, K. H. G. Duh, P. M. Smith, J. M. Ballingall, A. A. Jabra, N. Lewis, and E. L. Hall. Very low-noise Al_{0.3}Ga_{0.7}As/In_{0.35}Ga_{0.65}As/GaAs single quantum-well pseudomorphic hemts. SPIE on High Speed Electronic and Device Scaling, 1288:238–242, 1990.

[47] L.D. Nguyen, L. E. Larson, and U. K. Mishra. Ultra-high speed modulation-doped field-effect transistors: a tutorial review. Proceedings of the IEEE, 80(4):494–518, Apr. 1992.

[48] L.D. Nguyen, A. S. Brown, M. A. Thompson, and L. M. Jelloian. 50-nm self-aligned-gate pseudomorphic AlInAs/GaInAs high mobility transistors. *IEEE Trans. Electron Devices*, 39(12):2007-2014, Dec. 1992.

[49] T. Enoki, H. Ito, and Y. Ishii. Reliability study on InAlAs/InGaAs HEMTs with an InP recess-etch stopper and refractory gate metal. *Solid State Electronics*, 41(10):1651-1656, Oct. 1997.

[50] E. Sano. InP lightwave communication ICs for 40 Gbit/s and beyond. *Proc. Intl. Conf. InP and Related Materials*, pages 299-304, 1999.

[51] K. Shinohara, Y. Yamashita, A. Endoh, I. Watanabe, K. Hikosaka, T. Matsui, T. Mimura, and S. Hiyamizu. 547-GHz f_T In_{0.7}Ga_{0.3}AsIn_{0.52}Al_{0.48}As HEMTs with reduced source and drain resistance. *IEEE Electron Device Lett.*, 25(5):241-243, May. 2004.

[52] Kang-Sung Lee, Young-Su Kim, Yun-Ki Hong, and Yoon-Ha Jeong. 35-nm zigzag T-Gate In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As metamorphic GaAs HEMTs with an ultrahigh f_{max} of 520 GHz. *IEEE Trans. Electron Devices*, 28(8):672-675, Aug. 2007.

[53] R. Lai, X. B. Mei, W. R. Deal, W. Yoshida, Y. M. Kim, P. H. Liu, J. Lee, and J. Uyeda et al. Sub 50nm InP HEMT device with f_{max} greater than 1THz. In *IEDM*, 2007.

[54] M. Shi "Simulation Monte-Carlo de MOSFET à base de matériaux III-V pour une électronique haute fréquence ultra basse consommation" thèse publiée à l'université Paris-Sud XI pour le grade de docteur, 2012.

[55] Datta, S. III-V field-effect transistors for low power digital logic applications *Microelectronics Engineering*, VOL 84. pp. 2133-2137, 2007.

[56] S. B-DRIAD, "Réalisation et caractérisation de transistors HEMT GaN pour applications dans le domaine millimétrique" thèse publiée à l'université de Lille pour le grade de docteur, 2013.

[57] Huque. M.A.; Eliza.S.A.; Rahman, T.; Huq. H.F.; Islam, S.K.; , "Effect of the aspect ratio in AlGaIn/GaN HEMT's DC and small signal parameters," *Semiconductor Device Research Symposium, 2007 International* , vol., no., pp.1-2, 12-14 Dec. 2007.

[58] N. Waldron, D.-H. Kim, and J. A. del Alamo, "90 nm self-aligned enhancement-mode InGaAs HEMT for logic applications" *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM) Tech. Dig.*, pp. 633-636, 2007.

[59] U.K. Mishra, A.S. Brown, L.M. Jelloian, M. Thompson, L.D. Nguyen, S.E. Rosenbaum, Novel high performance self-aligned 0.15 micron long T-gate AlInAs-GaInAs HEMTs *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM) Tech. Dig.*, pp 101-104, 1989.

[60] D. A. J. Moran, H. McLelland, K. Elgaid,, G. Whyte, C. R. Stanley and I. Thayne. 50-nm Self-Aligned and "Standard" T-gate InP pHEMT Comparison: The Influence of Parasitics on Performance at the 50-nm Node. IEEE Transactions on Electron Devices, VOL 53, pp. 2920 -2925, 2006.

[61] I. Elmakoudi., "Etude et fabrication de transistors à enrichissement de la filière InAlAs/InGaAs pour applications millimétriques faible bruit", thèse publier à l'université de Lille pour le grade de docteur, 2010.N°order. 40257.

[62] M. H. Somerville, J. del Alamo, W. Hoke, « Direct Correlation Between impact ionization and the Kink effect in InAlAs/InGaAs HEMT's » IEEE Electron Device Letters, Vol. 17, No. 10, Oct. 1996.

[63] T.Suemitsu, T. Enoki, N. Sano, M. Tomizawa, Y. Ishii, « An analysis of the kink phenomena in InAlAs/InGaAs HEMT's using two-dimensional device simulation » IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. 45, No. 12, December 1998.

[64] M.B. Das, « A high aspect ratio design approach to millimeter-wave HEMT structures » IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. Ed-32, No. 1, January 1985.

[65] Y. Awano, M. Kosugi, K. Kosemura, T. Mimura, M. Abe, « Short channel effects in subquarter-micrometer-gate HEMTs : simulation and experiment », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 36, n°10, octobre 1989.

Chapitre 03/

Simulation du Transport Electronique Dans Les Dispositifs

Simulation Du Transport Electronique Dans Les Dispositifs

3.1.Introduction

Dans ce chapitre nous étudions la simulation du transport électronique dans les dispositifs en utilisant les techniques de « Monte-Carlo » (MC), il est à base de modèle Drive-Diffusion (DD). En accordant une attention particulière à la qualité des résultats obtenus à partir de l'équation de transport électronique de Boltzmann principalement leur précision et leur justesse. L'équation descriptive de transport la plus célèbre sera ainsi présentée en détail. Pour une meilleure présentation de la méthode de Monte-Carlo la description des structures de bande d'énergie est indispensable dont nous présentons en détail les modèles les plus utilisés. Ce chapitre sera clôturé par une étude détaillée des différents paramètres utilisés dans une simulation Monte-Carlo tels que le calcul du taux d'interaction, le choix de type d'interaction...etc.

3.2.Le simulateur Dérive- Diffusion

3.2.1. Simulations classiques du transport électronique

Les simulateurs MC ont été développés au cours de ces dernières années afin de répondre aux objectifs d'estimation avec précision des paramètres liés au fonctionnement des dispositifs. Ces paramètres sont des variations statistiques pour les dispositifs longs et surtout les ultra-courts à base des matériaux semi-conducteurs tels que la densité des porteurs de charge et leur profil de distribution dans la structure [1]. Il s'agit des simulateurs qui sont conçues en 2D et 3D, les bidimensionnels (2D) sont les plus répandus. À nos jours, les simulateurs tridimensionnels (3D) ont trouvé place avec l'apparition des phénomènes parasites dûs à la miniaturisation. L'ensemble des simulateurs Monte-Carlo ont la possibilité de simuler les variations associées aux Dopants Discrets Aléatoires (RDD), la Rugosité de Bord de Ligne (LER), les Variations d'Epaisseur d'Oxyde (OTV), la granularité de polysilicium, l'orientation des diélectriques high-k au sein du MOSFET, MOSFET SOI et les MOSFET double grille [2-4]. Ils permettent ainsi l'obtention d'une estimation précieuse des variables nécessaires pour la détermination de la tension de seuil et l'expression du courant dans les zones linéaires, du coude et de la saturation [2, 5-8].

Le simulateur Drive-Diffusion résout numériquement le système d'équations fondamentales, qui décrivent le comportement électrostatique des dispositifs semi-conducteurs [9]. Cela implique le couplage de la solution numérique de l'équation de Poisson avec la solution de l'équation de continuité. L'équation de Poisson est donnée par :

$$\nabla \cdot \epsilon \nabla \psi = -q(p - n + N_D - N_A) \quad (\text{III.1})$$

ψ : le potentiel électrostatique, ϵ La permittivité diélectrique, q la charge électronique, n et p les concentrations d'électron et trou respectivement, N_D et N_A sont les concentrations des dopants donneurs et accepteurs respectivement.

Dans notre étude, un seul type de porteur est considéré dans l'équation de continuité suite au critère de considération des porteurs majoritaires et minoritaires. D'un autre coté, les processus de génération et recombinaison des porteurs sont négligeables. L'expression de l'équation de continuité de courant est donnée par la relation suivante :

$$\nabla \cdot J_n = 0 \quad (\text{III.2})$$

L'équation de la densité de courant J_n dans l'approximation de Dérive-Diffusion est donnée par :

$$J_n = -qn\mu_n \nabla \psi + qD_n \nabla n \quad (\text{III.3})$$

L'équation du coefficient de diffusion des porteurs D_n en fonction de la mobilité des électrons μ_n est donnée par la relation d'Einstein suivante :

$$D_n = \mu_n \frac{k_B T_n}{q} \quad (\text{III.4})$$

k_B : représente la constante de Boltzmann, T_n la température des porteurs de charge supposée égale à la température du réseau [10].

Le profil de distribution de la concentration des électrons et trous est donné par la relation de Maxwell-Boltzmann [11]. L'équation du profil pour les électrons et les trous est la suivante :

$$n = n_i \exp\left(-\frac{q(\phi_n - \psi)}{k_B T}\right) \quad (\text{III.5})$$

$$p = n_i \exp\left(-\frac{q(\phi_p - \psi)}{k_B T}\right) \quad (\text{III.6})$$

Dans les dispositifs modernes ultra-courts telle que les HEMTs, il apparaît un puit quantique qui mènera à une modification considérable de la distribution des porteurs dont l'enregistrement d'un déplacement loin de l'interface de canal pour les valeurs

crêts de la concentration des porteurs de charges. La combinaison de cette modification avec la quantification énergétique présente un impact significatif sur le fonctionnement du dispositif qui se résume dans ces répercussions négatives par l'augmentation de la tension de seuil. La prise en compte de ces effets quantiques par le simulateur conduit à l'augmentation de leur précision et leur justesse [2-12-13], ils sont inclus principalement aux simulateurs 3D à travers une correction quantique utilisant une densité graduée (DGQC) " The Density Gradient Quantum Correction" [14-15]. Celle-ci est similaire à la méthode de Bohm basée sur la mécanique quantique [16]. L'approche de la DGQC peut être une correction du potentiel classique, elle est dérivée de l'équation de transport électronique de Boltzmann puis modifiée et en suite par l'utilisation de la fonction de distribution de Wigner. L'utilisation de la correction quantique basée sur la densité graduée modifiera la distribution des porteurs de charge de sorte qu'au lieu d'être décrite par une simple distribution de Maxwell-Boltzmann, elle sera obtenue comme une solution de l'équation suivante :

$$2b_n \frac{\nabla^2 \sqrt{n}}{\sqrt{n}} = \phi_n - \psi + \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{n}{n_i} \right) \quad (\text{III.7})$$

Le terme $b_n = \hbar^2 / 12 \cdot q \cdot m_n^*$ dont m_n^* est la masse effective de porteur, il est considéré comme un paramètre de filtrage. Le terme supplémentaire du côté gauche de l'équation $\left(\frac{\nabla^2 \sqrt{n}}{\sqrt{n}} \right)$ est l'équation classique de continuité du courant donnée par [17] :

$$J_n = -qn\mu_n \nabla \psi_{\text{eff}} + qD_n \nabla n \quad (\text{III.8})$$

ψ_{eff} : représente le potentiel effectif corrigé, il est représenté par l'expression suivante :

$$\psi_{\text{eff}} = \psi + 2b_n \frac{\nabla^2 \sqrt{n}}{\sqrt{n}} = \phi_n + \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{n}{n_i} \right) \quad (\text{III.9})$$

La formule de la DGQC a montré qu'il se reproduit une répartition précise pour les porteurs même-si avec la présence des phénomènes de confinement [3,18-19] (suite à leur comparaison avec une solution entièrement mécaniques). Ainsi que, cela est suivi par la régénération de leur impact (l'impact des effets quantiques) sur l'ensemble des caractéristiques de dispositif [2,4,20].

L'approche de potentiel efficace (EP) est une autre méthode largement utilisée, elle inclut des corrections quantiques dans leur simulation de transport électronique [21-22]. Le principe de cette approche est basé sur la convolution d'un paquet des fonctions d'ondes avec le potentiel classique résultant de l'équation de poisson pour produire un potentiel efficace.

3.2.2. Modèles de mobilité

Dans l'objectif de résoudre l'équation de continuité de courant, il est nécessaire de déterminer la mobilité électronique des porteurs μ_n , par conséquent la définition de la

constante de diffusion D_n . La mobilité électronique se définit telle qu'une grandeur physique susceptible de décrire la faculté des porteurs à se mouvoir dans le matériau, c'est une constante macroscopique qu'elle relie la vitesse des porteurs avec le champ électrique appliqué, leur équation est donnée par [1]:

$$v_n = \mu_n * E \quad (III.10)$$

Cependant, la mobilité électronique dépend de la concentration de dopage, de la température et de champ électrique appliqué. En général, elle ne s'agit plus d'une grandeur scalaire (valeur scalaire) mais plutôt d'une grandeur vectorielle dûaux différents paramètres structurels capables de changer leur module (de mobilité) le long de la trajectoire des porteurs. La dépendance de la mobilité avec l'ensemble des paramètres tels que la température, la concentration de dopants et les impuretés est souvent donnée par des modèles empiriques [23]. Ainsi que ces modèles sont largement utilisés dans les templates descriptif des logiciels incluent l'effet de la physique des matériaux tels que SILVACO TCAD et SYNOPSIS TCAD.

a. Mobilité dépendante à la concentration des dopant

Les mesures expérimentales de la mobilité électronique ont montré leur forte dépendance à la concentration de dopants [24]. L'expression la plus utilisée reliant la mobilité électronique à ces deux valeurs extrêmes min et max est donnée par la formule suivante :

$$\mu_{0n}(N_{total}) = \mu_{n_{min}} + \frac{\mu_{n_{max}} - \mu_{n_{min}}}{1 + \left(\frac{N_{total}}{N_{refn}}\right)^{\alpha_n}} \quad (III.11)$$

N_{total} : la concentration de dopants, $\mu_{n_{min}}$ et $\mu_{n_{max}}$ sont les valeurs extrêmes de la mobilité dans l'intervalle expérimentale de l'étude, N_{refn} la concentration de référence dont elle présente le début de dégradation de la mobilité (la concentration minimale de dopants à partir de laquelle la mobilité commence à se dégrader), α_n est un paramètre de filtrage qui décrit le taux de dégradation de la mobilité électronique.

b. Mobilité dépendant au champ électrique appliquée

La mobilité électronique dépend de la vitesse de saturation des porteurs. La saturation de la vitesse est généralement modélisée par des expressions empiriques. L' expression souvent utilisée est donnée ci-dessous :

$$\mu_n = \frac{\mu_{0n}}{\left[1 + \left(\frac{\mu_{0n} E_{\parallel n}}{v_n^{sat}}\right)^{\beta_n}\right]^{\frac{1}{\beta_n}}} \quad (III.12)$$

μ_{0n} : la mobilité dépend de la concentration de dopants, $E_{\parallel n}$ le champ électrique dans le sens de courant, v_n^{sat} la vitesse de saturation expérimentale, β_n est un paramètre d'ajustement sans dimension.

La mobilité des porteurs peut évoluer en fonction de l'orientation cristallographie du matériau, et en fonction des contraintes présentes [25, 26]. Analytiquement, la plupart des modèles utilisés pour la simulation n'incluent pas ces effets dans leurs formules empiriques [1]. Pour les dispositifs à effet de champ, il faut tenir compte d'un facteur supplémentaire qui dégrade la mobilité des porteurs. Il est associé à la diffusion superficielle des porteurs confinés à l'interface rugueuse le long du canal.

3.3. Le simulateur Monte-Carlo

Le simulateur Monte Carlo (MC) a été inventé depuis plusieurs dizaines d'années. Au départ, il était conçu pour les études en 2D. Actuellement, il se trouve utile en 3D. Il est destiné principalement pour l'étude des effets quantiques dans les structures électroniques ainsi que l'étude du comportement (trajectoire) des porteurs de charge suite à l'introduction et la considération de différents types d'interactions. Le simulateur Monte-Carlo présente pour les études de simulation une meilleure précision par rapport aux autres simulateurs dû au différent terme de correction qui peuvent être introduit lors de la simulation numérique telle que les corrections quantiques [27-29].

3.3.1. Equation de Transport de Boltzmann

a. Equation de Transport Classique de Boltzmann

Une des principales utilités des simulations Monte Carlo dans les dispositifs est la recherche de la résolution de l'équation de transport de Boltzmann (BTE). Cette équation exprime l'évolution de la fonction de distribution des porteurs en six dimensions (position-vitesse). Elle été utilisée dans plusieurs études dans le domaine de transport électronique [30-34]. La BTE classique est dérivée de l'équation principale de Liouville-Von Neumann [35]. Après l'application de quelle que approximations, elle sera sous la forme suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \nabla_r f + \frac{F}{m} \cdot \nabla_v f = \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{\text{coll}} \quad (\text{III.13})$$

$f(r, k, t)$ représente la fonction de distribution des porteurs de charge, elle se définit par la probabilité de trouver un porteur de charge dans la position r et k dans l'espace de phase avec une vitesse v à l'instant t .

La BTE décrit l'évolution temporelle de la fonction de distribution dû aux différents phénomènes qui se produisent telle que les collisions. Le deuxième et le troisième terme de la partie gauche de l'équation sont appelés les termes de dérivé, ils expriment la conservation de la vitesse des porteurs et leur accélération. Contrairement au terme de droite, il caractérise l'effet des phénomènes stationnaires produit à l'équilibre du système, ce terme est souvent dit « intégrale de collision ».

b. Dynamique semi-classiques des porteurs

La présentation et l'étude détaillée de la dynamique des porteurs dans les matériaux semi-conducteurs est un problème. Ceci s'explique par les difficultés de la

détermination précieuse des différents facteurs qui agissent sur la trajectoire des porteurs. D'autre part, s'ajoute l'impossibilité de résoudre analytiquement l'équation de transport dans les conditions réelles (pratiques). Les interactions avec un seul électron et avec le réseau cristallin sont considérées, elles regroupent les interactions intervallées, les interactions avec les phonons polaire et optique les interactions coulombiennes. La présentation de la dynamique des porteurs de charge tend à résoudre l'équation indépendante de temps de "Schrödinger", elle est donnée comme suite [36]:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 + U_C(r) \right] \psi = \varepsilon \psi \quad (\text{III.14})$$

ψ est la fonction d'onde indépendante de temps, $U_C(r)$ l'énergie potentielle du réseau cristallin, m_0 la masse effective de l'électron.

La périodicité du réseau cristallin est donnée par :

$$U_C(r) = U_C(r + R) \quad (\text{III.15})$$

R est le vecteur du réseau Bravais.

Les solutions de la mécanique quantique pour l'équation de "Schrödinger" (III.14) sont des fonctions d'ondes, elles existent sous la forme d'onde de Bloch [36]. C'est ondes planes multipliées par la fonction de la périodicité du réseau Bravais.

$$\psi_{nk} = u_{nk}(r) e^{ik \cdot r} \quad (\text{III.16})$$

$e^{ik \cdot r}$: est l'onde plane, k leur vecteur d'ondes, $u_{nk}(r)$ est la correspondante de la fonction de Bloch qui satisfait la condition de périodicité de réseau cristallin.

$$u_{nk}(r) = u_{nk}(r + R) \quad (\text{III.17})$$

L'indice n représente les différentes solutions, il s'appelle l'indice de bande. L'insertion de l'équation (III.17) dans (III.15) résulte l'équation suivante:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} (\nabla^2 + 2ik \cdot \nabla - k^2) + U_C(r) \right] u_{nk}(r) = \varepsilon_n(k) u_{nk}(r) \quad (\text{III.18})$$

Les conditions aux limites couvrent le volume fini de la cellule unitaire du réseau cristallin permettent la résolution de problème des valeurs propres données par l'Hamiltonien de l'équation (III.18). En revanche, les contraintes de la solution dans un volume fini conduisent à un ensemble des valeurs propres discrètes. Pour chaque vecteur d'ondes, il existe une famille des fonctions propres $u_{nk}(r)$ qui appartiennent aux valeurs propres de l'énergie $\varepsilon_n(k)$, ils modélisent ainsi la structure des bandes d'énergie associée au réseau cristallin. L'Hamiltonien pour un électron peut être écrit comme suite :

$$H(k(t), r(t)) = \varepsilon(k(t)) + eV(r(t)) \quad (\text{III.19})$$

L'Hamiltonien se décompose en deux parties, la première partie est l'énergie liée à la structure de bande, par contre la seconde modélise le potentiel électrostatique dépendant de la position des porteurs de charge $V(r(t))$. Ainsi que, ces deux parties de l'Hamiltonien sont généralement dépendant de temps. Dans le cas d'un système isotrope, la dérivée de l'Hamiltonien est donnée par la relation suivante :

$$\frac{H(k(t), r(t))}{dt} = [\nabla_k \varepsilon(k)] \frac{dk}{dt} + [\nabla_r eV(r(t))] \frac{dr(t)}{dt} = 0 \quad (\text{III.20})$$

D'une manière analogue à la relation de Broglie pour les électrons libres, un moment P associé à un électron qui possède un vecteur d'ondes k peut être écrit comme suite [36-37] :

$$P = \hbar k = m^* v_g \quad (\text{III.21})$$

m^* : la masse effective de l'électron, v_g la vitesse de l'électron qu'elle se définit par la relation suivante :

$$v_g = \frac{dr(t)}{dt} = \frac{1}{\hbar} \nabla_k \varepsilon(k) \quad (\text{III.22})$$

En remplaçant (III.22) par (III.20) nous obtenons la relation suivante:

$$v_g \cdot \frac{d(\hbar k)}{dt} + [\nabla_r eV(r(t))] \cdot v_g = 0 \quad (\text{III.23})$$

L'expression fondamentale du taux de changement de moment lorsqu'on considère un électron dans un champ électrique et qui est connu sous le nom de la loi de Newton peut être obtenue comme suite [38] :

$$\frac{d(\hbar k)}{dt} = -\nabla_r eV(r(t)) \quad (\text{III.24})$$

c. Equation de transport semi-classique de Boltzmann

Nous remplaçons les équations (III.22) et (III.24) dans (III.13) on obtient la BTE semi-classique, elle est donnée par la formule suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{\hbar} \nabla_k \varepsilon(k) \cdot \nabla_r f - \frac{1}{\hbar} \nabla_r eV(r(t)) \cdot \nabla_k f = C[f] \quad (\text{III.25})$$

Dans cette équation, le terme $C(f)$ est appelé le terme de collision, il exprime le taux de changement de la fonction de distribution f dû aux différents types d'interactions qu'elle produit. Par conséquent, ils modifient instantanément le moment $\hbar k$ dont ce terme dit de collision peut être exprimé telle que :

$$C(f) = \sum_{k',l} \{S_1(k',k)f(c,k',t)[1 - f(r,k,t)] - \{S_1(k,k')f(c,k,t)[1 - f(r,k',t)]\} \} \quad (\text{III.26})$$

Dont: $S_1(k',k)$ est la probabilité par unité de temps pour qu'un électron situé à l'état " k " passe à un nouveau état " k' " tenant compte qu'il est vide (l'état " k' "). L'indice ' l ' présente tous les types d'interactions qui peuvent avoir lieu dans le système étudié lors le passage du porteur d'un état permis à un autre vide.

Les termes $[1 - f(r,k,t)]$ et $[1 - f(r,k',t)]$ présentent les probabilités complémentaires aux probabilités de passage d'un état à un autre ($S_1(k',k)$ & $S_1(k,k')$), ils modélisent mathématiquement la probabilité que le nouveau cite à accomplir est vide.

3.3.2. La méthode de Monte-Carlo

La simulation par la méthode de Monte-Carlo (MC) est une approche stochastique pour la résolution de la BTE (équation (III.26)). La fonction de distribution est évaluée par un processus itératif décrit par une propagation répétitive et progressive de vol libre et de collisions. La nature stochastique des solutions de la BTE obtenues par la méthode de Monte-Carlo apparaît dans les probabilités de l'équation (III.26) et qui seront utilisées par la suite dans la détermination des nombres aléatoires pour le calcul du temps de vol libre ainsi que la détermination du type d'interaction. Le taux d'interaction est calculé par l'approximation de "Born-Openheimer" suite à l'utilisation de la loi d'or de Fermi. L'étude de la propagation des porteurs selon les lois de la mécanique classique (la mécanique Newtonienne), considère les porteurs de charges comme des points ponctuels (des objets existants et qui possèdent une masse et une charge), nous obligeons de définir une position et une vitesse exacte aux porteurs en contradiction avec le principe d'incertitude de Pauli [1].

Les simulations M-C peuvent être effectuées en deux manières, la première s'appelle "frozen field approximation" [39-41], elle est valable pour les tensions de drain inférieures à 50 mV [41]. Par contre, la seconde est dite "self-Scattering" [42-44]. Elle utilise une procédure d'auto calcul suite à l'utilisation des résultats de l'équation de Poisson et Schrödinger. L'utilisation de la méthode de Monte-Carlo nécessite la connaissance de la structure de bande d'énergie de matériaux. Elle permet de déterminer la distribution des porteurs. Dans ce qui suit nous présentons en détail l'ensemble des paramètres d'une simulation Monte-Carlo avec le principe de " self-Scattering ".

a. Structure de Bande

Selon l'équation (III.22), la connaissance de la structure de bande d'énergie $\varepsilon_n(k)$ est un élément indispensable afin de pouvoir déterminer la dynamique d'un électron (la vitesse et la position). La structure de bande d'énergie est liée au potentiel périodique du réseau cristallin de sorte que les fonctions d'ondes solutions de l'équation de Schrödinger sont également périodiques dans l'espace réciproque du réseau d'espace

réel [45]. Cette périodicité est exprimée d'une manière analogue au potentiel périodique de matériau et leur expression est donnée par:

$$\varepsilon_n(\mathbf{k}) = \varepsilon_n(\mathbf{k} + \mathbf{K}) \quad (\text{III.27})$$

\mathbf{K} est un vecteur du réseau réciproque.

Toutes les informations concernant la structure de bande d'énergie se contenant dans la cellule primitive irréductible du réseau réciproque [46], elle est appelée " la première zone Brillouin " (BZ) [36-37]. La structure de bande d'énergies est assez compliquée, plusieurs approximations sont nécessaires pour leur description. Comme la majorité des électrons de la bande de conduction résidant près de leur minima à température ambiante, il suffit de décrire localement la structure de bande au voisinage de ces points (près des minima). Plusieurs études ont fait l'objectif de cela, ils ont mené à établir différents modèles analytiques aux bande d'énergie dont leurs définitions précieuses est nettement compliquée suite à leurs difficultés de calcul ou d'interpolation. Ils peuvent être obtenus à partir des méthodes semi-empiriques telles que la méthode $k \cdot p$ [47-51] ou à partir de la méthode de pseudo-potentiel [52-55]. Dans notre travail, on se concentre sur l'étude des phénomènes de transport électronique associé aux porteurs de charge dont l'utilisation d'un modèle simple est suffisant pour atteindre notre objectif. Nous présentons dans ce qui suit les différentes considérations et approximations des bande d'énergies.

b. Approximations de bande analytique

Il existe plusieurs approximations analytiques pour les bandes qui peuvent être utilisées dont chacune présente ces avantages et ces inconvénients [56-57]. Tous ces approximations s'approchent de minima de la bande de conduction $\varepsilon(\mathbf{k}_{\min})$ près du point X par l'agrandissement de développement en série de Taylor à proximité de \mathbf{k}_{\min} [36], la formule générale de ce développement est donnée comme suite:

$$\varepsilon(\mathbf{k}_{\min} + \mathbf{k}) = \varepsilon(\mathbf{k}_{\min}) + \nabla_{\mathbf{k}} \varepsilon(\mathbf{k}_{\min}) \cdot \mathbf{k} + \frac{1}{2} \mathbf{k}^T \nabla_{\mathbf{k}}^2 \varepsilon(\mathbf{k}_{\min}) \mathbf{k} + \dots \quad (\text{III.28})$$

Lorsque le développement en série de Taylor atteint le minima $\varepsilon(\mathbf{k}_{\min})$ il se disparaît (le troisième terme dans le cas de l'équation (III.28)). Par la suite, les surfaces énergétiques équivalentes sont données par le dernier terme de disparition (le dernier terme qui causera la disparition " $\frac{1}{2} \mathbf{k}^T \nabla_{\mathbf{k}}^2 \varepsilon(\mathbf{k}_{\min}) \mathbf{k}$ "). Ce dernier définit la courbure locale de minima au bord de la bande, dans ce cas il a une forme quadratique.

Par analogie avec l'énergie ε d'un électron libre qui possède un moment P ($\varepsilon = P^2/2m$) et à partir de l'équation (III.21) qu'elle définit le moment P , nous pouvons obtenir l'expression de la masse effective d'un électron dont elle dépend du système de coordonnées choisi pour l'espace \mathbf{k} telle que le montre la formule suivante :

$$m^* = \hbar^2 [\nabla_{\mathbf{k}}^2 \varepsilon(\mathbf{k})]^{-1} = \hbar^2 \left[\frac{\partial^2 \varepsilon(\mathbf{k})}{\partial k_i \partial k_j} \right]^{-1} \quad (\text{III.29})$$

c. Bande parabolique sphérique

L'approximation la plus simple suppose une masse effective m^* identique pour tous les coordonnées de leur vecteur (vecteur de la masse effective), cela conduit à la suppression de leur dépendance aux coordonnées de l'espace des phase "k" par rapport à l'axe principal de l'énergie $\varepsilon(\mathbf{k})$. Par Conséquent, cela mènera à une forme sphérique pour les bandes d'énergies. C'est l'approximation de bande parabolique sphérique, leur expression par rapport au minima est comme suite :

$$\varepsilon(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{\min}) = \varepsilon(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 |\mathbf{k}|^2}{2m^*} \quad (\text{III.30})$$

Cette approximation est simple et suffisante pour la plupart des simulations Monte-Carlo afin de produire des résultats cohérents et précieux [36].

d. Bande parabolique ellipsoïdale

Ce type d'approximation mène à un système de bande d'énergie isotrope et par conséquent la dynamique des porteurs sera ainsi isotrope [36,56]. Cette isotropie n'est obtenue qu'après l'application de la transformation de Herring-Vogt (HVT) [57-58]. Les composants des masses effectives pour les trois directions x, y et z dans l'approximation de bande parabolique ellipsoïdale sont différents, ils induisent une anisotropie des bandes d'énergies. La structure de bande d'énergie dans ce cas sera présentée comme suite:

$$\varepsilon(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{\min}) = \varepsilon(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{k_x^2}{m_x} + \frac{k_y^2}{m_y} + \frac{k_z^2}{m_z} \right] \quad (\text{III.31})$$

Dans le cas d'un matériau qui présente une symétrie dans ces bandes d'énergies, leur modèle d'énergie est donné par :

$$\varepsilon(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{\min}) = \varepsilon(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{k_x^2}{m_l} + \frac{k_y^2 + k_z^2}{m_t} \right] \quad (\text{III.32})$$

Dont : m_l et m_t sont les composants longitudinal et transversal respectivement de la masse effective, la composante longitudinal est selon le sens de l'axe-x de l'espace des phases. Par contre, la composante transversale est la somme vectorielle des deux autres sens. Dans le cas de la symétrie des bandes d'énergie, l'utilisation d'une telle décomposition longitudinale et transversale donnera lieu à une nouvelle approximation dit "approximation parabolique ellipsoïdale" [56-57,59]. Comme déjà présenté, le résultat de cette étape est un système de bande anisotrope. Afin d'avoir une isotropie, il est nécessaire d'appliquer la transformation HVT présentée comme suite [56]:

$$k^* = Uk \quad (\text{III.33})$$

k^* : vecteur d'onde transformé, U la matrice de transformation de Herring-Vogt, elle est donnée par:

$$U = \sqrt{m_d^*} \begin{bmatrix} \sqrt{\frac{1}{m_l}} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{\frac{1}{m_t}} & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{\frac{1}{m_t}} \end{bmatrix} \quad (\text{III.34})$$

m_d^* : la densité d'états de la masse effective obtenue à partir de la relation :

$$m_d^* = (m_l m_t^2)^{1/3} \quad (\text{III.35})$$

L'application de cette transformation donne lieu à la formule de k^* (le vecteur transformé) en fonction de k . Les coordonnées de nouveau vecteur k^* sont données par les formules suivantes:

$$k_x^* = \sqrt{\frac{m_d^*}{m_l}} \cdot k_x, \quad k_y^* = \sqrt{\frac{m_d^*}{m_t}} \cdot k_y, \quad k_z^* = \sqrt{\frac{m_d^*}{m_t}} \cdot k_z \quad (\text{III.36})$$

Par conséquent, l'expression de l'énergie $\varepsilon(k)$ pour les bandes d'énergies dans un système isotrope sera donnée par la formule suivante:

$$\varepsilon(k^*) = \frac{\hbar^2}{2m_d^*} k^{*T} k^* = \frac{\hbar^2}{2m_d^*} (Uk)^T Uk = \frac{\hbar^2}{2m_d^*} k^T U^T U k = \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{k_x^2}{m_l} + \frac{k_y^2 + k_z^2}{m_t} \right] = \varepsilon(k) \quad (\text{III.37})$$

e. Bandes non-paraboliques ellipsoïdales

Cette approximation n'est plus exacte pour les sous bandes d'énergies situent en dessus de la bande de conduction. Pour résoudre ce problème, il est indispensable d'utiliser des nouveaux coefficients de non-parabolicité. C.-à-d. qu'il faut prendre des coefficients de non-parabolicité correspondants pour chaque niveau de la bande d'énergie (les courbures des bandes d'énergies ne sont pas pareils pour tous les niveaux). La formule suivante donne la forme générique des bandes d'énergies on utilisent l'approximation de bande non-parabolique ellipsoïdale [56,60] :

$$\varepsilon(k)(1 + \alpha\varepsilon(k)) = \gamma(k) = \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{k_x^2}{m_l} + \frac{k_y^2 + k_z^2}{m_t} \right] \quad (\text{III.38})$$

Dont: α est le coefficient de non-parabolicité, $\varepsilon(k)$ est donnée par la formule suivant :

$$\varepsilon(k) = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4\alpha\gamma}}{2\alpha} = \frac{2\gamma}{1 + \sqrt{1 + 4\alpha\gamma}} \quad (\text{III.39})$$

L'équation (III.39) est la solution classique de l'équation (III.38). Il a été trouvé que la forme algébrique du second terme de l'équation (III.38) nous permettrons la réduction des pertes de précision dans le calcul numérique [1]. Ainsi que, en raison de la simplicité et la précision des résultats de ce modèle, il est le modèle le plus utilisé dans la plupart des travaux de simulation de bande d'énergie et principalement après l'application de la transformée de Herring-Vogt afin d'avoir un système de bande isotrope.

f. Calcul du taux de diffusion

Après la présentation des types d'approximations capables de décrire la structure de bande d'énergie. Leur connaissance est indispensable afin de déterminer la position des porteurs suite à leur trajectoire. Dans cette partie, seul le terme du côté gauche de l'équation de Boltzmann sera présenté, il est souvent appelé « terme de collision ». La diffusion entre les états permîts produite en raison des perturbations du potentiel du réseau périodique [1]. Leur étude est effectuée par les méthodes basées sur la théorie de perturbation du premier ordre, suite à cela on considère l'effet d'un potentiel de diffusion supplémentaire $U_S(r)$ sur l'Hamiltonien non perturbé. Le taux de transition de l'état initial k à l'état final k' est déterminé à partir des éléments de la matrice de diffusion définie par l'approximation de Born donnée comme suite [36]:

$$H_{k',k} = \frac{1}{\Omega} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{k'}^* U_S(r) \psi_k d^3r \quad (\text{III.40})$$

Ω : le volume dans l'espace réel, ψ_k l'onde de Bloch, $\psi_{k'}^*$, le conjugué de l'onde de Bloch.

Le taux de transition est obtenu à partir de la règle d'or de Fermi [36,56], il est donné par l'équation suivante :

$$S(k, k') = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{k',k}|^2 \delta(\varepsilon(k') - \varepsilon(k) \pm \Delta\varepsilon) \delta_{k',k \pm \beta} \quad (\text{III.41})$$

δ : exprime la conservation de l'énergie, $\delta_{k',k \pm \beta}$ est la conservation du moment, $\Delta\varepsilon$ modélise la quantité d'énergie qu'elle sera absorbée ou émise lors d'une interaction. Le taux final d'interaction pour un état initial donné k est la somme des taux de transition sur tous les états finaux possibles (permis), il est donné par [36] :

$$\Gamma(k) = \frac{1}{\tau(k)} = \sum_{k'} S(k, k') [1 - f(k')] \quad (\text{III.42})$$

$\tau(k)$: Le temps moyen entre deux collisions successif, $f(k')$ est la probabilité que l'état final k' est inoccupée.

À ce stade, l'importance de la structure de bande d'énergie $\varepsilon(k)$ intervient suite à la forte liaison entre l'énergie de porteur et l'espace de phase, la structure de bande sert

donc pour la détermination de nombre des états finaux autorisés pour l'équation (III.42), ainsi que pour la détermination de l'état du porteur.

g. Type d'interaction

Les interactions considérées dans la plupart des simulations Monte-Carlo sont groupées en trois grands classes. Ceux sont des interactions avec les défauts, entre porteurs et avec le réseau. Le schéma synoptique ci-dessous regroupe toutes les interactions :

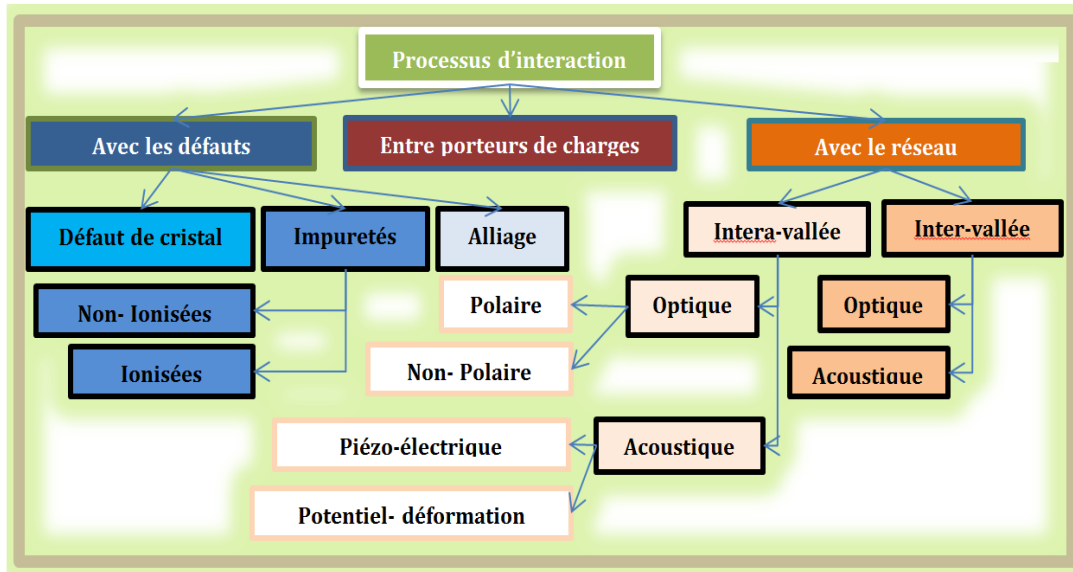


Fig. III.1. Types d'interactions les plus utilisées dans une simulation Monte-Carlo.

Nous présentons dans ce qui suit en détail les différents types d'interactions qui utilisés dans notre travail, nous présentons pour chaque type leur modèle mathématique de la probabilité d'interaction ainsi que l'angle de déviation après interaction :

a. Interaction optique polaire

L'interaction optique polaire est qualifiée inélastique [61-66], elle est accompagnée d'une émission ou absorption d'un phonon d'énergie $\hbar\omega_0$. Lors que ce type d'interaction aura lieu, que deux énergies sont possibles, ils sont $\varepsilon \pm \hbar\omega_0$. Le passage d'un état \vec{k} à un état \vec{k}' au cours de ce type d'interaction est décrit par la fonction de densité de probabilité suivante [67]:

$$s(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot B_0(\vec{k}, \vec{k}') \cdot \left\{ \begin{array}{l} N_0 \cdot \delta(\varepsilon(k') - (\varepsilon(k) + \hbar\omega_0)) \\ (N_0 + 1) \cdot \delta(\varepsilon(k') - (\varepsilon(k) - \hbar\omega_0)) \end{array} \right\} \quad (III.43)$$

Dont :

- $B_0(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{2\pi e^2 \hbar \omega_0}{4\pi \epsilon_0 |\vec{k} - \vec{k}'|^2} \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right) \cdot G(k, k')$.
- $G(k, k') = \left[\left(\frac{1+\alpha\epsilon(k)}{1+2\alpha\epsilon(k)} \cdot \frac{1+\alpha\epsilon(k')}{1+2\alpha\epsilon(k')} \right)^{1/2} + \left(\frac{\alpha\epsilon(k)}{1+2\alpha\epsilon(k)} \cdot \frac{\alpha\epsilon(k')}{1+2\alpha\epsilon(k')} \right)^{1/2} \cos \beta \right]^2$.
- $N_0 = \frac{1}{e^{\left(\frac{\hbar\omega_0}{kT}\right)} - 1}$.

Avec : $\epsilon_\infty, \epsilon_s$ sont les permittivités diélectriques relatives, T est la température du réseau, k est la constante de Boltzmann, \hbar est la constante de Planck, e est la charge de l'électron.

L'intégration de la densité de probabilité sur tous les états k' permis est donnée par :

$$\lambda(k) = \frac{v}{8\pi^3} \cdot 2\pi \int_0^\pi \int_0^\infty S(\vec{k}, \vec{k}') k'^2 \cdot \sin \beta \cdot d\beta \cdot dk' \quad (\text{III.44})$$

Nous appliquons le changement de variable suivant : $\epsilon'(1 + \alpha\epsilon') = \frac{\hbar^2 k'^2}{2m^*}$ ainsi que nous imposons $\gamma(\epsilon) = \epsilon(1 + \alpha\epsilon)$ et $\gamma(\epsilon') = \epsilon'(1 + \alpha\epsilon')$. L'intégration sur ϵ' tenant compte les propriétés de la fonction de Dirac nous donnerons la forme suivante pour la densité de probabilité:

$$\lambda(\epsilon) = \left(\frac{e^2 m^{*1/2} \omega_c}{\hbar \sqrt{2} \cdot 4\pi \cdot \epsilon_0} \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right) \cdot \frac{\sqrt{\gamma(\epsilon')}}{1+2\alpha\epsilon} \right) \times \int_0^\pi \frac{\left((\sqrt{1+\alpha(\epsilon)} \cdot \sqrt{1+\alpha(\epsilon')}) + \alpha \sqrt{\epsilon \epsilon'} \right)^2}{\gamma(\epsilon) + \gamma(\epsilon') - 2 \cos \beta \sqrt{\gamma(\epsilon) \cdot \gamma(\epsilon')}} \cdot \sin \beta d\beta \cdot \left\{ \frac{N_0}{N_0 + 1} \right\} \quad (\text{III.45})$$

Après intégration sur l'angle β , on obtient la relation suivante :

$$\lambda(\epsilon) = \left(\frac{e^2 m^{*1/2} \omega_c}{\hbar \sqrt{2} \cdot 4\pi \cdot \epsilon_0} \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right) \cdot \frac{1+2\alpha\epsilon'}{\sqrt{\gamma(\epsilon)}} \right) \cdot F(\epsilon, \epsilon') \cdot \left\{ \frac{N_0}{N_0 + 1} \right\} \quad (\text{III.46})$$

Avec:

- $F(\epsilon, \epsilon') = \frac{1}{C} \left(A \ln \left| \frac{\gamma^{1/2}(\epsilon) + \gamma^{1/2}(\epsilon')}{\gamma^{1/2}(\epsilon) - \gamma^{1/2}(\epsilon')} \right| + B \right)$

Les constantes A, B et C sont données par les relations ci-dessous :

- $A = \left[(2(1 + \alpha\epsilon) \cdot (1 + \alpha\epsilon')) + (\alpha(\gamma(\epsilon) + \gamma(\epsilon'))) \right]^2$,
- $B = -2\alpha \sqrt{\gamma(\epsilon) \cdot \gamma(\epsilon')} \left[(4(1 + \alpha\epsilon)(1 + \alpha\epsilon')) + (\alpha(\gamma(\epsilon) + \gamma(\epsilon'))) \right]$.
- $C = 4(1 + \alpha\epsilon) \cdot (1 + \alpha\epsilon') \cdot (1 + 2\alpha\epsilon) \cdot (1 + 2\alpha\epsilon')$.

Pour la détermination de l'angle de déviation β après interaction, nous commençons par l'équation (III.45) qui fait apparaître la fonction de distribution de l'angle β , cette fonction symbolisée $f_\epsilon(\beta)$ peut s'écrire sous la forme suivante :

$$f_{\varepsilon}(\beta) = \frac{\left(\frac{(\sqrt{1+\alpha\varepsilon}\sqrt{1+\alpha\varepsilon'})+\alpha\sqrt{\varepsilon\varepsilon'}\cos\beta}{\gamma(\varepsilon)+\gamma(\varepsilon')-2\cos\beta\sqrt{\gamma(\varepsilon)\gamma(\varepsilon')}}\right)^2}{\gamma(\varepsilon)+\gamma(\varepsilon')-2\cos\beta\sqrt{\gamma(\varepsilon)\gamma(\varepsilon')}} \cdot \sin\beta \quad (\text{III.47})$$

La détermination de l'angle de déviation β repose sur le tirage au sorte d'un nombre réel "r" tiré au hasard entre 0 et 1, il vérifie la relation suivante:

$$r \int_0^{\pi} f_{\varepsilon}(\beta') d\beta' = \int_0^{\beta} f_{\varepsilon}(\beta') d\beta' \quad (\text{III.48})$$

L'intégration de l'équation (III.48) aboutit à la formule suivante:

$$A_2 \cos^2 \beta + A_1 \cos \beta + A_0 + A' \ln \left| \frac{\gamma(\varepsilon)+\gamma(\varepsilon')}{2\sqrt{\gamma(\varepsilon)\gamma(\varepsilon')}} - \cos \beta \right| - rK = 0 \quad (\text{III.49})$$

Les constantes A_0, A_1, A_2 et K sont définies à partir de A, B, C' et C'' , elles sont données comme suites :

- $A_0 = \frac{B}{2C'} - C''.$
- $A_1 = \frac{-B}{2C'}.$
- $A_2 = C''.$
- $K = \frac{1}{C'} \left(B \cdot A \cdot \ln \left| \frac{\gamma(\varepsilon)^{1/2} + \gamma(\varepsilon')^{1/2}}{\gamma(\varepsilon)^{1/2} - \gamma(\varepsilon')^{1/2}} \right| \right).$
- $C' = \frac{4(1+\alpha\varepsilon) \cdot (1+\alpha\varepsilon') \cdot \gamma(\varepsilon)^{1/2} \cdot \gamma(\varepsilon')^{1/2}}{\varepsilon\varepsilon'}.$
- $C'' = \frac{\alpha^2(\varepsilon\varepsilon')^2}{4(\gamma(\varepsilon)^{1/2} \cdot \gamma(\varepsilon')^{1/2})}.$

L'équation (III-42) est insoluble analytiquement en fonction de β . Pour contourner cette difficulté, W. Fawcett [61] a conseillé l'utilisation de la méthode de Neumann appliquée à la fonction de distribution en fonction de $\cos \beta$, elle est donnée par:

$$f_{\varepsilon}(\cos \beta) = \frac{\left(\frac{(\sqrt{1+\alpha\varepsilon}\sqrt{1+\alpha\varepsilon'})+\alpha\sqrt{\varepsilon\varepsilon'}\cos\beta}{\gamma(\varepsilon)+\gamma(\varepsilon')-2\cos\beta\sqrt{\gamma(\varepsilon)\gamma(\varepsilon')}}\right)^2}{\gamma(\varepsilon)+\gamma(\varepsilon')-2\cos\beta\sqrt{\gamma(\varepsilon)\gamma(\varepsilon')}} \cdot \sin\beta \quad (\text{III.50})$$

Dans cette méthode, deux nombres aléatoires r_1 et r_2 sont tirés au hasard, r_1 est entre -1 et 1, il représente "cos β " et l'autre nombre r_2 est entre 0 et le maximum de $f_{\varepsilon}(\cos \beta)$ c'est-à-dire $f_{\varepsilon}(1)$. Si r_2 est inférieur à $f_{\varepsilon}(r_1)$ alors r_1 est retenu comme valeur de $\cos \beta$, sinon un autre couple de valeurs r_1 et r_2 est tiré au hasard de nouveau. Notons que, cette procédure nous permet d'obtenir des valeurs pourcos β qui obéissent à la distribution $f_{\varepsilon}(\cos \beta)$.

b. Interactions intervalles équivalentes et non équivalentes

C'est au cours de ce type d'interaction que le transfert entre vallée équivalente ou non équivalente aura lieu. Ces interactions sont comme les interactions optiques polaires, ils sont accompagnés d'une émission ou absorption d'un phonon d'énergie dont leur valeur dépend de l'écart énergétique entre vallée. Le transfert d'un porteur de charge ne peut avoir lieu que si leur énergie après interaction est supérieure à l'énergie de fond de la vallée d'accueil. L'expression de la densité de probabilité de passage de l'état \vec{k} à l'état \vec{k}' suite à un transfert de la vallée i à la vallée j équivalente ou non s'écrit telle que [61-66]:

$$S_{ij}(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot B_{ij}(\vec{k}, \vec{k}') \times \begin{cases} N_{ij} \delta(\varepsilon_j(k') - \varepsilon_i(k) + \Delta_j - \Delta_i - \hbar\omega_{ij}) \\ (N_{ij} + 1) \delta(\varepsilon_j(k') - \varepsilon_i(k) + \Delta_j - \Delta_i + \hbar\omega_{ij}) \end{cases} \quad (\text{III.51})$$

D'où :

- $B_{ij}(\vec{k}, \vec{k}') = Z_j \cdot \frac{\hbar \cdot \Xi_{ij}^2}{2 \cdot \rho \cdot \omega_{ij} \cdot V} \cdot G_{ij}(\vec{k}, \vec{k}')$.
- $G_{ij}(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{(1 + \alpha_i \varepsilon_i(k)) \cdot (1 + \alpha_j \varepsilon_j(k'))}{(1 + 2\alpha_i \varepsilon_i(k)) \cdot (1 + 2\alpha_j \varepsilon_j(k'))}$.
- $N_{ij} = \frac{1}{e^{\left(\frac{\hbar\omega_{ij}}{kT}\right)} - 1}$.

$\hbar\omega_{ij}$ représente l'énergie de phonon échangé, Δ_i, Δ_j sont les énergies relative aux fonds des vallées i et j , ε_i et ε_j sont les énergies relatives de chaque vallée, α_i, α_j les coefficients de non parabolicité, Z_j le nombre des vallées d'accueil, Ξ_{ij} le potentiel de déformation intervalle entre la vallée i et la vallée j , ρ la masse volumique du matériau.

L'intégration sur tous les états \vec{k}' finals et permis conduit à :

$$\lambda_{ij} = \frac{Z_j \cdot m_j^{*3/2} \cdot \Xi_{ij}^2}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot \rho \cdot \omega_{ij} \cdot \hbar^3} \cdot \gamma_j(\varepsilon') \cdot (1 + 2\alpha_j \varepsilon'_j) \cdot F_{ij}(\varepsilon, \varepsilon') \times \begin{cases} N_{ij} \\ N_{ij+1} \end{cases} \quad (\text{III.52})$$

D'où :

- $F_{ij}(\varepsilon, \varepsilon') = G_{ij}(k, k')$ et $\varepsilon'_j = \begin{cases} \varepsilon_i - \Delta_j + \Delta_i + \hbar\omega_{ij} \\ \varepsilon_i - \Delta_j + \Delta_i - \hbar\omega_{ij} \end{cases}$

L'angle β est obtenue en tirant au hasard un réel r entre 0 et 1 tel que :

$$r = \int_0^\beta \frac{\sin \beta}{2} d\beta \text{ avec } \cos \beta = 1 - 2r \quad (\text{III.53})$$

c. Interaction acoustique

Ce type d'interaction est élastique, leur densité de probabilité relative au passage d'un état \vec{k} à un état \vec{k}' permis est donnée par [61-66]:

$$S(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot B_a(\vec{k}, \vec{k}') \cdot N_a \cdot \delta(\varepsilon(k') - \varepsilon(k)) \quad (\text{III.54})$$

D'où :

- $B_a(\vec{k}, \vec{k}') = 2 \frac{\hbar \cdot \Xi_a^2}{2 \cdot \rho \cdot s \cdot V} \cdot |\vec{k}, \vec{k}'| \cdot G(k, k')$.
- $N_a = \frac{1}{\frac{\hbar s |\vec{k}, \vec{k}'|}{e^{k_b T} - 1}} \approx \frac{k_b T}{\hbar s |\vec{k}, \vec{k}'|}$.

Avec : Ξ_a est le potentiel de déformation acoustique, s est la vitesse du son, ρ est la masse volumique du matériau.

L'intégration en fonction de l'énergie conduit à la formule suivante :

$$\lambda_a(\varepsilon) = \frac{k_B \cdot T \cdot \Xi_a^2 \cdot m^{*3/2}}{\rho s^2 \hbar^4 \pi \sqrt{2}} \cdot \gamma^{1/2}(\varepsilon) \cdot \int_0^\pi (1 + \alpha\varepsilon + \alpha\varepsilon \cos \beta)^2 \cdot \sin \beta \cdot d\beta \quad (\text{III.55})$$

Après intégration complet de l'équation (III.55), elle devient :

$$\lambda_a(\varepsilon) = \frac{(2m^*)^{3/2} \cdot k_B \cdot T \cdot \Xi_a^2 \cdot \gamma^{1/2}(\varepsilon)}{2\pi \cdot \rho \cdot s^2 \cdot \hbar^4} \cdot \frac{[(1 + \alpha\varepsilon)^2 + \frac{1}{3}(\alpha\varepsilon)^2]}{(1 + 2\alpha\varepsilon)} \quad (\text{III.56})$$

Pour l'angle β , elle est obtenue à partir de l'expression (III.55) dont elle apparue la fonction de distribution de l'angle de déviation β . Toujours, nous l'obtiendrons qu'après le tirage au sort d'un réel r compris entre 0 et 1 et la résolution de l'équation suivante :

$$r \int_0^\pi (1 + \alpha\varepsilon + \alpha\varepsilon \cos \beta')^2 \sin \beta' \cdot d\beta' = \int_0^\beta (1 + \alpha\varepsilon + \alpha\varepsilon \cos \beta')^2 \sin \beta' \cdot d\beta' \quad (\text{III.57})$$

La solution de l'équation (III.57) est comme suite :

$$\cos \beta = \frac{\left(((1 + 2\alpha\varepsilon)^3 \cdot (1 - r) + r)^{1/3} - 1 \right)}{\alpha\varepsilon} - 1 \quad (\text{III.58})$$

d. Interaction piézoélectrique

Ce type d'interaction est élastiques [66], leur densité de probabilité relative au passage d'un état \vec{k} à un état \vec{k}' permis est donné par la formule suivante [61-66]:

$$S(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{e^2 \cdot K_b \cdot T \cdot P^2 \cdot G(\vec{k}, \vec{k}')}{4 \cdot \pi^2 \cdot \hbar \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s \cdot |\vec{k}, \vec{k}'|^2} \cdot \gamma(\varepsilon - \varepsilon') \quad (\text{III.59})$$

Avec :P est le coefficient piézoélectrique (sans dimension).

Après l'intégration de la densité de probabilité en fonction de l'énergie, l'expression de la probabilité d'interaction devient :

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{e^2 \cdot k_b \cdot T \cdot P^2 \cdot (m^*)^{1/2}}{4 \cdot \sqrt{2} \cdot \pi \cdot \hbar^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s \cdot (1 + 2\alpha\varepsilon) \cdot \gamma(\varepsilon)^{1/2}} \cdot \int_0^\pi \frac{(1 + \alpha\varepsilon + \alpha\varepsilon \cos \beta)^2 \cdot \sin \beta}{1 - \cos \beta} \cdot d\beta \quad (\text{III.60})$$

C'est un intégrale qui diverge à cause de ça borne inférieure. Comme ce type d'interaction est élastique, lorsque l'angle de déviation β est nul, ce type d'interaction n'a aucun effet sur le parcours de l'électron. Afin d'éviter les problèmes de convergence, la borne inférieure est maintenue à une valeur « a » suffisamment petite. L'expression de la probabilité d'interaction sera après intégration comme suite :

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{e^2 \cdot k_b \cdot T \cdot P^2 \cdot (m^*)^{1/2}}{4 \cdot \sqrt{2} \cdot \pi \cdot \hbar^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s \cdot \gamma(\varepsilon)^{1/2}} \cdot \frac{I}{1 + 2\alpha\varepsilon} \quad (\text{III.61})$$

Dont:

$$I = (1 + 2\alpha\varepsilon)^2 \ln\left(\frac{2}{1 - \cos a}\right) - 2\alpha\varepsilon \cdot (1 + 2\alpha\varepsilon) \cdot (1 + \cos a) + \frac{\alpha^2 \varepsilon^2}{2} (1 - (1 - \cos a)^2)$$

Le calcul de l'angle de déviation β se fait à partir de l'équation (III.60) dont elle met en évidence la fonction de distribution de l'angle β . Toujours, nous tirons aléatoirement un nombre réel r compris entre 0 et 1. Ensuite, nous le remplaçons dans l'équation (III.62) et nous la résoudre. L'équation qu'elle nous permettrons de calculer l'angle β est la suivante :

$$r = \frac{1}{I} \int_a^\beta \frac{(1 + \alpha\varepsilon + \alpha\varepsilon \cos \beta')^2}{1 - \cos \beta'} \cdot \sin \beta' \cdot d\beta' \quad (\text{III.62})$$

Notons ainsi qu'elle peut être écrite sous la forme suivante :

$$\frac{\alpha^2 \varepsilon^2}{2} [(1 - \cos \beta)^2 - (1 - \cos a)^2] - 2\alpha\varepsilon(1 + 2\alpha\varepsilon)[(1 - \cos \beta) - (1 - \cos a)] + (1 + 2\alpha\varepsilon)^2 \cdot \ln\left(\frac{1 - \cos \beta}{1 - \cos a}\right) - r \cdot I = 0 \quad (\text{III.63})$$

e. Interaction optique non polaire

Ce type d'interaction n'aura pas lieu que dans les vallées de symétrie L, il est inélastique dont il permettra l'échange d'un phonon optique. L'expression de la probabilité de transition d'un état \vec{k} à un état \vec{k}' permis est similaire à celle des interactions intervallées équivalentes ainsi que leur étude [66]. En revanche, le nombre de vallées Z_j est remplacé par 1 et le phonon échangé est optique, le potentiel de déformation intervallée est ainsi remplacé par un potentiel de déformation optique.

f. Interaction avec les impuretés ionisées

Ce type d'interaction ne considère que les interactions avec les impuretés totalement ionisées [61-66]. La densité de probabilité relative au passage d'un état \vec{k} à un état \vec{k}' permis est donnée par la formule suivante :

$$S(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{32\pi^3 \cdot e^4 \cdot N_d}{(4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_s)^2 \cdot \hbar \cdot V} \cdot \frac{G(\vec{k}, \vec{k}')}{((\vec{k}, \vec{k}') + \Theta^2)^2} \cdot \gamma(\epsilon(k') - \epsilon(k)) \quad (\text{III.64})$$

Dont: N_d est la concentration en impuretés, Θ l'inverse de la "distance d'écran". Notons que N_d et Θ sont reliés par la relation suivante :

$$\Theta^2 = \frac{N_d \cdot e^2}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_s \cdot k_B \cdot T} \quad (\text{III.65})$$

L'intégration de la densité de probabilité en fonction de l'énergie nous donnerons la probabilité d'interaction qu'elle s'écrit comme suite:

$$\lambda(\epsilon) = \frac{e^4 \cdot N_d \cdot (m^*)^{1/2} \cdot \gamma(\epsilon)^{1/2}}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot (\epsilon_0 \cdot \epsilon_s)^2 \cdot \hbar^4} \int_0^\pi \frac{(1 + \alpha\epsilon + \alpha\epsilon \cos \beta)^2}{(2\hbar^2(1 - \cos \beta) + \Theta^2)^2} \cdot \sin \beta \cdot d\beta \quad (\text{III.66})$$

Autrement, l'intégration de la relation (III.66) nous mènerons à la forme finale de la probabilité d'interaction qu'elle est comme suite :

$$\lambda(\epsilon) = \frac{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot N_d \cdot e^4 \cdot \epsilon^{-3/2} \cdot \gamma(\epsilon)^{1/2}}{(4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_s)^2 \cdot (m^*)^{1/2}} \cdot \frac{(1 + 2\alpha\epsilon)}{(1 + \alpha\epsilon)^{3/2}} \cdot I \quad (\text{III.67})$$

D'où :

$$I = \frac{\left[1 + 2 \cdot c_k^2 \cdot \left(\frac{\Theta}{2k}\right)^2\right]^2}{4 \cdot \left(\frac{\Theta}{2k}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{\Theta}{2k}\right)^2\right]} + c_k^2 \cdot \left[1 + 2 \cdot c_k^2 \cdot \left(\frac{\Theta}{2k}\right)^2 \ln \left[\frac{\left(\frac{\Theta}{2k}\right)^2}{1 + \left(\frac{\Theta}{2k}\right)^2}\right]\right] + c_k^4$$

$$\bullet \quad c_k = \left(\frac{\alpha\epsilon}{1 + 2\alpha\epsilon}\right)^{1/2} .$$

Dans l'expression de la probabilité d'interaction (III.67), le 2^{ème} et le 3^{ème} termes sont négligeables devant le 1^{er} terme, par conséquent l'expression de la probabilité d'interaction sera donc écrite sous cette forme simplifiée suivante :

$$\lambda(\epsilon) = \frac{e^2 \cdot (m^*)^{1/2} \cdot k_B \cdot T}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_s \cdot \hbar^2 \cdot \sqrt{2}} \cdot \frac{(1 + 2\alpha\epsilon)}{\gamma(\epsilon)^{1/2}} \quad (\text{III.68})$$

Le calcul de l'angle de déviation se fait à partir de l'équation (III.66) dont elle apparue la fonction de distribution de l'angle de déviation β . Toujours, après tiré au hasard un nombre aléatoire réel « r » entre 0 et 1, l'angle de déviation correspondant β se calcule à partir de la relation suivante :

$$\cos \beta = 1 - \frac{2(1-r)}{1+r(4k^2/\theta^2)} \quad (\text{III.69})$$

h. Sélection du temps de vol libre

Le taux de diffusion total désigne le nombre moyen de collision par unité de temps, il est égal à la somme de tous les taux de diffusion associé aux mécanismes individuels considérés, leur expression est donnée par la relation suivante :

$$\Gamma(k) = \sum_{i=1}^l \Gamma_i(k) \quad (\text{III.70})$$

L'inverse de total des taux d'interactions définit le temps moyen de vol libre entre deux collisions successives, il est donné par la relation suivante :

$$\tau(k) = \frac{1}{\Gamma(k)} \quad (\text{III.71})$$

Notons que le temps de vol libre dans une simulation Monte Carlo est une valeur aléatoire, sauf qu'il suit une fonction de distribution $F(t)$. Le terme $F(t)dt$ définit la probabilité qu'une collision se produit entre les instants t et $t+dt$. La fonction de distribution de temps de vol libre $F(t)$ s'exprime comme suite :

$$F(t) = \Gamma(k)e^{-\Gamma(k)t} \quad (\text{III.72})$$

L'évaluation directe de la fonction de distribution $F(t)$ pour chaque électron et à chaque étape est une tâche encombrante et longue dû à la variation de taux total d'interaction en fonction de la propagation des porteurs de charge dans le temps. Afin de remédier à ce problème, le taux de diffusion total $\Gamma(k)$ est remplacé par une constante Γ_0 donnée par la formule suivante: $\Gamma_0 = \Gamma(k) + \Gamma_{self}(k)$. Γ_{self} est le taux associé à un mécanisme d'interaction fictif, il est appelé self-scattering [68-69]. Il n'a aucun effet sur le processus de simulation ainsi qu'il n'a aucun effet sur la trajectoire de porteur ou même l'ensemble des porteurs. La principale objective de l'utilisation d'un tel terme est la simplification de l'écriture mathématique de sorte que le taux d'interaction total est maintenu indépendant de l'énergie. A ce stade, la fonction de distribution du temps de vol libre sera donnée par la relation suivante :

$$F = \Gamma_0 e^{-\Gamma_0 t} \quad (\text{III.73})$$

L'obtention de la probabilité pour qu'un électron subit sa première collision à l'instant t_{ff} se fait par l'intégration de la partie gauche de l'équation (III.73) sur l'intervalle $[0, t_{ff}]$. La borne supérieure de l'intervalle t_{ff} est choisie aléatoirement et uniformément distribué afin d'échantillonner la distribution de probabilité [36]. L'expression suivante présente l'intégration de la fonction de distribution:

$$P(X < r) = \int_0^r dx = \Gamma_0 \int_0^{t_{ff}} e^{-\Gamma_0 t} dt = 1 - e^{-\Gamma_0 t_{ff}} \quad (\text{III.74})$$

Dont: x est une variable aléatoire répartie uniformément dans l'intervalle $[0, 1]$, r est un nombre tiré aléatoirement à partir d'une distribution uniforme à l'intervalle $[0, 1]$ dont il exprime la probabilité pour que l'électron subit sa première collision à l'instant t_{ff} , P est la probabilité pour que la variable aléatoire x soit inférieure au nombre aléatoire r . L'expression $r_{ff} = 1-r$ définit la probabilité pour que l'électron suive sa trajectoire sans aucune collision jusqu'à l'instant t_{ff} . Cette formule sera utilisée par la suite pour le calcul du temps de vol libre en fonction de r_{ff} . L'équation utilisée pour ce calcul est la suivante :

$$t_{ff} = -\frac{1}{\Gamma_0} \ln r_{ff} \quad (\text{III.75})$$

i. Définition de type d'interaction

Après la détermination du temps de vol libre, il est nécessaire de sélectionner le type d'interaction approprié responsable de modifier la trajectoire du porteur de charge. La sélection de cette interaction doit tenir compte des probabilités relatives pour chaque type d'interaction considérés en fonction de l'énergie des porteurs. La $i^{\text{ème}}$ probabilité relative du $i^{\text{ème}}$ mécanisme d'interaction doit correspondre au taux d'interaction approprié Γ_0 . La condition de sélection du $i^{\text{ème}}$ mécanisme d'interaction s'exprime par la relation suivante [36] :

$$\sum_{j=1}^{i-1} \Gamma_j(\epsilon) \leq r\Gamma_0 \leq \sum_{j=1}^i \Gamma_j(\epsilon) \quad (\text{III.76})$$

r : est un nombre aléatoire tiré à partir d'une distribution uniforme, i est un nombre compris à l'intervalle $[1, l]$. Ce terme (l) définit la valeur du dernier type des mécanismes d'interactions considérés et qui est réservé au mécanisme de self-scattering Γ_{self} .

Les simulations Monte-Carlo qui utilisent le principe du self-scattering dans leur processus de sélection de type d'interaction permettant l'amélioration de l'efficacité et la vitesse de simulation [56]. Pendant la simulation, une amélioration supplémentaire pour le processus de sélection de type d'interaction est obtenue suite à la construction d'une table d'interaction. Cette table est obtenue après la discrétisation de l'énergie de porteur de charge à des intervalles. Le nombre d'intervalle est désigné par le nombre des types d'interactions considérés.

j. Dynamique des porteurs de charges

Après la détermination de nouveau vecteur d'ondes suite à un événement d'interaction, nous générons un nouveau temps de vol libre, nous intégrons de nouveau les équations de mouvement. L'utilisation des bandes d'énergies ellipsoïdales nécessite leur transformation aux coordonnées sphériques par la relation (III.32). Cela est avant la détermination de la nouvelle position dans l'espace des moments (espace de phase) dont nous assurons l'isotropie des bandes d'énergies. Suite à l'application de la transformation souhaitée par l'utilisation de la matrice (III.33) ainsi que l'algorithme

Velocity-Verlet [70-71], le vecteur d'onde sera donc mis à jour. La liaison entre deux états successifs est donnée comme suite :

$$\begin{aligned} k_x^{t+dt/2} &= k_x^t - \frac{e}{\hbar} \frac{\partial V(r_t)}{\partial x} \frac{dt}{2} \\ k_y^{t+dt/2} &= k_y^t - \frac{e}{\hbar} \frac{\partial V(r_t)}{\partial y} \frac{dt}{2} \\ k_z^{t+dt/2} &= k_z^t - \frac{e}{\hbar} \frac{\partial V(r_t)}{\partial z} \frac{dt}{2} \end{aligned} \quad (\text{III.77})$$

dt est la durée de vol libre.

Cependant, pour une bande d'énergie non parabolique, la mise à jour de la vitesse à l'instant $t+dt$ est donnée par la formule suivante :

$$v_{t+dt/2} = \frac{\hbar k_{t+dt/2}}{m_d^* (1+2\alpha\varepsilon(k_{t+dt/2}))} \quad (\text{III.78})$$

$k_{t+dt/2}$ est le vecteur d'onde dans l'espace sphérique obtenu à partir de la relation (III.51). En utilisant les formules (III.22) et (III.52), les nouvelles coordonnées dans l'espace réel seront données par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} x^{t+dt} &= x^t + \frac{\hbar k_x^{t+dt/2}}{m_d^* (1+2\alpha\varepsilon(k_{t+dt/2}))} dt \\ y^{t+dt} &= y^t + \frac{\hbar k_y^{t+dt/2}}{m_d^* (1+2\alpha\varepsilon(k_{t+dt/2}))} dt \\ z^{t+dt} &= z^t + \frac{\hbar k_z^{t+dt/2}}{m_d^* (1+2\alpha\varepsilon(k_{t+dt/2}))} dt \end{aligned} \quad (\text{III.79})$$

Par conséquent, les coordonnées de la nouvelle position dans l'espace des phases à l'instant $t+dt$ est donnée par les formules suivantes :

$$\begin{aligned} k_x^t &= k_x^{t+dt/2} - \frac{e}{\hbar} \frac{\partial V(r_{t+dt})}{\partial x} \frac{dt}{2} \\ k_y^t &= k_y^{t+dt/2} - \frac{e}{\hbar} \frac{\partial V(r_{t+dt})}{\partial y} \frac{dt}{2} \\ k_z^t &= k_z^{t+dt/2} - \frac{e}{\hbar} \frac{\partial V(r_{t+dt})}{\partial z} \frac{dt}{2} \end{aligned} \quad (\text{III.80})$$

3.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'essentiel de la méthode de simulation dit Monte-Carlo. C'est une technique qui nous permet de simuler le comportement dynamique des porteurs de charges selon leur description dans l'équation de Boltzmann. La possibilité d'utiliser une multitude des termes correctifs dans la BTE induit une importante efficacité et justesse dans les résultats. L'utilité de la méthode de

Monte Carlo consiste à résoudre la BTE par un principe stœchiométrique basé sur le tirage au sort des nombres aléatoires suite à la nature Intégré-différentielle de la BTE dont elle rend leur résolution difficile voir impossible. Autrement, la méthode de Monte Carlo est une méthode générique applicable pour tous les matériaux sans exception tant que la description structurelle des bandes d'énergies de matériau est connue. Cette méthode, nous servira dans notre travail pour la simulation des propriétés de transport électronique dans l'InAs_{0.3}P_{0.7} qui présente le matériau substrat de notre structure. L'objectif de cette étude se résume dans la qualité des propriétés de transport électronique pour l'InAs_{0.3}P_{0.7} par rapport à celle de l'InP. Cependant, nous cherchons à présenter un nouveau concept qui mènera à l'amélioration des performances des HEMTs et qui repose sur la qualité des propriétés de transport électronique du substrat utilisé.

3.5. Références

- [1] Urban Kovac, "3D Drift Diffusion and 3D Monte Carlo simulation of On-Current variability due to Random Dopants", thesis submitted for the degree of Doctor in the College of Science and Engineering, School of Engineering Department of Electronics and Electrical Engineering, University of Glasgow, December 2010.
- [2] G. Roy, A. R. Brown, F. Adamu-Lema, S. Roy, and A. Asenov, "Simulation study of individual and combined sources of intrinsic parameter fluctuations in conventional nano-MOSFETs," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 53, no. 12, pp. 3063-3070, Dec. 2006.
- [3] A. Asenov, A.R. Brown and J.R. Watling, "Quantum corrections in the simulation of decanano MOSFETs" *Solid-State Electronics* 47, pp 1141-1145, 2003.
- [4] G. Roy, A. R. Brown, A. Asenov, and S. Roy, "Bipolar quantum corrections in resolving individual dopants in atomistic device simulations," *Superlattices Microstruct.*, vol. 34, no. 36, pp. 327-334, Sep./Dec. 2004.
- [5] A. R. Brown, G. Roy and A. Asenov, "Poly-Si Gate Related Variability in Decanometre MOSFETs with Conventional Architecture," *IEEE Trans. on Electron Devices*, Vol.54, No.11, pp.3056-3063, 2007.
- [6] A. Asenov, S. Kaya, and A. R. Brown, " Intrinsic Parameter Fluctuations in Decanometer MOSFETs Introduced by Gate Line Edge Roughness," *IEEE Trans-actions on Electron Devices*, 50, pp. 1254-1260, May 2003.
- [7] A. Asenov, S. Kaya, and J. H. Davies, "intrinsic threshold voltage fluctuations in decanano MOSFETs due to local oxide thickness variations," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 49, pp. 112-119, 2002.
- [8] A. Asenov, A. R. Brown, J. H. Davies, S. Kaya, and G. Slavcheva, "Simulation of intrinsic parameter fluctuations in decanometre and nanometre scale MOSFETs," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, no. 9, pp. 1837-1852, Sep. 2003.
- [9] W. VanRoosbroeck, "Theory of Flow of Electrons and Holes in Germanium and Other Semiconductors," *Bell Syst.Techn.J.*, vol. 29, pp. 560-607, 1950.
- [10] B. Meinerzhagen and W. Engl, "The Influence of the Thermal Equilibrium Approximation on the Accuracy of Classical Two-Dimensional Numerical Modeling of Silicon Submicrometer MOS Transistors," *IEEE Trans.Electron Devices*, vol. ED-35, no. 5, pp. 689-697, 1988.

- [11] Y. Taur and T. Ning, *Fundamentals of Modern VLSI Devices*. Cambridge University Press, 1998.
- [12] Asenov A., "Random dopant induced threshold voltage lowering and fluctuations in sub-0.1 μm MOSFETs: A 3-D atomistic simulation study," *IEEE Trans Electron Dev*;45(12):2505-13, 1998.
- [13] S. E. Laux and M. V. Fischetti, "Issues in Modeling Small Devices," *International Electron Devices Meeting (IEDM) Technical Digest*, pp.523-526, 1999.
- [14] M. G. Ancona, "Equations of State for Silicon Inversion Layers," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 47, no. 7, pp. 1449-1456, July 2000.
- [15] M. G. Ancona and G. J. Iafrate, "Quantum correction to the equation of state of an electron gas in a semiconductor," *Physical Review B*, vol. 39, no. 13, pp. 9536-9540, May 1989.
- [16] D. Bohm, "A Suggested Interpretation of the Quantum Theory In Terms of Hidden Variables. I," *Physical Review*, vol. 85, no. 2, pp. 166-179, January 1952.
- [17] A. R. Brown, A. Martinez, N. Seoane and A. Asenov, "Comparison of Density Gradient and NEGF for 3D Simulation of a Nanowire MOSFET," *Proc. Spanish Conference on Electron Devices (CDE)*, Feb 11-13, Santiago de Compostela, Spain, pp.140-143 (2009).
- [18] A. Asenov, G. Slavcheva, A. R. Brown, J. H. Davies, and S. Saini, "Increase in the random dopant induced threshold fluctuations and lowering in sub 100 nm MOSFETs due to quantum effects: A 3-D density gradient simulation study," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 48, no. 4, pp. 722-729, Apr. 2001.
- [19] J. R. Watling, A. R. Brown, A. Asenov, A. Svizhenko, and M. P. Anantram, "Simulation of direct source-to-drain tunnelling using the density gradient formalism: Non-equilibrium Greens function calibration," *International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD)*, pp. 267-270, 2002.
- [20] A. Asenov, J. R. Watling, A. R. Brown, and D. K. Ferry, "The Use of Quantum Potentials for Confinement and Tunnelling in Semiconductor Devices," *Journal of Computational Electronics*, vol. 1, no. 4, pp. 503-513, 2002.
- [21] D. K. Ferry, R. Akis, and D. Vasileska, "Quantum Effects in MOSFETs: Use of an Effective Potential in 3D Monte Carlo Simulation of Ultra-Short Channel Devices," *International Electron Devices Meeting (IEDM) Technical Digest*, pp. 287-290, 10-13 December 2000.

[22] R. P. Feynman and A. R. Hibbs, Quantum Mechanics and Path Integrals. McGraw-Hill Companies, New York, 1965.

[23] D. M. Caughey and R. E. Tomas, "Carrier Mobilities in Silicon Empirically Related to Doping and Field," Proceedings of the IEEE, pages 2192-2193, December 1967.

[24] W. R. Thurber, R. L. Mattis, and Y. M. Liu, Resistivity-Dopant density Relationship for Phosphorus Doped Silicon, J. Electrochem. Soc.: Solid State Sci. & Technol., vol. 127, pp. 1807-1812, 1980.

[25] Chee Wee; Maikop, S.; Yu, C.-Y.; , "Mobility-enhancement technologies," Circuits and Devices Magazine, IEEE , vol.21, no.3, pp. 21- 36, May-June 2005.

[26] Fischetti, M.V., Laux,S.E., Band structure, deformation potentials, and carrier mobility in strained Si, Ge, and SiGe alloys, Journal of Applied Physics, Volume 80, Issue 4, pp.2234-2252, August 15, 1996.

[27] C. Riddet, A. R. Brown, C. L. Alexander, J. R. Watling, S. Roy, and A. Asenov, "3-D Monte Carlo simulation of the impact of quantum confinement scattering on the magnitude of current fluctuations in double gate MOSFETs," IEEE Transactions on Nanotechnology, vol. 6, iss. 1, pp. 48-55, 2007.

[28] C. L. Alexander, G. Roy, and A. Asenov, "Random-Dopant-Induced Drain Current Variation in Nano-MOSFETs: A Three-Dimensional Self-Consistent Monte Carlo Simulation Study Using Ab Initio Ionized Impurity Scattering," IEEE Trans. Electron Dev., vol. 55, iss.11, pp.3251-3258, 2008.

[29] C. Alexander, "Ab initio Scattering From Random Discrete Charges and its Impact on the Intrinsic Parameter Fluctuations in Nano-CMOS Devices", PhD. thesis, University of Glasgow, 2005.

[30] Mistry, K., et.al., " A 45nm Logic Technology with High-k+Metal Gate Transistors, Strained Silicon, 9 Cu Interconnect Layers, 193nm Dry Patterning, and 100% Pbfree Packaging", In IEDM Digest of Technical Papers, pages 247250, 2007.

[31] G. E. Moore, "Cramming More Components onto Integrated Circuits," Electronics, 38:114-117, 1965.

[32] G. E. Moore, "Progress in Digital Integrated Electronics," IEDM Tech. Digest, pages 1113, 1975.

[33] The International Technology Roadmap for Semiconductor (2009 Edition), San Jose, CA: Semiconductor Industry Association. [Online]. Available: <http://www.itrs.net>.

[34] K. Bernstein, D. Frank, A. Gattiker, W. Haensch, B. Ji, S. Nassif, E. Nowak, D. Pearson, and N. Rohrer, "High-performance CMOS variability in the 65-nm regime and beyond," IBM Journal Research Development, vol. 50, p. 433, 2006.

[35] R L Liboff, Introduction to the Theory of Kinetic Equations, Wiley, N.Y., 1969.

[36] M. Lundstrom, Fundamentals of Carrier Transport. Cambridge University Press, 2nd edition ed., 2000.

[37] C. Kittel, Introduction to solid state physics, John Wiley & Sons, 7 edition, 1996.

[38] K. Tomizawa, Numerical Simulation of Submicron Semiconductor Devices, Artech House, 1993.

[39] J. M. Higman, K. Hess, C. G. Hwang, and R. W. Dutton, "Coupled Monte Carlo-Drift Diffusion Analysis of Hot-Electron Effects in MOSFETs," IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 36, no. 5, pp. 930-937, 1989.

[40] F. M. Bufler, A. Schenk, and W. Fichtner, "Efficient Monte Carlo Device Modeling," IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 47, no. 10, pp.1891-1897, October 2000.

[41] C. Jungemann and B. Meinerzhagen, "On the applicability of nonselfconsistent Monte Carlo device simulations," IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 49, no. 6, pp. 1072-1074, June 2002.

[42] S. E. Laux and M. V. Fischetti, "Issues in Modeling Small Devices," International Electron Devices Meeting (IEDM) Technical Digest, pp.523-526, 1999.

[43] F. Venturi, R. K. Smith, E. C. Sangiorgi, M. R. Pinto, and B. Ricco, "A General Purpose Device Simulator Coupling Poisson and Monte Carlo Transport with Applications to Deep Submicron MOSFETs," IEEE Transactions on Computer-Aided Design, vol. 8, no. 4, pp. 360-369, April 1989.

[44] C. Moglestue, "Self-consistent Monte Carlo particle modeling of small semiconductor elements," Reports on Progress in Physics, vol. 53, pp. 1333-1353, 1990.

[45] J.H. Davies, The Physics of Low-dimensional Semiconductors: An Introduction, Cambridge University Press, 1998.

[46] P. Yu, and M. Cardona, Fundamentals of Semiconductors, Springer, 2003.

[47] C. Moglestue, Monte Carlo Simulations of Semiconductor Devices. Chapman and Hall, 1993.

[48] M. Cardona, and F.H. Pollak, "Energy-Band Structure of Germanium and Silicon: The Method," Phys.Rev., vol. 142, no. 2, pp. 530-543, 1966.

[49] J. M. Luttinger, and W. Kohn, "Motion of electrons and holes in perturbed periodic fields," *Physical Review*, vol. 97, no. 4, pp. 869-883, Feb 1955.

[50] E.O. Kane, "Energy band structure in p-type germanium and silicon," *J.Phys.Chem.Solids*, vol. 1, no. 1-2, pp. 82-99, 1956.

[51] T. B. Bahder, "Eight-Band k_p Model of Strained Zinc-Blende Crystals," *Physical Review B*, vol. 41, pp. 11992 - 12001, 1990.

[52] J.R. Chelikowsky, and M.L. Cohen, "Nonlocal Pseudopotential Calculations for the Electronic Structure of Eleven Diamond and Zinc-Blende Semiconductors," *Phys.Rev.B*, vol. 14, no. 2, pp. 556-582, 1976.

[53] M. L. Cohen, and J. Chelikowsky, "Electronic structure and optical properties of semiconductors," volume 75 of Springer Ser. Solid-State Sci. Springer, Berlin, Heidelberg, 1989.

[54] M.V. Fischetti, and S.E. Laux, "Band Structure, Deformation Potentials, and Carrier Mobility in Strained Si, Ge, and SiGe Alloys," *J.Appl.Phys.*, vol. 80, no. 4, pp. 2234-2252, 1996.

[55] C. Jungemann, and B. Meinerzhagen, "Hierarchical Device Simulation: The Monte Carlo Perspective," *Computational Microelectronics*. Springer, 2003.

[56] C. Jacoboni and L. Reggiani, "The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with application to covalent materials," *Rev. Mod.Phys.*, vol. 55, pp. 645-705, 1983.

[57] C. Jacoboni and P. Lugli, *The Monte Carlo Method for Semiconductor Device Simulation*. Springer-Verlag Wien New York, 1989.

[58] C. Herring, and E. Vogt, "Transport and Deformation-Potential Theory for Many-Valley Semiconductors with Anisotropic Scattering," *Phys.Rev.*, vol. 101, no. 3, pp.944-961, 1956.

[59] C. Moglestue, "A Self-Consistent Monte Carlo Particle Model to Analyze Semiconductor Microcomponents of any Geometry, *IEEE Trans. Computer-Aided Design*, vol. 5, pp. 326-345, 1986.

[60] E. M. Conwell and M. O.Vassell, "High field transport in n-type. GaAs, *Phys. Rev.*, vol. 166, no. 3, pp. 797-821, 1968.

[61] W. FAWCETT, A.D. BOARDMAN, S. SWAIN *J. Phys. Chem. Solids*, -31, 1963, (1970).

- [62] M.A. LITTLEJOHN, J. R. HAUSER, T. H. GLISSON ; J. Appl. Phys., 48, 4587, (1977).
- [63] A. ALBERIGI QUARANTA, C. JACOBONI, G. OTTAVIANI ; Rivista del Nuovo cimento, 1, 445, (1971).
- [64] J. ZIMMERMAN, Thèse d'Etat, Lille, à paraître b) J. ZIMMERMAN, Y. LEROY, E. CONSTANT; J. Appl. Phys., 49, 3378, (1978).
- [65] H.D. REES, Phys. Lett. -26A, 416, (1968). b) H.D. REES, J. Phys. Chem. Solids, -30, 643, (1969).
- [66] D.L.RODE; "Semiconductors and semimetals"; Vol. 10, Academic Press, (1975).
- [67] A. KASZYNSKI, « étude des phénomènes de transport dans les matériaux semi-conducteurs par les méthodes de Monte-Carlo :Application à l'Arséniure de Gallium de type N », Thèse de doctorat, Université de Lille, N° ordre :236, 1979.
- [68] H. Rees, "Calculation of steady state distribution functions by exploiting stability," Volume 26, Issue 9, pp. 416-417, 1968.
- [69] H. Rees, "Calculation of distribution functions by exploiting the stability of the steady state," J. Phys. Chem. Solids, vol. 30, pp. 643-655,. 1969.
- [70] R. W. Hockney and J. W. Eastwood, Computer Simulation Using Particles. New York: McGraw-Hill, 1981.
- [71] C. Alexander, "Ab initio Scattering From Random Discrete Charges and its Impact on the Intrinsic Parameter Fluctuations in Nano-CMOS Devices", PhD. thesis, University of Glasgow, 2005.

Chapitre 04/ Résultats et Interprétations

Résultats Et Interprétations

4.1.Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons nos résultats de simulation obtenus. Nous commençons par une brève présentation théorique de la technique de Monte Carlo et du simulateur de composant SILVACO. Ce chapitre est divisé en deux grandes parties, la première résume les résultats de simulation des propriétés de transport électronique dans l'InAs_{0.3}P_{0.7}. Elle comporte le taux des différents types d'interactions considérées, les caractéristiques de la vitesse ainsi que l'énergie des porteurs de charge pour les deux régimes stationnaire et non stationnaire. En revanche, la seconde partie est destinée pour la présentation des résultats de simulation obtenus avec le logiciel TCAD-SILVACO telles que les caractéristiques d'entrée et de sortie de notre structure électronique proposée. Ce chapitre sera terminé par une conclusion.

4.2.Présentation théorique de l'étude

4.2.1. Le simulateur Monte Carlo

a. L'équation de transport électronique

Dans les dispositifs semi-conducteurs classiques tels que les transistors à jonction bipolaire (BJT) et les transistors à effet de champ (FET), le comportement de dispositif a été décrit d'une manière adéquate dans le modèle semi-classique de transport car les dimensions caractéristiques sont à une échelle supérieure à celle sur laquelle la cohérence de la phase mécanique quantique est maintenue. Par conséquent, une description à base d'une particule est adéquate comme dans le cadre d'équation de Boltzmann et ses approximations. Lorsque les dimensions de l'appareil continuent de se réduire, les longueurs de canal s'approchant à la longueur d'onde caractéristique des particules (la longueur d'onde de Broglie) et les effets quantiques sont de plus en plus importantes. La description classique du transport électronique pour les porteurs de charges dans les semi-conducteurs est donnée par la BTE. C'est une équation intégral-différentielle qu'elle décrit le mouvement cinétique suite aux variations de la fonction de distribution, celle-ci est en 6 dimensions dans l'espace de phase et l'espace des moments (du cristal). Elle est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial f(r,k,t)}{\partial t} + \frac{1}{\hbar} \nabla_k E(k) \cdot \nabla_r f(r,k,t) + \frac{F}{\hbar} \cdot \nabla_k f(r,k,t) = \left. \frac{\partial f(r,k,t)}{\partial t} \right|_{coll} \quad (IV.1)$$

$f(r, k, t)$: est la fonction de distribution, le côté droit est le taux de variation de la fonction de distribution en raison des collisions aléatoires produites.

Une fois que $f(r, k, t)$ est connue, les quantités physiques tels que la vitesse moyenne ou le courant peuvent être déterminés à partir des valeurs moyennes de $f(r, k, t)$. L'équation (IV.1) est de nature semi-classique, mais la dynamique et le processus de diffusion sont traités mécaniquement par l'intermédiaire de l'utilisation de la structure de bande d'énergie ainsi que la théorie de perturbation dépendant du temps. Notons que, grâce à l'expansion des moments de l'équation de Boltzmann, l'ensemble des approximations des équations aux dérivées partielles dans l'espace réel sont semblables à celles qui se produisent dans le domaine de la dynamique des fluides. L'obtention de ces approximations conduit à un modèle de transport des charges dit hydrodynamique. La simplification du modèle hydrodynamique, nous permet d'introduire l'équation de continuité du courant ainsi que la densité de courant. L'importance d'introduire l'équation de continuité du courant et la densité du courant est attribuée à l'introduction du champ électrique ainsi que le gradient de concentration des porteurs.

b. Résolution directe de La BTE par la méthode de Monte Carlo

La technique de Monte-Carlo a été utilisée depuis plus de 30 ans comme une méthode numérique pour simuler le transport électronique dans les matériaux et les dispositifs semi-conducteurs. Elle a fait l'objet de nombreux livres et revues [1-3]. En raison des problèmes liés à l'équation de transport électronique, un pas (nombre) aléatoire est généré pour simuler le mouvement stochastique des particules soumises à des processus de collisions. Ce pas sera utilisé pour l'évaluation des équations intégrables multidimensionnelles [4]. Le principe de base de cette technique consiste à simuler le mouvement (vol libre) des particules qui se termine par des événements de diffusion (interaction) instantanées et aléatoires. L'algorithme de Monte Carlo consiste à générer un temps de vol libre qui est un nombre aléatoire pour chaque particule, en choisissant ainsi le type d'interaction qui se produit à la fin du vol libre par la technique de tirage au sort, on calcule la nouvelle énergie et la nouvelle position à l'espace de phase après l'interaction. Ce processus sera répété pour toutes les particules considérées. La discrétisation de mouvement des particules à différents intervalles tout le long de la simulation permet d'estimer statistiquement les quantités physiques intéressantes tels que la fonction de distribution des particules, la vitesse de dérive moyenne, l'énergie moyenne etc Le fait de décomposer le mouvement de la particule en une série de vol libre terminé par des interactions instantanées est l'image sous-jacente de la dérivation de la BTE semi-classique. Cependant, il est démontré que la fonction de distribution d'une seule particule obtenue par la technique Monte Carlo vérifie la BTE pour un système de particule avec une distribution homogène [5].

c. Génération de vol libre

Dans la méthode de Monte-Carlo, on suppose que la dynamique de mouvement d'une particule se compose de vol libre terminé par un événement de diffusion instantanée, cela conduit à la modification du moment et de l'énergie du porteur. Pour simuler ce processus, la densité de probabilité $P(t)$ est requise, l'expression $P(t)dt$ représente la probabilité qu'une particule arrive à l'instant t sans interaction après l'interaction précédente à $t = 0$, puis elle sera exposée à une interaction pendant l'intervalle de temps dt . La probabilité de diffusion dans l'intervalle de temps dt s'écrit telle que $\Gamma[k(t)]dt$, dont $\Gamma[k(t)]$ est le taux d'interaction pour un électron de vecteur d'onde k . L'évolution temporelle de k entre deux interactions successives pour des électrons soumis à un champ (électrique et magnétique) indépendant du temps, est décrite comme suite :

$$k(t) = k(0) - \frac{e(E + v \times B)t}{\hbar} \quad (IV.2)$$

E est le champ électrique, v : la vitesse de l'électron et B : la densité du flux magnétique. En terme de taux d'interaction, la probabilité qu'un électron n'a pas subi une interaction après l'instant t est donnée par l'expression $[\exp(-\int_0^t \Gamma[k'(t')]dt)]$. En revanche, la probabilité d'avoir une interaction dans l'intervalle de temps dt après un vol libre peut être écrite par la probabilité conjointe :

$$P(t)dt = \Gamma[k(t)] \exp\left[-\int_0^t \Gamma[k(t')]dt'\right] dt \quad (IV.3)$$

Le temps de vol libre aléatoire peut être généré à partir de la densité de probabilité $P(t)$, il est ainsi généré à partir d'une distribution uniformément répartie dans l'intervalle $[0,1]$. Il est la solution de la relation suivante :

$$r = \int_0^{t_r} P(t) dt \quad (IV.4)$$

r : est un nombre aléatoire uniformément distribué, t_r : est le temps de vol libre désiré.

L'intégration de l'équation (IV.4) avec $P(t)$ est celle de l'équation (IV.3) donnera la relation suivante :

$$r = 1 - \exp\left[-\int_0^{t_r} \Gamma[k(t')]dt'\right] \quad (IV.5)$$

Puisque $1-r$ est statistiquement le même que r , l'équation (IV.5) peut être simplifiée et elle devient comme suite :

$$-\ln r = \int_0^{t_r} \Gamma[k(t')]dt' \quad (IV.6)$$

L'équation (IV.6) est l'équation fondamentale utilisée pour générer le temps de vol libre après chaque événement d'interaction. Elle produit une succession des pas

aléatoires liés à la fonction de distribution des particules. S'il n'y a pas de champ externe qui provoque le changement de k entre les interactions, la dépendance temporelle disparaître.

Dans le cas général où cette simplification n'est pas possible, il est indispensable de faire recours à la méthode d'auto diffusion dans la simulation. Cette méthode consiste à introduire un mécanisme de diffusion fictif à la simulation, le taux de diffusion se calcule toujours de telle sorte que le taux total d'interaction est constant dans le temps (auto diffusion et diffusion réel).

$$\Gamma = \Gamma[k(t')] + \Gamma_{self}[k(t')] \quad (IV.7)$$

$\Gamma_{self}[k(t')]$ est le taux d'auto-diffusion. Notons que, le mécanisme d'auto diffusion se définit de telle sorte que l'état final avant et après ce mécanisme est identique. Par conséquent, il n'a aucun effet sur la trajectoire de vol libre d'un porteur de charge lorsqu'il est sélectionné au cours de la simulation comme mécanisme de diffusion. L'avantage de leur utilisation c'est qu'il mènera à la simplification de l'équation (IV.6) de telle sorte que le vol libre sera donné par cette nouvelle relation simplifiée :

$$t_r = -\frac{1}{\Gamma} \ln r \quad (IV.8)$$

d. L'état final après l'interaction

La partie déjà décrit ci-dessus détermine le temps de vol libre pendant laquelle la dynamique de la particule est traitée d'une manière semi-classique selon l'équation (IV.2). Pour le processus d'interaction lui-même, nous avons besoin de connaître le type d'interaction qui met fin au vol libre, l'énergie finale et le moment de l'électron après interaction. Le type d'interaction qui termine ce vol libre est choisi d'une manière stœchiométrique dont nous utilisons un nombre aléatoire uniformément distribué entre 0 et Γ .

Une fois que le type d'interaction qui termine le vol libre est sélectionné, l'énergie finale et le moment de l'électron causé par ce type d'interaction doivent être sélectionnés. Pour cette sélection, le taux d'interaction $\Gamma_j[n, k; m, k']$ du $j^{\text{ème}}$ mécanisme est nécessaire dont n et m sont les indices des bandes initiale et finale respectivement et k et k' sont les vecteurs d'ondes de l'électron avant et après l'interaction. Nous définirons à partir d'un système de coordonnées sphériques autour du vecteur d'onde initial k le vecteur d'onde final k' , il est spécifié par $|k'|$ (qui dépend de la conservation de l'énergie) ainsi que l'angle azimutale φ et polaire θ autour de k .

Typiquement, le taux d'interaction $\Gamma_j[n, k; m, k']$ dépend uniquement de l'angle θ entre k et k' . Par conséquent, φ peut être choisie en utilisant un nombre aléatoire uniforme entre 0 et 2π tandis que θ est choisie à partir de la section transversale provenant de l'interaction $\Gamma_j[n, k; m, k']$.

Si la probabilité d'interaction pour certain angle $P(\theta)d\theta$ est intégrable, des angles aléatoires satisfaisant cette densité de probabilité peuvent être générés à partir d'une répartition uniforme entre 0 et 1 par l'inversion de l'équation. (IV.4). Sinon, une technique du rejet peut être utilisée pour sélectionner des angles aléatoires selon $P(\theta)$.

e. Méthode de simulation

Généralement, un code de programmation Monte Carlo est développé comme suite :

D'abord, on appelle généralement un sous-programme d'initialisation qui contient tous les paramètres décrivant les interactions, le matériau ainsi que les paramètres de simulation telle que le nombre des particules.

Une fois ces paramètres d'exécution sont lus dans la procédure de simulation, il est nécessaire de construire des tables d'interactions pour les vallées Γ , L et X qui initialisent les séries d'événements. Pour chaque énergie (et pour chaque vallée), les taux de diffusion cumulés sont stockés dans des tableaux distincts (y compris l'autodiffusion), ils sont ainsi normalisés selon le taux de diffusion maximal qui se produit sur la gamme de l'énergie étudiée.

Le tableau (IV.1) suivant résume les modèles mathématiques décrivant le taux des interactions considérées dans notre étude :

Phonons acoustique
$W(E) = \left(\frac{2\pi D_{ac}^2 K_B T_L}{\hbar c_1} \right) * \left(\frac{(2m_d)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E(1+\alpha e)}}{4\pi^2 \hbar^3} \right) * (1 + 2\alpha E).$
Intervallée phonon
$W(E) = \left(\frac{\pi D_{ij}^2 Z_j}{\rho W_{ij}} \right) * \left(n(W_{ij}) + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right) * \left(\frac{(2m_d)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E_f(1+\alpha e)}}{4\pi^2 \hbar^3} \right) * (1 + 2\alpha E_f)$ $E_f = E \pm \hbar W_{ij} - \Delta E_{ij}$
Impureté ionisé
$W(E) = \left(\frac{\sqrt{2} e^4 N_l m_d^{\frac{3}{2}}}{\pi \varepsilon_s^2 \hbar^4} \right) * \sqrt{E(1+\alpha E)} * (1 + 2\alpha E) * \left(\frac{1}{q_D^2 \left(q_D^2 + \frac{8m_d E(1+\alpha E)}{\hbar^2} \right)} \right)$ $q_D = \sqrt{\frac{e^2 N_l}{\varepsilon K_B T_L}}$
Phonon optique polaire

$W(E) = \left(\frac{\sqrt{m_d} e^2 W_{LO}}{4\sqrt{2}\pi\hbar\epsilon_p} \right) * \left(N_0 + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right) * \left(\frac{1 + 2\alpha E'_k}{\gamma_k} \right) * F(E_k, E'_k)$ $N_0 = \frac{1}{e^{K_B T_L} - 1}, \quad \epsilon_p = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_{high}} - \frac{1}{\epsilon_{low}}}, \quad F(E_k, E'_k) = \ln \left(\frac{\sqrt{\gamma_k} + \sqrt{\gamma_{k'}}}{\sqrt{\gamma_k} - \sqrt{\gamma_{k'}}} \right)$ $\gamma_k = E_k(1 + \alpha E_k), \quad E'_k = E_k \pm \hbar W_{LO}.$
Interaction piézoélectrique
$W(E) = \left(\frac{m_d^{\frac{1}{2}} K_B T_L}{4\sqrt{2}\pi\rho v_s^2 \hbar^2} \right) * \left(\frac{1 + 2\alpha E}{\sqrt{E(1 + \alpha E)}} \right) * \left(\frac{e e_{pz}}{\epsilon_\infty} \right)^2 * \ln \left(1 + \frac{8m_d E(1 + \alpha E)}{\hbar^2 q_D^2} \right)$ $q_D = \sqrt{\frac{e^2 N_l}{\epsilon K_B T_L}}$
Interaction avec les dislocations
$W(E) = \left(\frac{N_{dis} m_d e^4}{4\hbar^3 \epsilon^2 c^2} \right) * \left(\frac{\lambda^4}{\left(1 + \frac{8\lambda^2 m_d E(1 + \alpha E)}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}}} \right) * \left(1 + \frac{4\lambda^2 m_d E(1 + \alpha E)}{\hbar^2} \right) * (1 + 2\alpha E)$ $\lambda = \sqrt{\frac{\epsilon K_B T_L}{e^2 n'}}$ <p>n' : est la concentration de dépiége efficace. N_{dis} est la densité de dislocation.</p>
Interaction avec le désordre d'alliage
$W(E) = \left(\frac{x(1-x)\alpha^3}{\pi} \right) * \left(\frac{D_{alloy}^2 d}{\hbar^4} \right) * m_d \sqrt{2m_d E(1 + \alpha E)} * (1 + 2\alpha E)$ <p>d : est la taille de désordre du réseau ($0 \leq d \leq 1$) D_{alloy} est le potentiel de dispersion du désordre d'alliage.</p>

Tab. IV.1. Taux des interactions considérées dans la simulation.

Après avoir construit la table de diffusion ainsi que leur normalisation pour les vallées Γ , L et X. L'étape suivante consiste d'initialiser le vecteur d'onde et l'énergie de porteur de charge ainsi que l'initialisation de temps initial de vol libre. Lorsque ce processus d'initialisation est terminé, la procédure de vol libre s'effectue et elle restera jusqu'à la fin du temps de simulation dont deux régimes apparaîtront. D'abord, le porteur de charge s'accélère librement suite au champ électrique appliqué c'est le régime de vol libre. Puis, ce régime de vol libre sera interrompu par un événement de diffusion instantané et aléatoire qui termine le temps de vol libre.

Au niveau de la simulation, on choisit d'abord le mécanisme de diffusion qui termine le vol libre auquel certaines nouvelles caractéristiques seront associées au porteur de

charge telle que le changement de leur énergie après interaction. Pour les interactions inélastiques, la variation de l'énergie est due à l'émission ou l'absorption d'un phonon. Ainsi que, la nature du processus d'interaction sera identifiée si elle est isotrope ou anisotrope. Lorsque le type d'interaction effectuée est acoustique ou intervallée (ces deux processus sont isotropes) aucune transformation du système de coordonnées n'est nécessaire pour déterminer la fonction d'onde finale après l'interaction. En revanche, lorsque le mécanisme d'interaction est anisotrope telle que l'interaction avec phonon optique ou l'interaction avec impureté (interaction de Coulomb) il faut faire une rotation du système de coordonnées puis on diffuse le porteur de charge dans ce nouveau système. A la fin, on effectue une transformation inverse des coordonnées. Dans le cas des interactions avec les phonons optiques polaires et avec l'utilisation des bandes paraboliques ainsi que dans le système de coordonnées inverses, l'angle polaire est donné par la formule suivante :

$$\cos \theta = \frac{(1+\xi)-(1+2\xi)^r}{\xi}, \quad \xi = \frac{2\sqrt{E_k(E_k \pm \hbar\omega_0)}}{(\sqrt{E_k} - \sqrt{E_k \pm \hbar\omega_0})^2} \quad (\text{IV.9})$$

E_k est l'énergie du porteur de charge, $\hbar\omega_0$ est l'énergie de phonon optique polaire et r est un nombre aléatoire répartie uniformément entre 0 et 1.

En revanche, l'angle final d'interaction avec les impuretés ionisées (interaction Coulombienne) et avec l'utilisation des bandes paraboliques est donné par la formule suivante :

$$\cos \theta = 1 - \frac{2r}{1+4k^2L_D^2(1-r)} \quad (\text{IV.10})$$

k est le vecteur d'onde du porteur de charge et L_D est la longueur de Debye.

L'angle azimutal pour ces deux processus d'interactions est simplement calculé en utilisant la formule suivante :

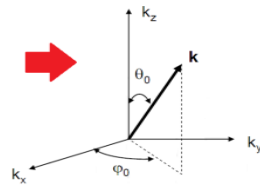
$$\varphi = 2\pi r \quad (\text{IV.11})$$

L'importance de calculer correctement l'angle θ après interaction est de décrire la préférence de déviation pour les matériaux à fin de donner une image sur la qualité de transport électronique, souvent elle est donnée en forme d'histogramme. La présentation graphique de la détermination de l'angle final après interaction dans les cas d'interaction isotrope et anisotrope est présentée dans la figure (IV.1).

Processus de calcul dans les interactions anisotropes

Processus de calcul dans les interactions isotropes

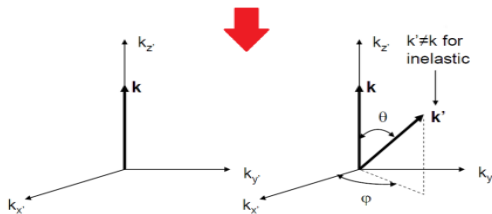
Détermination de θ_0 et φ_0



$$\cos \theta = 1 - 2r$$

$$\varphi = 2\pi r$$

Supposons le système de coordonnées tournées



Effectuer l'interaction et détermination de la nouvelle position

Calcul de l'angle θ

$$\cos \theta = \frac{(1+\xi)-(1+2\xi)r}{\xi} \quad \xi = \frac{2\sqrt{E_k(E_k \pm \hbar\omega_0)}}{(\sqrt{E_k} - \sqrt{E_k \pm \hbar\omega_0})^2} \quad \text{Phonon optique polaire.}$$



$$\cos \theta = 1 - \frac{2r}{1+4k^2L_D^2(1-r)} \quad \text{Interaction avec les impuretés (Coulomb)}$$

Calcul de l'angle φ



$$\varphi = 2\pi r \quad \text{Pour les deux cas}$$

Retourner au système de coordonnées original



$$k_{xp} = k' \sin \theta \cos \varphi, \quad k_{yp} = k' \sin \theta \sin \varphi, \quad k_{zp} = k' \cos \theta$$

$$k_x = k_{xp} \cos \varphi_0 \cos \theta_0 - k_{yp} \sin \varphi_0 + k_{zp} \cos \varphi_0 \sin \theta_0$$

$$k_y = k_{xp} \sin \varphi_0 \cos \theta_0 + k_{yp} \cos \varphi_0 + k_{zp} \sin \varphi_0 \sin \theta_0$$

$$k_z = -k_{xp} \sin \theta_0 + k_{zp} \cos \theta_0$$

Fig. IV.1. Présentation graphique de la détermination de l'angle final pour les interactions isotropes et anisotropes

Notons que, la technique décrite en haut peut être utilisée dans le cas où l'intégrale décrivant l'angle θ peut-être calculée analytiquement. Malheureusement, pour la plupart des cas d'interactions, l'intégrale ne peut pas être déterminée facilement. Pour parer à cet inconvénient une autre technique dite de rejet peut être utilisée. Cette procédure dite technique de rejet est la suivante:

1. Choisir une constante C, telle que $C > f(x)$ pour tout x dans l'intervalle (a, b).
2. Choisir des paires de nombres aléatoires, un entre a et b ($x_1 = a + r_1(b-a)$) et un autre $f_1 = r'_1 C$ entre 0 et C, où r_1 et r'_1 sont des nombres aléatoires uniformément distribués entre 0 et 1.

3. Si $f_1 \leq f(x_1)$, le nombre x_1 est accepté comme valeur approprié pour l'angle θ , sinon il est rejeté.

Les trois étapes décrites ci-dessus sont schématisées dans la figure ci-dessous (figure (IV.2)). Pour $x = x_1$, $r_1 \cdot C$ est plus grand que $f(x_1)$ et dans ce cas, s'il s'agit de l'angle polaire final, elle est rejetée et une nouvelle séquence de deux nombres aléatoires est générée pour déterminer x_2 et $r_2 \cdot C$. Dans le second cas, $f(x_2) > r_2 \cdot C$ et l'angle polaire θ est égale à x_2 sera sélectionné.

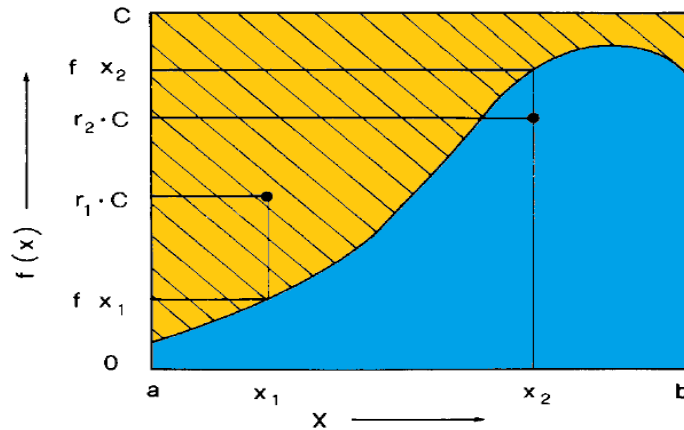


Fig. IV. 2. Description schématique de la technique de rejet.

Une fois la simulation terminée, les résultats typiques à extraire sont les caractéristiques vitesse-temps, énergie-temps, taux d'occupation des vallées-temps et d'autres caractéristiques en fonction du champ électrique appliqué.

4.2.2. Simulation de la structure électronique via TCAD-SILVACO

a. La Compagnie SILVACO

“SILVACO, Inc.” est un important fournisseur de logiciels utilisés pour le développement des processus de fabrication ainsi que la conception des dispositifs électroniques d'EDA (Electronic Design Automation). Autrement dit, le développement des outils de conception des logiciels embarqués dans l'environnement Microsoft Windows. Les produits de cette entreprise couvrant le champ des signaux analogiques/mixte, les circuits intégrés de puissance, la conception de mémoire, l'électronique de puissance, les dispositifs optiques, les processus de fabrications et leurs effets sur la fiabilité et les performances des dispositifs. Depuis plus de 30 ans, SILVACO a offert à l'ensemble de ces clients des produits de haute qualité, dans les plus brefs délais et avec des coûts réduits. Depuis sa fondation en 1984, SILVACO est devenue la société privilégiée la plus grande dans le domaine de simulation des composants. Le module de modélisation TCAD « Technology Computer Aided Design » de SILVACO fournit des solutions aux utilisateurs qui possèdent des exigences en matière de modélisation des dispositifs semi-conducteurs. Les applications typiques de cet environnement de simulation se résument dans la simulation des processus de gravure

physique et de dépôt, la calibration des profils de dopage, les effets thermiques et quantiques dans les dispositifs, la simulation optique pour les cellules solaires, la simulation de l'effet des contraintes appliquées aux couches fonctionnelles etc...

b. Logiciel de simulation TCAD SILVACO

Le terme TCAD est l'acronyme anglo-saxon de « Technology Computer Aided Design ». C'est un outil de conception et modélisation assisté par ordinateur, il nous permet de simuler différents comportements tels que le comportement électrique et fréquentiel d'un dispositif. Il prend en considération la description morphologique du composant telle que la longueur de grille, la nature des matériaux pour les couches fonctionnelles, et les différents profils de dopage. Dans notre travail, cet outil nous permet la simulation d'une structure d'un transistor HEMT et de déterminer les caractéristiques du courant et de la fréquence. Nous utilisons dans cette structure comme substrat l'InAs_{0.3}P_{0.7}. Les équations empiriques des différents modèles physiques utilisées dans notre travail tels que: le modèle de mobilité en fonction de la température, du champ électrique, du modèle de génération recombinaison des porteurs de charge, du modèle de la vitesse, etc Le profil de maillage de la structure dans TCAD-SILVACO est un élément important pour les simulations assistées par ordinateur, il nous donnera une image sur la précision quantitative des résultats obtenus. Les résultats obtenus dépendent de la finesse du maillage appliqué, plus le maillage est fin, la précision est meilleure. La connaissance spatiale d'une multitude de données physiques est importante pour justifier le fonctionnement du dispositif telle que la densité des électrons et trous, le profil du potentiel, le profil de distribution du champ, etc Les limites des simulations assistées par ordinateur (TCAD) sont liées au maillage effectué et la méthode numérique ainsi que les modèles qui décrivent le phénomène souhaité. Nous utilisons le logiciel DEVEDIT de SILVACO qui comporte une grande liste des modèles empiriques pré-implémentés décrivant le transport électronique ainsi que les phénomènes susceptibles de se présenter. En revanche, ceux-ci ont été développés principalement pour le silicium et donc il est indispensable d'adapter ces modèles au système de matériau utilisé.

c. Présentation de la structure simulée

❖ Description morphologique de la structure

Notre travail consiste à étudier et simuler une structure HEMT existante en utilisant un nouveau substrat, il se caractérise par des faibles énergies de bande d'énergie. Et ceci dans le but d'améliorer les performances de transport électronique dans cette structure. Par conséquent, l'ensemble de ces caractéristiques de sortie décrivent leur comportement tel que le comportement électrique à travers les caractéristiques $I_{ds}-V_{ds}$, $I_{ds}-V_{gs}$ et le comportement fréquentiel. Le substrat proposé est l'InAs_{0.3}P_{0.7}, c'est un matériau dérivé de l'InP. Il s'obtient par l'introduction de l'Arsenic dans la composition chimique de l'InP afin de réduire ces énergies. À son tour, l'InAs_{0.3}P_{0.7} induit

l'augmentation de l'effet des lignes de champ électrique qui règnent à leur niveau qui sont produits par le bais de la tension V_{gs} appliquée à l'électrode de la grille. La succession des couches formant la structure simulée sont présentées dans la figure (IV.3).

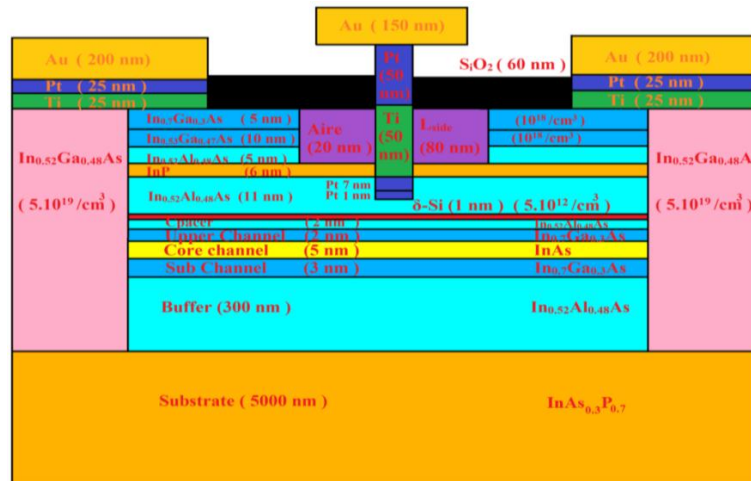


Fig. IV.3. Schéma de Coupe de la structure HEMT étudiée.

La structure de la figure (IV.3) utilise 5000nm comme substrat, il est formé par l'InAs_{0.3}P_{0.7}. Un Buffer de 300nm à base d'In_{0.52}Al_{0.48}As est nécessaire pour isolé les défauts de fabrication situés au substrat du canal composite. Le canal composite est formé par un système de matériaux semi-conducteur de haute qualité en terme de transport électronique afin d'avoir un meilleur comportement fréquentiel qui nous permet d'atteindre la gamme de fréquence de l'ordre du Téra-hertz. Il est constitué de trois couches In_{0.7}Ga_{0.3}As/InAs/ In_{0.7}Ga_{0.3}As (3nm/5nm/2nm) intentionnellement non dopées.

La barrière Schottky est d'environ 11 nm formée par l'In_{0.52}Al_{0.48}As intentionnellement non dopée. L'utilisation de l'In_{0.52}Al_{0.48}As est principalement utilisé pour l'adaptation en maille entre la couche barrière et le canal. À son tour, il causera l'amélioration des performances fréquentielles suite à la diminution du temps de transition vers le canal avec la diminution de la densité des défauts présents à l'interface. En revanche, l'épaisseur de la Barrière est diminuée à environ 2 nm au-dessous de la grille. Cette structure utilise un seul niveau de dopage à base de Si d'environ 1nm d'épaisseur et avec une concentration de $5 \cdot 10^{12} / \text{cm}^3$, cela est nécessaire pour augmentation de la concentration des électrons qui forment le gaz d'électron (2DEG) dans le puit de confinement. Il contribue à l'augmentation de la transconductance et le courant de drain. L'espaceur est à base de l'In_{0.52}Al_{0.48}As, il est d'environ de 2 nm.

Notre structure utilise une épaisseur de 6 nm dans la couche « Etch Stop », leur utilité nous servira à la diminution des résistances d'accès pour les deux régions de Source et

Drain. La couche de gap est multiple de trois niveaux pour les deux côtés de Source et Drain. La première couche est de 5 nm à base d' $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ avec un fort dopage d'environ $1 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$, la deuxième est de 10 nm à base d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ avec un dopage d'environ $1 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$. La dernière est de 5 nm à base de l' $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ non intentionnellement dopée.

Les contacts ohmiques pour la Source et le Drain sont formés par un empilement de Ti/Pt/Au (25nm/25nm/150nm). Par contre, celui de la grille est à base de Pt/Ti/Pt/Au (7nm/50nm/50nm/150nm). Notre grille utilise une nouvelle technologie dite Buried-Gate, elle consiste à insérer une fine couche de Pt de 1 nm d'épaisseur afin de réduire la Barrière sous la grille c.-à-d la diminution de la distance de séparation grille-canal. Par conséquent, elle induit la diminution du temps de transition vers le canal ainsi que la diminution de l'effet des canaux courts et l'effet kink. D'autre part, cette technologie de Buried-grille induit une amélioration importante de la vitesse des électrons sous la grille ce qui aidera à la diminution du délai de transition intrinsèque [6]. Cette technologie contribue à la diminution des capacités et résistances parasites par rapport à la technologie traditionnelle. Notre structure utilise une couche de passivation de 60 nm à base de l' SiO_2 . Elle comporte deux zones fortement dopées ($5 \cdot 10^{19} / \text{cm}^3$) sous les deux couches de cap multiple, ils sont à base de d' $\text{In}_{0.52}\text{Ga}_{0.48}\text{As}$. La grille a une longueur de 30 nm et les zones de recès sont de 80 nm pour ces deux cotées.

❖ Maillage de la structure

Après la présentation morphologique de notre structure électronique étudiée nous définissons le maillage qui est un élément important dans le processus de simulation sous TCAD SILVACO. Notre maillage est telle que présenté à la figure (IV.4), c'est un maillage non uniforme selon les deux axes, il est fin dans les régions critiques sous la grille, sous les électrodes de Source et Drain et au canal. En revanche, la taille des cellules dans notre cas est plus grande ailleurs (dans les autres régions).

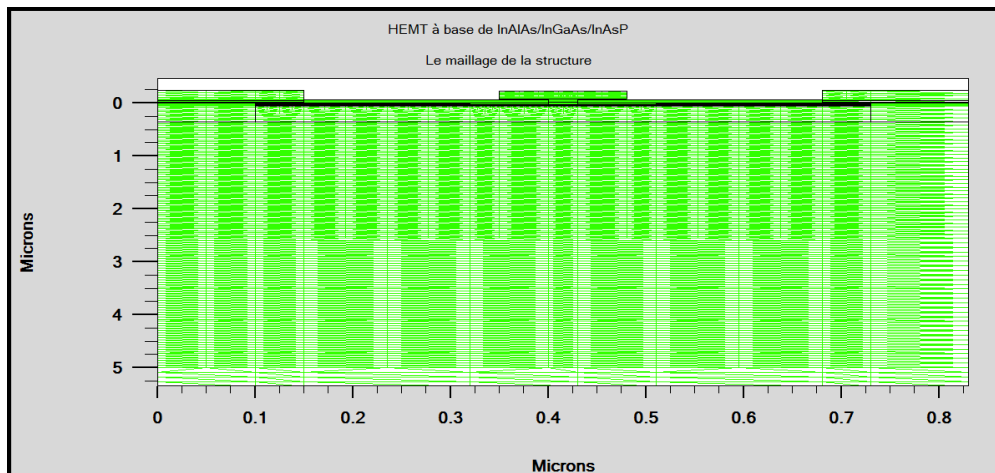


Fig. IV.4 Présentation de maillage de la structure.

Comme déjà présenté, le choix de maillage est indispensable suite à leur effet sur la qualité des résultats obtenus, plus il est fin plus les résultats sont précis.

❖ Les principales régions dans notre structure

Les principales régions spécifiques qui caractérisent notre structure se résument comme suite :

- La région de cap :

Pour les deux côtés des électrodes de Source et Drain, le cap se trouve multiple. Il est formé de trois couches, la première de 5 nm à base d'In_{0.7}Ga_{0.3}As avec un dopage de $1 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$, la deuxième est de 10 nm à base d'In_{0.53}Ga_{0.47}As avec un dopage de $1 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$ et la troisième couche est de 5 nm à base de l'In_{0.52}Al_{0.48}As non intentionnellement dopée telle que le montre la figure (IV.5).

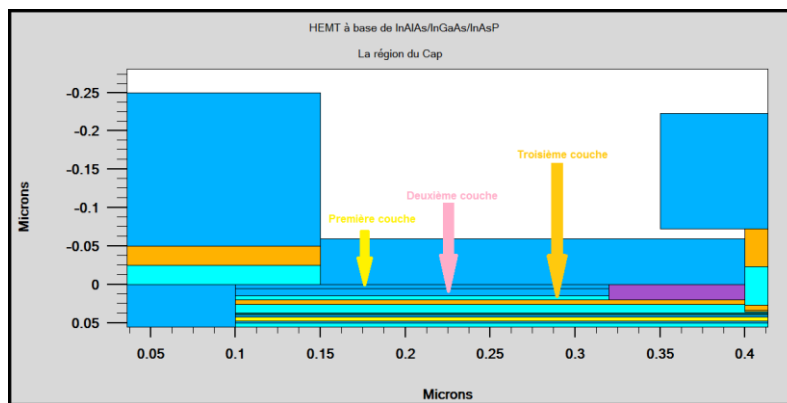


Fig. IV.5. Zoom sur la région « cap layer » de la structure.

- Région d'électrode :

Il est formé par un empilement des couches métalliques constituée de Ti/Pt/Au (25nm/25nm/150nm), leur utilité est d'augmenter la capacité de l'électrode ainsi que de diminuer leur résistance.

- Région de la grille :

Notre grille utilise une nouvelle technologie dite de Buried-Gate, elle consiste d'introduire une fine couche de Pt. Elle est de forme chapeau afin d'augmenter leur capacité ainsi que l'intensité des lignes de champ. Leur empilement est à base de Pt/Ti/Pt/Au (7nm/50nm/50nm/150nm) telle que le montre la figure (IV.6).

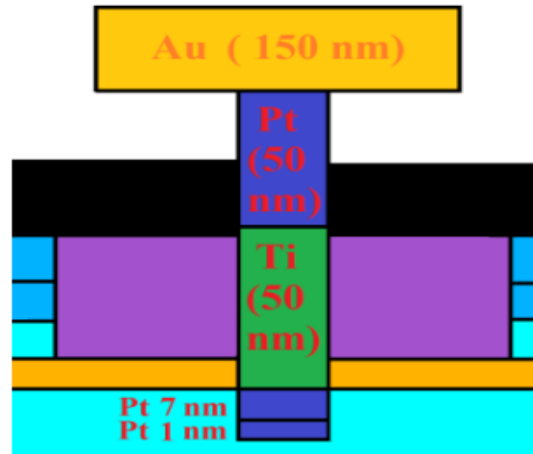


Fig. IV.6. Présentation de la grille.

- Région sous les électrodes

Les régions sous électrodes de Source et Drain sont formées par l' $\text{In}_{0.52}\text{Ga}_{0.48}\text{As}$ fortement dopées, ils servent à augmenter la vitesse des porteurs de charges suite à la diminution du temps de transition au niveau des zones sous les électrodes. La figure (IV.7) présente ces deux régions.

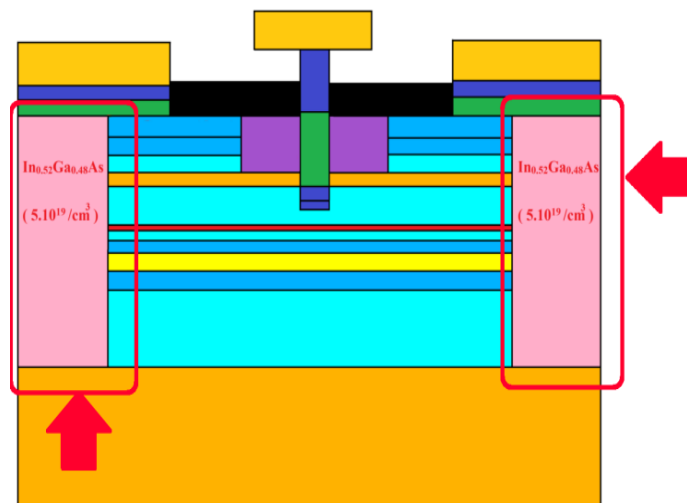


Fig. IV.7. Les régions sous les électrodes de Source et Drain.

- Région de canal :

Le canal de notre structure est composite, il est à base des matériaux semi-conducteurs largement utilisés aux applications de l'électronique rapide, il exploite trois couches fonctionnelles formées par $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{InAs}/\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ (3nm/5nm/2nm) intentionnellement non dopées telle que le montre la figure (IV.8).

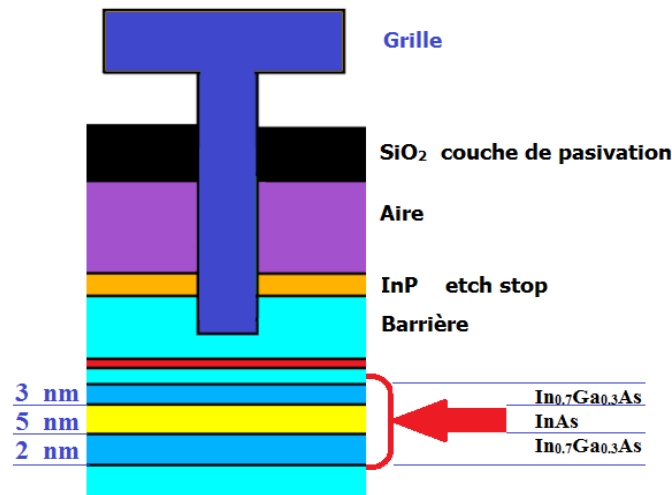


Fig. IV.8. Présentation de canal composite.

❖ Profile de dopage

Le profil de dopage dans notre structure est présenté dans la figure (IV.9). Les régions qui sont fortement dopées sont les régions sous électrodes. En revanche, les régions de cap sont moins dopées. Le canal comme déjà présenté est non dopé.

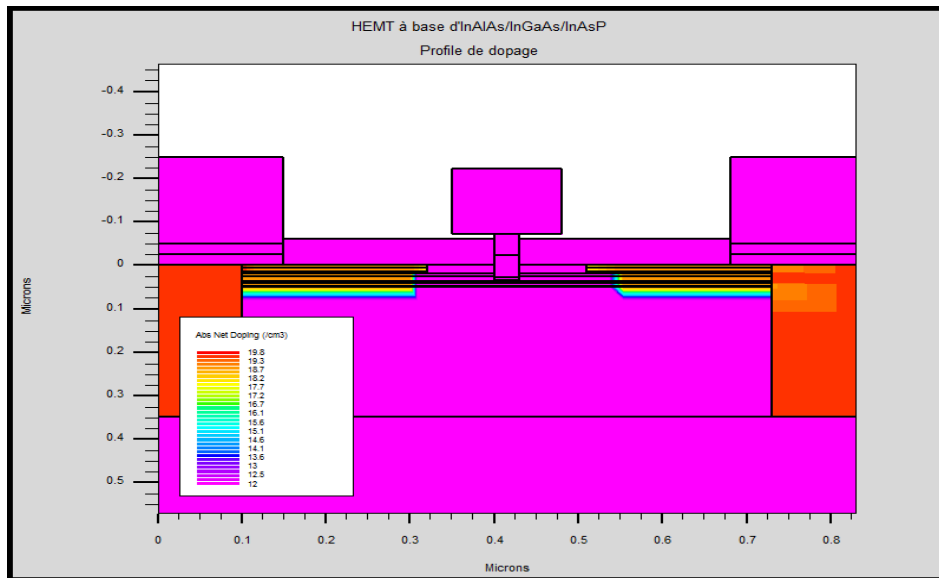


Fig. IV.9. Profil de dopage.

❖ Les modèles de simulation

• *Equations de base pour les semi-conducteurs*

Des années de recherche sur la physique des dispositifs ont abouti à un modèle mathématique valable pour tous les dispositifs semi-conducteur [7]. C'est un modèle composé d'un ensemble d'équations fondamentales qui relient le potentiel

électrostatique et la densité des porteurs de charge dans une simulation. Ces équations résolues par le simulateur de dispositif sont à usage général, elles ont été dérivées à partir des lois de Maxwell. Ils interviennent dans l'équation de Poisson et les équations de continuité des porteurs de charge ainsi que les équations de transport. L'équation de Poisson rapporte les variations du potentiel électrostatique suite à la variation de la densité de charge. L'équation de continuité et les équations de transport décrivent la manière dont les densités d'électrons et trous évoluent suite aux processus de transport (les interactions) ainsi que la génération et la recombinaison des électrons.

- *L'équation de Poisson*

L'équation de Poisson relie le potentiel électrostatique à la densité de charge, elle est donnée par la formule suivante :

$$\text{div} (\varepsilon \nabla \Psi) = -\rho \quad (\text{IV.11})$$

Ψ est le potentiel électrostatique, ε est la permittivité locale et ρ la densité de charge. Le potentiel de référence peut être défini de diverses façons. Pour Atlas, c'est le potentiel intrinsèque de Fermi Ψ_i . Notons que, la densité de charge est la somme de tous les charges mobiles et fixes dans la structure simulée, il comprend les électrons, les trous et les impuretés ionisées. Le champ électrique est obtenu à partir du gradient de potentiel et il est donné par la formule suivante:

$$\vec{E} = -\nabla \Psi \quad (\text{IV.12})$$

- *Equations de continuité pour les porteurs*

L'équation de continuité pour les électrons et les trous sont définies par les formules suivantes:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_n + G_n - R_n \quad (\text{IV.13})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_p + G_p - R_p \quad (\text{IV.14})$$

n et p sont la concentration des électrons et trous respectivement, \vec{J}_n et \vec{J}_p sont la densité de courant pour les électrons et les trous respectivement, G_n et G_p sont le taux de génération des électrons et des trous respectivement, R_n et R_p sont le taux de recombinaison pour les électrons et les trous respectivement, q est la charge de l'électron.

- *Les équations de transport*

Les équations (IV.11), (IV.13) et (IV.14) se présentent tels que des équations principales pour la simulation des dispositifs. En revanche, d'autres équations

secondaires sont nécessaires pour spécifier des modèles physiques particuliers tels que G_n , R_n , G_p et R_p . Les équations de la densité de courant ou de transport de charge sont obtenues en appliquant des approximations et des simplifications de l'équation de transport de Boltzmann (BTE). A partir de ces hypothèses, nous pourrions aboutir à certains modèles décrivent le transport tels que le modèle de Drift-Diffusion et le modèle hydrodynamique.

Le choix du modèle de transport des porteurs aura une influence sur le choix des autres modèles décrivent la densité des porteurs tels que les modèles de génération et de recombinaison des porteurs. Le modèle de transport le plus simple qui est largement utilisé est le modèle Dérive-Diffusion, c'est un modèle qui possède une caractéristique attrayante pour la simulation de transport. Il n'introduit pas des variables indépendantes en addition de Ψ , n et p . Jusqu'à présent, le modèle de Drift-Diffus est adéquat pour presque tous les dispositifs. Cependant, l'approximation de Dérive-Diffusion est devenue moins précis pour les dispositifs de petites tailles. Par conséquent, le modèle de l'équilibre énergétique ainsi que le modèle hydrodynamique sont devenus importants et nécessaires pour simuler les dispositifs submicroniques. TCAD-SILVACO dans leur module Atlas fournit le modèle de Dérive-Diffusion ainsi que d'autres modèles avancés pour simuler le transport.

- *Description de modèle de transport dérive-diffusion*

Les dérivations basées sur la théorie du transport de Boltzmann ont montrés que la densité de courant dans les équations de continuités peut être présentée approximativement par un modèle de Dérive-Diffusion [8].

Dans ce cas, la densité de courant pour les électrons et les trous est exprimée en fonction de quasi-Fermi niveaux ϕ_n et ϕ_p et elle est donnée par la relation suivante :

$$\vec{J}_n = -q\mu_n n \nabla \phi_n \quad (\text{IV.15})$$

$$\vec{J}_p = -q\mu_p p \nabla \phi_p \quad (\text{IV.16})$$

μ_n et μ_p sont la mobilité des électrons et trous respectivement. Les quasi-Fermi niveaux sont ensuite liés à la concentration des porteurs de charge et au potentiel à travers les deux approximations de Boltzmann suivantes:

$$n = n_{ie} \exp \left[\frac{q(\Psi - \Phi_n)}{kT_L} \right] \quad (\text{IV.17})$$

$$p = n_{ie} \exp \left[\frac{-q(\Psi - \Phi_p)}{kT_L} \right] \quad (\text{IV.18})$$

n_{ie} : est la concentration intrinsèque effective, T_L est la température du réseau. Les deux équations (IV.17) et (IV.18) peuvent être réécrites ensuite pour définir les quasi-Fermi potentiels, ils sont données par les formules suivantes:

$$\Phi_n = \Psi - \frac{kT_L}{q} \ln \frac{n}{n_{ie}} \quad (IV.19)$$

$$\Phi_p = \Psi + \frac{kT_L}{q} \ln \frac{p}{n_{ie}} \quad (IV.20)$$

En substituant les équations (IV.19) et (IV.20) aux expressions de la densité de courant, on obtient les relations suivantes:

$$\vec{J}_n = qD_n \nabla n - qn\mu_n \nabla \Psi - \mu_n n (kT_L \nabla (\ln n_{ie})) \quad (IV.21)$$

$$\vec{J}_p = -qD_p \nabla p - qp\mu_p \nabla \Psi - \mu_p p (kT_L \nabla (\ln n_{ie})) \quad (IV.22)$$

Les deux dernières équations expliquent le gradient de concentration intrinsèque effectif pour les porteurs de charge, il prend en compte les effets de rétrécissement de bande « bandgap narrowing effects ». Le champ électrique efficace est défini dans ce cas pour les électrons et les trous comme suite :

$$\vec{E}_n = -\nabla \left(\Psi + \frac{kT_L}{q} \ln n_{ie} \right) \quad (IV.23)$$

$$\vec{E}_p = -\nabla \left(\Psi - \frac{kT_L}{q} \ln n_{ie} \right) \quad (IV.24)$$

Les deux équations de champ électrique (IV.23) et (IV.24) nous permettent d'écrire les équations de Dérive-Diffusion les plus classiques, ils sont exprimées sous la forme suivantes :

$$\vec{J}_n = qn\mu_n \vec{E}_n + qD_n \nabla n \quad (IV.25)$$

$$\vec{J}_p = qp\mu_p \vec{E}_p - qD_p \nabla p \quad (IV.26)$$

$$\text{Avec : } D_n = \frac{kT_L}{q} \mu_n, D_p = \frac{kT_L}{q} \mu_p.$$

Si la statistique de Fermi-Dirac est supposée pour les électrons, les deux coefficients D_n et D_p seront donnés telle que :

$$D_x = \frac{\left(\frac{kT_L}{q} \mu_n\right) F_{1/2} \left\{ \frac{1}{kT_L} [\varepsilon_{Fn} - \varepsilon_C] \right\}}{F_{-1/2} \left\{ \frac{1}{kT_L} [\varepsilon_{Fn} - \varepsilon_C] \right\}} \quad (IV.27)$$

F_α est l'intégrale de Fermi-Dirac de l'ordre α , ε_{Fn} est donné par $-q\Phi_n$.

Une expression analogue est utilisée pour les trous avec les statistiques de Fermi-Dirac.

4.3. Résultats de l'application de la méthode de Monte-Carlo

4.3.1. Présentation du taux d'occupation dans les matériaux étudiée

Dans les figures (IV.10), (IV.11), (IV.12), (IV.13) et (IV.14) on présente le taux d'occupation des vallées Γ , L et X pour l' $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, l'InP et l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$. Au départ, avant l'application du champ, la vallée Γ est complètement chargée contrairement aux deux autres vallées L et X dites satellites. Sous l'application et avec l'augmentation du champ la vallée Γ commence à se vider contrairement aux deux autres vallées L et X, ils se remplissent. Cela est attribué au transfert des électrons vers les vallées satellites lorsqu'ils atteindront une énergie suffisante qu'elle est au moins égale à la différence entre deux vallées successives.

Le départ de transfert est toujours pour une valeur caractéristique dépendante du gap de matériau, elle est d'environ 7.10^3kv/cm , 5.10^3kv/cm , 10.10^3kv/cm et 4.10^3kv/cm pour l' $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, InP et l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ respectivement. L' $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.47}\text{As}$ possède une particularité énergétique par rapport aux autres matériaux, celle-ci se présente dans la distance énergétique entre les vallées Γ -L et Γ -X dont celle entre Γ -X est faible par rapport à celle entre Γ -L malgré que la vallée X soit dans une position supérieure à la vallée L. Par conséquent, elle causera le départ de leur remplissage (vallée X) avant la vallée L.

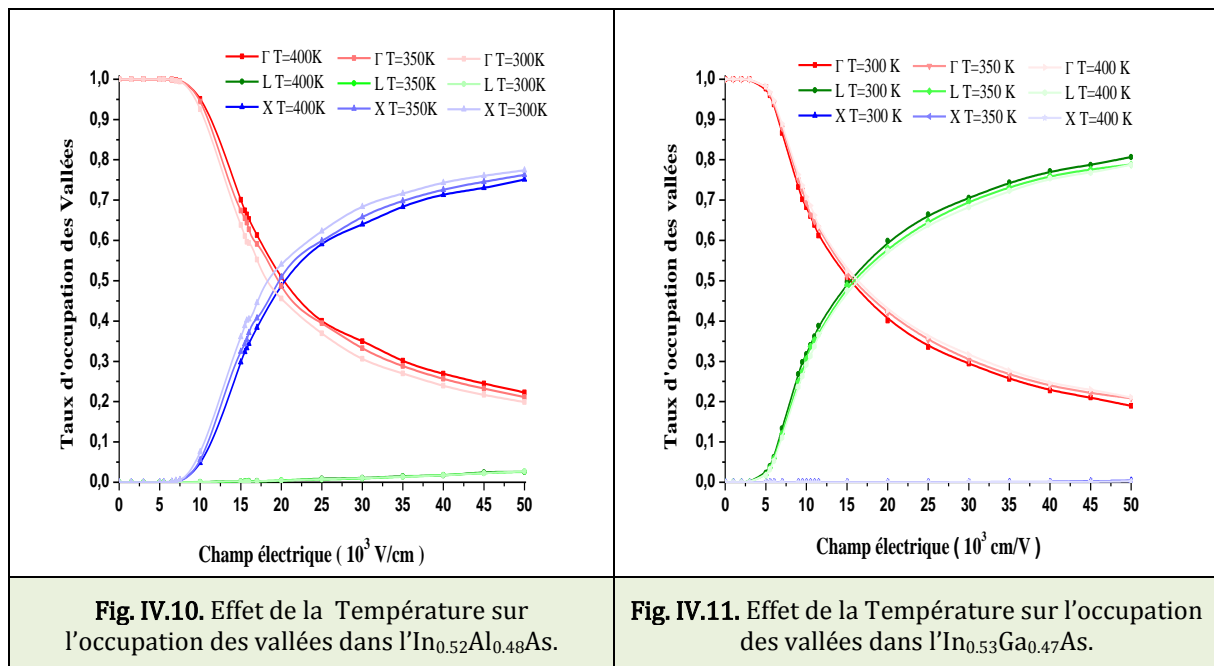


Fig. IV.10. Effet de la Température sur l'occupation des vallées dans l' $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$.

Fig. IV.11. Effet de la Température sur l'occupation des vallées dans l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

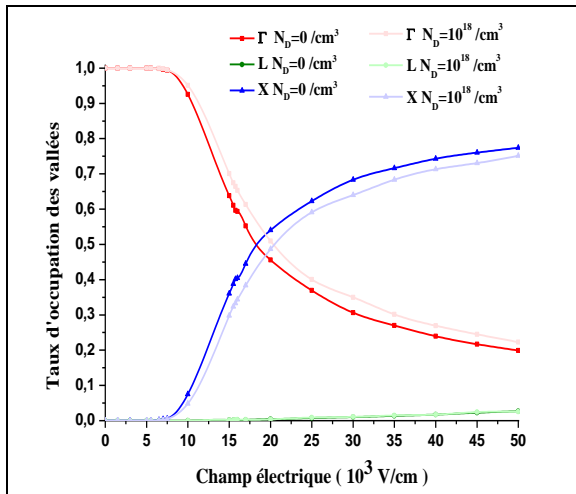


Fig. IV.12. Effet de la concentration des dopants N_D sur l'occupation des vallées dans l' $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$.

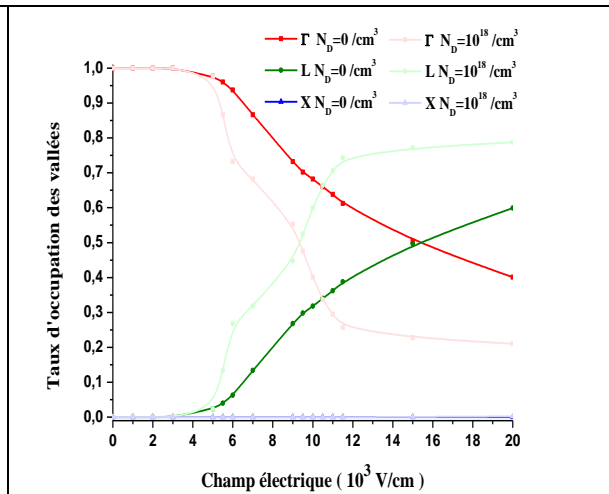


Fig. IV.13. Effet de la concentration des dopants N_D sur l'occupation des vallées dans l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

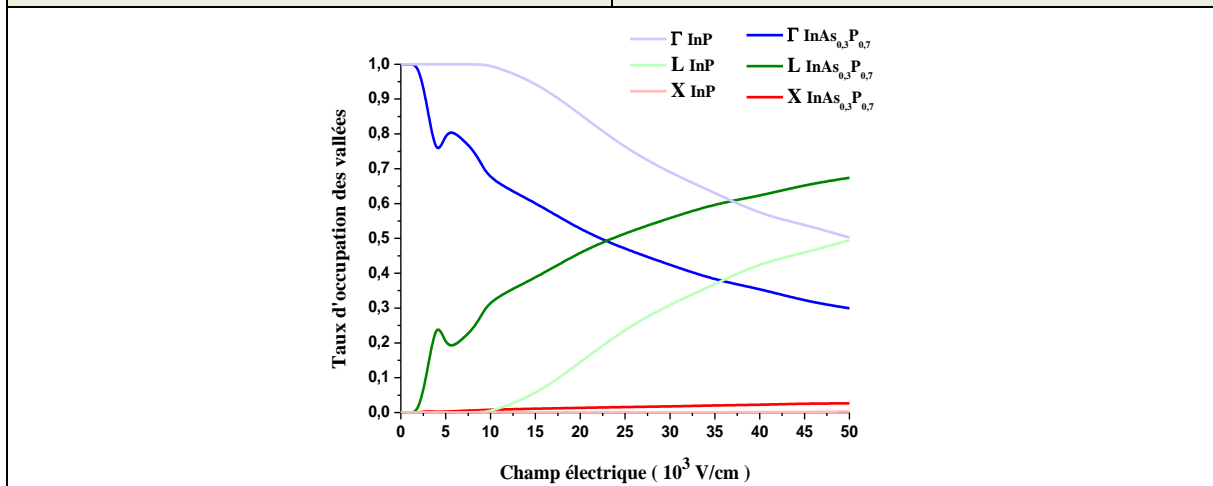
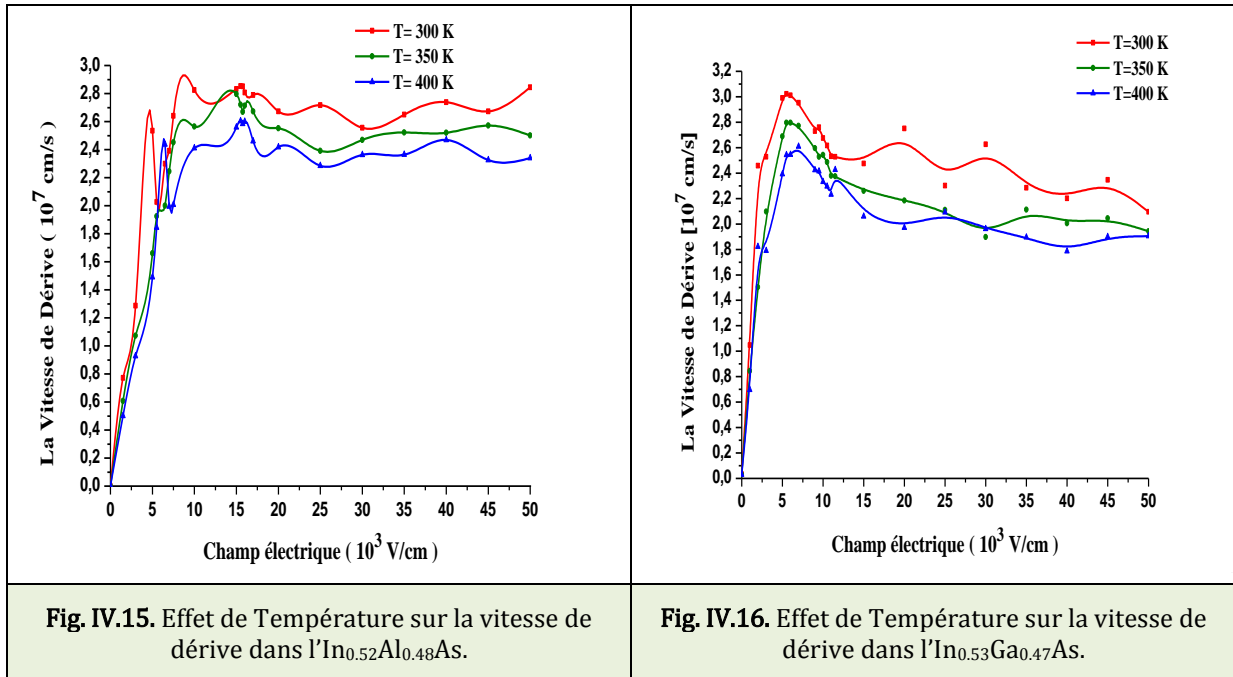


Fig. IV.14. L'occupation des vallées dans l'InP et l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ à $T=300\text{ K}$.

L'augmentation de la température induit l'augmentation de l'énergie des porteurs de charges. À une valeur fixe pour le champ, le taux d'occupation pour une température élevée dans la vallée Γ est supérieure que celui d'une faible température. Cela nous indique que le taux de transfert des électrons est diminué, cette diminution est attribuée à l'augmentation de taux d'interaction qui se produisent. Notons que, le taux d'occupation pour les vallées satellites est le complément de la vallée de départ (la vallée Γ). L'augmentation de dopage induit l'augmentation de la concentration des porteurs. Par conséquent, cela mènera à la diminution de la portion des électrons transférés par rapport au nombre total des porteurs qui se trouve augmenter dans le cas d'un faible dopage. Dans la figure (IV.14), nous présentons une comparaison de taux d'occupation des vallées pour l'InP et l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$, le champ correspond au départ de transfert des porteurs pour l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ vers la vallée L est environ $2.5 \cdot 10^3 \text{ cm/V}$. Par contre, il est à l'ordre de $9.5 \cdot 10^3 \text{ cm/V}$ pour l'InP. D'autre part, le transfert vers la vallée X est ainsi le premier dans le cas de l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ par rapport à l'InP cela est attribué aux caractéristiques énergétiques de l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ par rapport à celle de l'InP. Ces

avantageuses caractéristiques sont la principale conséquence de l'introduction de l'arsénique dans la composition de l'InP dont cela causera une importante atténuation de leur énergies structurales. Non plus pour le gap mais aussi pour les différences énergétiques telles qu'entre les vallées L-X.

4.3.2. Étude de la vitesse de dérive



Dans les figures (IV.15), (IV.16), (IV.17), (IV.18) et (IV.19) nous présentons l'évolution de la vitesse de dérive en fonction de champ. L'augmentation de champ appliqué induit l'augmentation de la vitesse des porteurs jusqu'à une valeur maximale suite à l'augmentation de l'énergie absorbé et quelle est fournie par le champ appliqué. La vitesse après ce régime commence une nouvelle séquence de diminution, cela est attribué à l'augmentation de taux d'interactions qui se produisent. Ainsi que, suite au transfert des porteurs vers les vallées satellites dont ils seront caractérisés par une masse effective plus élevée, ce comportement est enregistré pour tous les matériaux étudiés.

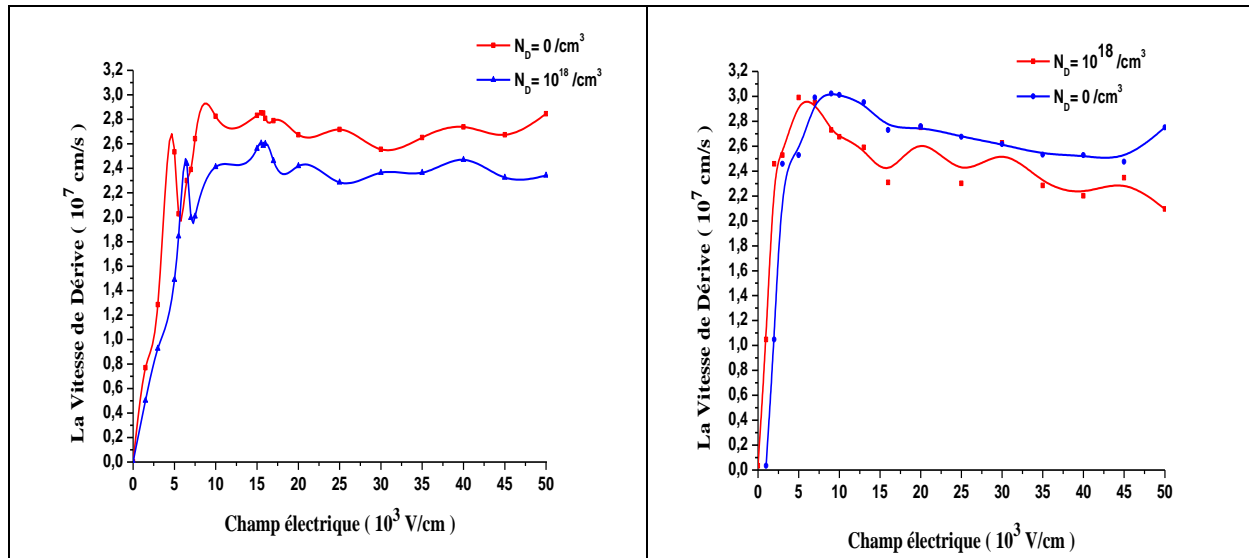


Fig. IV.17. Effet de N_D sur la vitesse de dérivation dans l' $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$.

Fig. IV.18. Effet de N_D sur la vitesse de dérivation dans l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

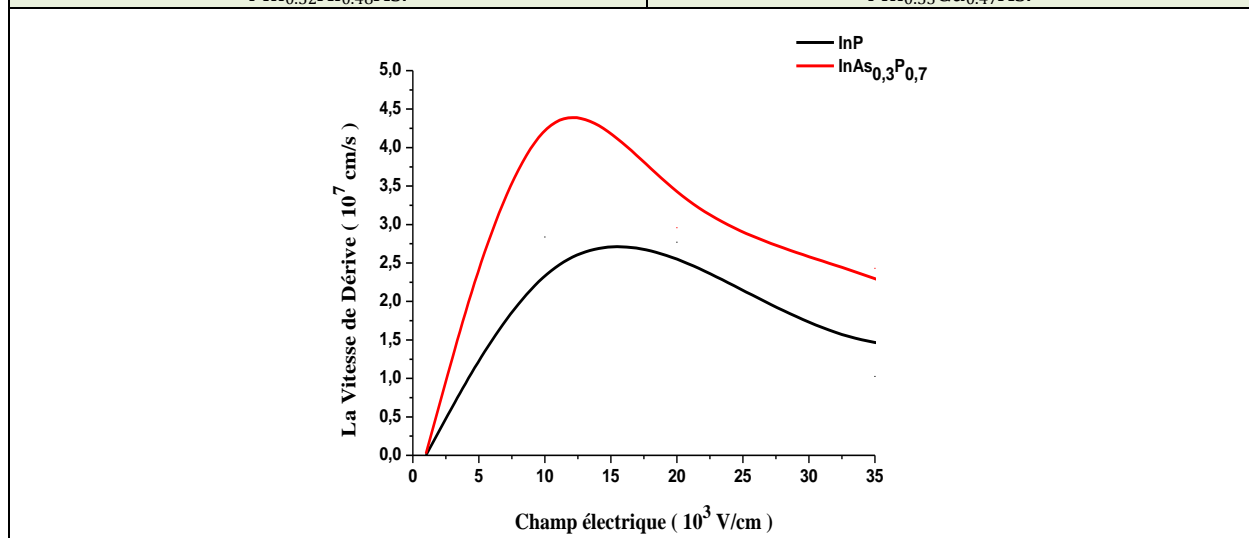


Fig. IV.19. états non-stationnaire pour la vitesse de dérivation des porteurs dans l'InP et l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ pour $T = 300 \text{ K}$.

La valeur crête de la vitesse est d'environ $2.8 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$, $3 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$, $2.5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ et $4.5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ à température ambiante pour l'InAlAs, l'InGaAs, InP et l'InAsP respectivement. Nous prenons en comparaison l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ et l'InP, on remarque la meilleure tenue de la vitesse de dérivation pour l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ par rapport à l'InP. C'est la conséquence de l'introduction de l'arsénique à la composition de l'InP avec un taux de 30% dont elle induit la diminution des énergies caractéristiques de l'InP et par conséquent l'augmentation du l'effet de champ appliqué sur les porteurs. A son tour, ce champ induit l'augmentation de la vitesse de dérivation. D'autre part, la diminution des énergies structurelles de matériau principalement la bande interdite (l'énergie de gap) mènera à une masse effective plus faible telle que le cas pour l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ par rapport à l'InP. À leur tour, elle augmentera la vitesse de dérivation. L'augmentation de la température ou de dopage mènera à la diminution de la vitesse de dérivation pour les porteurs de charge dans

tous les matériaux, c'est la conséquence de l'augmentation de taux d'interactions qui se produisent. Dans le cas de l'augmentation de la température, elle induit l'augmentation de l'énergie cinétique des porteurs. Contrairement à l'augmentation de dopage dont la densité des électrons qu'elle sera augmentée et qu'elle causera l'augmentation de la probabilité d'avoir une interaction dont les porteurs perdent leur énergie qui a son tour réduira leur vitesse.

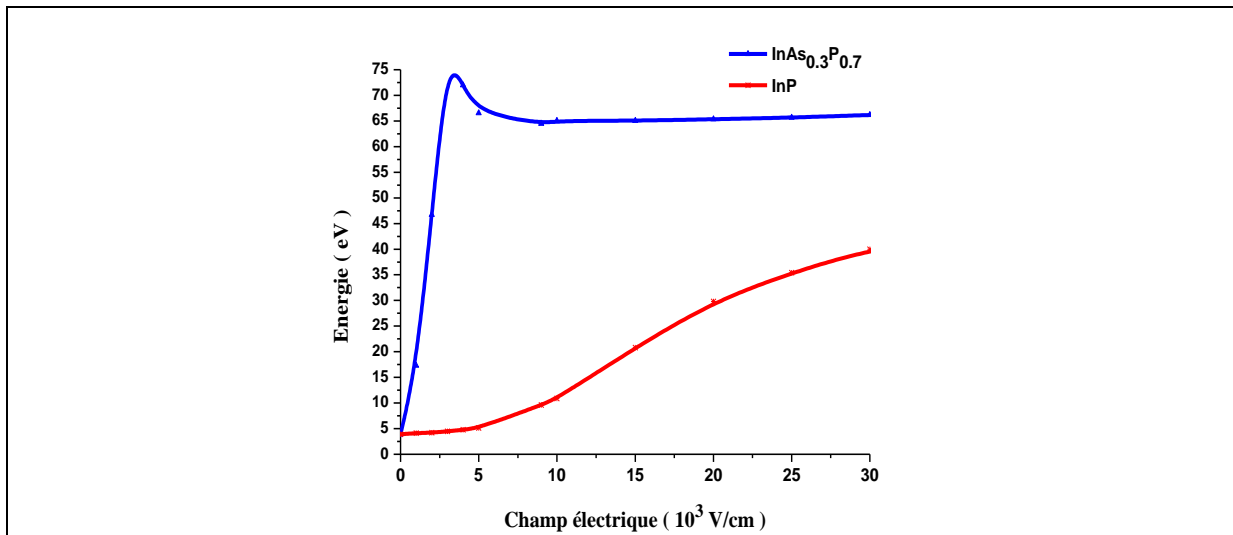


Fig. IV.20. états stationnaire pour l'énergie des porteurs dans l'InP et l'InAs_{0.3}P_{0.7} pour T = 300 K.

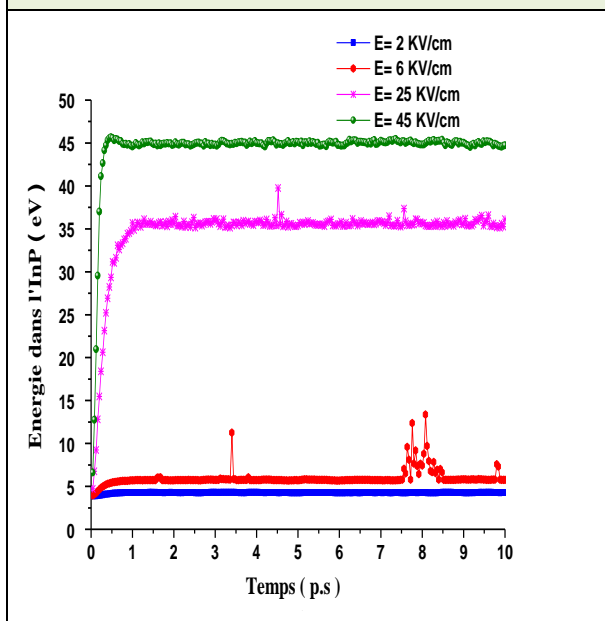


Fig. IV.21. états stationnaire pour la vitesse de dérive des porteurs dans l'InP sous T = 300 K.

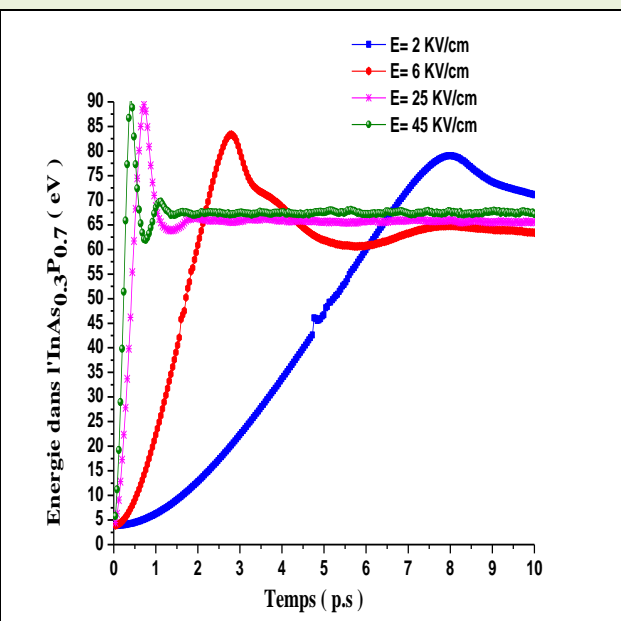
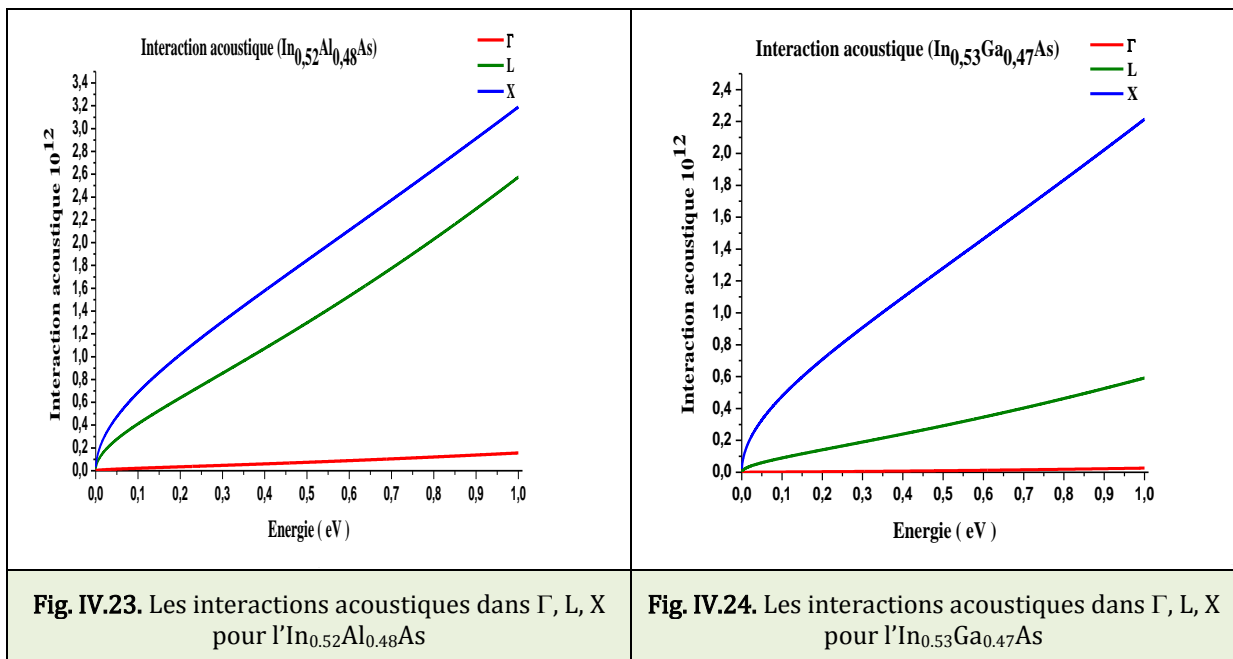


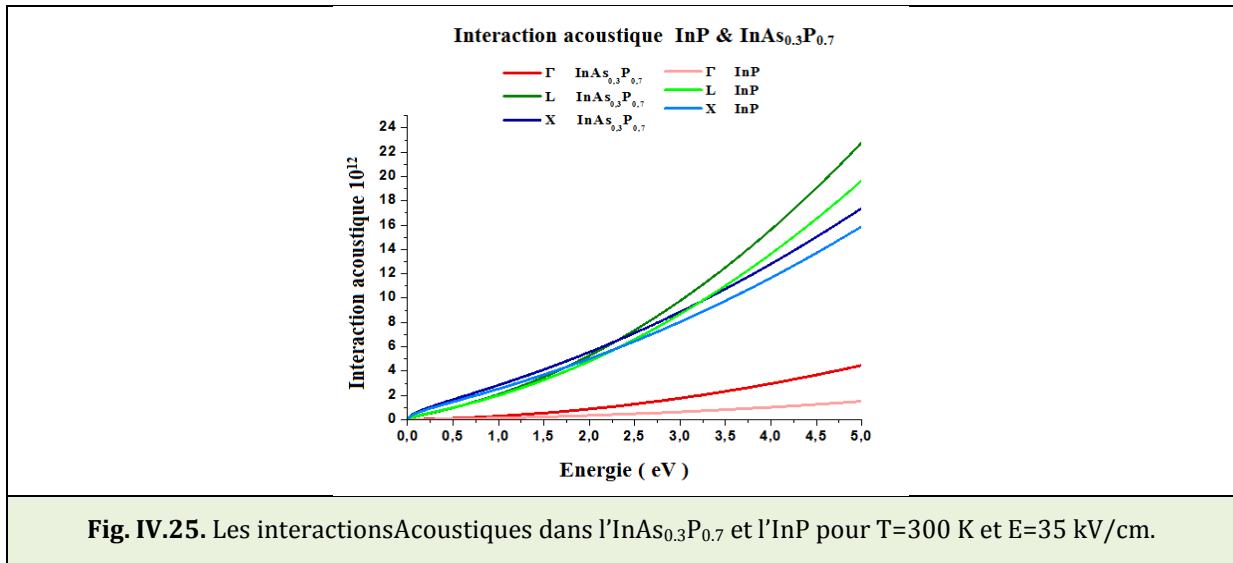
Fig. IV.22. états non-stationnaire pour l'énergie des porteurs dans l'InAs_{0.3}P_{0.7} sous T = 300 K.

Dans les figures (IV.20), (IV.21) et (IV.22), nous présentons l'évolution de l'énergie des porteurs de charge pour l'InAs_{0.3}P_{0.7} et l'InP dans les deux régimes stationnaire et non stationnaire. Dans le cas de régime non-stationnaire, l'augmentation de champ induit l'augmentation de l'énergie des porteurs de charges pour les deux matériaux dû à

l'augmentation de l'énergie absorbée qu'elle est fournie par le champ appliqué. L'énergie absorbée par les porteurs dans l'InAs_{0.3}P_{0.7} est beaucoup plus grande que celle dans l'InP ainsi qu'elle atteint sa valeur maximale rapidement. Cela est attribué à la faible quantité d'énergie absorbée par le réseau du matériau (l'InAs_{0.3}P_{0.7}) suite à leur faible énergie caractéristique. D'autre part et dans le cas d'un matériau à faible énergie, l'énergie des porteurs se sature rapidement suite au taux élevé des différentes interactions qu'ils se produisent et qu'ils s'accompagnent par l'émission de l'énergie. Cela peut être justifié par les courbes d'énergie au régime stationnaire (figures (IV.21) et (IV.22)). A partir des deux figures de régime non-stationnaire, l'énergie des porteurs après un certain moment se sature quelle que soit les propriétés énergétiques de matériau. C'est la conséquence des interactions dont ils s'accompagnaient par l'émission de l'énergie. La saturation est atteinte rapidement pour un matériau à grande énergie, elle est attribué à leur faible valeur (énergie de saturation) telle que le cas pour l'InP dont elle est d'environ de 45 eV sous un champ de 45 KV/cm. Ainsi que, elle est la conséquence de la grande quantité d'énergie absorbée par le réseau du matériau. Contrairement aux matériaux à faible énergie dont l'énergie de saturation est beaucoup plus grande environ de 70 eV sous un champ de 45 KV/cm et avec un temps dépendant du champ appliqué. L'augmentation du champ appliqué mènera à la diminution de temps nécessaire pour atteindre la saturation suite au nombre assez élevé des interactions qu'ils se produisent (le nombre d'interaction augmente avec l'augmentation de l'énergie fournie, et par conséquent les électrons atteindront leur énergie de saturation rapidement).

4.3.3. Étude des interactions





Dans les figures (IV.23), (IV.24) et (IV.25), nous présentons le taux d'interaction acoustique dans les trois vallées Γ , L et X pour l'In_{0,52}Al_{0,48}As, l'In_{0,53}Ga_{0,47}As, l'InPet l'InAs_{0,3}P_{0,7} respectivement. Les interactions acoustiques sont les interactions les plus dominantes dans les interactions élastiques, ils sont causés suites au dopage type N (dopage des électrons au matériau). Nous remarquons à partir de ces figures que, ce type d'interaction se produit essentiellement dans les vallées satellites pour tous les matériaux considérés à notre étude. Pour ce type, le taux d'interaction augmente avec l'augmentation de l'énergie fournie dont les électrons seront transférés vers les vallées satellites. Cela mènera à l'augmentation de leurs concentration au niveau de ces vallées qui à son tour augmentera le taux d'interaction. Ainsi que, à température ou champ très élevés, ce type d'interaction devient dominant et l'énergie de l'électron sera supérieure par rapport à celle de phonon optique du réseau (suite à l'augmentation de la portion d'énergie absorbée de leur part). Par conséquent, l'électron aura tendance à transmettre une partie de cette énergie au réseau par émission d'un phonon qui à leur tour cette émission induit comme déjà présenté précédemment la saturation de la vitesse.

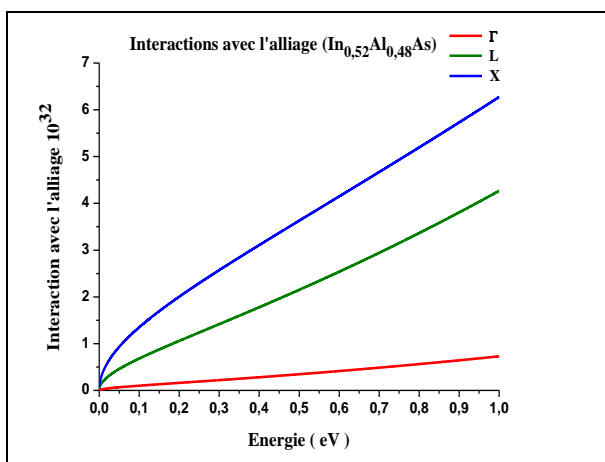


Fig. IV.26. Les interactions avec l'alliage dans Γ , L et X pour l'In_{0,52}Al_{0,48}As

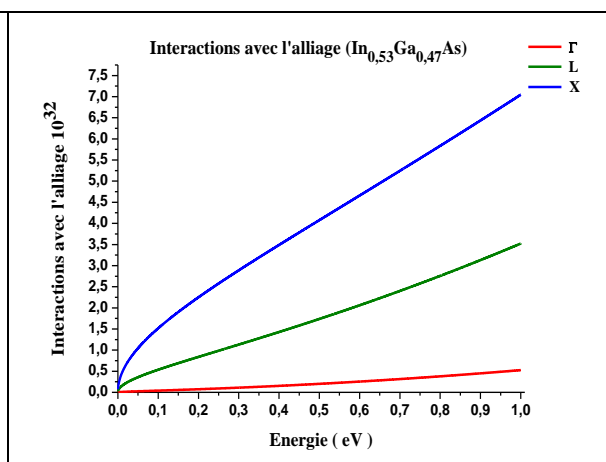


Fig. IV.27. Les interactions avec l'alliage dans Γ , L et X pour l'In_{0,53}Ga_{0,47}As

Les deux figures (IV.26) et (IV.27) présentent le taux d'interaction avec l'alliage dans les vallées Γ , L et X pour l'In_{0.52}Al_{0.48}As et l'In_{0.53}Ga_{0.47}As respectivement. Ce type d'interaction (interaction avec l'alliage (le réseau)) a le même comportement que l'interaction acoustique dont il est fréquent pour les vallées satellites, leur taux augment ainsi avec l'augmentation de l'énergie. Il a un effet considérable sur la saturation de la vitesse des électrons, par conséquent il mènera à la limitation des performances de transport électronique nécessaire pour les l'électronique rapide.

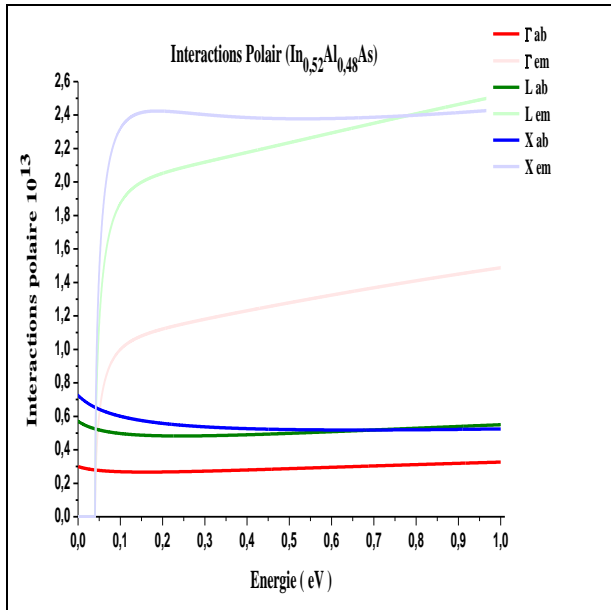


Fig. IV.28. Les interactions Polaires dans Γ , L, X pour l'In_{0.52}Al_{0.48}As

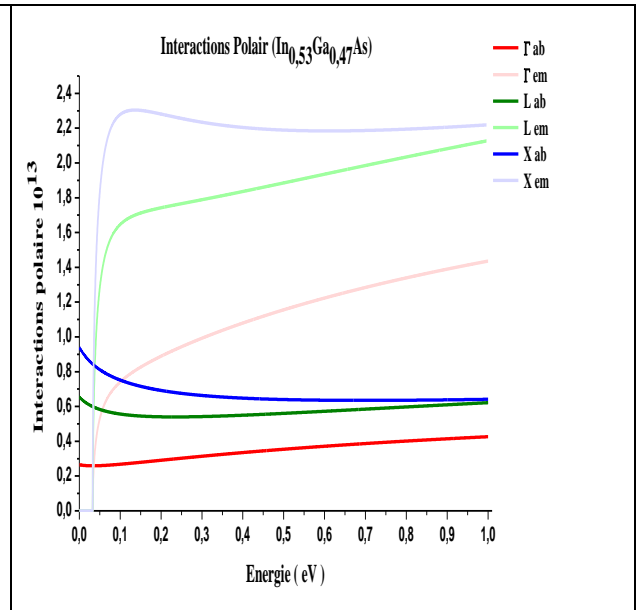


Fig. IV.29. Les interactions Polaires dans Γ , L, X pour l'In_{0.53}Ga_{0.47}As

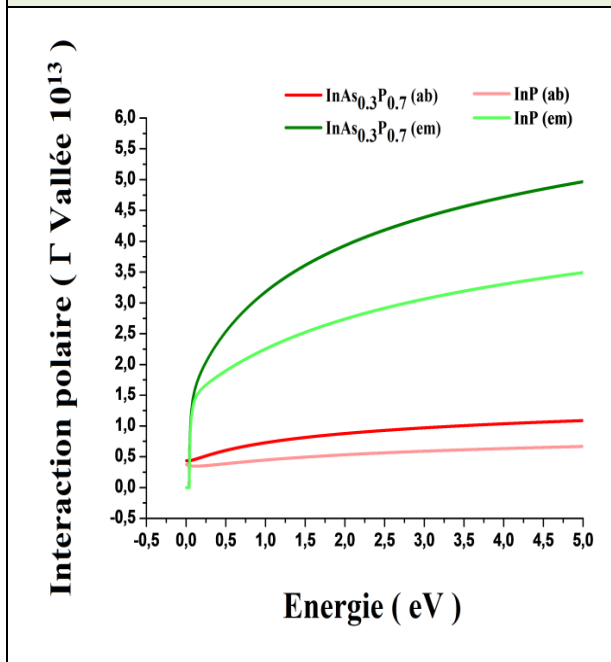


Fig. IV.30. Les interactions Polaires à la vallée Γ dans l'InAs_{0.3}P_{0.7} et l'InP pour T=300 K et E=35 kV/cm.

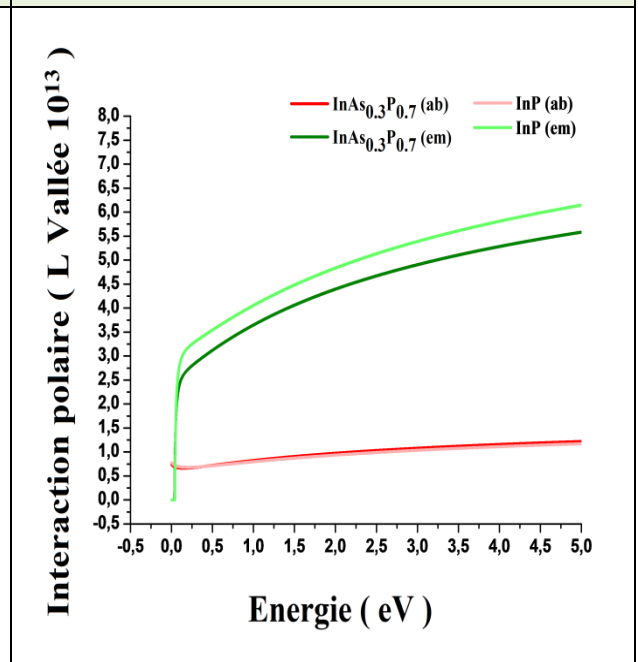


Fig. IV.31. Les interactions Polaires à la vallée L dans l'InAs_{0.3}P_{0.7} et l'InP pour T=300 K et E=35 kV/cm.

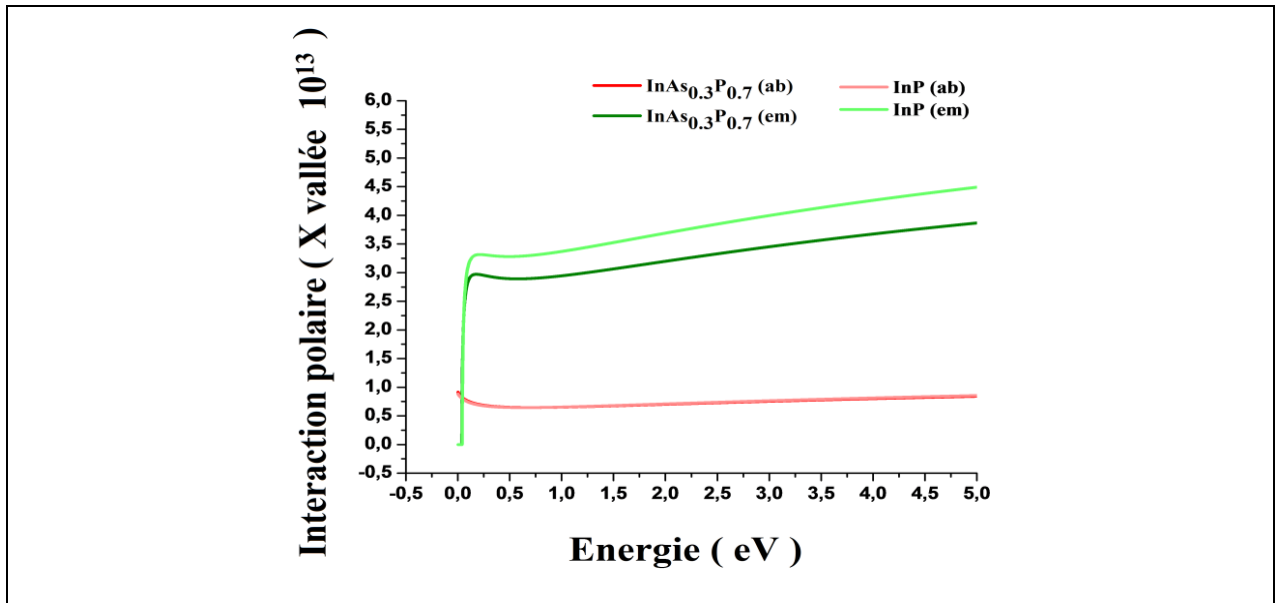


Fig. IV.32. Les interactions Polaires à la vallée X dans l'InAs_{0.3}P_{0.7} et l'InP pour T=300 K et E=35 kV/cm.

Les interactions polaires sont dominantes en vallées centrales et à faible champ, leurs taux augmentent avec l'augmentation de l'énergie voire les figures de (IV.28) à (IV.32). Elles sont caractérisées par l'échange d'un phonon ainsi que ce type d'interaction est dominant en émission d'énergie pour tous les matériaux étudiés. La comparaison entre l'In_{0.52}Al_{0.48}As et l'In_{0.53}Ga_{0.47}As ainsi que entre l'InP et l'InAs_{0.3}P_{0.7} nous permet de conclure que l'augmentation des énergies caractéristiques de matériau induit l'augmentation de taux d'interaction en émission d'énergie. Contrairement au cas des interactions en absorption d'énergie dont leurs taux augmentent avec la diminution des énergies de matériau.

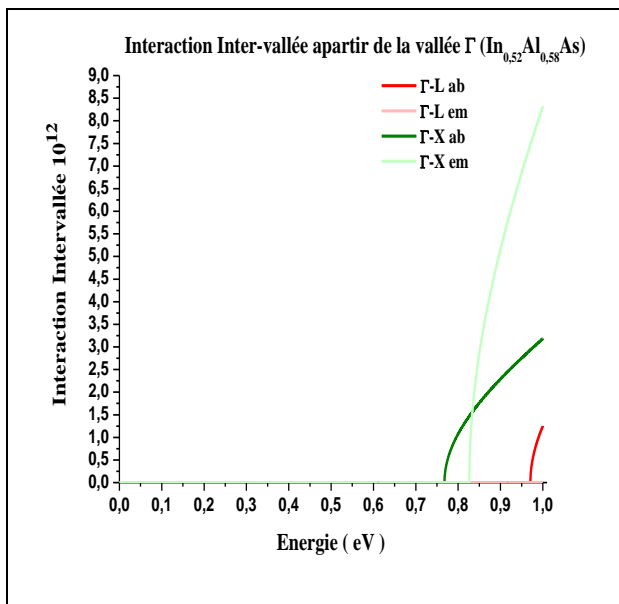


Fig. IV.33. Les interactions Inter-vallées dans l'In_{0.52}Al_{0.48}As à partir de Γ.

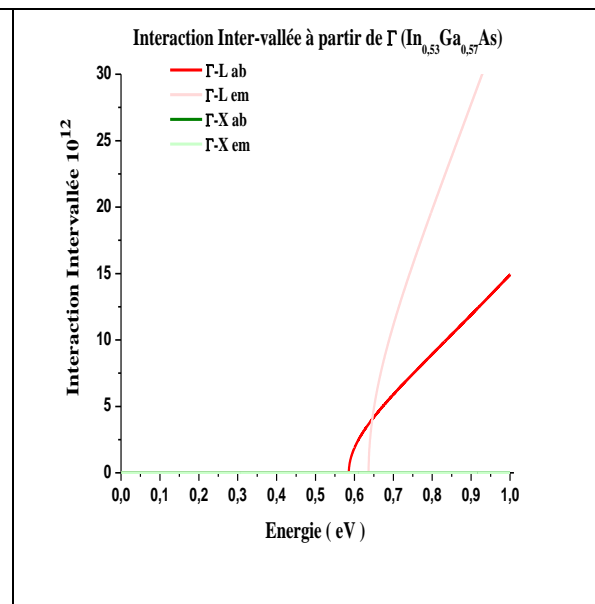


Fig. IV.34. Les interactions Inter-vallées dans l'In_{0.53}Ga_{0.47}As à partir de Γ.

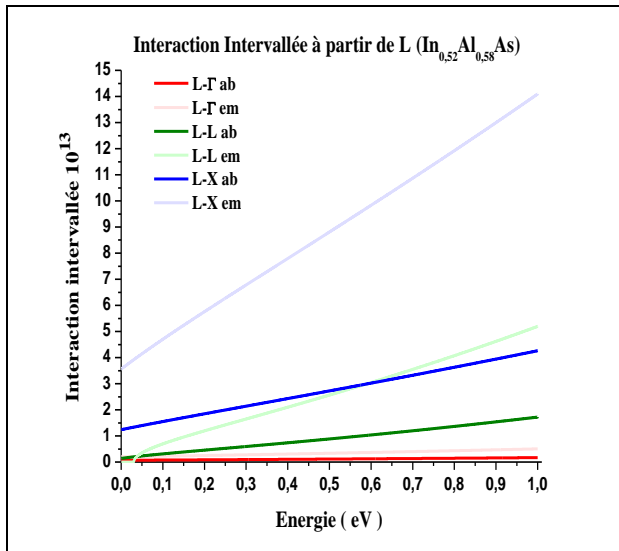


Fig. IV.35. Les interactions Intervallées dans l' $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ à partir de L.

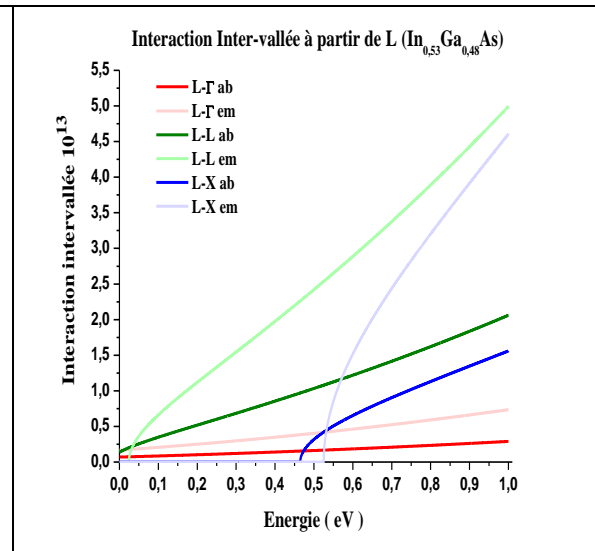


Fig. IV.36. Les interactions Intervallées dans l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ à partir de L.

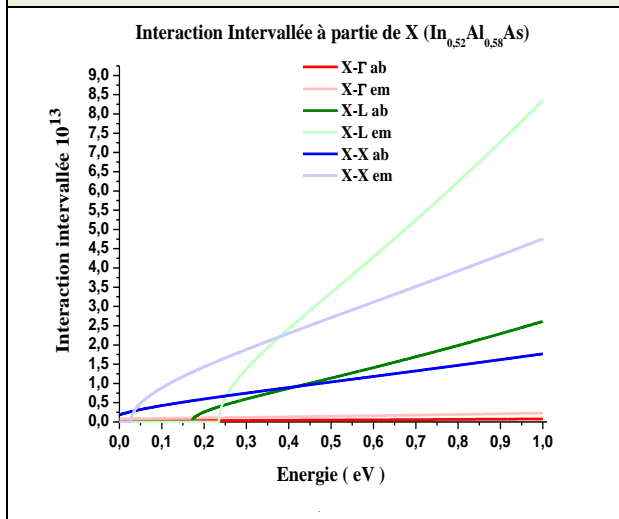


Fig. IV.37. Les interactions Intervallées dans l' $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ à partir de X.

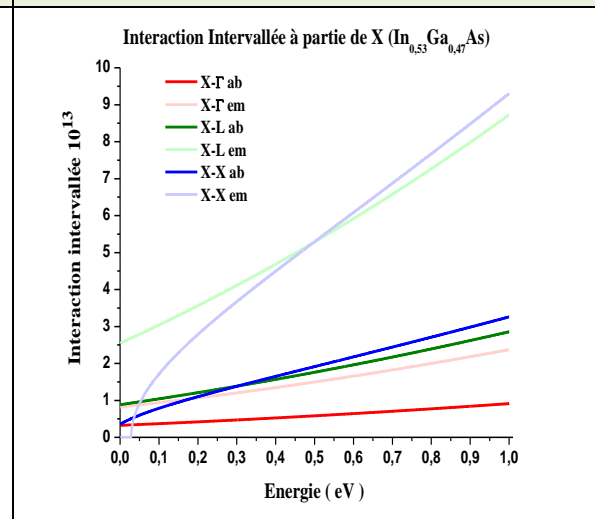


Fig. IV.38. Les interactions Intervallées dans l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ à partir de X.

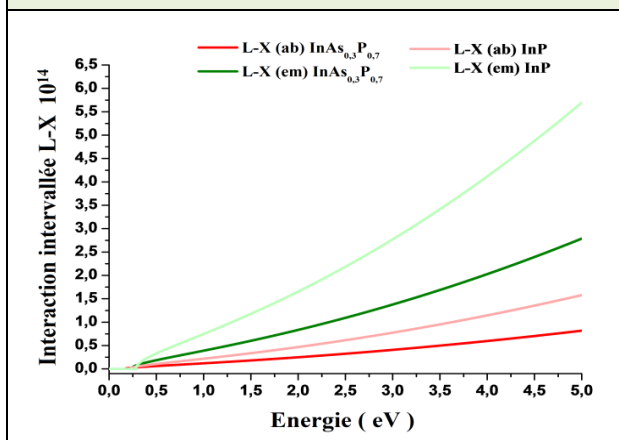


Fig. IV.39. Les interactions Intervallées entre les vallées L-X dans l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ et l'InP pour $T=300$ K et $E=35$ kV/cm.

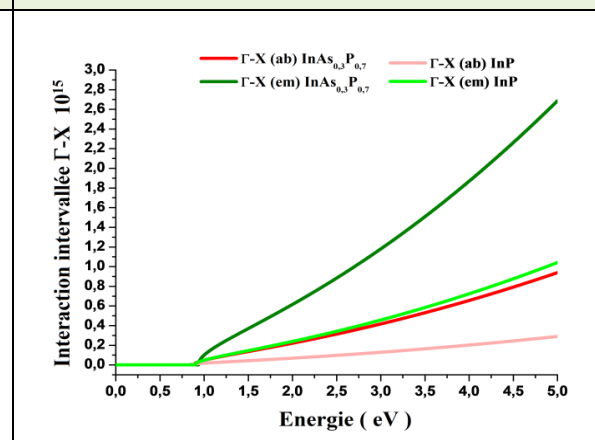


Fig. IV.40. Les interactions Intervallées entre les vallées Γ -X dans l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ et l'InP pour $T=300$ K et $E=35$ kV/cm.

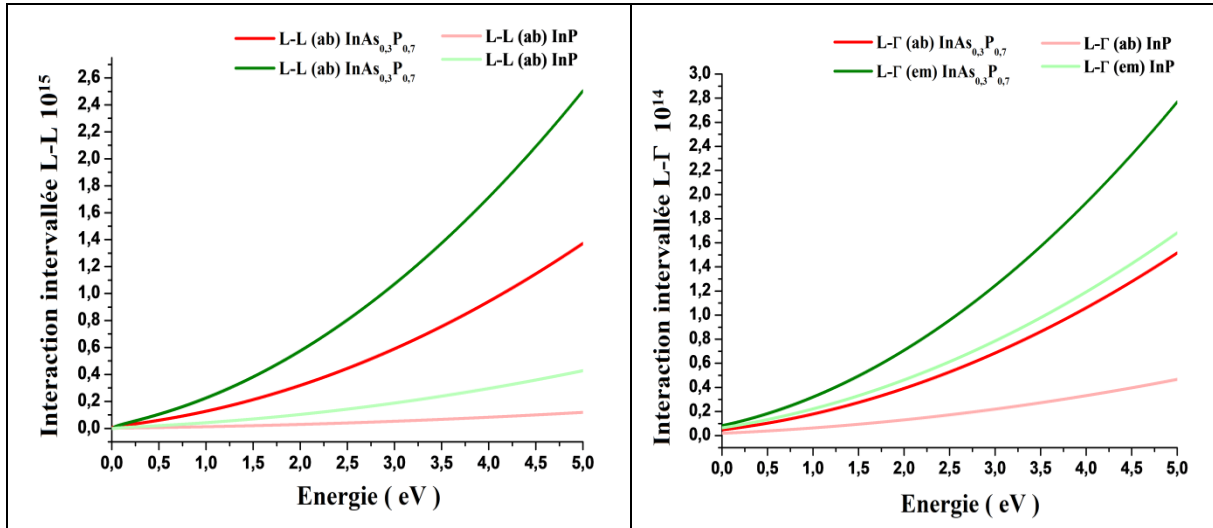


Fig. IV.41. Les interactions Intervallées entre les vallées L-L dans l'InAs_{0,3}P_{0,7} et l'InP pour T=300 K et E=35 kV/cm.

Fig. IV.42. Les interactions Intervallées entre les vallées L-Γ dans l'InAs_{0,3}P_{0,7} et l'InP pour T=300 K et E=35 kV/cm.

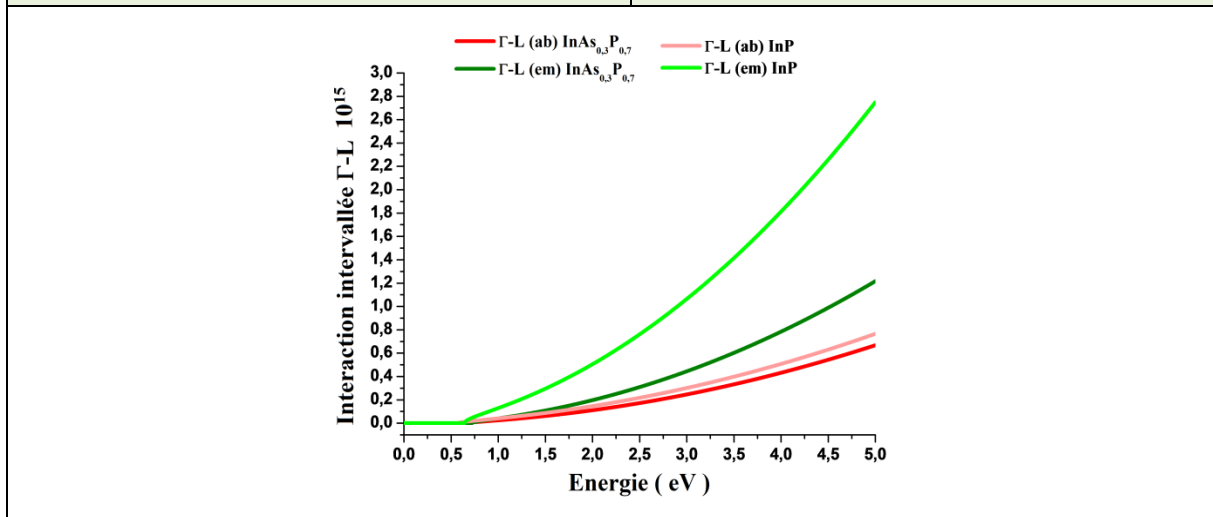


Fig. IV.43. Les interactions Intervallées entre les vallées Γ-L dans l'InAs_{0,3}P_{0,7} et InP pour T=300 K et E=35 kV/cm.

Les figures de (IV.33) à (IV.43) présentent les taux d'interactions intervalées pour l'In_{0,52}Al_{0,48}As, l'In_{0,53}Ga_{0,47}As, l'InP et l'InAs_{0,3}P_{0,7}. Ces interactions sont la conséquence de transfert entre vallées des électrons. Leur principale condition d'apparition est la quantité d'énergie qu'elle les caractérise (les porteurs de charge), elle doit être au moins supérieure à la différence énergétique entre les fonds de la vallée de départ et d'arrivée. C.-à-d. l'énergie après interaction doit être supérieure au fond de la vallée d'arrivée. Le transfert des porteurs est qualifié équivalent ou non équivalent et les interactions qui se produisent sont accompagnées d'une absorption ou émission d'un phonon dont leur énergie dépend de l'écarte énergétique entre la vallée de départ d'arrivée. Dans notre étude, les énergies sont repérées par rapport à la vallée Γ. Le taux d'interaction à partir de la vallée Γ vers la vallée X est dominant dans le cas de l'In_{0,52}Al_{0,48}As contrairement aux autres matériaux dont les interactions entre Γ et L sont fréquentes. Cette

particularité de l'In_{0.52}Al_{0.48}As est la conséquence de leur structure de bande d'énergie dont la vallée X même qu'elle est supérieure que la vallée L mais elle est plus proche à la vallée Γ . D'autre part et à partir de la vallée L, les interactions L-X sont dominantes pour tous les matériaux suite à la faible énergie qu'elle sépare la vallée L de X. Notons que, le transfert des électrons à partir de la vallée Γ n'aura lieu que si l'énergie fournie est suffisante, elle diminue avec la diminution des énergies caractéristiques de matériau (le gap) dont le départ de transfert commence en premier lieu pour le matériau à faible gap. Les interactions intervalles sont dominantes en émission d'énergie quelle que soit la description énergétique de matériau telle que le cas de la comparaison de l'InP et l'InAs_{0.3}P_{0.7}.

4.3.4. Caractérisation de l'existence et l'absence interactions polaire et intervalles

Une étude de caractérisation de l'existence et l'absence des interactions polaire et intervalle a été effectuée. Nous avons pris en considération pour cela trois cas, le cas général, sans interaction polaire et intervalle. Dans le cas général, l'énergie de porteur de charge augmente avec le temps jusque à 2 ps dont elle se sature suite aux interactions accompagnées d'émission des phonons. L'absence des interactions polaires induit une importante augmentation de l'énergie de porteur de charge dû à l'augmentation de la quantité d'énergie absorbée par l'électron au quelle elle sera absorbée par le réseau de matériau dans le cas général. La diminution de taux d'interaction polaire mènera à l'augmentation de l'énergie des porteurs de charges, cela est important principalement pour produire des dispositifs qui fonctionnent à haute fréquence. D'autre part les interactions intervalles n'ayant aucun effet sur l'énergie des porteurs de charge voir figures (IV. 44) et (IV.45).

L'énergie des porteurs de charges augmente avec l'augmentation de champ appliqué pour les trois cas étudiées, elle augmente rapidement dans le cas d'absence des interactions polaires par rapport au cas général. L'énergie des porteurs de charges dans le cas d'absence des interactions polaires est 50KV/cm, 60KV/cm et 70 KV/cm sous l'effet d'un champ électrique de 8 KV/cm, 20 KV/cm et 40 KV/cm respectivement. Ces valeurs présentent 53%, 33% et 27% d'amélioration respectivement par rapport à celles du cas général dont l'énergie des porteurs est de 32.4 eV, 45 eV et 55 eV respectivement. Cette augmentation d'énergie est la principale cause de l'absence des interactions polaires dont le réseau du matériau n'absorbe plus l'énergie fournie par le champ électrique appliqué. D'autre part, les interactions intervalles présentent leurs effet pour les fortes valeurs de champ électrique, leurs absences induit l'augmentation de l'énergie des porteurs de charges. L'énergie des porteurs dans ce cas présente 38%, 77% et 63% d'amélioration par rapport au cas général sous des champ de 8 KV/cm, 20 KV/cm et 40 KV/cm respectivement voir figure (IV.45). L'effet des interactions intervalles s'explique par l'émission d'énergie suite aux interactions qui se produisent dont cela mènera à la dégradation (diminution) de l'énergie des porteurs de charges.

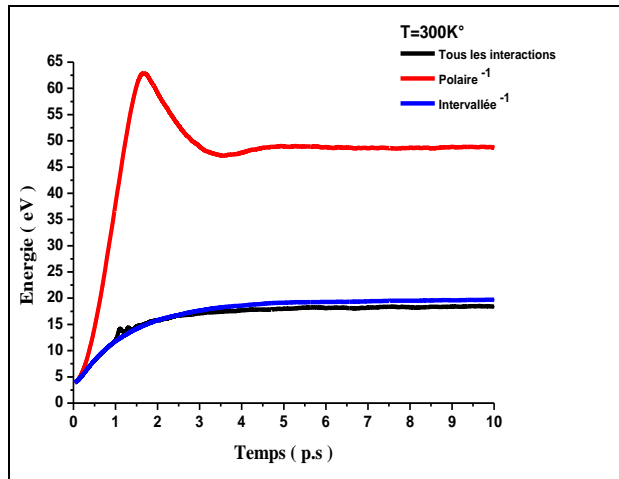


Fig. IV. 44. Régime non-stationnaire de l'énergie des porteurs de charges dans l'In_{0.53}Ga_{0.47}As à T = 300 K pour les trois cas étudié.

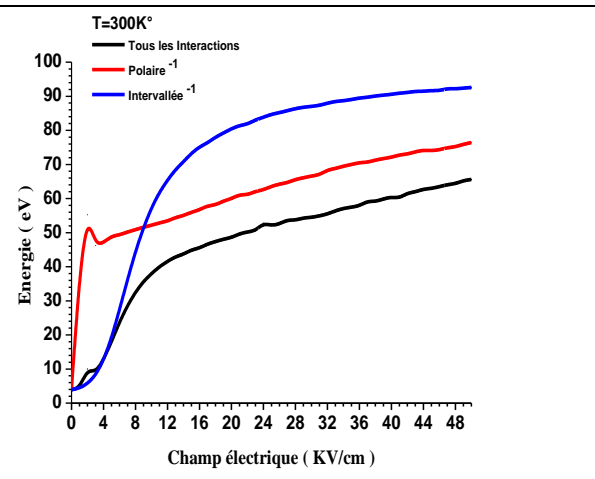


Fig. IV. 45. Régime stationnaire de l'énergie des porteurs de charges dans l'In_{0.53}Ga_{0.47}As à T = 300 K pour les trois cas étudié.

Delà, les interactions polaires peuvent être caractérisées à faible champ électrique dont l'énergie des porteurs augmente considérablement et rapidement. Contrairement aux interactions intervallées dont leur caractérisation est difficile à partir de la courbe énergie- champ électrique (états stationnaire). Dans le domaine expérimental, le fait d'arrêter ou d'éliminer la création des phonons induit l'arrêt ou l'élimination de ce type d'interaction. Plusieurs solutions peuvent être utilisées tels que l'utilisation des nouveaux matériaux dont ils se caractérisent par une faible cellule élémentaire. Celle-ci induit la diminution de l'amplitude de vibration produite pour les phonons. À leur tour, elle conduit à la diminution de taux d'interaction qui décrira ce type d'interaction. Une autre solution pour la diminution de l'effet de ce type d'interaction est l'utilisation des matériaux contraints, cela induit ainsi la diminution de l'amplitude de vibration des phonons. En plus, l'utilisation des matériaux qui se caractérisent par un facteur d'absorption d'énergie élevé.

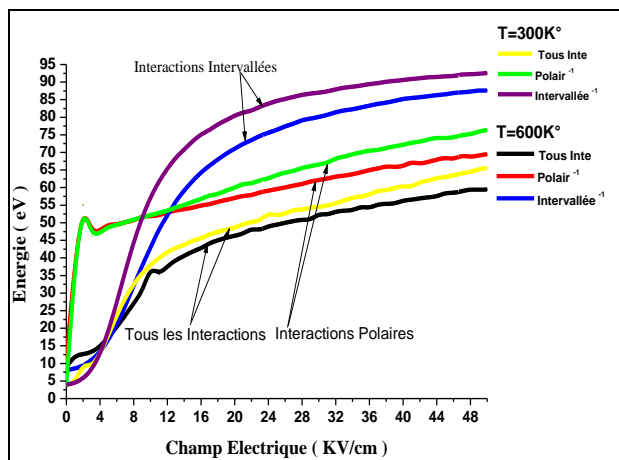


Fig. IV. 46. Régime stationnaire de l'énergie des porteurs de charges dans In_{0.53}Ga_{0.47}As sous effet de la température pour les trois cas étudié.

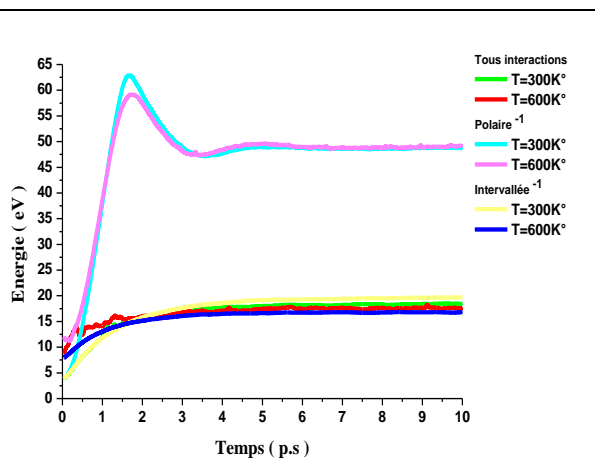


Fig. IV. 47. Régime non-stationnaire de l'énergie des porteurs de charges dans In_{0.53}Ga_{0.47}As sous effet de la température pour les trois cas étudié.

La température n'a aucun effet sur la caractérisation de ces deux types d'interactions (polaire et intervallées), aucun contre concept de caractérisation inventé pour les courbes énergie-champ est enregistré lors l'étude à $T= 300\text{ K}^\circ$ et $T= 600\text{ K}^\circ$ voir figures(IV.46) et (IV.47). Notons que, l'augmentation de la température induit l'augmentation de l'énergie cinétique des porteurs de charges qui à leur tour induit l'augmentation de taux d'interaction pour tous les types d'interactions étudiées. Par conséquent, cette augmentation induit la diminution des énergies des porteurs de charge voir figures (IV.46) et (IV.47). D'autre part, l'effet de la température est présent et avec un grand effet sous des forts valeurs de champ électrique appliqué.

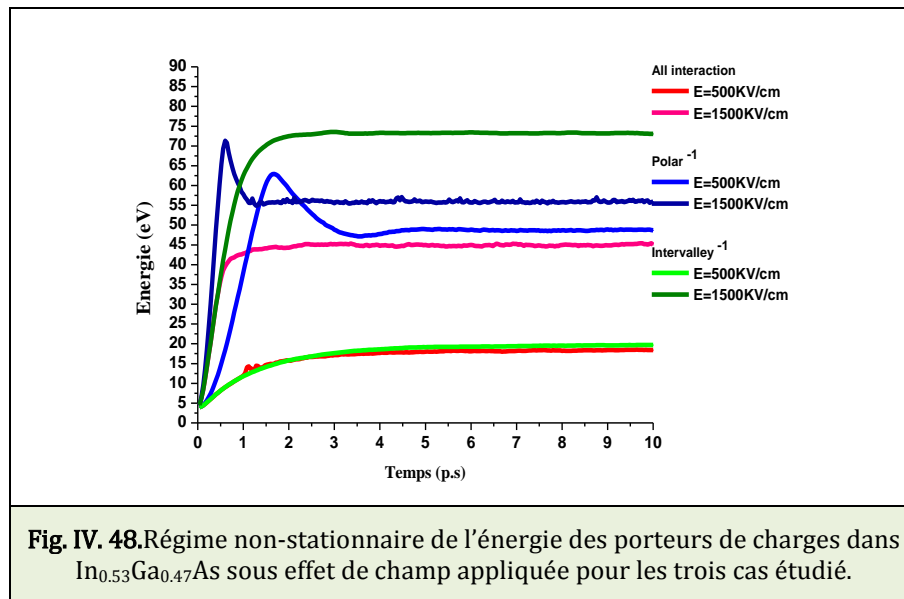


Fig. IV. 48. Régime non-stationnaire de l'énergie des porteurs de charges dans $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ sous effet de champ appliquée pour les trois cas étudié.

Similairement pour l'étude de l'effet du champ électrique à partir des courbes non-stationnaires, aucun effet est enregistré pour les interactions polaires voir figure (IV.48). Les interactions intervallées présentent une augmentation dramatique dans l'énergie des porteurs de charges lors l'utilisation des courbes non-stationnaires voire figure (IV.48). D'autre part, les interactions intervallées sont caractérisées à partir des courbes non-stationnaires dont leurs absence induit une augmentation dramatique de l'énergie des porteurs de charge.

4.4. Résultats obtenu par SILVACO

4.4.1. Structures et maillage

a. Structure :

Notre étude a été effectuée sur plusieurs structures. Principalement ils se différencient dans le nombre des niveaux delta, le matériau substrat, les matériaux constituant le canal ainsi que l'addition d'autre couche fonctionnelle. Une présentation simplifiée est montrée à la figure (IV.49). L'objectif de la première structure est de comparer les résultats obtenus pour notre structure proposée à base d'un substrat

formé par l'InAsP avec une autre structure existante à base d'InP. Celle-ci nous permettons de présenter les différences des différentes caractéristiques. Contrairement à la deuxième structure dont nous avons l'utilisée pour présenter séparément l'importance d'un substrat à base d'InAs_{0.3}P_{0.7}. Une troisième structure est ainsi simulée afin de présenter l'importance de l'InAsP lorsque il est utilisé comme couche fonctionnelle, dans cette structure il est utilisé pour former une diode de blocage afin d'améliorer les conditions de confinement.

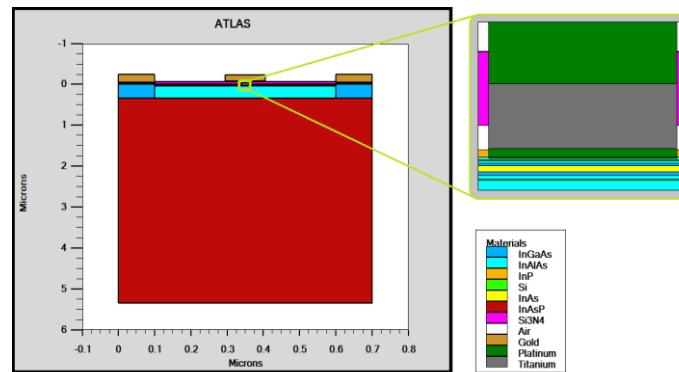


Fig. IV.49. Présentation des structures simulées.

b. Maillage de la structure :

Dans notre structure, nous avons effectué un maillage approprié pour la simulation des caractéristiques de transport dont cela ne demandera pas un maillage très fin pour tout la structure contrairement aux régions de canal et sous la grille ainsi que sous les régions des électrodes telle que le montre la figure (IV.50).

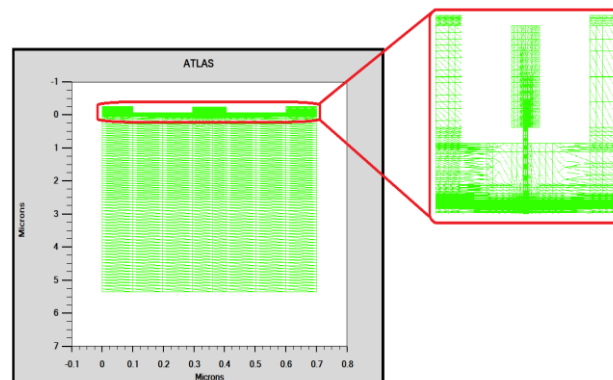


Fig. IV.50. Présentation de maillage utilisé pour les structures.

4.4.2. Concentration des électrons et trous

Dans les deux figures (IV.51) et (IV.52), nous présentons les concentrations des trous et des électrons respectivement obtenues à partir de la première structure. La concentration des trous se trouve augmentée considérablement dans le cas de la structure à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7} dont elle se sature à environ $10^{19}/\text{cm}^3$, contrairement à

celle pour la structure à base de l'InP dont elle est d'environ $10^7/\text{cm}^3$. Cette différence est attribuée à l'augmentation de l'effet de champ sur le substrat à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7} par rapport à celui à base de l'InP en conséquence de la diminution de leur énergie structurale. D'autre part, le fait d'augmenter la concentration des trous sous la source mènera à la diminution de la résistance Source R_s . À son tour, cela induit l'augmentation de la concentration des électrons au niveau de cette région (sous la Source). Les valeurs des résistances mesurées pour les deux HEMT à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7} et l'InP sont $0.07 \Omega/\text{mm}$ et $0.1 \Omega/\text{mm}$ [6] respectivement. Afin de mieux présenter l'effet de réduire les énergies caractéristiques de substrat dont l'effet de champ augmente, nous avons effectué une étude détaillée, elle comporte l'étude de l'évolution de la concentration des trous ainsi que la résistance Source en fonction de la longueur de grille. Cette étude est illustrée par les figures (IV.53), (IV.54) et (IV.55).

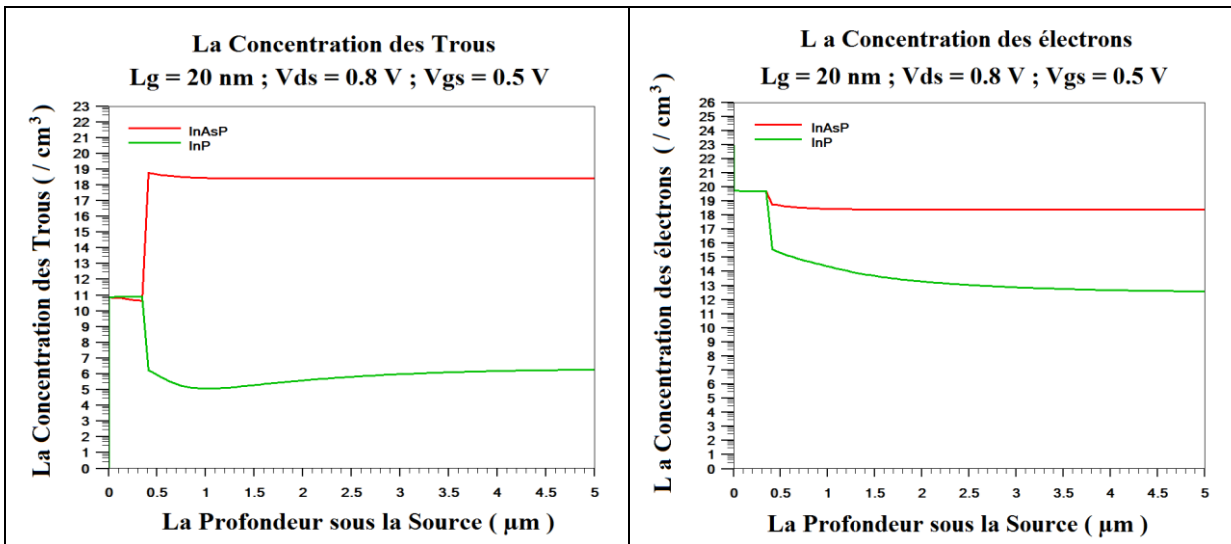


Fig. IV.51. La concentration des trous en fonction de la profondeur sous la source.

Fig. IV.52. La concentration des électrons en fonction de la profondeur sous la source.

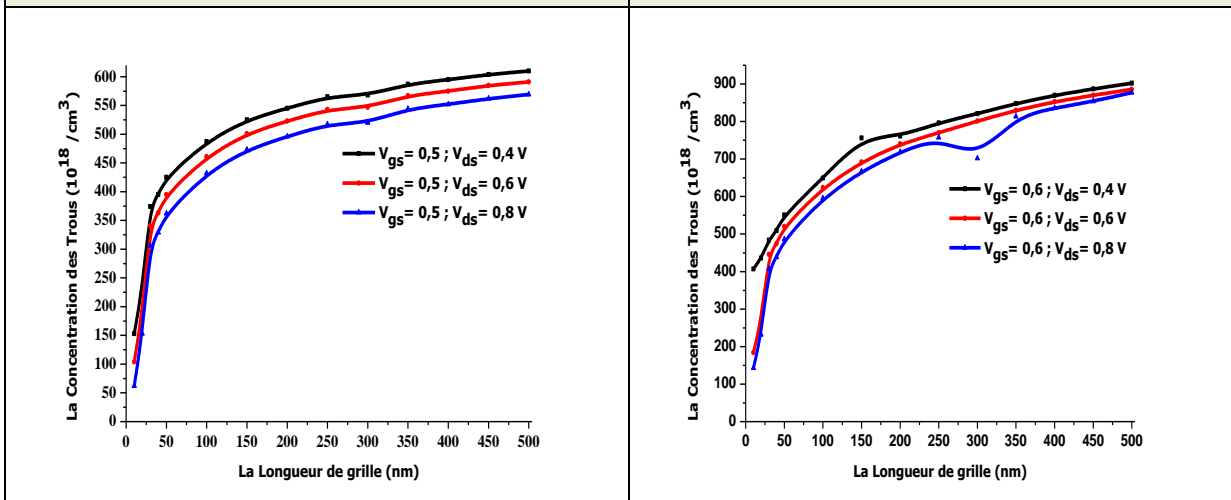
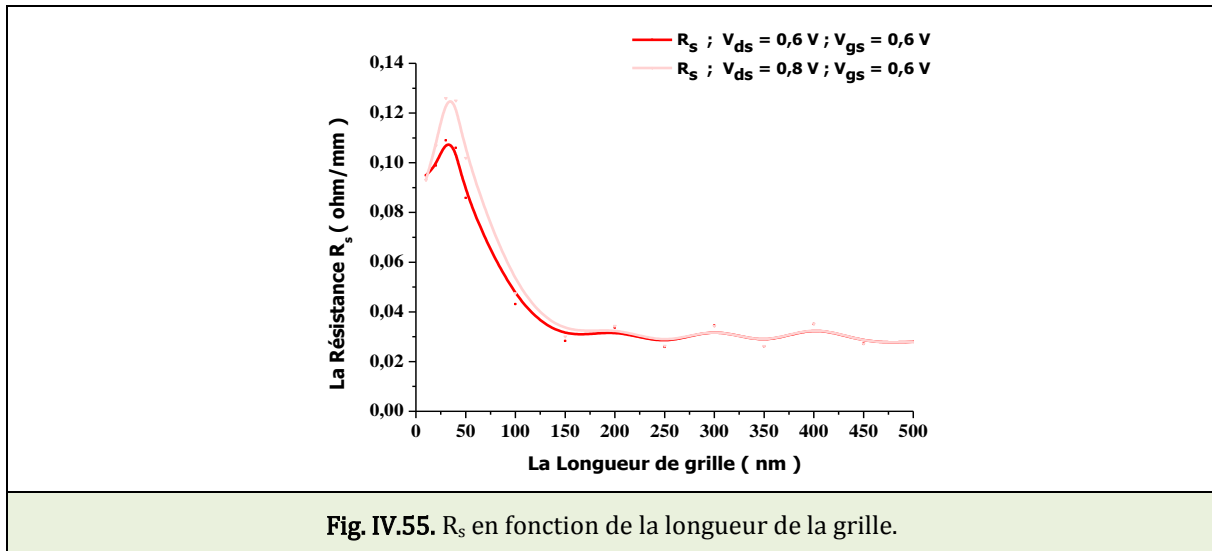


Fig. IV.53. Evolution de la concentration des trous en fonction de la longueur de la grille à $V_{gs} = 0.5 \text{ V}$.

Fig. IV.54. Evolution de la concentration des trous en fonction de la longueur de la grille à $V_{gs} = 0.6 \text{ V}$.



L'importance de simuler la concentration des trous et la résistance Source en fonction de la longueur de grille est la représentation d'une autre manière de l'effet de l'augmentation du champ sur le substrat. D'après les figures (IV.53) et (IV.54), l'augmentation de la longueur de grille induit l'augmentation de la concentration de trous sous la Source. Sous les deux tensions de polarisations $V_{gs}=0.5V$ et $V_{ds}=0.8V$, elle passe de $50.10^{18}/cm^3$ pour une longueur de 10 nm à $550.10^{18}/cm^3$ pour une longueur de 500 nm. L'augmentation de la concentration des trous avec l'augmentation de L_g est attribuée à l'augmentation de l'effet de champ appliqué suite à l'augmentation de la longueur de grille, elle mènera donc à augmenter le volume du substrat qui est influencé par le champ électrique. À son tour, il induit l'augmentation de la concentration des trous transférés vers la zone de la Source. Le champ appliqué se trouve ainsi augmenté avec l'augmentation de la tension de Grille, des améliorations de 200% et 700% pour $L_g=10$ nm et $L_g = 500$ nm respectivement sont enregistrées. L'augmentation de la tension de Drain mènera à la diminution de la concentration des trous, ce phénomène est attribué à la diminution de l'effet de champ produit par la Grille avec l'augmentation de la tension de Drain par l'effet DIBL. La figure (IV.55) présente l'évolution de la résistance Source en fonction de la longueur de la Grille, elle peut être divisée en deux parties. La première, pour les longueurs de Grille inférieures à 30 nm dont avec l'augmentation de la longueur de Grille, la résistance R_s augmente et elle passe de $0.095 \Omega/mm$ à $0.105 \Omega/mm$ sous $V_{gs}=0.6V$ et $V_{ds} 0.6 V$ respectivement [9]. D'autre part, l'augmentation de la tension de Drain mènera à l'augmentation de R_s , cela est attribué à la diminution de l'effet de la tension de Grille par effet DIBL. Le second régime de l'évolution de R_s se présente telle que la diminution de la résistance Source avec l'augmentation de la longueur de Grille en conséquence de l'augmentation de l'effet de la tension de grille sur le substrat. La diminution de la résistance Source induit l'amélioration des performances de dispositif. En premier lieu, elle se traduit par une amélioration considérable de la transconductance dont à leur tour elle induit l'amélioration de l'ensemble des caractéristiques de sorties telles que les caractéristiques $I_{ds}-V_{ds}$ et $I_{ds}-V_{gs}$ ainsi que les

performances fréquentielles. Les deux figures (IV.56) et (IV.57) obtenues présentent la transconductance de l'HEMT à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7}.

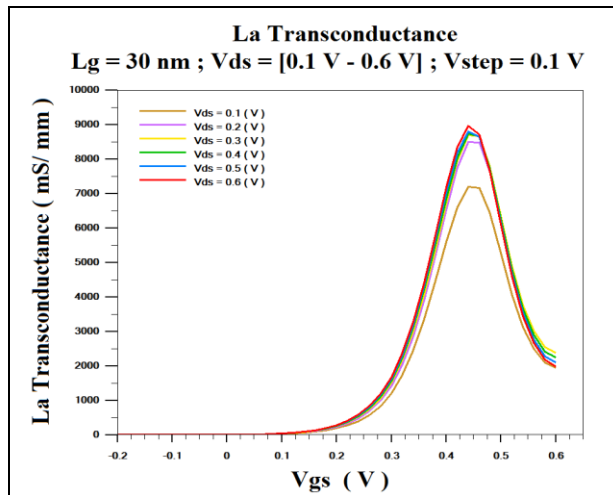


Fig. IV.56. La transconductance dans l'HEMT à base d'un substrat de l'InAs_{0.3}P_{0.7}.

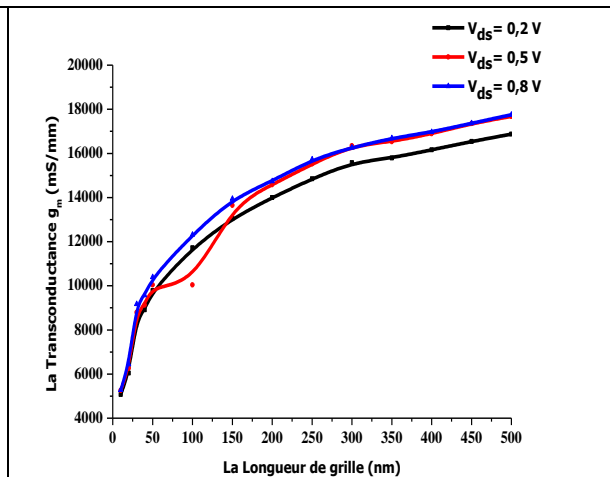


Fig. IV.57. La transconductance g_m en fonction de la longueur de grille.

D'après ces deux figures, la transconductance de la structure proposée se trouve amélioré par rapport aux autres existants à la littérature. Pour une longueur de Grille de 30 nm elle présente une transconductance de 8468 mS/mm, 8795 mS/mm et 9166 mS/mm sous des tensions de Drain de 0.2 V, 0.5 V et 0.8 V respectivement, la transconductance de l'HEMT étudié présente 83 %, 85 % et 77 % d'amélioration respectivement lorsque la longueur de grille est augmentée à 300 nm dont la transconductance devient 15580 mS/mm, 16347 mS/mm et 16265 mS/mm respectivement sous les même tensions V_{ds} (voire figure(IV.57)). La transconductance de la structure proposée à une même longueur de 60 nm et 85 nm et sous $V_{ds} = 0.5V$ montre mieux de performance par rapport à eux des références [10-11] en conséquence de l'effet de substrat qu'il se trouve amélioré dont il induit l'augmentation de la concentration des trous transférés vers la zone de Source.

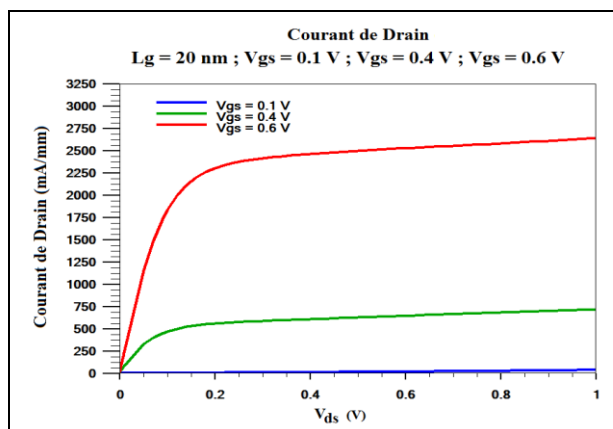


Fig. IV.58. La caractéristique $I_{ds} - V_{ds}$ dans l'HEMT à base d'un substrat de l'InAs_{0.3}P_{0.7} avec $W = 2 * 10 \mu m$.

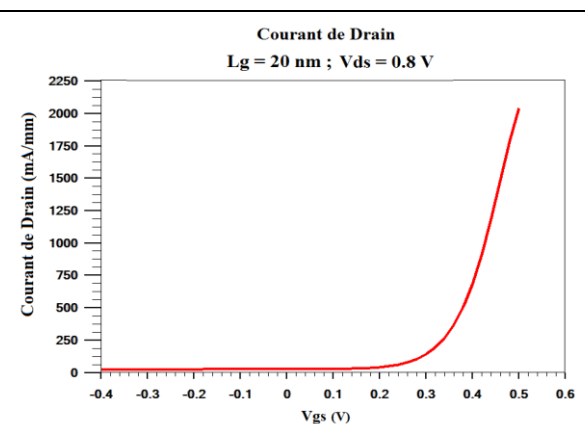


Fig. IV.59. La caractéristique $I_{DS} - V_{GS}$ dans l'HEMT à base d'un substrat de l'InAs_{0.3}P_{0.7} avec $W = 2 * 10 \mu m$.

Les deux figures (IV.58) et (IV.59) présentent les caractéristiques $I_{ds}-V_{ds}$ et $I_{ds}-V_{gs}$ obtenues à partir de notre structure proposée. Ces caractéristiques présentent mieux de performance par rapport à la structure à base de l'InP. Le courant $I_{ds(max)}$ exhibé présente 46% d'amélioration par rapport à celui de la structure à base de l'InP [6], il est de 2750mA/mm et 1475mA/mm pour les deux structures à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7} et l'InP respectivement et sous $V_{gs} = 0.6$ V. Cette valeur ajoutée au courant de Drain est attribuée au fait de diminuer les paramètres parasites qui décrivent la structure telle que la résistance Source en conséquence de l'augmentation de la concentration des trous.

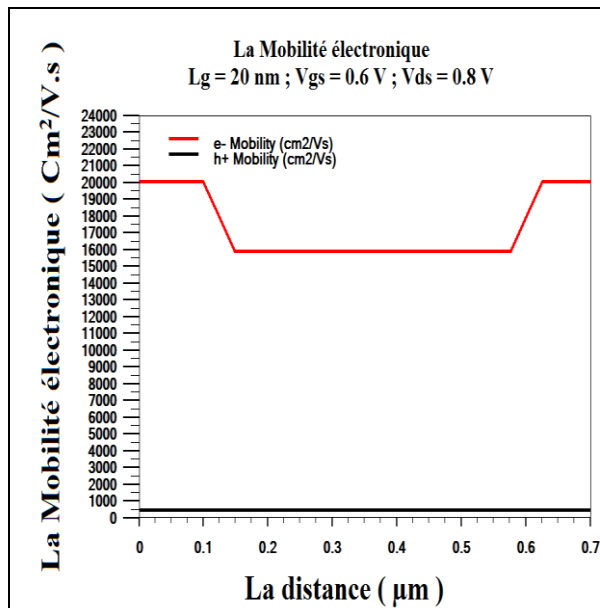


Fig. IV.60. La mobilité des électrons et trous dans l'HEMT à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7}.

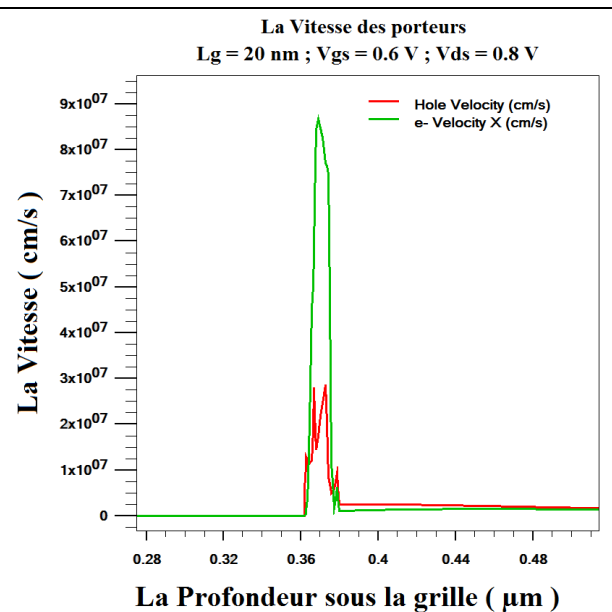


Fig. IV.61. La vitesse des électrons et trous dans l'HEMT à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7}.

La mobilité et la vitesse de dérivé pour les porteurs de charges (électron et trous) obtenues à partir de notre structure sont présentées dans les deux figures (IV.60) et (IV.61). La mobilité obtenue pour l'HEMT à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7} est 16000 cm²V⁻¹.S⁻¹, elle présente une augmentation de 18% par rapport à celle de la structure à base de l'InP qu'elle est d'environ 13600 cm²V⁻¹.S⁻¹ [6]. Cela est dû principalement à la haute transconductance de la structure à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7} dans leur substrat. La vitesse de dérivé dans le cas de l'HEMT à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7} est élevée, elle présente une augmentation de 28% par rapport à celle de l'HEMT à base de l'InP dont elle atteint 8.10⁷ cm/s, par contre celle de l'HEMT à base de l'InP est d'environ 3.10⁷ cm/s [6].

Les performances fréquentielles sont parmi les performances qui ont bénéficié d'avantage suite à l'utilisation d'un substrat à base de faible énergie structurale. La structure proposée avec 30 nm de longueur de Grille présente 1.6 THz et 7.2 THz pour F_t et F_c respectivement sous $V_{ds} = 0.6$ V, ces fréquences monteront des améliorations de

11% et 56% respectivement lorsque la tension V_{ds} est augmentée à 0.8 V dont ils devenant 2.5 THz et 8 THz voire (Figures (IV.62) et (IV.63)).

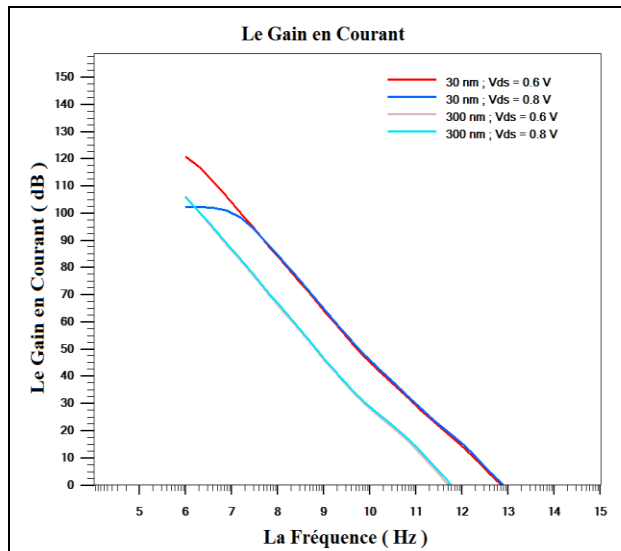


Fig. IV.62. La fréquence de coupure F_c dans l'HEMT à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7}.

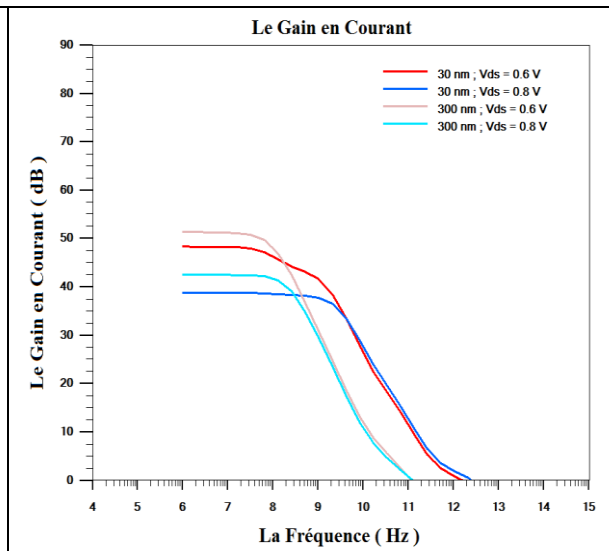


Fig. IV.63. La fréquence de transition F_t dans l'HEMT à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7}.

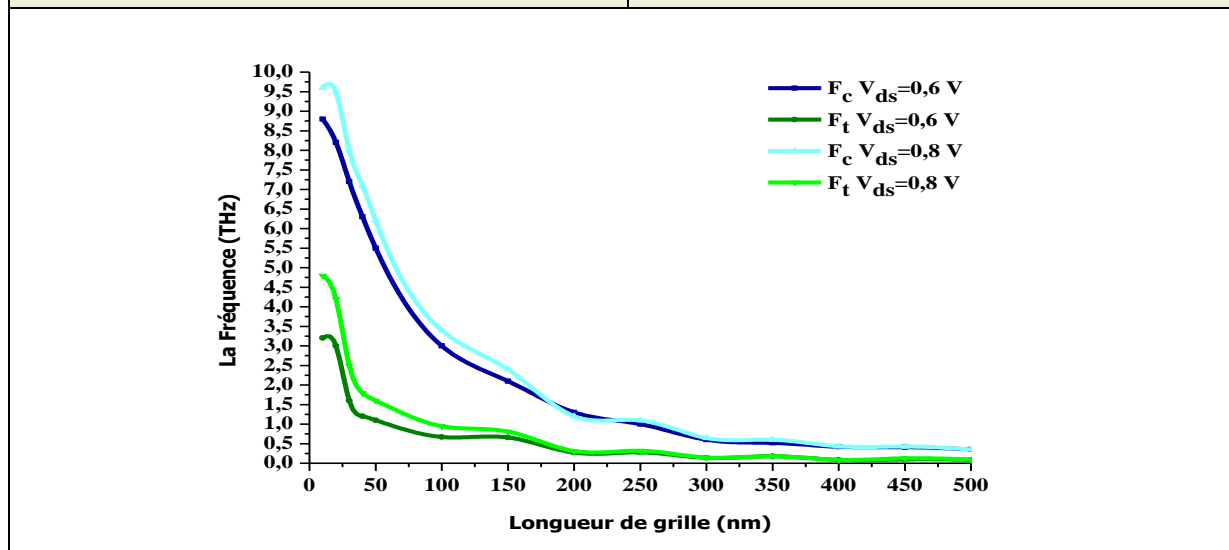


Fig. IV.64. F_c et F_t en fonction de la longueur de grille dans l'HEMT à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7}.

Notons que, l'amélioration des performances fréquentielles est ainsi enregistrée pour les longueurs des Grille élevés. Pour $L_g = 300$ nm, F_t et F_c deviennent 0.6 THz, 0.14 THz pour $V_{ds} = 0.6$ V. Ils atteindront 0.65 THz, 0.145 THz lorsque V_{ds} est augmentée à 0.8 V. Pour $L_g = 15$ nm, l'HEMT à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7} présente 8.5 THz et 3.1 THz sous $V_{ds} = 0.6$ V pour F_c et F_t respectivement, ils sont augmentés de 5 et 27 fois respectivement par rapport à ceux de la référence [12] dont ils sont 610 GHz et 305 GHz respectivement. Pour une longueur de Grille de 20 nm, F_t et F_c de notre structure à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7} ont montrées une amélioration de 5.03 et 7 fois plus grande que ceux de la référence [13]. Ainsi que, pour une même longueur de grille, les deux fréquences présentent des améliorations de 5.67 et 9 fois plus grande respectivement par rapport à eux de la

référence [14]. Ces hautes valeurs de la fréquence sont ainsi attribuées à l'utilisation d'un substrat dont il se caractérise par des faibles énergies structurales. L'augmentation de la longueur de grille mène à la diminution des deux fréquences caractéristiques voire figure (IV.64). Cela est attribué essentiellement à l'augmentation du temps de transition de la Source vers le Drain malgré que la concentration des trous sous la Source soit augmentée considérablement.

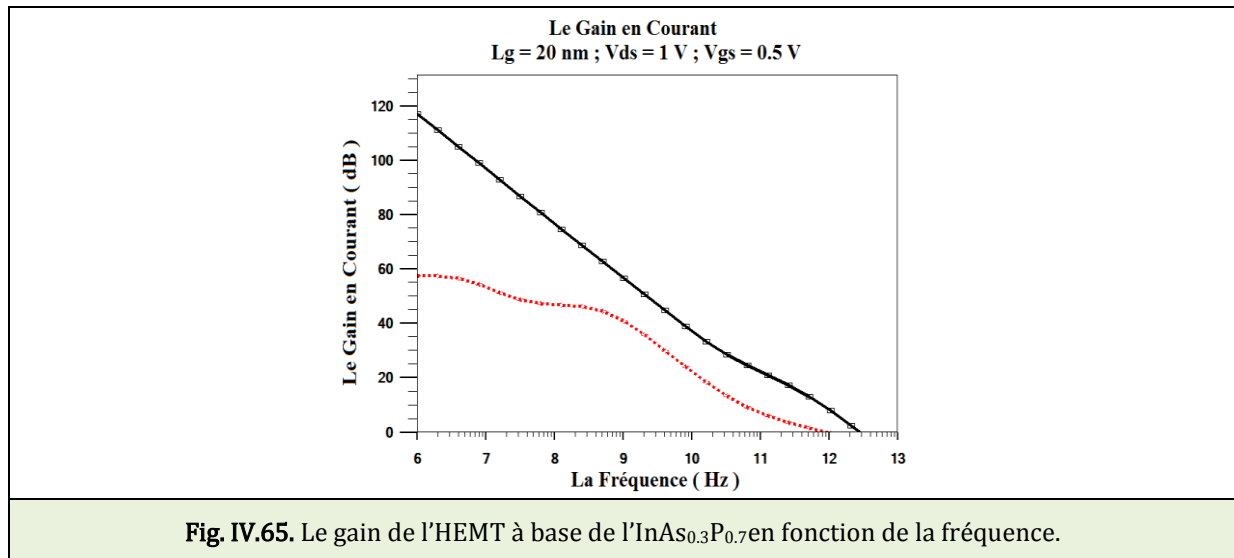


Fig. IV.65. Le gain de l'HEMT à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7} en fonction de la fréquence.

Les performances fréquentielles sont ainsi avantageuses pour notre première structure, F_t et F_c sont de 980GHz et 2THz respectivement telle que le montre la figure (IV.65), ils présentent une augmentation de 14% et 40% respectivement par rapport à eux de la structure similaire à base de l'InP dont ils sont de 834GHz et 1.2THz respectivement sous même conditions.

4.4.3. Etude comparative des structures à base de l'InP et l'InAs_{0.3}P_{0.7}

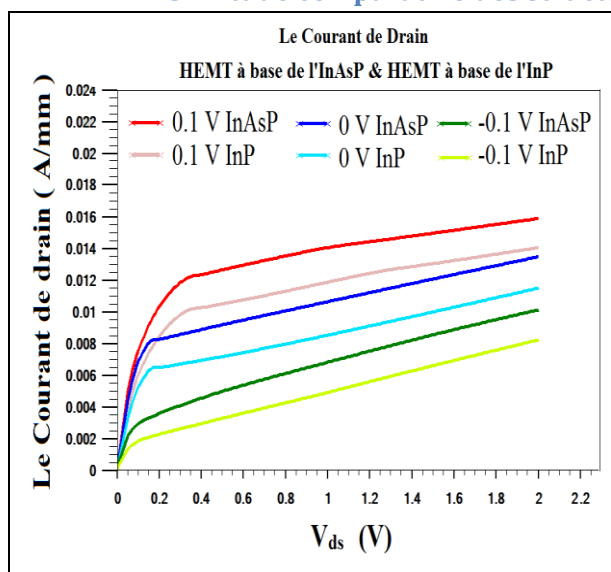


Fig. IV.66. La caractéristique $I_{ds}(V_{ds})$ pour les deux structures simillées sous $V_{gs} = -0.1$ V, 0 V et 0.1 V.

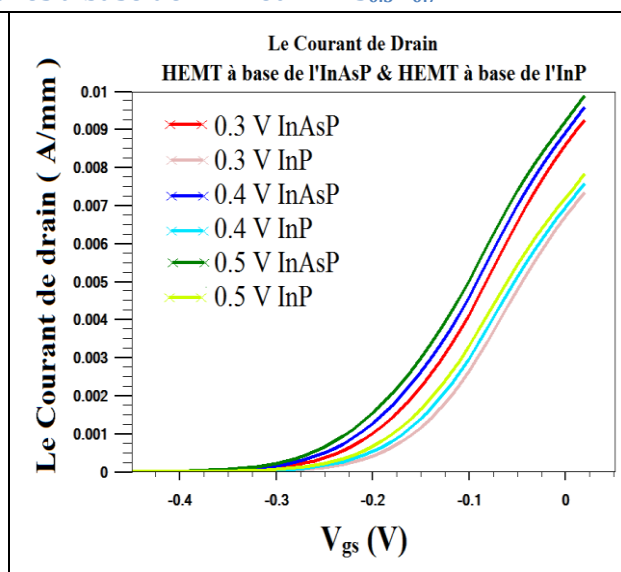


Fig. IV.67. La caractéristique $I_{ds}(V_{gs})$ pour les deux structures simillées sous $V_{ds} = 0.3$ V, 0.4 V et 0.5 V.

Selon les deux figures (IV.66) et (IV.67), le courant de Drain dans l'HEMT à base d'un substrat formé par l'InAs_{0.3}P_{0.7} est plus grand que celui de la structure à base de l'InP pour toutes les tensions appliquées. Cela justifie l'importance d'utiliser un substrat avec des énergies caractéristiques faibles ainsi que des performances de transport électronique mieux. D'autre part, cette comparaison entre structure est importante pour présenter l'effet de choix de matériau substrat sur les performances de dispositif. Dans le cas de l'HEMT à base d'un substrat formé par l'InP, le courant de Drain est 0.005A, 0.085A et 0.012A sous $V_{ds}= 1V$ et $V_{gs}= -0.1 V$, $V_{gs}= 0 V$ et $V_{gs}= 0.1 V$ respectivement. Avec l'amélioration des performances de transport électronique dans le substrat par l'utilisation de l'InAs_{0.3}P_{0.7}, une importante augmentation de courant de drain est enregistrée dont le courant de Drain devient 0.007A, 0.01A, et 0.014A respectivement sous les mêmes tensions appliquées pour le cas de substrat à base de l'InP. Ces améliorations de courant sont la conséquence de l'augmentation de l'effet de champ sur le substrat suite à la diminution de ces énergies structurelles. Dans ce cas, le champ produit influence les trous même sous ces faibles valeurs ce qui mènera à l'augmentation de la concentration des trous transférées vers la région Source. L'augmentation de la concentration des trous sous la Source induit une dégradation considérable de leur résistance Source. Par conséquence, cela induit l'augmentation de la transconductance de dispositif voir figure (IV.68).

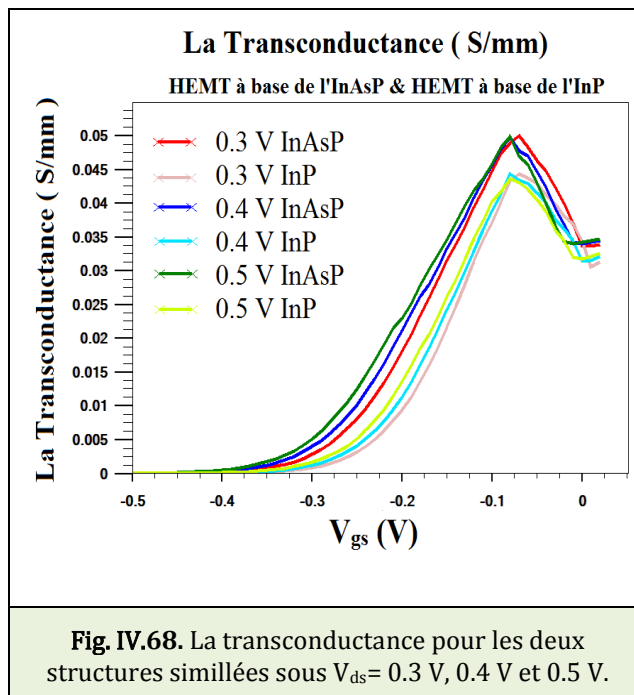


Fig. IV.68. La transconductance pour les deux structures simillées sous $V_{ds}= 0.3 V$, $0.4 V$ et $0.5 V$.

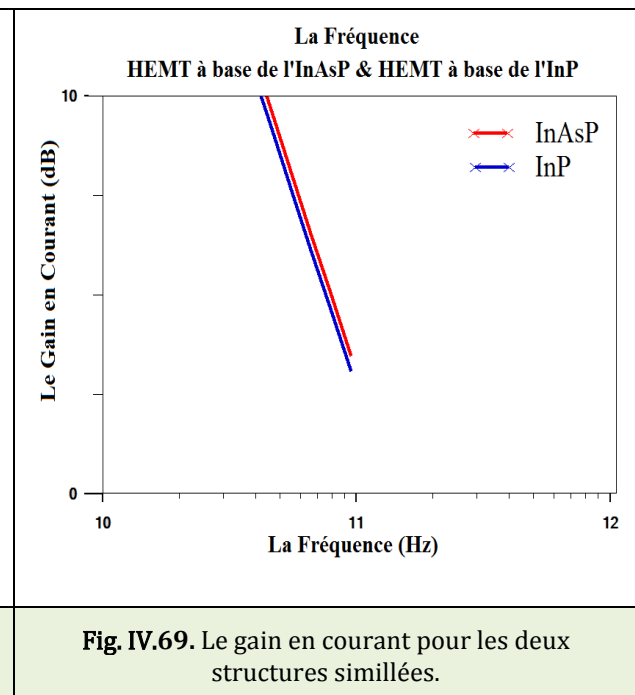


Fig. IV.69. Le gain en courant pour les deux structures simillées.

La transconductance de dispositif augmente avec la diminution des énergies structurelles de matériau substrat. Dans le de l'InP, elle est approximativement 0.0425S/mm sous $V_{gs} = -0.1V$ et $V_{ds}= 0.3 V$. Avec la diminution des énergies structurelles, la transconductance devient 0.05 S/mm sous les mêmes tensions de Grille et Drain. Cette amélioration enregistrée pour la transconductance induit à leur tour l'amélioration des performances fréquentielles qui décrivent le dispositif voir figure (IV.69).

La figure (IV.69) présente l'évolution du gain en courant en fonction de la fréquence. Les résultats obtenus montrent que la fréquence de coupure pour la structure à base de l'InP est environ 149GHz. Sous l'effet de l'amélioration des performances de transport électronique de substrat, la fréquence de coupure augmente à environ 166 GHz dû à l'augmentation de la conductivité du canal en conséquence de l'augmentation de la transconductance caractéristique de dispositif.

4.4.4. Etude d'une structure à base de l'InAlAs/InGaAs/InAsP

Dans cette partie, nous simulons une structure électronique afin de présenter l'importance d'utiliser un canal composite formé par deux matériaux dérivés qui sont l'InAs_{0.3}P_{0.7} et l'InP. Pour les deux structures, les HEMT produits sont de la famille des HEMT Pseudomorphique sur InP. Notons que, le concept de canal composite mènera à la production d'un HEMT pour l'électronique de puissance dont il bénéficiera de la haute fréquence et le faible bruit. La structure simulée est à 50 nm de longueur de Grille, elle est montrée à la figure (IV.70). Cette structure utilise un seul niveau de dopage « Si-delta-doping » de 1 nm et $N_D = 5 \cdot 10^{16} / \text{cm}^3$. L'espaisseur est de 14 nm formé par In_{0.52}Al_{0.48}As. Le canal utilisé pour cette structure est en deux morphologies. La première morphologie est à base de l'InP, elle est de 40 nm d'épaisseur. Par contre, la deuxième morphologie est à base d'un canal composite formé par InAs_{0.3}P_{0.7}/InP (10 nm/30 nm) afin de présenter notre objectif. Les électrodes Source et Drain utilisent un empilement métallique formé par Ti/Pt/Au (25nm/25nm/200 nm), la Grille est en forme T (forme chapeau) ainsi qu'elle utilise l'empilement formé par Pt/Pt/Ti/Pt/Au (1nm/7nm/50nm/50nm/150 nm). Une couche de passivation de 60 nm formée par SiO₂ est ainsi utilisée, la distance Source-Drain est de 1050 nm comptant les zones de recès pour les deux côtés de 80 nm.

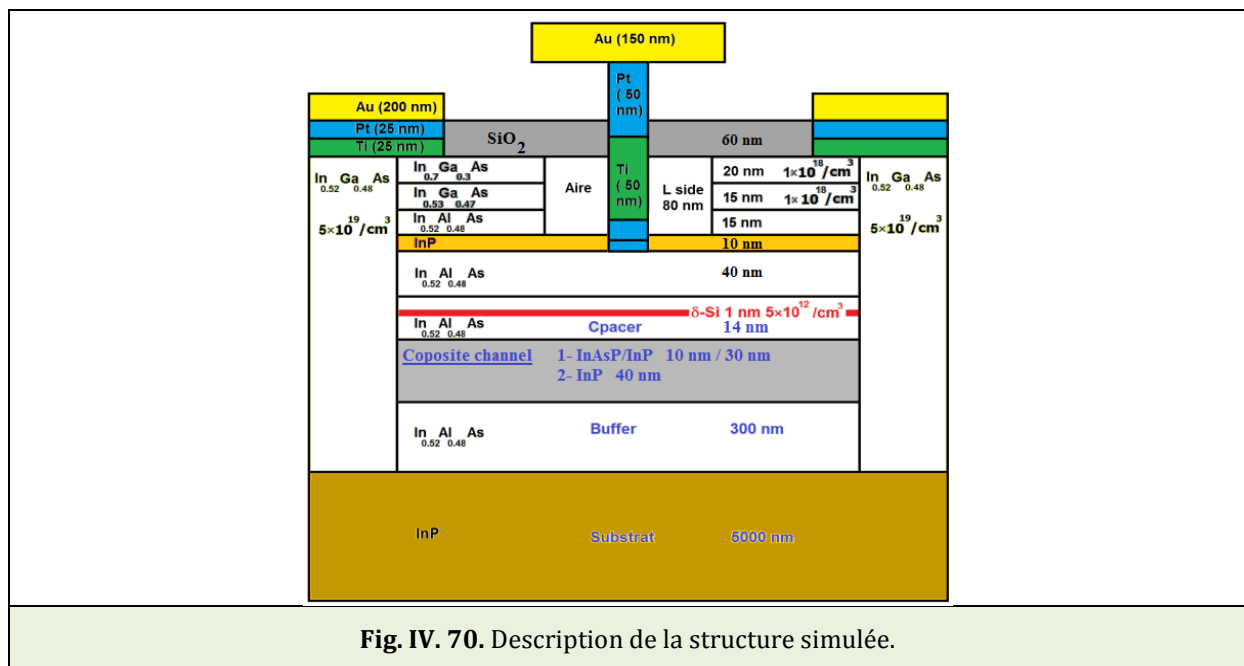


Fig. IV. 70. Description de la structure simulée.

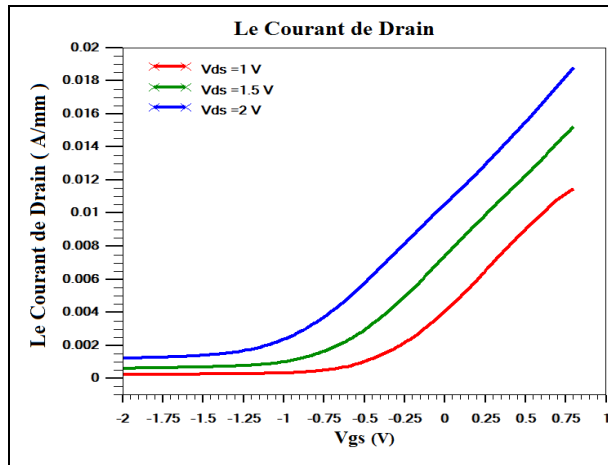


Fig. IV.71. La caractéristique I_{ds} - V_{gs} dans le cas du canal à bas de l'InP.

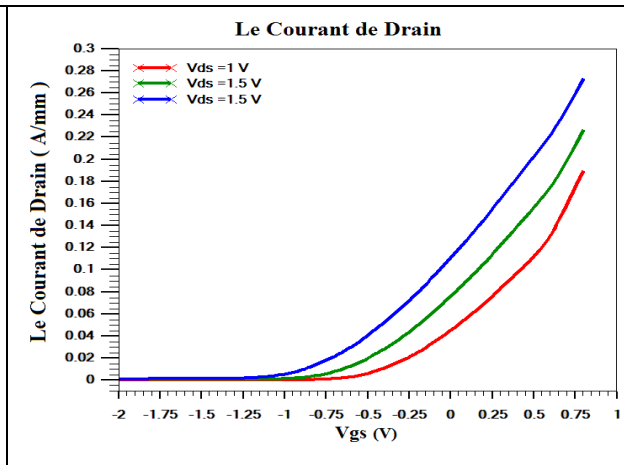


Fig. IV.72. La caractéristique I_{ds} - V_{gs} dans le cas du canal composite à bas de l'InAsP/InP.

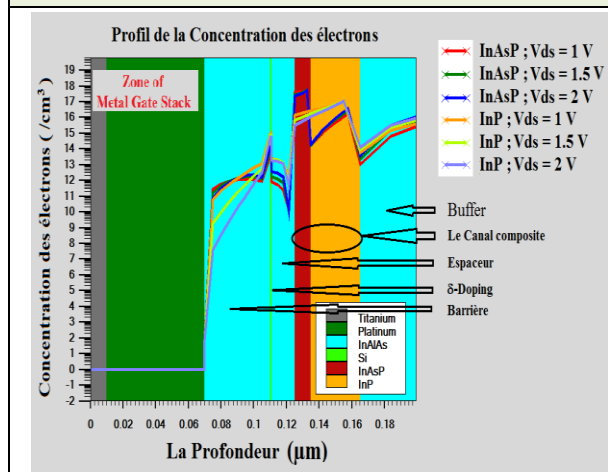


Fig. IV. 73. Profile de la concentration des électrons pour les deux structures.

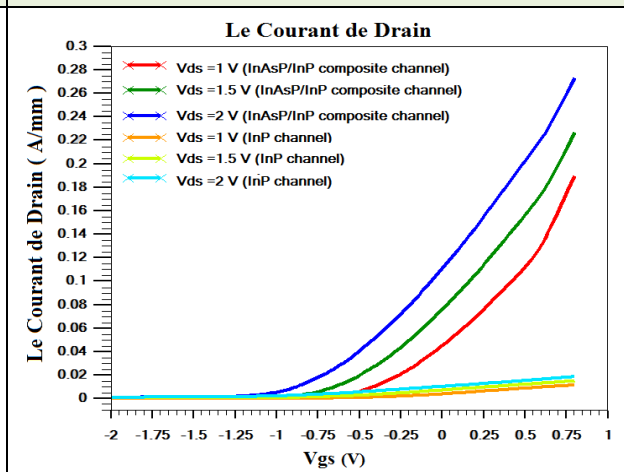


Fig. IV.74. la caractéristique I_{ds} - V_{gs} pour les deux structures à base de l'InP et InAsP/InP.

Dans les deux figures(IV.71) et (IV.72), nous présentons les caractéristiques I_{ds} - V_{ds} pour les deux structures simulées (simple canal et composite) sous l'effet de la tension de Drain. L'utilisation d'un canal composite induit l'augmentation de courant de Drain pour toutes les polarisations V_{ds} . Le courant de Drain dans le cas de la structure avec un canal simple est 0.004 A/mm, 0.075 A/mm et 0.0105 A/mm pour $V_{ds}= 1V$, $V_{ds}= 1.5V$ et $V_{ds}= 2V$ respectivement, l'utilisation d'un canal composite induit des améliorations de 9, 9.66 et 10.42 fois plus grandes que ceux à base d'un simple canal dont pour les mêmes conditions de polarisations le courant de drain devient 0.04 A/mm, 0.08 A/mm et 0.12 A/mm respectivement. Ces résultats remarquables sont la conséquence de l'amélioration des performances de confinement suite à l'utilisation d'un canal composite voir figure (IV.73). La concentration des électrons dans le canal simple est $1.10^{16}/cm^3$ contrairement au cas de canal composite dont elle atteint $1.10^{18}/cm^3$. Le courant de Drain augmente avec l'augmentation de la tension V_{ds} pour les deux structures voir figure (IV.74). Cela est enregistré même sous l'effet de l'injection des électrons vers le substrat suite à l'augmentation de la concentration des électrons récoltée par l'électrode

de Drain. Le profil avantageuse de confinement de électrons dans le canal composite à base de $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}/\text{InP}$ peut être ainsi justifié par la caractéristique de la transconductance qu'elle décrit le dispositif voir les figures (IV.75) et (IV.76) pour le structure à bas d'un canal simple et composite respectivement.

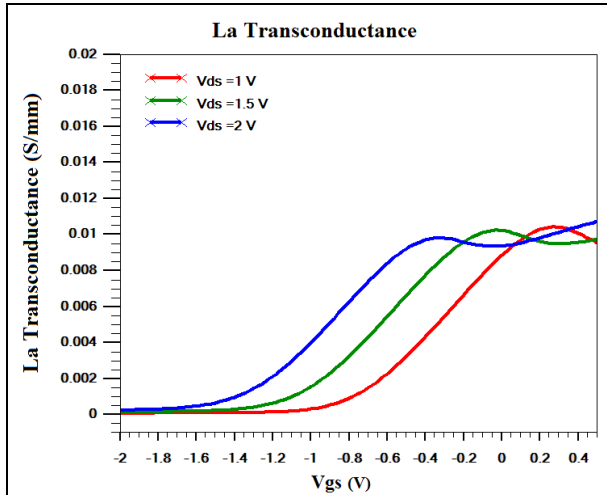


Fig. IV. 75. La transconductance dans le cas du canal à bas de l'InP.

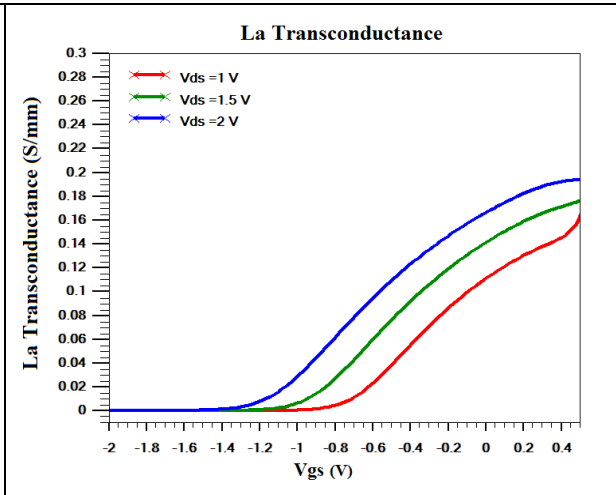


Fig. IV. 76. La transconductance dans le cas du canal à bas de l'InAsP/InP.

La comparaison quantitative entre les deux structures présente les meilleures performances de la structure à base d'un canal composite telle que les performances fréquentielles. D'autre part, l'utilisation d'un canal composite formé par InAsP/InP induit l'augmentation de la transconductance d'un rapport de 10 fois par rapport à celle de la structure qu'elle utilise un simple canal voir figure (IV.77). Le fait d'utiliser un canal composite de deux couches dont la deuxième couche comporte le plus grand gap mènera à la production d'une barrière additionnelle dont elle s'impose à l'injection des électrons vers le substrat et qui a leur tour induit l'amélioration de la transconductance de dispositif.

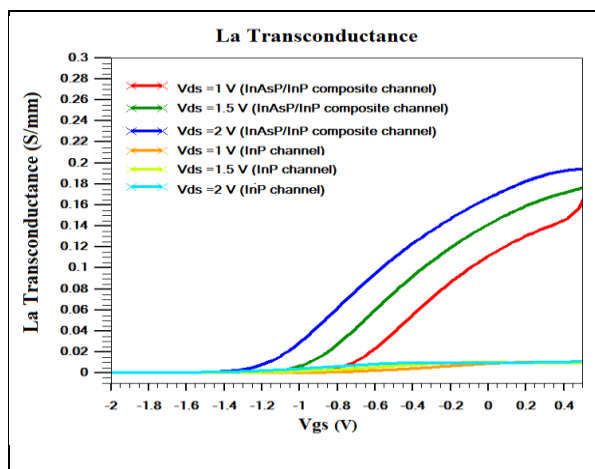


Fig. IV.77. La transconductance pour les deux structures simulées.

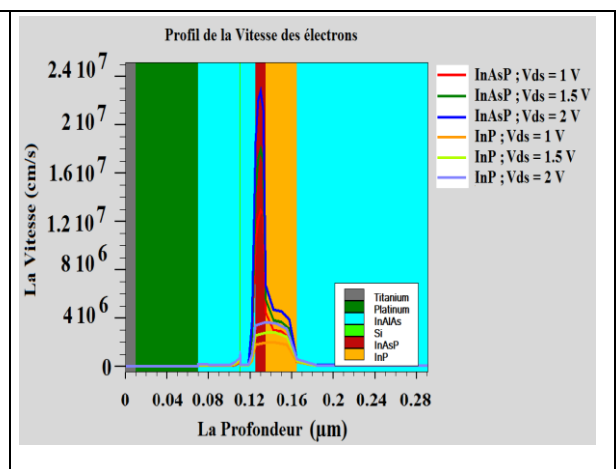
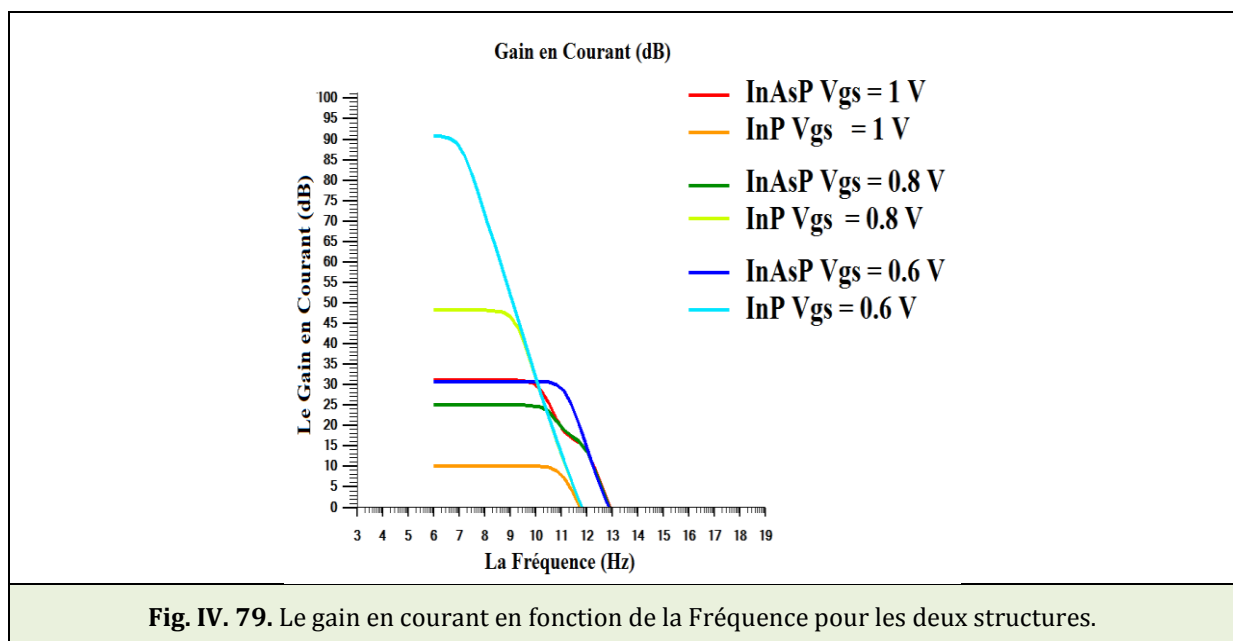


Fig. IV. 78. Profil de la vitesse de dérivation pour les deux structures.

En conséquence de l'augmentation de la transconductance de diapositif, la vitesse de dérive des porteurs de charge augmente, elle présente une importante amélioration dans le cas d'un canal composite voir figure (IV.78). Sous une tension $V_{gs} = 0.8V$, la vitesse de dérive est $2.4 \cdot 10^7$ cm/s, $1.8 \cdot 10^7$ cm/s et $1.3 \cdot 10^7$ cm/s pour les tensions $V_{ds} = 2$ V, $V_{ds} = 1.5$ V et $V_{ds} = 1$ V respectivement. Sous les mêmes conditions de polarisation, ces valeurs présentent des améliorations de 5.8, 5 et 5.5 fois par rapport au cas d'utiliser un canal simple dont la vitesse de dérive obtenue est $3.5 \cdot 10^6$ cm/s, $3 \cdot 10^6$ cm/s et $2 \cdot 10^6$ cm/s respectivement. Les performances fréquentielles ont ainsi bénéficiées de l'utilisation d'un canal composite. Pour $V_{ds} = 2$ V, la fréquence de coupure est 7THz, 8THz et 9THz pour les tensions $V_{gs} = 1$ V, $V_{gs} = 0.8V$ et $V_{gs} = 0.6V$ respectivement. Cela présente des améliorations de 14, 13.33 et 12.85 fois par rapport au cas d'utiliser un canal simple dont sous les mêmes conditions de polarisation, la fréquence de coupure est 500 GHz, 600 GHz, et 700 GHz respectivement. Dans cette étude, nous avons effectué une significative considération pour l'invention d'un HEMT Pseudomorphique sur InP qui nous servira aux applications de puissance. Notre objectif est d'augmenter le maximum la fréquence jusqu'à atteindre la gamme de fréquence entre 500 GHz-900GHz suite à l'utilisation d'un canal composite. Les résultats de simulation obtenus montrent que le gain en courant dans le cas de la structure avec un canal composite et $V_{ds} = 2$ V ainsi que à une fréquence de 500GHz est d'environ 20 dB, 16 dB et 15 dB pour les tensions $V_{gs} = 0.6$ V, $V_{gs} = 0.8$ V et $V_{gs} = 1$ V respectivement. Contrairement aux cas de la structure avec un simple canal à base de l'InP dont leur gain en courant est 1dB, 1.5 dB et 2 dB respectivement pour les mêmes conditions de polarisation. Pour les fréquences de la range de THz, le gain en courant présente ainsi les meilleurs valeurs pour la structure avec un canal composite dont il est de l'ordre de 14 dB, 9 dB, 6.5 dB, 4.5 dB, 3 dB et 2 dB pour les fréquences de 6 THz, 5 THz, 4 THz, 3 THz, 2 THz et 1 THz respectivement et sous les tensions de polarisation $V_{gs} = 0.6$ V et $V_{ds} = 2$ V.



Cette structure proposée avec un canal composite présente des performances meilleures lors leur comparaison avec des structures de la littérature. Elle présente un meilleur comportement fréquentiel par rapport à celle de la référence [15] dont elle présente un gain en courant de 3.4dB pour une fréquence de 340GHz sous les tensions $V_{ds} = 2.5V$ et $V_{gs} = 0.1V$, ces valeurs sont faibles par rapport à notre structure en canal composite voir figure (IV.79). Similairement pour la référence [16] dont elle présente une fréquence de coupure de 220 GHz et un gain en courant maximal de 17 dB pour une fréquence de 94GHz. Les deux références [17] et [18] présentent leur meilleur gain en courant d'environ 6.2 dB et 4.7 dB pour les fréquences 30GHz et 125 GHz respectivement. La comparaison de notre structure avec d'autre technologies qui utilisent des canaux composites tels que les références [19] et [20] montre les performances avantageuses obtenues suite à l'utilisation d'un canal composite à base d'InAsP/InP. Les structures de ces deux références sont à base des canaux composites formés par GaInAs/InP, ils présentent des gains en courant maximale de 12 et 10 pour une fréquence de 20GHz ainsi qu'ils présentent des fréquences de coupure de 140GHz et 170GHz respectivement. Ces valeurs sont faibles par rapport à notre structure qu'elle présente des gains en courant plus grand ainsi que des fréquences de coupure dans la gamme de Téra-hertz (voir figure (IV.79)).

4.4.5. Etude d'une structure avec une diode de blocage à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7}

Dans cette partie, nous simulons une structure électronique dont elle utilise une diode de blocage à base de l'InAs_{0.3}P_{0.7} insérée dans la couche de Buffer, elle se comporte telle que une barrière afin d'améliorer les performances électroniques de dispositif principalement la transconductance. À leur tour, elle induit l'amélioration des performances statiques ainsi que fréquentielles. Ce concept mènera à la production d'un HEMT destiné pour l'amplification, il bénéficiera des performances d'HEMT Pseudomorphique sur InP tels que la haute fréquence et le faible bruit. La structure simulée est à 20 nm de longueur de grille, elle est montrée à la figure (IV.80).

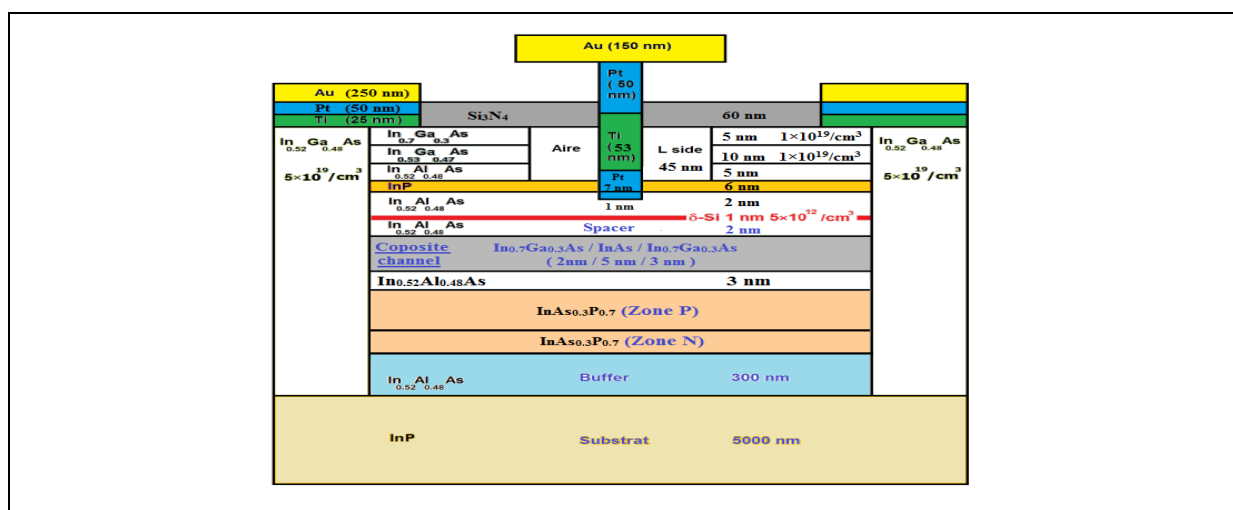


Fig. IV. 80. Description de la structure simulée

La structure simulée utilise un seul niveau Si-delta-doping de 1 nm et $N_D = 5.10^{12}/\text{cm}^3$. L'épaisseur est de 2 nm formé par l' $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. Le canal utilisé pour cette structure est composite, il est formé par un système de trois couches à base de l' $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{InAs}/\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ (2 nm/5 nm/3 nm) respectivement. Une diode de blocage est insérée dans la couche de Buffer afin de présenter notre objectif. Elle est à base de $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}(\text{P})/\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}(\text{N}^{++})$. Les électrodes de la Source et Drain utilisent un empilement métallique formé par Ti/Pt/Au (25nm/50nm/250 nm). La grille est en forme T (en forme dite chapeau), elle utilise l'empilement formé par Pt/Pt/Ti/Pt/Au (1nm/7nm/53nm/50nm/150 nm). Une couche de passivation de 60 nm formée par Si_3N_4 est ainsi introduite. La distance Source- Drain est de 500 nm comptant les zones de recès pour les deux côtés de 45 nm.

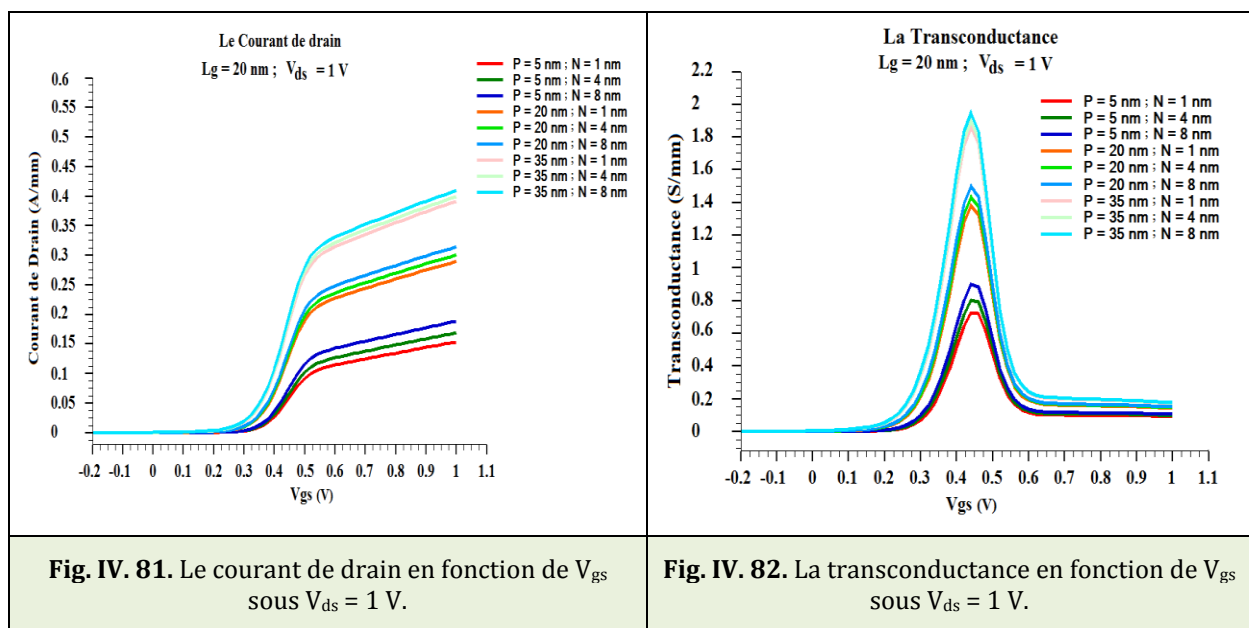


Fig. IV. 81. Le courant de drain en fonction de V_{gs} sous $V_{ds} = 1$ V.

Fig. IV. 82. La transconductance en fonction de V_{gs} sous $V_{ds} = 1$ V.

Dans les deux figures (IV.81) et (IV.82), nous rapportons le courant de drain en fonction de la tension V_{gs} et la transconductance en fonction de la tension V_{gs} respectivement afin de présenter la qualité quantitative de nos résultats. Notre résultats montrent que l'augmentation de l'épaisseur de la zone N ou P qui forment la diode de blocage induit l'augmentation de courant de Drain obtenue dû à l'augmentation de la concentration des électrons confinés dans la région de canal. Cela présente l'importance d'utiliser et d'insérer une diode de blocage pour l'amélioration des performances de dispositif. D'autre part, cette augmentation de la concentration des électrons dans le canal est ainsi indiquée par la grande transconductance qu'elle décrit le dispositif voire figure (IV.82). La transconductance augmente avec l'augmentation de l'épaisseur des zones forment la diode de blocage. Dans les trois figures (IV.83), (IV.84) et (IV.85), nous présentons l'évolution de courant de Drain en fonction de l'épaisseur de la zone P ($P_{thickness}$) sous l'effet de l'épaisseur de la zone N ($N_{thickness}$). Les résultats obtenues montrent que l'augmentation de l'épaisseur des deux zones induit l'augmentation de courant de Drain pour tous les tensions V_{ds} ($V_{ds} = 1$ V, $V_{ds} = 1.5$ V et $V_{ds} = 2$ V). Le courant

de Drain pour $N_{\text{thickness}} = 1 \text{ nm}$, $P_{\text{thickness}} = 5 \text{ nm}$ et $V_{\text{gs}} = 1 \text{ V}$ est 153 mA/mm , 160 mA/mm et 165 mA/mm pour les tensions $V_{\text{ds}} = 1 \text{ V}$, $V_{\text{ds}} = 1.5 \text{ V}$ et $V_{\text{ds}} = 2 \text{ V}$ respectivement. L'augmentation de l'épaisseur de la couche N à 5 nm sous les mêmes conditions de polarisation pour V_{ds} et V_{gs} mènera à des améliorations de 13.73% , 13.13% et 13.33% respectivement, le courant de Drain devient 174 mA/mm , 191 mA/mm et 187 mA/mm respectivement. Cela est le cas pour l'augmentation de la tension V_{ds} (voir figure (IV.86) dont le courant de Drain augmente.

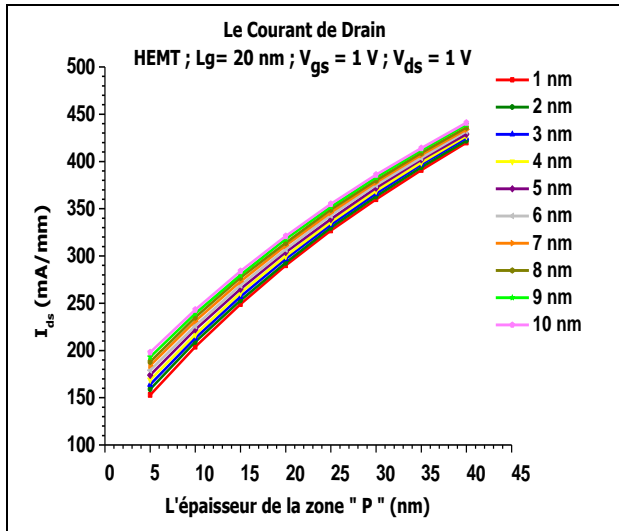


Fig. IV. 83. Le courant de Drain en fonction de l'épaisseur de la zone P pour $V_{\text{ds}} = 1 \text{ V}$.

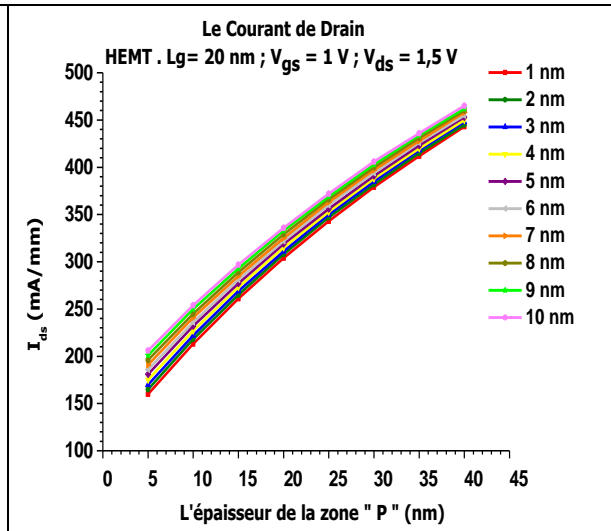


Fig. IV. 84. Le courant de Drain en fonction de l'épaisseur de la zone P pour $V_{\text{ds}} = 1.5 \text{ V}$.

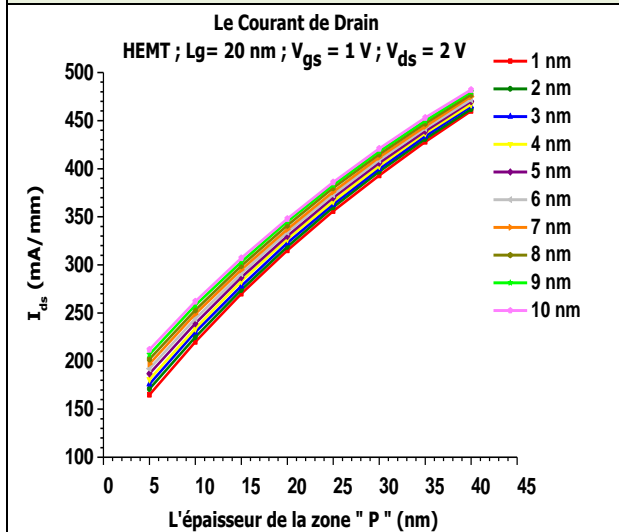


Fig. IV. 85. Le courant de Drain en fonction de l'épaisseur de la zone P pour $V_{\text{ds}} = 2 \text{ V}$.

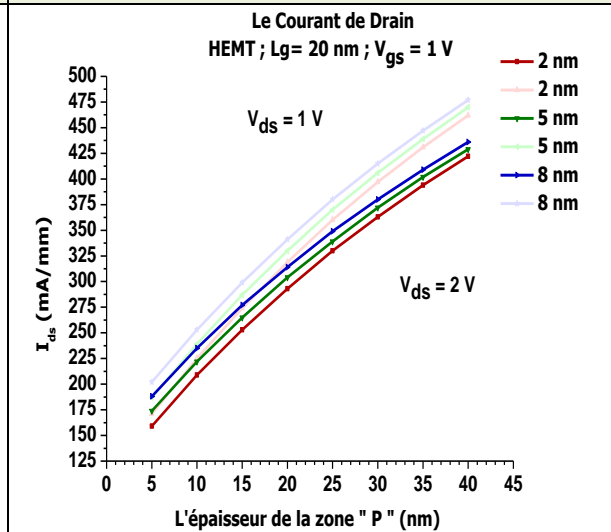


Fig. IV. 86. Le courant de Drain en fonction de l'épaisseur de la zone P pour $V_{\text{ds}} = 1 \text{ V}$ & $V_{\text{ds}} = 2 \text{ V}$.

Similairement et sous les mêmes conditions de polarisation, lors l'augmentation de l'épaisseur de la zone N à 8 nm , des améliorations au courant de Drain seront enregistrées. Ils sont de 22.88% , 22.50% et 22.42% dont le courant de Drain atteint 188 mA/mm , 196 mA/mm et 202 mA/mm respectivement. D'autre part pour $N_{\text{thickness}} = 5 \text{ nm}$ et sous les mêmes tensions de polarisations pour V_{ds} et V_{gs} , l'augmentation de l'épaisseur

de la couche P à 20 nm induit ainsi l'augmentation de courant de Drain, il devient 304 mA/mm, 319 mA/mm et 330 mA/mm. De même pour l'augmentation de l'épaisseur de la zone P à 35 nm dont le courant de Drain atteint 409 mA/mm, 431 mA/mm et 447 mA/mm respectivement. Les caractéristiques présentent l'évolution de courant de Drain rapportées dans cette partie montrant l'efficacité de l'insertion d'une diode de blocage dont elle induit le blocage de l'injection des électrons vers la région de substrat. Cela se justifie ainsi par la transconductance qu'elle décrit la structure présentée dans la figure (IV.87). La transconductance augmente avec l'augmentation de l'épaisseur d'une ou des deux couches forment la diode de blocage. Les résultats obtenus pour $V_{ds} = 1$ V et pour $N_{thickness}$ de 1 nm, 4 nm et 8 nm sont 0.726 S/mm, 0.803 S/mm et 0.9 S/mm respectivement. La transconductance augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de la zone P de 5 nm à 20 nm dont elle devient 1.383 S/mm, 1.435 S/mm et 1.501 S/mm respectivement (pour les mêmes épaisseurs de $N_{thickness}$). Ces améliorations sont la principale conséquence de l'amélioration des performances de la diode de blocage.

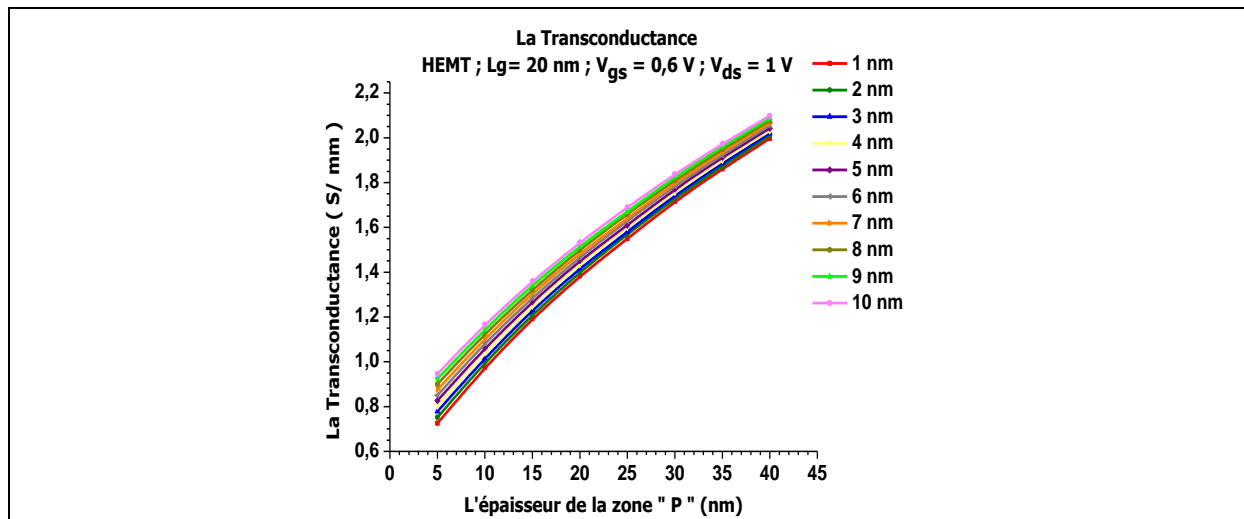


Fig. IV. 87. La Transconductance en fonction de l'épaisseur de la zone P.

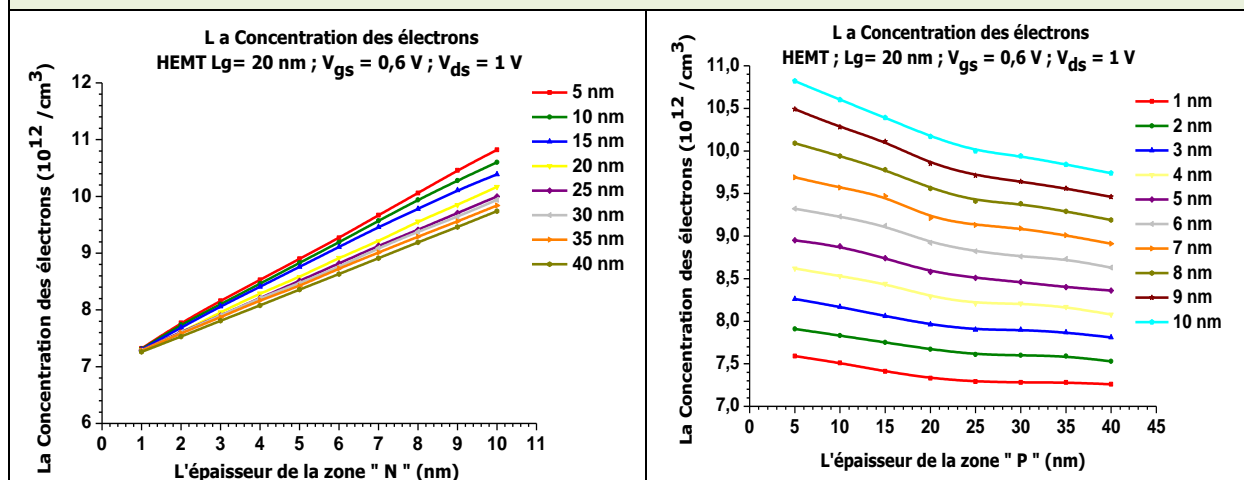


Fig. IV. 88. La Concentration des électrons en fonction de l'épaisseur de la zone N.

Fig. IV. 89. La Concentration des électrons en fonction de l'épaisseur de la zone P.

Dans la figure (IV. 88), nous présentons l'évolution de courant de Drain sous l'effet de V_{ds} et pour les trois épaisseurs de $N_{thickness}$ (2 nm, 5 nm, and 8 nm). Les résultats obtenus montrent que l'augmentation de la tension V_{ds} induit la diminution de courant de Drain suite à l'apparition des effets DIBL. Dans le même contexte de présenter l'importance de l'utilisation d'une diode de blocage afin d'améliorer les performances de dispositif, nous présentons dans ce qui suit les résultats obtenus liés à la concentration des électrons dans le substrat. Les résultats présentés aux figures (IV.88) et (IV.89) montrent que l'augmentation de l'épaisseur de la zone P induit la diminution de la concentration des électrons transférés vers le substrat. La concentration des électrons pour $P_{thickness} = 5$ nm est $7.32 \times 10^{12} / \text{cm}^3$, $8.53 \times 10^{12} / \text{cm}^3$, $9.27 \times 10^{12} / \text{cm}^3$, $10.06 \times 10^{12} / \text{cm}^3$ et $10.82 \times 10^{12} / \text{cm}^3$ pour $N_{thickness}$ de 1 nm, 4 nm, 6 nm, 8 nm et 10 nm respectivement. Cette concentration des électrons diminue avec un taux de 0.41%, 2.89%, 3.92%, 5.23% et 6.39% respectivement lorsque $P_{thickness}$ est augmentée à 20 nm. Similairement lors l'augmentation de $P_{thickness}$ à 40 nm et pour les mêmes épaisseurs de $N_{thickness}$, la concentration des électrons dans le substrat devient $729 \times 10^{12} / \text{cm}^3$, $808 \times 10^{12} / \text{cm}^3$, $863 \times 10^{12} / \text{cm}^3$, $919 \times 10^{12} / \text{cm}^3$ et $974 \times 10^{12} / \text{cm}^3$ respectivement. Cette diminution est la principale conséquence de l'insertion d'une diode de blocage. L'augmentation de l'épaisseur de la zone P mènera à l'amélioration de l'efficacité de blocage produit par la diode. Contrairement au cas de l'augmentation de l'épaisseur de la zone N dont la concentration des électrons augmente. Pour $N_{thickness} = 5$ nm, la concentration des électrons est de $853 \times 10^{12} / \text{cm}^3$, $829 \times 10^{12} / \text{cm}^3$ et $808 \times 10^{12} / \text{cm}^3$, l'augmentation de $N_{thickness}$ à 8 nm induit l'augmentation de la concentration dont elle devient $1006 \times 10^{12} / \text{cm}^3$, $956 \times 10^{12} / \text{cm}^3$ et $919 \times 10^{12} / \text{cm}^3$ respectivement sous les mêmes conditions de polarisations. Le fait de l'augmentation de la dégradation des performances de dispositif avec l'augmentation de l'épaisseur de la zone N est dû à l'apparition des effets quantiques principalement l'effet tunnel à travers la couche de Buffer. Dans les deux figures (IV.90) et (IV.91), nous présentons le comportement fréquentiel fonction de l'épaisseur de la zone P sous l'effet des tensions $V_{gs} = 0.5$ V et $V_{gs} = 0.6$ V respectivement. Les résultats obtenus montrent que la fréquence diminue avec l'augmentation de l'épaisseur de la zone P de 5 nm à 40 nm. Similairement pour le cas de l'augmentation de l'épaisseur de la zone N pour les deux tensions V_{gs} . Les résultats obtenus montrent que la fréquence de coupure est à l'ordre de 1.941 THz, 1.944 THz et 1.945 THz pour une épaisseur de 5 nm de la zone P et des épaisseurs de la couche N de 1 nm, 5 nm et 8 nm respectivement. L'augmentation de l'épaisseur de la zone P induit la diminution de la fréquence de coupure avec des taux de 1.18%, 1.59%, et 1.9% respectivement dont la fréquence sera 1.918 THz, 1.913 THz and 1.908 THz respectivement pour les mêmes tensions de polarisation et épaisseur de la zone N. Ces diminutions registrées pour la fréquence de coupure sont dû à l'augmentation de la concentration des électrons dans le canal suite à l'amélioration des performances de la diode de blocage par l'augmentation des épaisseurs des deux zones N et P. Cela induit l'augmentation de taux des différents interactions qui se produisent qui à leurs mèneront à la diminution de la fréquence.

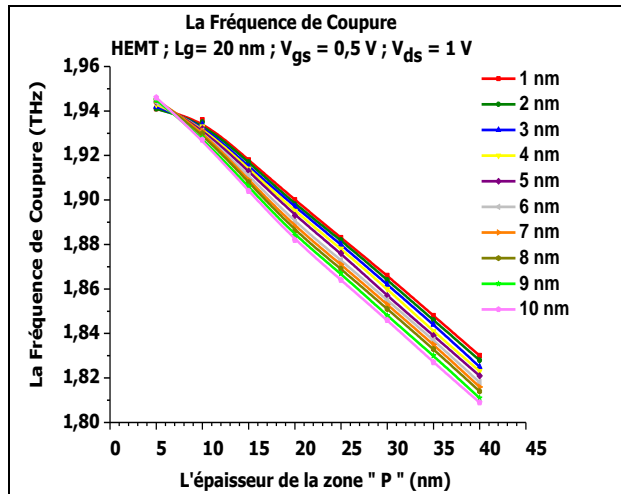


Fig. IV. 90. La Fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la zone P pour V_{gs}=0.5 V.

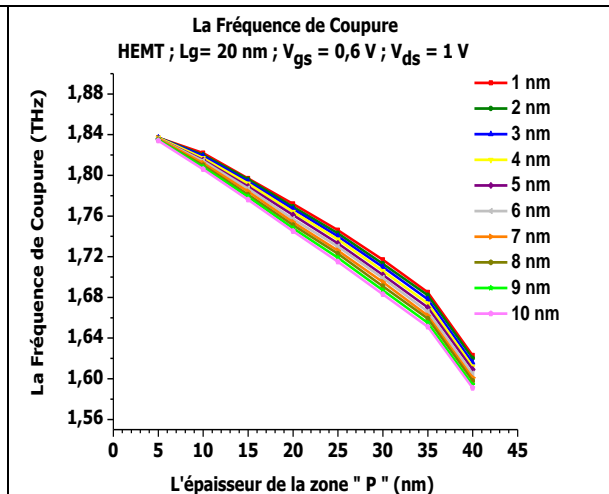


Fig. IV. 91. La Fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la zone P pour V_{gs}=0.6 V.

Similairement pour l'évolution de la fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la zone P, l'évolution de la fréquence de coupure en fonction de la zone N est présentée aux figures (IV.92) et (IV.93). Les résultats obtenus montrent que l'augmentation de l'épaisseur de la zone N induit la diminution de la fréquence de coupure pour tous les épaisseurs de la zone P. La fréquence de coupure pour P_{thickness}= 10 nm et V_{gs}= 0.5 V est à l'ordre de 1.936 THz, 1.932 THz et 1.93 THz pour des épaisseurs de la zone N de 1 nm, 5 nm et 8 nm respectivement. La fréquence de coupure diminue avec des taux de 1.89%, 2.06%, et 2.33% respectivement lors l'augmentation de l'épaisseur de la zone P à 20 nm. Similairement pour le cas de l'augmentation de la tension V_{gs} à 0.6 V dont elle induit la diminution de la fréquence en conséquence de l'augmentation de taux d'interactions qu'ils se produisent, des taux de diminution de 6.73%, 6.97% et 7.17% seront enregistrés pour 1 nm, 5 nm et 8 nm respectivement de l'épaisseur N_{thickness} (voire figure (IV.94).

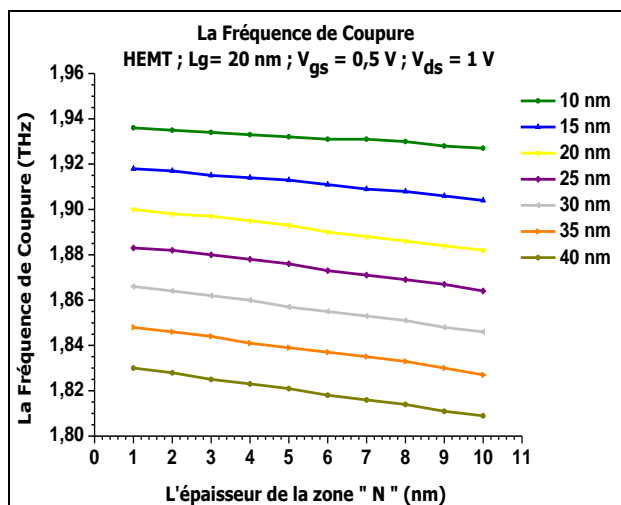


Fig. IV. 92. La Fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la zone N pour V_{gs}=0.5 V.

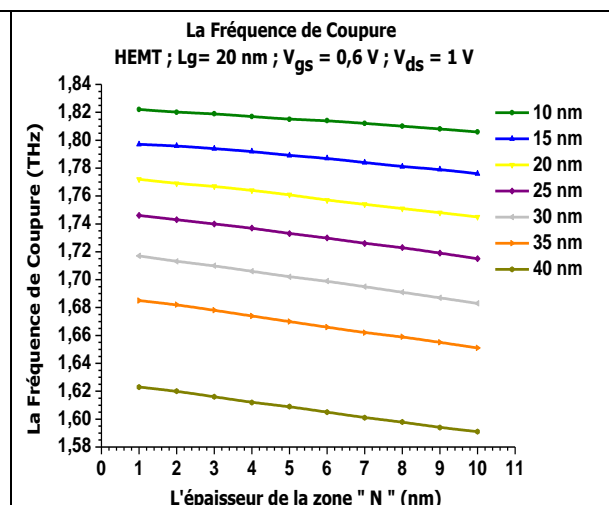


Fig. IV. 93. La Fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la zone N pour V_{gs}=0.6 V.

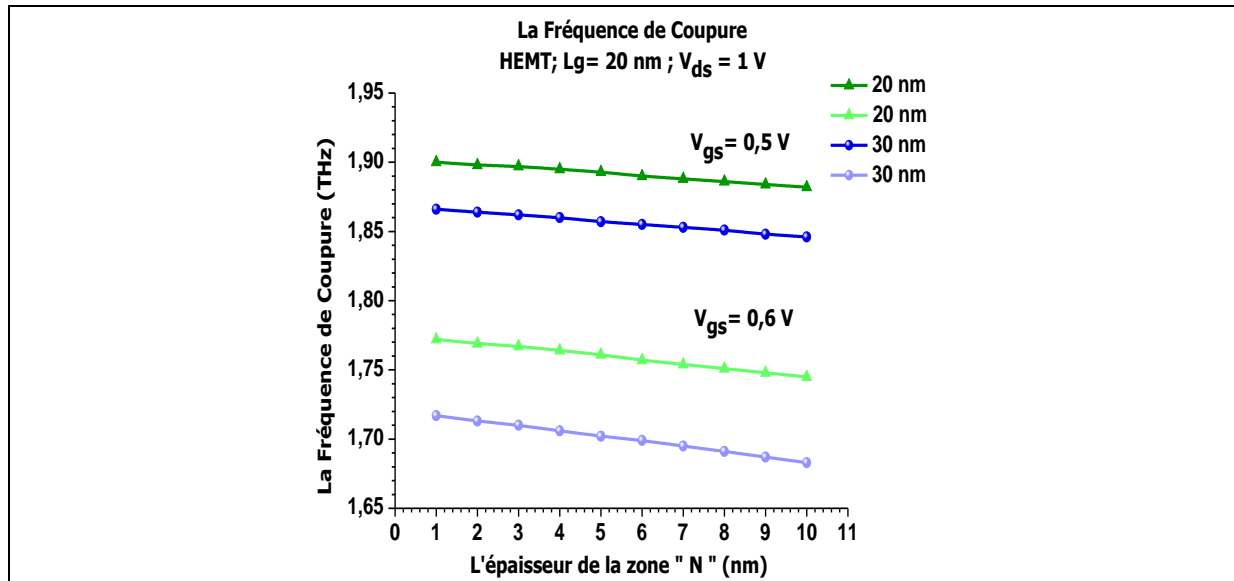


Fig. IV. 94. La Fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la zone N pour $V_{gs} = 0.5 \text{ V}$ & $V_{gs} = 0.6 \text{ V}$.

La comparaison de la structure utilisée dans cette partie et qu'elle utilise une diode de blocage amontré ces meilleures performances par rapport aux autres structures et technologies.

Dans la référence [21], le courant de Drain obtenue est 350 mA/mm, 300 mA/mm et 250 mA/mm pour les trois cas étudié dans cette référence. Contrairement à notre structuredont le courant dépasse 350 mA/mm lors l'utilisation d'une diode avec une zone P plus que 30 nm. Similairement pour la transconductance, celle de la référence [21] est d'environ 600 mS/mm, 650 mS/mm et 700 mS/mm pour les trois cas étudiés. Par contre celle de notre structure est plus de 700 mS/mm pour toutes les valeurs de $P_{thickness}$ et $N_{thickness}$.

Dans la référence [22], le courant de Drain, la transconductance et la fréquence sont 300 mA/mm, 800 mS/mm et 385 GHz respectivement contrairement à notre structure dont ils sont meilleurs, le courant de Drain est de 409 mA/mm, la transconductance et la fréquence sont de 1.861 S/mm et 1.848 THz respectivement dans le cas de $N_{thickness} = 1 \text{ nm}$ et $P_{thickness} = 35 \text{ nm}$.

Dans la référence [23], avec l'utilisation de deux étapes de la gravure sélective pour la grille combinée avec une gravure sélective humide et une gravure humide numérique le courant de Drain, la transconductance et la fréquence sont 550 mA/mm, 900 mS/mm et 240 GHz respectivement. Ces valeurs sont faibles par rapport à celle de notre structure.

De même pour la référence [24] dont Tianhao et al avec leur invention d'amélioration des performances des signaux des dispositifs, le courant de Drain, la transconductance et la fréquence sont à l'ordre de 0.05mA/mm, 0.14 mS/mm et 40 GHz respectivement. Ces valeurs sont faibles par rapport à celle obtenus par notre structure.

4.4.6. Modulation du courant de Drain par l'utilisation d'InAs_xP_{1-x}:

La structure simulée pour cette étude est formée par un substrat à base de l'InAs_xP_{1-x} afin de présenter notre objectif de moduler le courant de Drain en fonction des propriétés de transport électronique de substrat. L'empilement des couches utilisé dans notre étude est présenté dans la figure (IV.95). Notons que, l'introduction de l'Arsénique dans la composition chimique de substrat induit la diminution des énergies structurelles de matériau substrat.

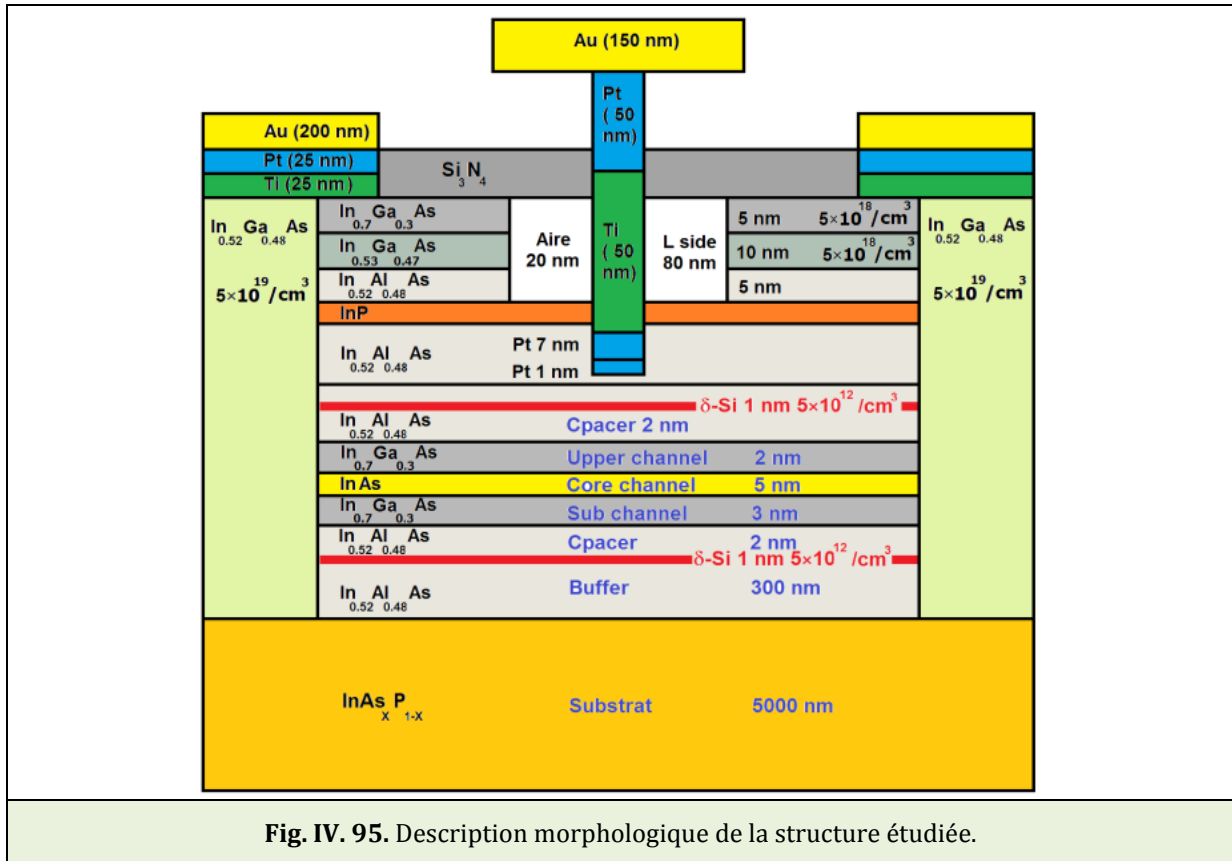
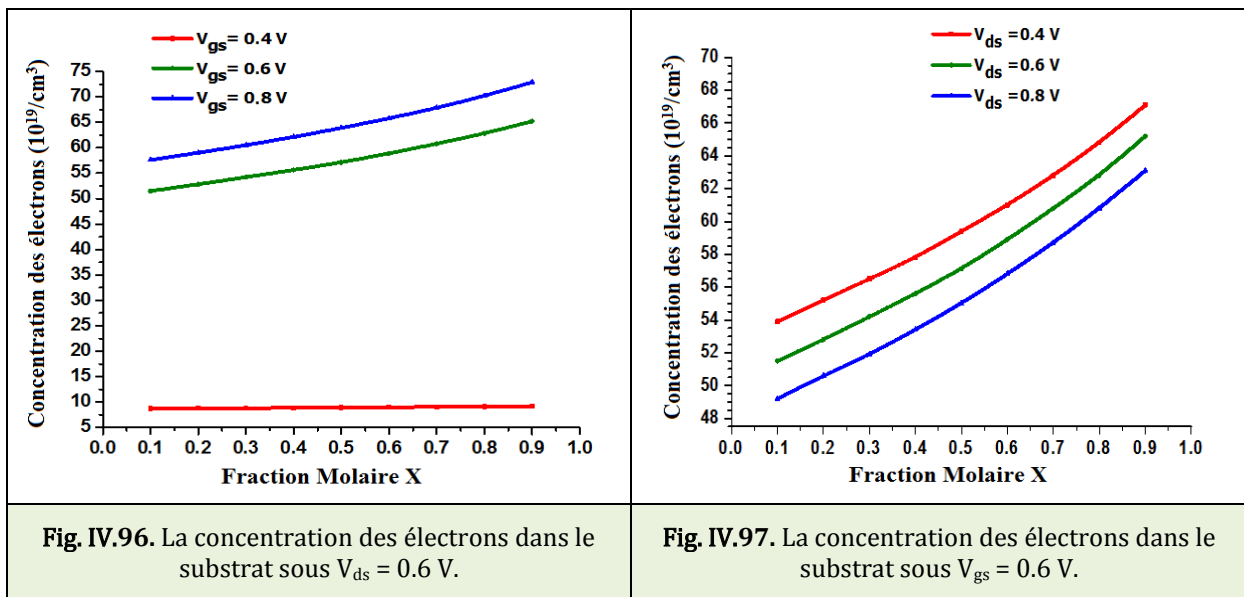


Fig. IV. 95. Description morphologique de la structure étudiée.

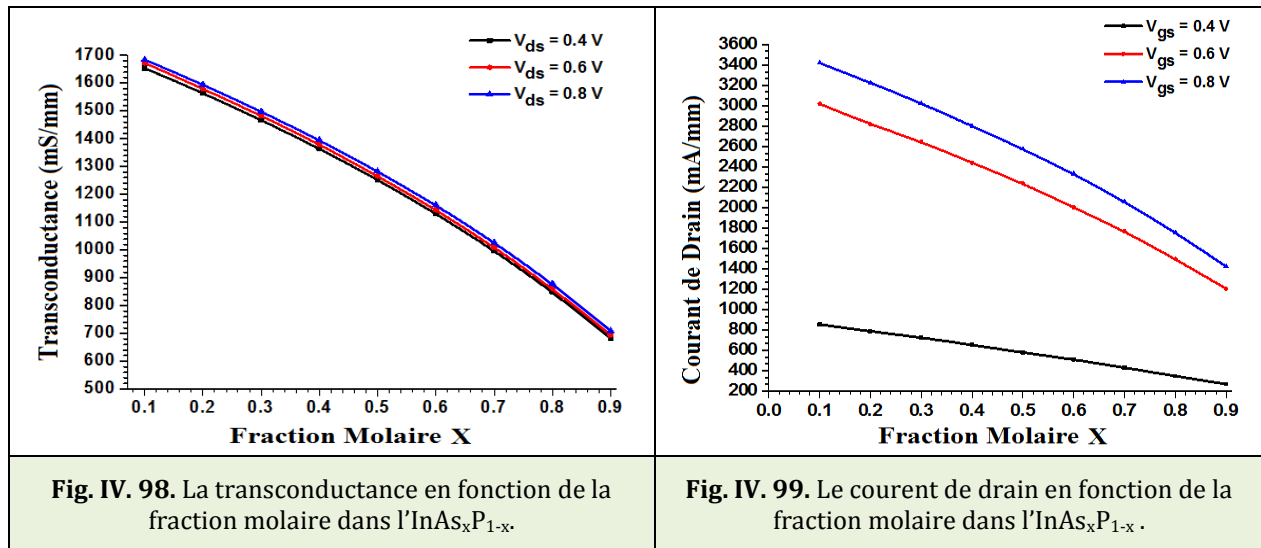
La structure utilise 5000 nm pour le substrat qui est semi-isolant, il est formé par InAs_xP_{1-x}. La couche Buffer est à 300 nm, elle est formée par InAl_{0.52}As_{0.48} dont elle sert pour isoler les défauts de substrat au canal. La structure utilise ainsi un double Si-delta-doping de 1 nm et 5 × 10¹²/cm³ pour la couche haute, par contre 2 × 10¹²/cm³ pour la couche basse. Cela est important principalement pour augmenter la concentration des électrons transmis au canal. À son tour, il (double Si-delta-doping) induit une importante augmentation de la transconductance de dispositif. D'autre part, cela se trouve important dont il nous permettrons d'éliminer les différents effets susceptibles de dégrader les performances de dispositif ou de nuire les résultats obtenus. La couche de l'espaceur est choisie de 2 nm pour les deux niveaux haut et bas. Elle est formée par InAl_{0.52}As_{0.48}. Un canal composite est ainsi utilisé, il est formé par un système de trois couches. Le corps de canal est à 5 nm, il est à base de l'InAs. Les deux autres couches sont à base de l'InGa_{0.7}As_{0.3}, ils sont de 2 nm et 3 nm. La barrière Schottky est de 2 nm,

elle est formée par InAl_{0.52}As_{0.48}. Sous la grille, elle est diminuée à 1 nm suite à l'introduction d'une couche de platine d'une épaisseur de 1 nm. La couche etch stop est de 6 nm formée par l'InP, leur importance s'explique par la diminution des résistances d'accès des électrodes pour les deux régions Source et Drain. Le cap layer est formé par un système multicouche à base de l'InGa_{0.7}As_{0.3}/ InGa_{0.53}As_{0.47}/ InAl_{0.52}As_{0.48}. Les électrodes Source et Drain sont formés par un empilement de Ti/Pt/Au (25nm/25nm/200 nm). La grille est en forme T, elle est à base de l'empilement formée par Pt/Ti/Pt/Au (7nm/50nm/50nm/150 nm). La couche de passivation est de 60 nm formée par Si₃N₄. La longueur de Grille est de 20 nm, la séparation Source Drain est de 500 nm comptant 45 nm pour les régions recès des deux côtés Source et Drain. Dans les deux figures (IV.96) et (IV.97), nous présentons la concentration des électrons dans la région substrat en fonction de la fraction molaire de leur composition sous l'effet de V_{gs} et V_{ds} respectivement. L'augmentation de la fraction molaire de l'Arsénique dans la composition de l'InP induit la diminution de leur énergies structurelles, cela induit l'augmentation de l'injection des électrons vers la région substrat voir (figures (IV.96) et (IV.97)).



La concentration des électrons dans le substrat pour $X = 0.1\%$ et $V_{gs} = 0.6 \text{ V}$ est à l'ordre de $53.9 \times 10^{19}/\text{cm}^3$, $51.5 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ et $49.2 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ sous les tensions $V_{ds} = 0.4 \text{ V}$, $V_{ds} = 0.6 \text{ V}$ et $V_{ds} = 0.8 \text{ V}$ respectivement. L'augmentation de la fraction molaire à 0.5% induit une augmentation de la concentration des électrons injectés avec un taux de 10.20% , 10.87% et 11.78% respectivement. Cette concentration sous les mêmes conditions de polarisation devient $59.4 \times 10^{19}/\text{cm}^3$, $57.1 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ et $55 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ respectivement. Similairement pour $X = 0.9\%$ dont la concentration des électrons injectés est de $67.1 \times 10^{19}/\text{cm}^3$, $65.2 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ et $63.1 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ respectivement. L'augmentation de la concentration des électrons injectés avec l'augmentation de V_{gs} est la conséquence de l'augmentation de l'effet de la tension appliquée à la Grille voire figure (IV.96). Cette augmentation sera ajoutée à la diminution des énergies structurelle de matériau de

substrat. Contrairement au cas de l'augmentation de la tension de Drain V_{ds} dont la concentration des électrons injectés diminue dû à la diminution de l'effet de la tension de Grille suite à l'effet DIBL voir figure (IV.97).



L'augmentation de la concentration des électrons injectés suite à la diminution des énergies structurales de substrat avec l'augmentation de la fraction molaire de l'Arsénique induit la diminution de la transconductance de dispositif. Par conséquent, le courant de Drain sera diminué voire (figure (IV.98) et (IV.99)). La transconductance de dispositif pour $X = 0.1\%$ et $V_{ds} = 0.4$ V, $V_{ds} = 0.6$ V et $V_{ds} = 0.8$ V et de 1654.4 mS/mm, 1673.2 mS/mm et 1685 mS/mm respectivement, elle diminue avec l'augmentation de la fraction molaire à $X = 0.7\%$ dont elle sera 998.3 mS/mm, 1010.6 mS/mm et 1028 mS/mm respectivement voir figure (IV.98). Similairement pour le courant de Drain dont il diminue avec l'augmentation de la fraction molaire de l'Arsénique suite au phénomène d'injection des électrons vers le substrat. Le courant de Drain pour $V_{ds} = 1$ V et $X = 0.1\%$ sous les tensions de polarisations $V_{gs} = 0.4$, $V_{gs} = 0.6$ et $V_{gs} = 0.8$ est de 0.854 mA/mm, 3.018 mA/mm et 3.419 mA/mm respectivement, il diminue avec l'augmentation de la fraction molaire $X = 0.7\%$ dont il devient d'environ 0.43 mA/mm, 1.768 mA/mm et 2.057 mA/mm respectivement. Les résultats obtenus montrent que l'augmentation de la tension de Drain induit l'augmentation de la transconductance de dispositif dû aux meilleures conditions de confinement des électrons produit par la barrière espaceur/canal voir figure (IV.98).

Dans les figures (IV.100), (IV.101) et (IV.102) nous présentons les caractéristiques de courant de Drain en fonction de la tension de Drain, le courant de Drain en fonction de la tension de Grille et la transconductance en fonction de la tension de grille respectivement dont l'objectif est de présenter la cohérence de nos résultats. Suite à l'étude de la modulation de courant de Drain, l'évolution de la résistance Source est ainsi rapportée en fonction de la concentration des trous accumulés sous la Source dont leur principale cause est l'effet de champ sur le substrat.

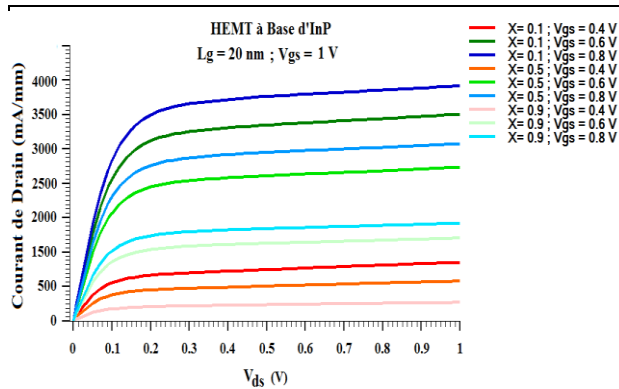


Fig. IV. 100. La caractéristique I_{ds} - V_{ds} sous $V_{gs} = 1$ V.

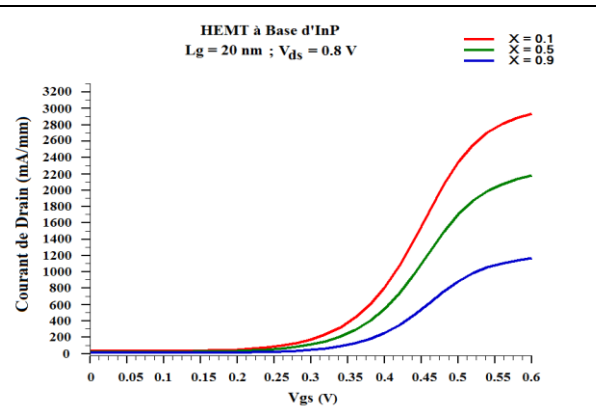


Fig. IV. 101. La caractéristique I_{ds} - V_{gs} sous $V_{ds} = 0.8$ V.

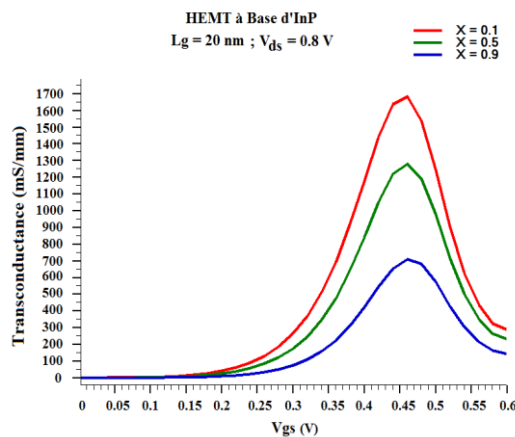


Fig. IV. 102. La caractéristique de la transconductance.

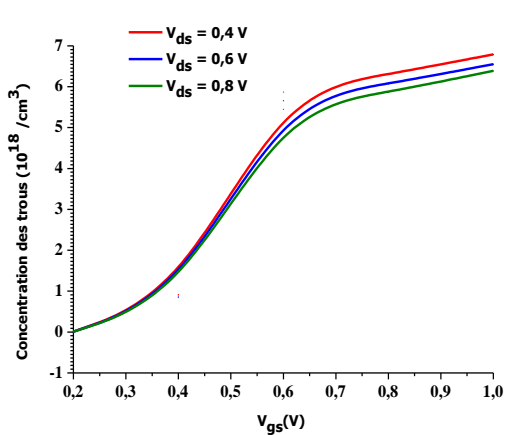


Fig. IV. 103. La concentration des trous en fonction de V_{gs} dans l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$.

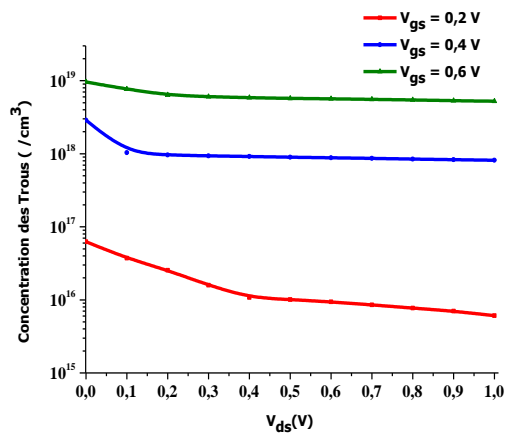


Fig. IV. 104. La concentration des trous en fonction de V_{ds} dans l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$.

Dans les deux figures (IV.103) et (IV.104), nous présentons l'évolution de la concentration des trous sous la région Source en fonction de V_{gs} et V_{ds} respectivement. L'augmentation de la tension V_{gs} induit l'augmentation de la concentration des trous sous la Source. La concentration des trous dans le cas de l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ pour $V_{gs} = 0.4$ V est

$9.19 \times 10^{17}/\text{cm}^3$, $8.82 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ et $8.46 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ sous les tensions $V_{ds} = 0.4 \text{ V}$, $V_{ds} = 0.6 \text{ V}$ et $V_{ds} = 0.8 \text{ V}$ respectivement. L'augmentation de V_{gs} à 0.8 V induit l'augmentation de la concentration des trous transférés vers la Source dont des améliorations de 685%, 688% et 692% respectivement seront enregistrées. La concentration des trous sera donc $6.30 \times 10^{18}/\text{cm}^3$, $6.07 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ et $5.86 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ respectivement (voir figure (IV.103), cela est dû à l'augmentation de l'effet de champ appliqué dont ces lignes seront intenses au niveau de substrat avec l'augmentation de la tension de Grille. Contrairement à l'évolution de la concentration des trous en fonction de la tension V_{ds} , la concentration des trous diminue lorsque la tension V_{ds} augmente suite aux effets DIBL dont l'augmentation de la tension V_{ds} induit la diminution de l'effet de la tension V_{gs} voir figure (IV.104). L'augmentation de la fraction molaire de l'Arsénique dans la composition de substrat induit l'augmentation de la concentration des trous transférés vers la Source dû à l'augmentation de l'effet de champ. La concentration des trous pour une fraction de $X = 0.3 \%$ et sous les tensions de polarisations $V_{gs} = 0.6 \text{ V}$ et $V_{ds} = 0.8 \text{ V}$ est $5.45 \times 10^{18}/\text{cm}^3$, avec l'augmentation de la fraction molaire à $X = 0.5 \%$ et $X = 0.6\%$ elle augmente et elle atteint $5.52 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ et $5.69 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ respectivement. Ainsi que, pour toutes les fractions molaires l'augmentation de la tension V_{ds} appliquée induit la diminution de la concentration des trous transférés dû aux effets DIBL voir figures (IV.105) et (IV.106).

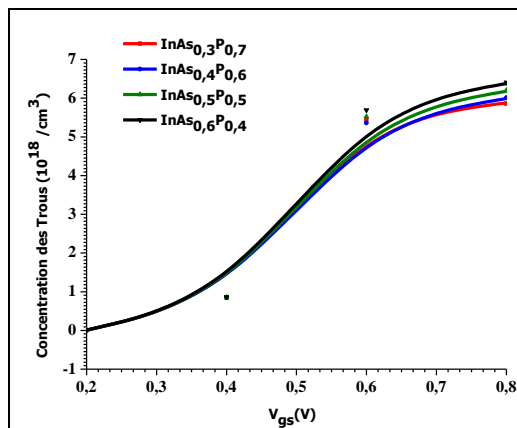


Fig. IV. 105. La concentration des trous en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 0.8 \text{ V}$ dans l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$.

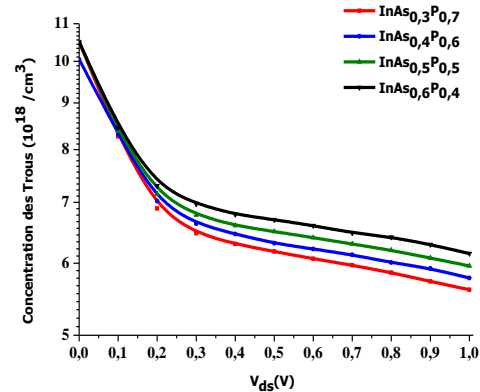


Fig. IV. 106. La concentration des trous en fonction de V_{ds} à $V_{gs} = 0.8 \text{ V}$ dans l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$.

Ainsi que, l'importance d'augmenter l'effet de champ sur le substrat peut être présenté en fonction de l'épaisseur de Buffer. Les résultats de simulation obtenus pour un substrat à base de l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ sont présentés dans les deux figures (IV.107) et (IV.108). La concentration des trous transférés augmente avec la diminution de l'épaisseur de la couche du Buffer dû à l'augmentation de l'effet de champ. La concentration des trous pour un Buffer de 900 nm est $4.19 \times 10^{18} / \text{cm}^3$, elle présente une amélioration de 11.69% et 35.08% lorsque l'épaisseur de Buffer est diminuée à 600 nm et 300 nm dont elle sera $4.68 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ et $5.66 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ respectivement voir figure (IV.107). Pour une même épaisseur de Buffer, l'augmentation de la tension V_{gs} induit l'augmentation de la concentration des trous transférés. Contrairement à la tension V_{ds} dont la concentration des trous sera diminuée en conséquence de la diminution de

l'effet de champ par effet DIBL voir figure (IV.108). L'ensemble des concepts d'augmentation de l'effet de champ soit par la diminution des énergies caractéristiques de substrat ou par la diminution de l'épaisseur de Buffer induisent la diminution de la résistance Source suite à l'augmentation de la concentration des trous voir figure (IV.109).

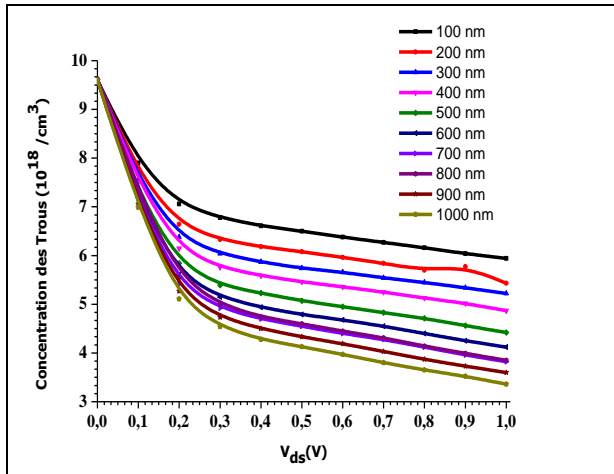


Fig. IV. 107. La concentration des trous sous l'effet de l'épaisseur de Buffer dans l'InAs_{0.3}P_{0.7}.

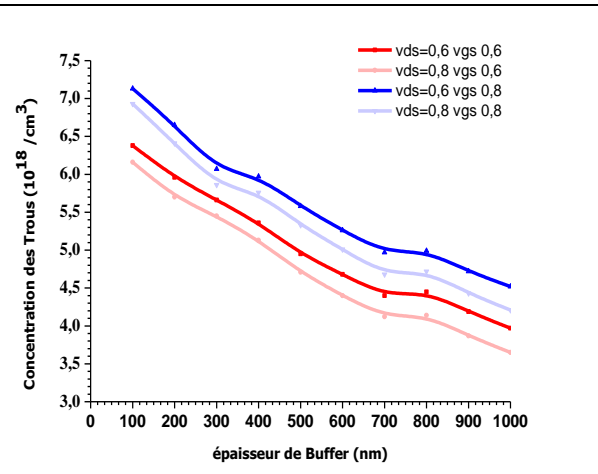


Fig. IV. 108. La concentration des trous sous l'effet de V_{gs} et V_{ds} dans l'InAs_{0.3}P_{0.7}.

L'évolution de la résistance Source en fonction des tensions V_{ds} et V_{gs} sous l'effet de l'épaisseur de Buffer est présentée dans les figures (IV.109) et (IV.110). La diminution de l'épaisseur de Buffer induit la diminution de la résistance Source dû à l'augmentation de l'effet de champ sur le substrat avec l'augmentation de la tension V_{gs} . À son tour, ce champ induit l'augmentation de la concentration des trous accumulés sous la Source voir figure (IV.109). Contrairement au cas de l'augmentation de la tension V_{ds} dont la résistance Source augmente en conséquence de la diminution de l'effet de champ suite à l'apparition de l'effet DIBL voir figure (IV.110). Notons que, la résistance Source diminue avec la diminution de l'épaisseur de Buffer même sous l'augmentation de la tension V_{ds} voir figure (IV.110).

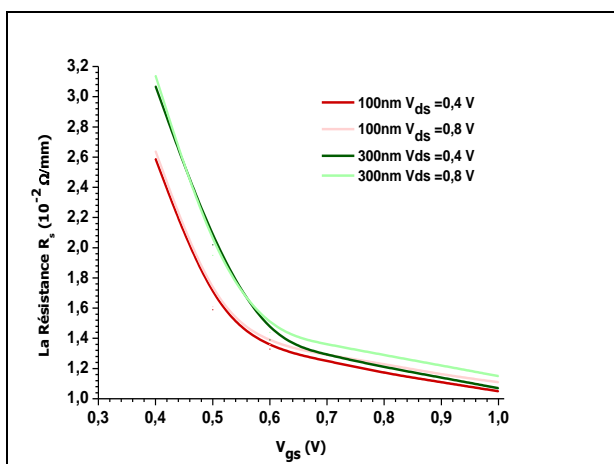


Fig. IV. 109. évolution de la résistance Source sous l'effet de Buffer et V_{ds} dans l'InAs_{0.3}P_{0.7}.

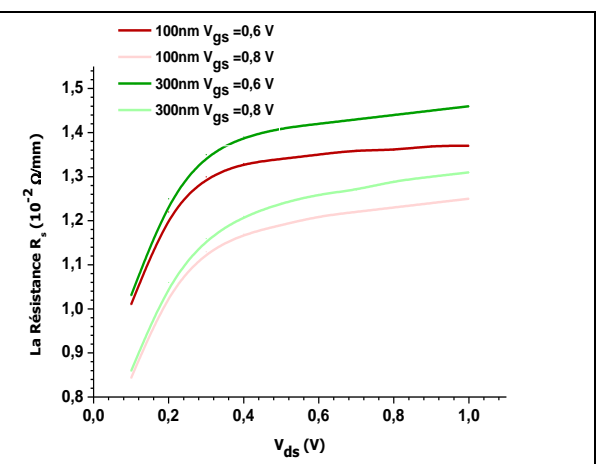


Fig. IV. 110. évolution de la résistance Source sous l'effet de Buffer et V_{gs} dans l'InAs_{0.3}P_{0.7}.

4.5. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats de simulation obtenus par la méthode de Monte-Carlo pour l' $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, l'InP et l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ afin de présenter les performances de transport électronique de ces matériaux. D'autre part, nous avons effectué une étude de caractérisation de l'existence et l'absence des interactions polaire et intervallée par l'intermédiaire de la méthode de Monte-Carlo. Notre résultats obtenus montreront que les interactions polaires peuvent être caractérisés à partir des courbes de l'énergie des porteurs de charge en fonction de champ électrique appliqué (états stationnaire). Leurs absence induit une augmentation considérable de l'énergie des porteurs de charge en conséquence de la diminution (voire annulation) de l'énergie absorbée par le réseau cristallin. Dans ce cas, c'est les porteurs de charge qui vont absorbés tout l'énergie fournie par le champ électrique appliqué au qu'elle sera absorbée dans le cas générale par le réseau et les porteurs de charge. Contrairement aux interactions intervallées dont ils peuvent être caractérisés à partir des courbes non-stationnaires. Dans ce cas, l'énergie des porteurs de charge augmente d'une manière dramatique et rapide. Ainsi que, ce type d'interaction se caractérise sous les fortes valeurs de champ électrique appliqué contrairement aux interactions polaires dont ils se caractérisent à partir des faibles valeurs de champ.

L'étude de comparaison de performance pour les structures à base de l'InP et l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ dans leur substrat montre les avantages d'utiliser l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ comme matériau substrat. Ils se résument principalement dans le fait de diminuer la résistance Source de dispositif suite à l'augmentation de la concentration des trous, cette augmentation est dû à l'augmentation de l'effet de champ sur le substrat avec la diminution de leur énergie. Ainsi que, les performances d'un HEMT sont modulés par les énergies caractéristiques de substrat dont le courant de Drain diminue avec la diminution de ces énergies contrairement aux performances fréquentielles qu'ils s'améliorent avec leur diminution.

Deux formes pour les HEMT à base de l'InAlAs/InGaAs/InAsP sont étudiées dans cette thèse.

La première, se présente telle qu'une étude comparative entre deux structures, la première utilise un canal à base de l'InP et l'autre utilise un canal composite à base de l'InAsP/InP. D'après cette étude, l'utilisation d'un canal composite induit une augmentation considérable de courant de Drain ainsi qu'une importante amélioration des performances fréquentielles. L'utilisation d'un canal composite avec un matériau à grand gap pour leur couche base nous permettrons d'avoir les meilleures performances. Notons que, cette couche de bas se comporte telle qu'une barrière additionnelle dont elle mènera à l'amélioration des conditions de confinement des électrons suite à leur effet liée au blocage de transfère (injection) des électrons vers le substrat.

La seconde structure se présente telle que une structure dont nous avons inséré une diode de blocage à base de l'InAsP(P)/InAs_{0.3}P_{0.7}(N⁺⁺). L'importance de cette diode est similaire à la couche de bas pour la structure à base d'un canal composite. Elle s'oppose à l'injection des électrons vers le substrat dont elle induit l'augmentation de la concentration des électrons dans le canal.

La comparaison des différents résultats obtenus par ces structures proposées et simulées montre l'importance d'utiliser l'InAs_{0.3}P_{0.7} dans la production des structure électronique, il se présente comme un matériau de choix dû à leur performance de transport électronique ainsi que leur adaptation avec les matériaux les plus célèbres pour l'électronique rapide et à faible bruit tels que l'InP, l'In_{0.52}Al_{0.48}As, l'In_{0.53}Ga_{0.47}As.

4.6.Référence

- [1] C. Jacoboni and L. Reggiani, *Rev. Mod. Phys.*, 55 (1983) 645.
- [2] C. Jacoboni and P. Lugli, *The Monte Carlo Method for Semiconductor Device Simulation*, Springer-Verlag, Vienna, 1989.
- [3] K. Hess, *Monte Carlo Device Simulation: Full Band and Beyond*, Kluwer Academic Publishing, Boston, 1991.
- [4] M. H. Kalos and P. A. Whitlock, *Monte Carlo Methods*, Wiley, New York, 1986.
- [5] D. K. Ferry, *Semiconductors*, Macmillan, New York, 1991.
- [6] J. Ajayan, D. Nirmal., 20 nm high performance enhancement mode InP HEMT with heavily doped S/D regions for future THz applications, *Superlattices Microstruct.* Volume 100, December (2016), Pages 526–534.
- [7] Pinto M.R., Conor S. Rafferty, and Robert W. Dutton, “PISCES2 - Poisson and Continuity Equation Solver”, Stanford Electronics Laboratory Technical Report, Stanford University, September 1984.
- [8] Selberherr, S. *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*. Wien, New York: Springer-Verlag, 1984.
- [9] Soufiane. Derrouiche, B. Bouazza. C. Sayah, “Reducing the Source Resistance of an HEMT Based on InAs_{0.3}P_{0.7} by Increasing the Holes Concentration for THz Applications” *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, Vol. 12, pp. 1–5, 2017.
- [10] D.-H. Kim, J.-A. del Alamo. Lateral and Vertical Scaling of In_{0.7}Ga_{0.3}As HEMTs for Post-Si-CMOS Logic Applications. *IEEE Transac. On. Elect. Dev.* vol. 55, 2546(2008). DOI.10.1109/TED.2008.2002994.
- [11] T.-W. Kim, D.-H. Kim, J.A. del Alamo. InGaAs HEMT with InAs-rich InAlAs barrier spacer for reduced source resistance. *Elect. Lett.* Vol. 47, 406(2011). DOI.10.1049/el.2010.3666.
- [12] S.-Jin Yeon, M. Park, J. Choil, K. Seo. 610 GHz InAlAs/In_{0.75}GaAs Metamorphic HEMTs with an Ultra-Short 15-nm-Gate. (IEDM) *IEEE International, Electron Devices Meeting* (2007) Dec 10-12, P. 613-616, Washington, DC, USA.
- [13] J. Ajayan, D. Nirmal. 20 nm high performance enhancement mode InP HEMT with heavily doped S/D regions for future THz applications. *Superlat. And. Microstruc.* vol. 100, 526 (2016). DOI.10.1016/j.spmi.2016.10.011.

[14] J. Ajayan, D. Nirmal. 20-nm enhancement-mode metamorphic GaAs HEMT with highly doped InGaAs source/drain regions for high-frequency applications. *Interna.Journ.Of.Electro.vol.* 104, 504 (2016). DOI.10.1080/00207217.2016.1218066.

[15] Medjdoub F, Zaknoune M, Wallart X, et al. High performances of InP channel power HEMT at 94 GHz. *Electron Lett.* 2005;41(25);1406–1408; Doi: 10.1049/el:20053068.

[16] Chin T.P, Chen Y.C, Barsky M, Wojtowicz M, et al. High performance InP high electron mobility transistors by valved phosphorus cracker. *J of Vac Sci & Technol B.* 2000;18(3);1642-1644;doi./10.1116/1.591443.

[17] Aina O, Burgess M, Mattingly M, et al. A 1.45-W/mm, 30-GHz InP-channel power HEMT. *IEEE Electron Device Lett.* 1992;13(5);300–302; Doi: 10.1109/55.145060.

[18] Kosugi T, Sugiyama H, Murata K, et al. A 125-GHz 140-mW InGaAs/InP composite-channel HEMT MMIC power amplifier module. *IEICE Electron Expr.* 2009;16(24);1764–1768; Doi: 10.1587/elex.6.1764.

[19] Matloubian M, Liu T, Jelloian L.M, et al. K-band GaInAs/InP channel power HEMTs. *Electron Lett.* 1995;31(9);761–762;doi: 10.1049/el:19950482.

[20] Shealy J.B, Matloubian M, Liu T.Y, et al. High-performance submicrometer gatelength GaInAs/InP composite channel HEMT's with regrown ohmic contacts. *IEEE Electron Device Lett.* 1996;17(11);540–542;Doi: 10.1109/55.541774.

[21] Sun, S-X., Mal, L-H., Cheng, C., Zhang, C., Zhong, Y-H., Li, Y-X., Ding, P., Jin, Z.: Numerical simulation of the impact of surface traps on the performance of InP-based high electron mobility transistors. *Phys. Status Solidi A.* 214(10), 1700322-1700327 (2017). <https://doi.org/10.1002/pssa.201700322>.

[22] Shu-Xiang, S., Hui-Fang, J., Hui-Juan, Y., Sheng, L., Zhi, J., Peng, D., Ying-Hui, Z.: Physical modeling of direct current and radio frequency characteristics for InP-based InAlAs/InGaAs HEMTs., *Chin. Phys. B.* 25(10), 108501-108504 (2016). <https://doi.org/10.1088/1674-1056/25/10/108501>.

[23] Ying-hui, Z., Shu-xiang, S., Wen-bin, W., Hai-li, W., Xiao-ming, L., Zhi-yong, D., Peng, D., Zhi, J.: Two-step gate-recess process combining selective wet-etching and digital wet-etching for InAlAs/InGaAs InP-based HEMTs. *Front. of Inf. Technol. & Electron. Eng.* 18(8), 1180–1185 (2017). <https://doi.org/10.1631/FITEE.1601121>.

[24] Tianhao, L., Wenjun, L., Jun, L.: An improved large signal model of InP HEMTs. *J. of Semicond.*39(5), 054003-054009 (2018). <https://doi.org/10.1088/1674-4926/39/5/054003>.

Chapitre / Conclusion générale

Conclusion Générale

Nos travaux de thèse nous ont permis d'étudier une structure HEMT à base de l'InAlAs/InGaAs/InAsP. Avant de concevoir puis simuler les caractéristiques électriques de ce dispositif, nous avons tout d'abord étudié les propriétés du transport électronique de l'InAs_{0.3}P_{0.7} et ce ci en utilisant la méthode de Monte-Carlo. Nous avons pu ainsi constater que l'InAs_{0.3}P_{0.7} présente des meilleures performances comparées à l'InP et principalement en termes de vitesse de dérive et de l'énergie des porteurs. L'InAs_{0.3}P_{0.7} est en fait sensible au champ électrique pour des valeurs inférieures à celles de l'InP, cela est expliqué par les courbes représentant les taux d'occupation des vallées.

L'étude de l'énergie des porteurs de charge pour les deux régimes stationnaire et non-stationnaire dans l'InAs_{0.3}P_{0.7} ainsi que la vitesse de dérive nous permettent de comprendre les raisons pour lesquelles l'InAs_{0.3}P_{0.7} est utilisé pour concevoir des structures électroniques de haute performance fréquentielles.

L'étude des phénomènes de transport stationnaires et non stationnaires dans l'InP et l'InAs_{0.3}P_{0.7} se résumant dans les interactions acoustiques, les interactions d'alliage, les interactions polaires et intervallées montrent le comportement avantageux de l'InAsP par rapport à l'InP. Notons que, le matériau qui possède des faibles énergies présente une diminution importante dans les énergies des phonons.

Les interactions polaires peuvent être obtenues à faible champ électrique car l'énergie des porteurs augmente rapidement contrairement aux interactions intervallées dont qu'on ne peut obtenir commodément à partir de la courbe énergies- champ électrique (état stationnaire). À partir des courbes non-stationnaires, aucun effet n'est enregistré pour les interactions polaires contrairement aux interactions intervallées qui présentent une augmentation de l'énergie des porteurs de charges, ce qui permettra leur détermination.

Ce travail nous a aussi permis de simuler des dispositifs HEMT en utilisant l'InAsP. Cette étude a été effectuée par le biais du simulateur TCAD-SILVACO. Nos résultats de simulation nous ont permis de mettre en évidence l'amélioration des propriétés des dispositifs III.V lors de l'utilisation de ce matériau qui nous permis de concevoir différentes structures .

Ainsi, l'utilisation de l'InAsP telle que matériau substrat induit l'augmentation de la concentration des trous sous la Source qui proviennent du substrat suite à l'augmentation de l'effet de champs en conséquence de la diminution de leur énergies caractéristiques. On observe alors une importante amélioration des caractéristiques électriques de la structure. D'autre part, les performances en mode AC et DC des HEMT dépendent des propriétés énergétiques du substrat qui est directement lié à la résistance de la Source. L'étude de la dépendance des performances des HEMT en fonction de la description énergétique du substrat a été effectuée conjointement par une étude de la modulation de la résistance Source en fonction des énergies du substrat. Les résultats obtenus nous ont permis de conclure que la diminution des énergies de substrat provoque la diminution de la résistance de la Source du dispositif.

Deux structures à base de l'InAlAs/InGaAs/InAsP ont ainsi été étudiées, la première utilise un canal composite. Ses performances en termes de courant de Drain et de fréquence de coupure sont meilleures par rapport aux autres structures « dual canal » à base de l'InP que nous avons rencontré lors de nos diverses recherches bibliographiques. Par conséquent, l'utilisation d'un canal composite avec une couche de grand gap à base de l'InP se comporte comme barrière additionnelle qui s'oppose aux injections des électrons vers le substrat c.à.d. qu'elle mènera à l'augmentation de la concentration des électrons confinés dans le canal. La couche supérieure est à base de l'InAsP qui se caractérise par des performances de transport électronique meilleures que celle de l'InP. Cette dernière conduit à l'augmentation du courant du Drain et de la fréquence de coupure.

La deuxième structure à base de l'InAlAs/InGaAs/InAsP se distingue de la première par l'insertion d'une diode de blocage au niveau de la couche Buffer. Elle se comporte telle qu'une barrière de « contre injection » des électrons vers la région substrat. Les résultats obtenus montrent une amélioration du courant du Drain contrairement aux performances fréquentielles qui diminuent suite au taux d'interaction qui augmente avec l'augmentation de la concentration des électrons confinés au niveau du canal.

Perspectives :

Comme perspective, il serait intéressant d'élargir notre étude par la simulation des propriétés de transport électronique des matériaux quaternaires produit à partir de l'InAsP telle que l'InAsPN qui pourraient être utilisés pour la conception de dispositifs de puissances.

Liste des Publications

1. S. Derrouiche, B. Bouazza, C. Sayah, « Reducing the Source Resistance of an HEMT Based on InAs_{0.3}P_{0.7} by Increasing the Holes Concentration for THz Applications », *Journal of nanoelectronics and optoelectronics*, Vol.13(2), pp. 235–239, 2018. 2.
2. S. Derrouiche, B. Bouazza, C. Sayah, « Characterization of the Absence of Polar and Inter-valley Scattering Mechanisms from Charge–Carrier Energy Curves for “In_{0.53}Ga_{0.47}As” Using Monte Carlo Simulation », *Transaction on Electrical and Electronic Materials*, . Vol. 19(4), pp. 285–289, 2018. 3. DOI 10.1007/s42341–018–0029–5
3. S. Derrouiche, B. Bouazza, C. Sayah, « Modulation of drain current as a function of energies substrate for InP HEMT devices », *Journal of Semiconductors*, Vol. 39(10), pp, 1–5, 2018. 4.
4. S. Derrouiche, B. Bouazza, C. Sayah, « Study the Electronic Transport Proprieties for InAsP the First Derived Substrate from InP Via Monte–Carlo Method », *Journal of Electronic Material*, Vol. 44, pp,1–8, 2018.
5. S. Derrouiche, B. Bouazza, C. Sayah, « Improving InP High Electron Mobility Transistor Performance by an Inserting Blocking Diode for Terahertz Applications», *SENSOP LETTERS*, Vol. 16, pp1–8, 2018.

ملخص

في هذه الأطروحة لنيل شهادة الدكتوراه درسنا خصائص النقل الإلكترونية في $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ باستعمال طريقة مونت-كارلو الذي أظهر ميزات مفيدة تمكننا من إنتاج عناصر HEMT عالية الأداء. نتائجنا تظهر أن استخدامه كمادة الركيزة يدفع لتحسين أداء الجهاز نتيجة خفض مقاومة طرف التوصيل "المصدر" ويأتي هذا كنتيجة لزيادة تركيز الثقوب تحت طرف التوصيل "المصدر" و التي مصدر قدامها هي الدعامة. من ناحية أخرى ، تم التحكم في أداء HEMT مثل التردد و تيار التصريف وفقاً للخصائص البنيوية و الطاقوية الواصفة لطبقة الدعامة التي أثبتت علاقة قوية بينهما. تم إجراء دراسة على وصف بنوي جديد لعناصر HEMT ، حيث تم استخدام $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ لتشكيل قناة مركبة، هذا يحفز على تحسين أداء الجهاز. العناصر الكهربائية من نوع HEMT التي تستعمل ديود حجب و توقيف مشكلة من $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7} (\text{P}) / \text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7} (\text{N}^{++})$ أظهرت أداء ممتاز و أفضل لهذه العناصر.

Abstract

In this thesis we have studied the electronic transport properties of $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ by the use of Monte-Carlo method, whose its advantageous characteristics allow us to produce high performance HEMT structures. Our obtained results show that their use as a substrate material induces the improvement of device performances consequently to the reported decrease of their source resistance produced consequently to the increase of accumulated holes concentration under the source region, this accumulated holes are coming from substrate level. On the other hand, the performances of HEMTs such as the frequency and the drain current have been modulated by the energetic properties of substrate material consequently to their strong dependence. Another morphology of HEMTs has been studied, in which it use the $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ for forming a composite channel, this induce the improvement of device performances. The HEMT that introduce an inserting blocking diode based on the $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7} (\text{P}) / \text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7} (\text{N}^{++})$ show best performances.

Résumé

Dans cette thèse, nous avons étudié les propriétés de transport électronique de l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ par la Méthode de Monte-Carlo. Ces caractéristiques avantageuses nous ont permis de concevoir par simulation des dispositifs HEMTs de hautes performances. Les résultats obtenus montrent que l'utilisation de ce matériau comme substrat contribue à l'amélioration des performances du dispositif. Ces améliorations sont dues à la diminution de la résistance Source produite par l'augmentation de la concentration des trous accumulés sous la source et qui proviennent du substrat. D'autre part, les performances en mode AC et DC des HEMT dépendent des propriétés énergétiques du substrat qui est directement lié à la résistance de la Source. L'étude de la dépendance des performances des HEMT en fonction de la description énergétique du substrat a été effectuée conjointement par une étude de la modulation de la résistance Source en fonction des énergies du substrat. Plusieurs structures des HEMTs ont été étudiées elle utilise l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ pour la formation d'un canal composite, cela conduit à l'augmentation des performances du dispositif. Les HEMTs qui introduisent une diode de blocage à base de l' $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7} (\text{P}) / \text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7} (\text{N}^{++})$ au niveau de la couche Buffer présentent ainsi de meilleurs performances.

ARTICLE

Reducing the Source Resistance of an HEMT Based on $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ by Increasing the Holes Concentration for THz Applications

Derrouiche Soufiane^{1,*}, Bouazza Benyounes¹, and Sayah Choukria²

In this paper, we performed with TCAD SILVACO at room temperature and DD model (Drift-Diffuse model) a new high electron mobility transistor (HEMT) based on the $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ substrate. The proposed structure use $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{InAs}/\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ composite channel, heavily doped $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ Source/Drain regions, constituted by single Si δ -doping and uses a gate which is combining with 1 nm thin layer of platinum. The use of the $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ material in substrate enhances the transferred holes concentration towards the down of the source area which consequently induces an important decrease of R_s who's, in turn, made a remarkable advance for frequency characteristic and reducing the parasitic effect such as DIBL effect. In the case of 30 nm gate length the proposed structure reached 1.6 THz, 7.2 THz in the F_t and F_c which is the best and the highest ever reported among any E-mode HEMT on any material substrate used and for any technologies. Similarly to the DIBL effect which is reduced to 13 mV/V for 30 nm gate length which can present the importance of reducing the source resistance.

Keywords: High Electron Mobility Transistors (HEMT), Hole Concentration, Source Resistance, Terahertz Operating.

1. INTRODUCTION

Recently, High Electron Mobility Transistor (HEMT) or Heterojunction Field Effect Transistors are an important element for devices which operate in the terahertz range, power electronics applications.¹⁻³ This family of devices can handle high power and can work efficiently at high temperatures.⁴ One of the main consequences that induce this technological progress is the proceeding device scaling which it reached the nano-order,^{5,6} for this it can be deployed the terahertz monolithic integrated circuits based on different transistor technologies in the submillimeter-wave frequency regime.⁷ It is necessary to report that not only the transistor has to be scaled for reached the higher frequencies, but also the decreases of parasites effect and the use of new materials such as substrate material.⁸⁻¹²

In this paper, we present the effect of reducing the source resistance by increasing the holes concentration under the source region for InP-Based HEMT. The origin of this added value of holes concentration is the increases of gate bias effect on the substrate caused by the decreases in the energy properties that described the substrate, for reached this goal, we rely on the concept of inducing an enhancement of electronic transport properties and energies characteristics of substrate material by introducing the arsenic in substrate composition which becomes based on $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$. In our case, we use 30% of indium mole fraction, where the substrate becomes based on $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$.

2. DEVICE STRUCTURE

In this work, we present the performance of 30 nm gate length for HEMT based on $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ in its substrate. The cross-sectional view of the simulated structure is shown in Figure 1. The structure consists 5000 nm of a semi-insulating $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ substrate, which allows presenting our objective, 300 nm intrinsic $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ buffer layer which is necessary to isolate the composite channel from the substrate defects. The composite channel is formed by 5 nm of intrinsic InAs for the core channel, 3 nm and 2 nm of intrinsic $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ lower sub-channel and upper sub channel successive. The Schottky barrier layer is about

¹Laboratory for Materials and Renewable Energies, Faculty of Technology, University Abou Bekr Belkaid of Tlemcen, Department of Electrical and Electronics Engineering, BP: 119-13000, Tlemcen, Algeria
²Faculty of Technology, University Center Belhadj Bouchaib of Ain-Temouchent, Department of Electrical Engineering, BP: 284-46000, Ain-Temouchent, Algeria

*Author to whom correspondence should be addressed.

Email: Derrouiche.soufiane@gmail.com

Received: xx Xxxx xxxx

Accepted: xx Xxxx xxxx

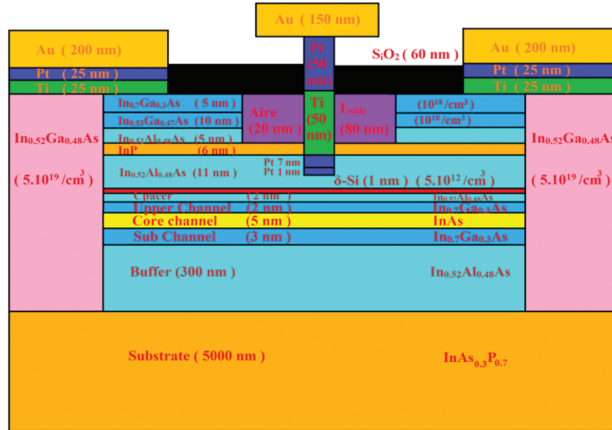


Fig. 1. Structure of proposed $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ based HEMT.

11 nm, but it was reduced under the gate about 2 nm, this barrier is formed by the intrinsic $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ in order to enhance the frequency performance. The 30 nm-based $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ substrate used only on Si δ -doping level with 1 nm thickness ($5 \times 10^{12}/\text{cm}^3$) that it is necessary used to increase the sheet charge density in the composite channel that turns an increases in the g_m and drain current, the spacer for this structure is about 2 nm formed by $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. 6 nm thick InP etch stop layer is crossed to minimize the access resistance for the both regions of source and drain electrodes. In our structure, we use a heavily doped multilayer cap formed with three levels, the first in upper is 5 nm thick $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ layer ($1 \times 10^{18}/\text{cm}^3$), the second is 10 nm thick $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ layer ($1 \times 10^{18}/\text{cm}^3$) and the third is 5 nm of the intrinsic $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ layer.

The source and drain ohmic contacts were formed using Ti/Pt/Au (25 nm/25 nm/150 nm) metal stack and the T-gate is formed by Pt/Ti/Pt/Au (7 nm/50 nm/50 nm/150 nm) metal stack, in another hand it used (gate) buried 1 nm of thin platinum metal layer in order to reduce the short channel effects in the formed device, it helps to effectively reduce the thickness of Schottky barrier layer to 1 nm, which in turn reduces the gate to channel separation. It enhances the velocity of electrons under the gate which helps to reduce the intrinsic delay and consequently, it increases the frequency performance of device.¹³ It induces a reducing in parasitic capacitances and resistances of the device compared to traditional recessed metal gate technology and it reduces significantly the kink effects in the output characteristics. Finally, 60 nm thick SiO_2 layer was used for device passivation. For the objective to reach an improvement in the performance of the device, our structure presents 100 nm length for heavily doped ($5 \times 10^{19}/\text{cm}^3$) $\text{In}_{0.52}\text{Ga}_{0.48}\text{As}$ in both regions as source and drain. The gate length it chose 30 nm, 630 nm for the source to drain separation was taken and 80 nm in the side recess spacing (L_{SIDE}).

3. RESULTS AND DISCUSSION

Our simulation has been made with TCAD SILVACO at room temperature, the used of proposed software (TCAD SILVACO) is served to provide the characteristics of the proposed structure which it takes into consideration the effect of materials system used in the morphological description of the structure, the drift-diffuse model use is presented in Ref. [14]. We have chosen 30 nm in the gate length in order to decrease the short channel effect and $W = 2 \times 10 \mu\text{m}$ in the gate width. According to Figure 2 for 30 nm based on $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ substrate the holes concentration under the source is about $350 \times 10^{18}/\text{cm}^3$, $335 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ and $310 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ for 0.5 V in gate voltage and 0.4 V, 0.6 V, 0.8 V respectively in drain voltages, the improvement approved to holes concentration with increase the gate length to 300 nm are 60%, 59%, 64% respectively, they are $560 \times 10^{18}/\text{cm}^3$, $535 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ and $510 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ due to increasing the field effect with increasing the gate length which it induces the increase in the affected holes concentration by it, consequently it makes an important increases in transferred holes concentration from the substrate to the source. The increase of drain bias leads to degrading the field effect for all gate length shown Figure 2 this due to the short channel effect. The increases of gate voltage induce the increase of transferred holes concentration due to increasing the applied electric field shown Figures 2 and 3.

The improvement of holes concentration under the source region improves the source resistance for all gate length of the proposed structure shown Figure 4. The evolution of R_s can be divided into two parts above and below 30 nm of the gate length. For the first, with increases the gate length R_s decreases until 0.03 Ω/mm for $L_g = 500$ nm, but in the case of $L_g = 30$ nm R_s is about 0.105 Ω/mm they present an increases of 19% with increasing V_{ds} to 0.8 V where it becomes 0.125 Ω/mm due to decreasing the affected holes concentration in substrate consequently to the bring reducing value of gate bias with

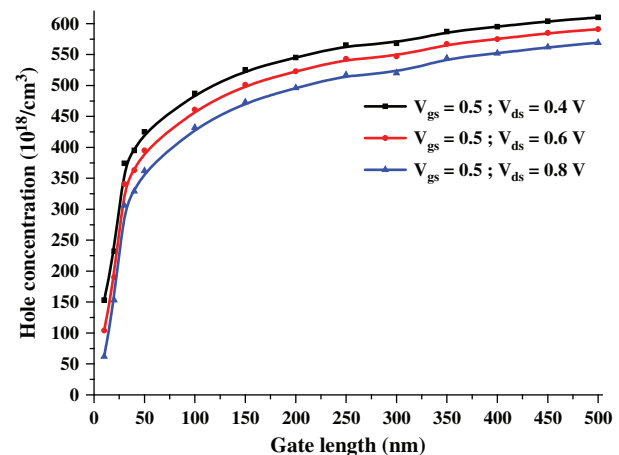


Fig. 2. Evolution of hole concentration under the source as a function of gate length under $V_{gs} = 0.5$ V.

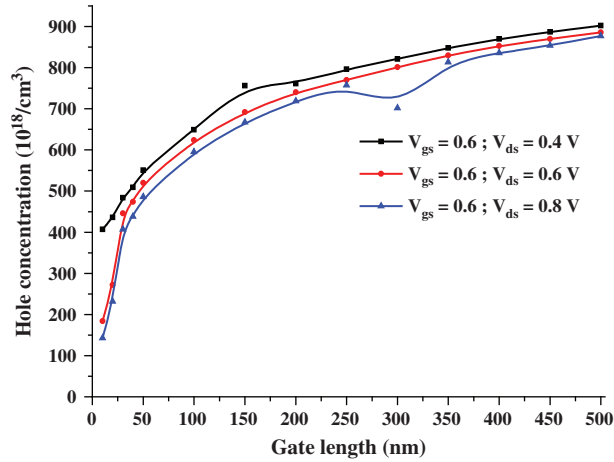


Fig. 3. Evolution of hole concentration under the source as a function of gate length under $V_{gs} = 0.6$ V.

increases drain bias (DIBL effect), but below 30 nm the recorded decreasing in R_s with decreases the gate length is attributed to the short channel effect. The proposed structure with 30 nm gate length, heavily doped source and drain regions and single Si δ -doping level with $N_d = 5 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ have exhibited g_m about 7000 mS/mm for $V_{ds} = 0.1$ V, it reached 9000 mS/mm when V_{ds} is increased to 0.6 V. This is due to the best conditions of confinement caused by the spacer/channel barrier where it increases with the increasing of drain bias shown Figure 5. Similarly with their behavior as function of gate length, for 30 nm the proposed structure present 8468 mS/mm, 8795 mS/mm and 9166 mS/mm in their transconductances g_m under 0.2 V, 0.5 V and 0.8 V of drain bias respectively, it present 83%, 85% and 77% respectively of improvement when L_g is increased to 300 nm, g_m become 15580 mS/mm, 16347 mS/mm and 16265 mS/mm shown Figure 6. The proposed structure in same gate length of 60 nm and 85 nm under $V_{ds} = 0.5$ V shown more improvement compared to them of other references and under the same conditions such as Refs. [15–17]. All this enhancement in the transconductance is attributed to the decreases related to

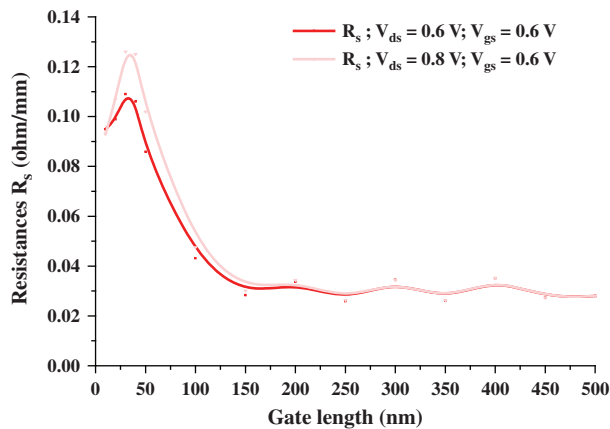


Fig. 4. R_s as a function of gate length under.

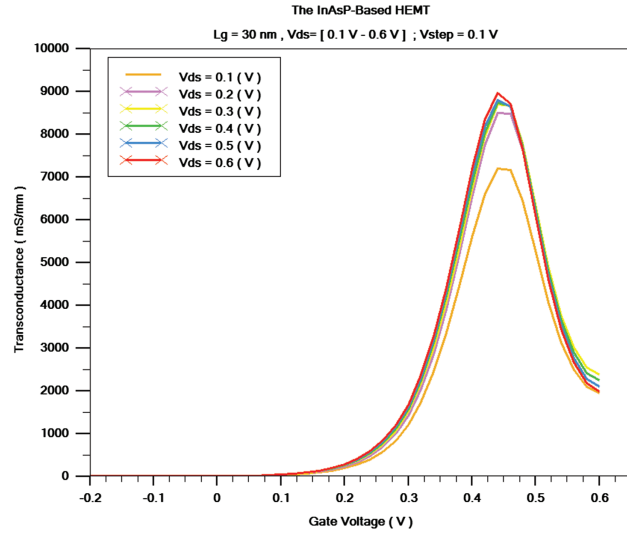


Fig. 5. The transconductance in the $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ based HEMT.

source resistance also to the reducing of short channel effect.

The simulated structure with 30 nm in gate length exhibit 1.6 THz and 7.2 THz in F_t and F_c respectively under $V_{ds} = 0.6$ V, it showed an improvement of 11% and 56% when V_{ds} is increased to 0.8 V where the both frequency F_t and F_c reached 2.5 THz and 8 THz respectively show Figures 7 and 8. Similarly to the 300 nm gate length F_t and F_c are 0.6 THz, 0.14 THz for $V_{ds} = 0.6$ V and they reached 0.65 THz, 0.145 THz when V_{ds} is increased to 0.8 V. This high frequency for the both characteristics frequencies is due to the use of $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ as substrate material which can make an important decreases of source resistance which in turn the increasing of device transconductance. The increase in the gate length induces a decreasing in the characteristics frequencies which described the device show Figure 9. It is clearly distributed to the increase of time transition with the increase of the distance between the source and drain.

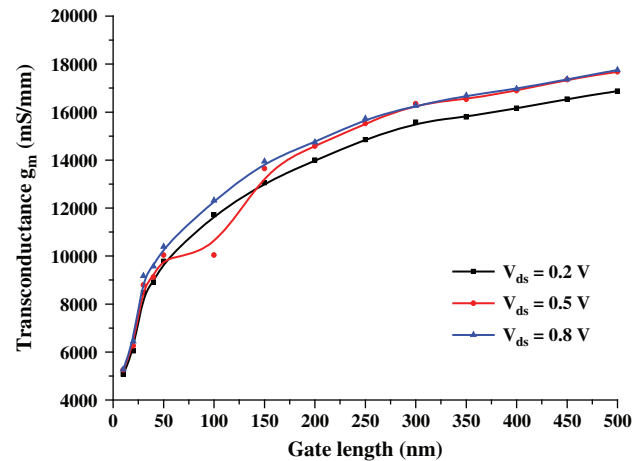


Fig. 6. The transconductance g_m as a function of the gate length.

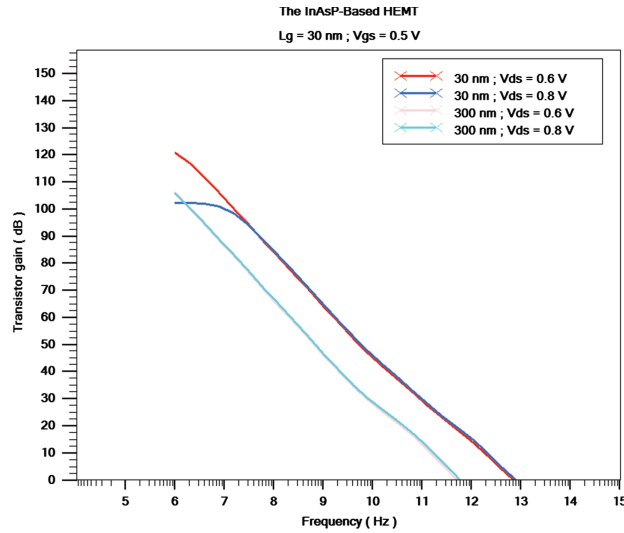


Fig. 7. Cut-off frequency F_c of proposed $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ based HEMT.

For all gate length the proposed structure based on the $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ substrate with $W = 2 \times 10 \mu\text{m}$ and heavily doped source and drain regions shown the best behavior in frequency mode compared to them of other references. For 15 nm gate length, it present 8.5 THz and 3.1 THz under $V_{ds} = 0.6 \text{ V}$ for F_c and F_t respectively shown Figure 9, it showed 5 and 27 times greater respectively than that of Ref. [18] where they reached 610 GHz and 305 GHz respectively. Similarly for 20 nm gate length where it shown 5.03 and 7 times greater in F_t and F_c compared to theme of Ref. [19], the proposed structure shown 5.67 and 9 times greater in F_t and F_c compared to theme of Ref. [20], F_t and F_c for the proposed structure are 4.2 THz and 9.5 THz respectively under $V_{ds} = 0.6 \text{ V}$, and they are 834 GHz and 1200 GHz respectively in case of Ref. [19] under $V_{ds} = 1 \text{ V}$ and 740 GHz, 1040 GHz for F_t and F_c

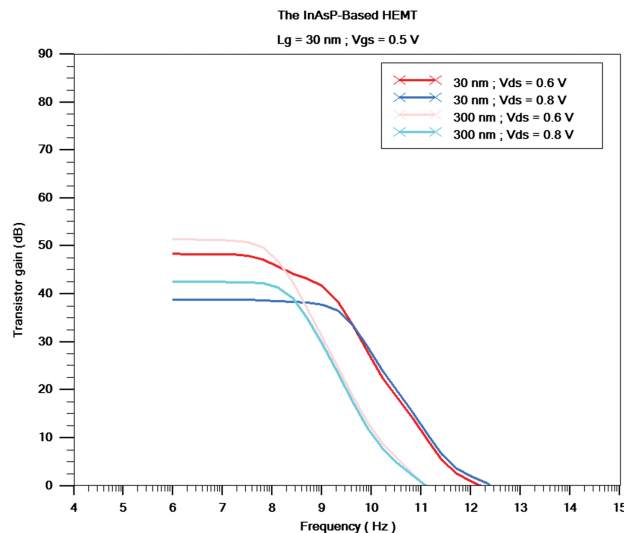


Fig. 8. The transition frequency F_t of proposed $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ based HEMT.

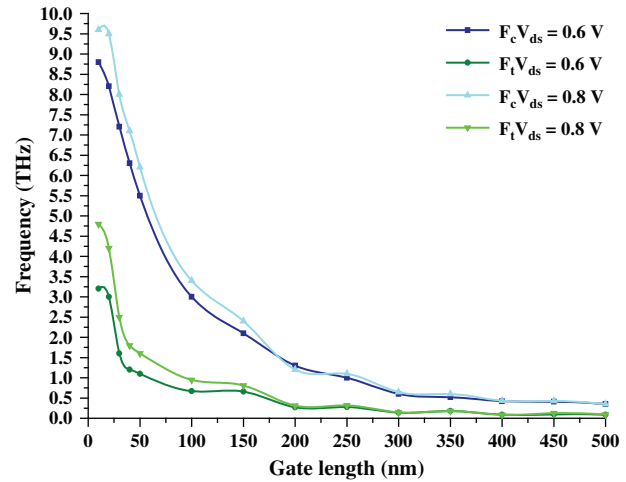


Fig. 9. F_c and F_t as a function of gate length for proposed $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ based HEMT.

respectively in the case of Ref. [20] under $V_{ds} = 0.8 \text{ V}$. For $L_g = 30 \text{ nm}$ the proposed structure based on $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ substrate F_c and F_t reached 2.5 THz and 8 THz respectively under $V_{ds} = 0.8 \text{ V}$, it shown 4 and 20 times greater respectively than that of Ref. [21] where they reached 547 GHz and 400 GHz respectively under $V_{ds} = 0.9 \text{ V}$. For $L_g = 100 \text{ nm}$ the proposed structure based on $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ substrate F_c and F_t reached 950 GHz and 3.4 THz respectively under $V_{ds} = 0.8 \text{ V}$, it shown 3 and 8 times greater respectively than that of Ref. [22] where they reached 249 GHz and 415 GHz respectively under $V_{ds} = 1.8 \text{ V}$. The advantageous value of both frequency in our proposed structure compared to the other structure is due in the first part because of the increases in the transconductance produced in the channel with the increase in the hole concentration under the source region who's induce a considerable decreasing in the source resistance, secondly to the effect of the thin platinum metal layer that has been buried which lead to decreases the distance from gate to composite channel. Thirdly to the get reduction in parasitic parameters of the device. These frequency values for all gate length are the best and the highest ever reported among any E-mode HEMTs on any material substrate used and for any technologies. The mobility reached for the electron and holes in the proposed structure based on the $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ substrate under the gate region for 30 nm gate length is about $24480 \text{ cm}^2\text{V}^{-1} \cdot \text{S}^{-1}$ and $367 \text{ cm}^2\text{V}^{-1} \cdot \text{S}^{-1}$ respectively. The drift velocity reached $4.8 \times 10^8 \text{ cm/s}$ and $8.5 \times 10^6 \text{ cm/s}$ for the electrons and holes respectively. This enhancement in the mobility and velocity can justify the best frequency behavior that characterizes the proposed device, it is due to the decreases of input resistance with increases the holes concentration under the source region and also it due to the effect of the lattice strain introduced by the lattice mismatch between $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ source and drain regions and the $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{InAs}/\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ composite channel layers. The calculated DIBL effect with it

famous law ($DIBL = \Delta V_{th}/\Delta V_{ds}$) for the proposed structure based on InAs_{0.3}P_{0.7} substrate and 30 nm gate length is about 13 mV/V due to high transconductance caused by reduced the source resistance and low separation distance between gate and 2DEG, this improvement in the resulting decrease of DIBL can justify the importance of decreasing the parasitic source resistance and on the other hand, this proves the better structural description for the proposed structure mainly the best commendability of the channel without the drain bias effect (short channel).

4. CONCLUSION

The obtained results of study the effect of reducing the Source resistance on frequency behavior for an HEMT which use a composite channel, buried platinum gate technology and single Si δ -doping sheet on the upper side of channel and with heavily doped In_{0.52}Ga_{0.48}As S/D regions, using TCAD SILVACO at room temperature and Drift-Diffuse model shows that the using of InAs_{0.3}P_{0.7} as substrate material which it is characterized by low energy properties lead to enhanced the holes concentration transferred towards Source region consequently to increasing the effect of applied electric field which reign in substrate, this, in turn, an important decrease in input resistance of device which improving the frequency characteristic of device and decreasing the DIBL effect.

References and Notes

1. T. Ueda, H. Handa, Y. Kinoshita, H. Umeda, S. Ujita, R. Kajitani, M. Ogawa, K. Tanaka, T. Morita, S. Tamura, H. Ishida, and M. Ishida, GaN based gate injection transistors for power switching applications, (*IEDM*) *IEEE International Electron Devices Meeting*, San Francisco, CA, USA, December (2014), DOI: 10.1109/IEDM.2014.7047031.
2. A. Mathew, D. Nirmal, P. Prajooon, and A. George, Modelling of HEMT for high power switching application using polarization engineering technique, *International Conference on Electronics and Communication Systems*, Coimbatore, India, February (2014), DOI: 10.1109/ECS.2014.6892690.
3. X. Zheng, M. Guidry, H. Li, E. Ahmadi, K. Hestroffer, B. Romanczyk, S. Wienecke, S. Keller, and U.-K. Mishra, *IEEE Elect. Dev. Lett.* 37, 77 (2016).
4. Gupta, N. Chatterjee, A. Gupta, and S. Pandey, TCAD analysis of nanoscale AlGaIn/GaN HEMT for application in terahertz regime, (*ICICT*) *International Conference on Inventive Computation Technologies*, Coimbatore, India, January (2016), DOI: 10.1109/INVENTIVE.2016.7824796.
5. K. Shinohara, D. Regan, I. Milosavljevic, A. L. Corrion, D. F. Brown, S. Burnham, P. J. Willadsen, C. Butler, A. Schmitz, S. Kim, V. Lee, A. Ohoka, P. M. Asbeck, and M. Micovic, Device scaling technologies for ultra-high-speed GaN-HEMTs, (*DRC*) *Device Research Conference*, Santa Barbara, CA, USA, June (2011), DOI: 10.1109/DRC.2011.5994530.
6. K. Shinohara, D. C. Regan, Y. Tang, A. L. Corrion, D. F. Brown, J. C. Wong, J. F. Robinson, H. H. Fung, A. Schmitz, T. C. Oh, S. J. Kim, P. S. Chen, R. G. Nagele, A. D. Margomenos, and M. Micovic, *IEEE Transac. Elec. Devi.* 60, 2982 (2013).
7. A. Leuther, A. Tessmann, P. Doria, M. Ohlrogge, M. Seelmann-Eggebert, H. Mabler, M. Schlechtweg, and O. Ambacher, 20 nm metamorphic HEMT technology for terahertz monolithic integrated circuits, (*EuMIC*) *European Microwave Integrated Circuit Conference*, Rome, Italy, October (2014), DOI: 10.1109/EuMIC.2014.6997797.
8. D. H. Kim and J. A. del Alamo, *IEEE Elec. Dev. Lett.* 29, 830 (2008).
9. K. Shinohara, *IEEE Elec. Dev. Lett.* 22, 507 (2001).
10. Y. Yamashita, *IEEE Elec. Dev. Lett.* 23, 573 (2002).
11. R. Lai, Sub 50 nm InP HEMT device with f_{max} greater than 1 THz, *Proceedings of IEDM*, Washington, DC, USA, December (2007), DOI: 10.1109/IEDM.2007.4419013.
12. D. H. Kim and J. A. del Alamo, *IEEE Elec. Dev. Lett.* 31, 806 (2010).
13. J. Ajayan and D. Nirmal, *Superlat. Microstruct.* 100, 526 (2016).
14. M. Lundstrom and R. Shuelke, *IEEE Trans. Elect. Dev.* 30, 1151 (1983).
15. D.-H. Kim and J.-A. del Alamo, *IEEE Transac. Elect. Dev.* 55, 2546 (2008).
16. T.-W. Kim, D.-H. Kim, and J.-A. del Alamo, Logic characteristics of 40 nm thin-channel InAs HEMTs, *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)*, Kagawa, Japan, May–July (2010), DOI: 10.1109/ICIPRM.2010.5516257.
17. T.-W. Kim, D.-H. Kim, and J. A. del Alamo, *Elect. Lett.* 47, 406 (2011).
18. S.-J. Yeon, M. Park, J. Choil, and K. Seo, 610 GHz InAlAs/In_{0.75}GaAs metamorphic HEMTs with an ultrashort 15-nm-gate, (*IEDM*) *IEEE International, Electron Devices Meeting*, Washington, DC, USA, December (2007), pp. 613–616.
19. J. Ajayan and D. Nirmal, *Superlat. Microstruc.* 100, 526 (2016).
20. J. Ajayan and D. Nirmal, *Interna. Journ. Electro.* 104, 504 (2016).
21. K. Shinohara, Y. Yamashita, A. Endoh, I. Watanabe, K. Hikosaka, T. Matsui, T. Mimura, and S. Hiyamizu, *IEEE Elect. Dev. Lett.* 25, 241 (2004).
22. L.-D. Wang, P. Ding, Y.-B. Su, J. Chen, B.-C. Zhang, and Z. Jin, *Chin. Phy. B* 23, 38501 (2014).



Characterization of the Absence of Polar and Inter-valley Scattering Mechanisms from Charge-Carrier Energy Curves for “ $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ ” Using Monte Carlo Simulation

Soufiane Derrouiche¹ · Benyounes Bouazza¹ · Choukria Sayah²

Received: 29 January 2018 / Revised: 26 February 2018 / Accepted: 2 March 2018
© The Korean Institute of Electrical and Electronic Material Engineers 2018

Abstract

In this work, we present a study of the characterization of the existence and absence of polar and inter-valley scattering mechanisms in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ through analysis of the stationary and non-stationary curves of charge-carrier energy. The absence of polar scattering mechanisms is determined from the observation of a marked increase in carrier energy on the stationary curve of charge carriers energy as a function of applied electric field whose a dramatic and fastly increase of charge carriers energy is registered in their absence. In contrast, the absence of inter-valley scattering mechanisms is determined by the presence of an increase in carrier energy on the non-stationary curve as a function of applied electric field.

Keywords Monte Carlo method · Electronic transport properties · Characterization of polar and inter-valley scattering mechanisms · $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ · Charge carrier energy

1 Introduction

The dynamics of charge carriers have no effect on the electronic structure of the alloy [1, 2]. However, the disorder of the alloy degrades the quality of the electronic transport. That is, an electronic device that is predicated on electronic transport will be dependent upon the quality of the crystal structure of the material and upon the degree to which physical and electrical proprieties can be controlled. Many other factors influence electronic transport, as well; these factors exhibit different types of scattering mechanisms that are the purpose of this work. Previous studies of the modeling and simulation of scattering mechanisms have made use of the Monte Carlo method because of the complexity of the effect [3–5]. However, the objective of microelectronics is the improvement of electronic and optical devices at the

microscopic scale. Two approaches are employed to this end: the use of new materials and the invention of new electronic structures. Unfortunately, these two approaches have reached their limits and there is now a search for new concepts to support the ongoing improvement of the performance of electronics devices.

High electron-mobility transistors (HEMTs) are among the objects of this research. Their operating principles are based on the concept of spatial separation between the doping level and the channel. This separation leads to a significant decrease of scattering mechanisms with the donor atoms, which consequently induces an important increase in the characteristic frequency of the device. The understanding of different existing types of diffusion mechanisms that occur such as the conditions of their absence, the conditions of their existence and the main factors that control their rate lead to propose new operation principles which in turn induce the increasing the device frequency behavior. Several types of scattering mechanisms take place in an electronic structure: scattering with impurities, polar and non-polar scattering, inter-valley and intra-valley scattering, and others. In this paper, we seek to characterize the existence and the absence of polar and inter-valley scattering mechanisms in undoped $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ using energy-field and energy–time curves. The chosen of study $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ is attributed to these advantageous electric properties where

✉ Soufiane Derrouiche
derrouiche.soufiane@gmail.com

¹ Laboratory for Materials and Renewable Energies, Department of Electrical and Electronics Engineering, Faculty of Technology, University Abou Bekr Belkaid of Tlemcen, Tlemcen, Algeria

² Department of Electrical Engineering, Faculty of Technology, University Center Belhadj Bouchaib of Ain-Temouchent, Ain-Temouchent, Algeria

make by it the most preferred channel material for producing the electronic devices whose they are characterized by the best performances. We search in this manuscript to assess energy–field characteristics in both cases of existing and absence of polar and inter-valley scattering mechanisms for $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Thus, these characteristics will be useful as a reference for future studies related to device improvement whose we rely on Design decisions that lead to minimize polar and/or inter-valley scattering mechanisms without affect the sizing of electronic structures. The importance of reported information in this manuscript are presented by their use as a reference for future devices inventions, whose the knowledge of charge carriers energy curves in the case of polar or inter-valley scattering mechanisms absence is important. That is to say, what are the structural factors to modify in order to ensure the elimination or the diminution of polar or inter-valley interactions where the knowledge of their curve is indispensable. This is similarly to the case of interactions with impurities whose HEMT technology was invented and which is based on the spatial separation between the level of doping and the channel layer. In the other hand, These results can be used as a guide for the future new designing electronic devices mainly for invented the new devices with new morphological description and which induce an important enhancement in device performances such as the frequency characteristic which it increase with decreasing the polar and inter-valley scattering mechanism.

2 Experimental Procedure

The comprehension of the phenomena that describes the behavior of charges carriers in semiconductor materials requires the knowledge of energy distribution function [6]. This distribution is obtained by the resolution of Boltzmann equation which is very hard to solve analytically. Many methods based on the use of invented model are actually successfully used to solve this equation. The Monte-Carlo method (M-C) is among the most methods used for studying the carrier's behavior in material. It consists to follow the evolution of electron in real space, where each electron subjected to the applied electric field will present a scattering mechanism with the crystal lattice. It is, therefore, a repeatedly process of free flight ended by a acoustics, polar or non-polar optics, piezoelectric, inter-valley, impurity, ionization and surface scattering mechanisms. Note that, to use the M-C method it is necessary to know the bands energy of studied material, The electron energy E could be found for a given wave vector k using Kane relation [7–9]:

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = E(1 + \alpha E) \quad (1)$$

where α is the non-parabolicity coefficient and is given by [7]:

$$\alpha = \frac{1}{E_g} \left(1 - \frac{m^*}{m_e}\right)^2 \quad (2)$$

where m^* ($m^* = 0.32m_e$), m_e and E_g denote the electron effective mass, the free electron mass and the energy gap respectively. Non-parabolicity is considered in all valleys. The band structure and material parameters necessary for calculating the scattering probabilities used in our simulation are given in Table 1. These parameter selections are from M. PERNISEK [10].

Table 1 Table of simulation parameters [10]

Parameters	The value
Relative mass for Γ valley	4.127×10^{-2}
Relative mass for the L valley	2.580×10^{-1}
Relative mass for the X valley	5.376×10^{-1}
High-frequency relative permittivity	11.3520
Low-frequency relative permittivity	13.880
$\alpha_{\Gamma\text{-valley}}$ (1/eV)	1.291
$\alpha_{\text{L-valley}}$ (1/eV)	4.610×10^{-1}
$\alpha_{\text{X-valley}}$ (1/eV)	2.040×10^{-1}
$\text{Ped}_{\Gamma\text{-L}}$ (eV)	0.611
$\text{Ped}_{\Gamma\text{-X}}$ (eV)	1.106
Equivalent Γ -valleys	1
Equivalent L-valleys	4
Equivalent X-valleys	3
Crystal density (kg/m^3)	5546
Sound velocity (m/s)	4755
$\text{Dp}_{\Gamma\text{-L}}$ (eV/m)	7.827×10^{10}
$\text{Dp}_{\Gamma\text{-X}}$ (eV/m)	1.133×10^{11}
$\text{Dp}_{\text{L-}\Gamma}$ (eV/m)	7.827×10^{10}
$\text{Dp}_{\text{L-L}}$ (eV/m)	6.396×10^{10}
$\text{Dp}_{\text{L-X}}$ (eV/m)	6.802×10^{10}
$\text{Dp}_{\text{X-}\Gamma}$ (eV/m)	1.133×10^{11}
$\text{Dp}_{\text{X-L}}$ (eV/m)	6.802×10^{10}
$\text{Dp}_{\text{X-X}}$ (eV/m)	8.537×10^{10}
$\text{Ph}_{\Gamma\text{-L}}$ (eV)	2.542×10^{-2}
$\text{Ph}_{\Gamma\text{-X}}$ (eV)	2.579×10^{-2}
$\text{Ph}_{\text{L-}\Gamma}$ (eV)	2.542×10^{-2}
$\text{Ph}_{\text{L-L}}$ (eV)	2.430×10^{-2}
$\text{Ph}_{\text{L-X}}$ (eV)	3.021×10^{-2}
$\text{Ph}_{\text{X-}\Gamma}$ (eV)	2.579×10^{-2}
$\text{Ph}_{\text{X-L}}$ (eV)	3.021×10^{-2}
$\text{Ph}_{\text{X-X}}$ (eV)	2.840×10^{-2}

$\text{Ped}_{\text{Valley-Valley}}$, potential energy difference Valley and Valley;
 $\text{Dp}_{\text{Valley-Valley}}$, the deformation potential between Valley and Valley;
 $\text{Ph}_{\text{Valley-Valley}}$, the Phonon energy between Valley and Valley

The M-C method makes the resolution of BTE (Boltzmann transport equation) possible by the use of a statistical numerical approach that it follows the transport history of one or more carriers which are subject to the action of external forces. The Monte Carlo technique generates sequences of random numbers with specified distribution probabilities. These probabilities are used to describe the quantities such as scattering events which determine the time between two successive collisions of carriers [7, 9, 11, 12]. The probability expression of all scattering mechanisms types considered is reported in joint [13].

3 Results and Discussion

In the general case, charge carrier energy increases with time until 2 ps when it becomes saturates owing to phonon emission. The absence of polar scattering mechanisms results in an increase in carrier energy. The value of 50 eV is attained for the saturation regime (shown in Fig. 1); this is attributed to the highest energy absorbed by the charge carrier and which is absorbed by crystal lattice in the general case, the reducing of polar scattering mechanism is important mainly for producing a device that operates in a high frequency range. On the other hand, the inter-valley scattering mechanisms have no effect on carrier energy.

The charge carrier energy increase with increased the applied electric field for the three studied cases show Fig. 2. The charge carrier energy increases more compared with the curve of the general case (where all types of scattering mechanisms are considered) in case of the absence of polar scattering mechanisms. Also, the charge-carrier energy exhibits an increase in its value for all ranges of applied field. Their values in the absence of polar scattering mechanisms are approximately 50, 60, and 70 eV are attained for 8, 20, and 40 kV/cm respectively. This represents an increase of 53, 33

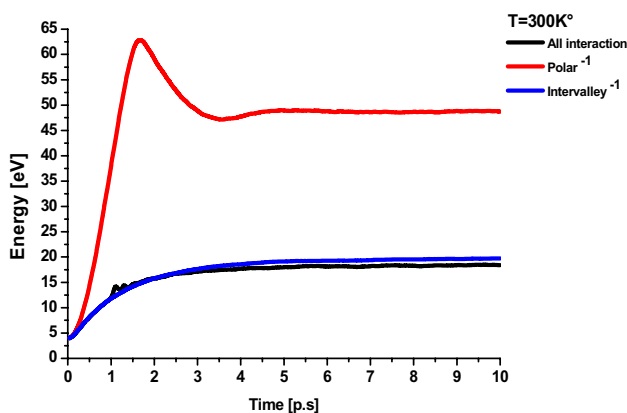


Fig. 1 Non-stationary state of charge carrier energy for $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ at $T=300\text{ K}$ for the three simulated case

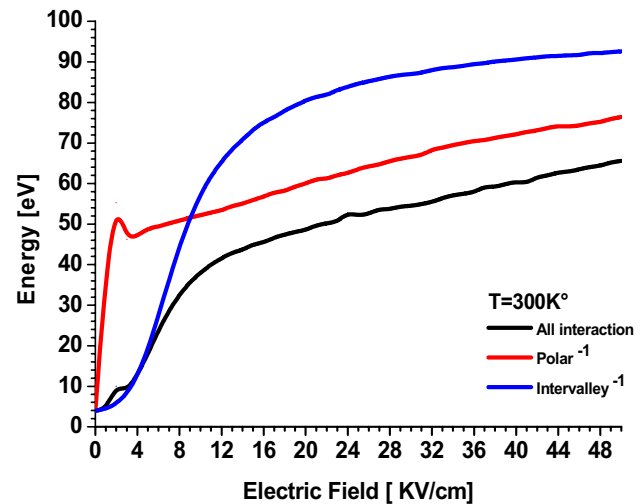


Fig. 2 Stationary state of charge carrier energy for $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ at $T=300\text{ K}$

and 27% respectively compare to the general case where the charge carriers energy are 32.4, 45 and 55 eV respectively in the same conditions show Fig. 2. This increase of energy is due to the absence of polar scattering mechanisms, where the crystal lattice does not absorb the energy supplied by the applied electric field. The inter-valley scattering mechanisms exhibit an effect in high applied electric-field values their absence is indicated by an increase of charge carrier energy, it is about 38, 77, and 63% improvements for 8, 20, and 40 kV/m, respectively compared to the general case (see Fig. 2). This is due to the emission of energy through scattering mechanisms, which leads to degraded charge carrier energy. The polar scattering mechanism can be characterized for low applied electric-field environments by noting that the charge carrier energy will increase considerably. In contrast, the inter-valley scattering mechanism is difficult to characterize from the energy applied electric field curve. In the experimental field, the elimination of phonon creation results in the absence of this type of scattering mechanism. Many solutions can be used, such as the use of new materials that are characterized by lower elementary mesh parameter, for which decreased atomic vibration amplitude is expected. Another solution is to employ a highly strained material in order to decreased atomic vibrations. In the same context, the use of materials that have a high energy-absorption factor may offer a solution.

Temperature has no effect on the characterization of either of these scattering mechanisms (polar nor inter-valley), whose lack of deformation or degradation are apparent in Figs. 3 and 4 from a comparison between 300 and 600 K temperature and from the curve of energy versus applied electric field. Note that an increase of temperature results in an increase of kinetic energy for charge carriers, which in

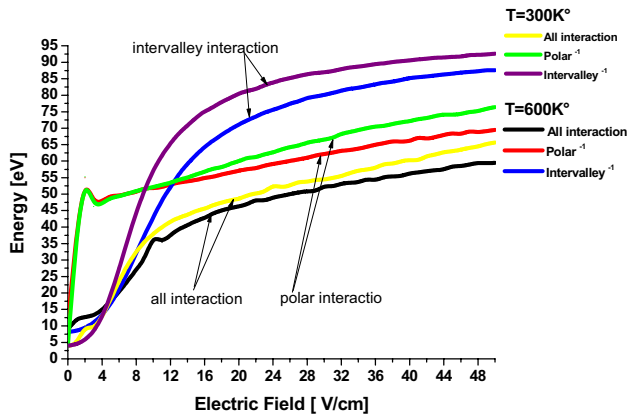


Fig. 3 Stationary state of charge carrier energy for $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ under the temperature effect

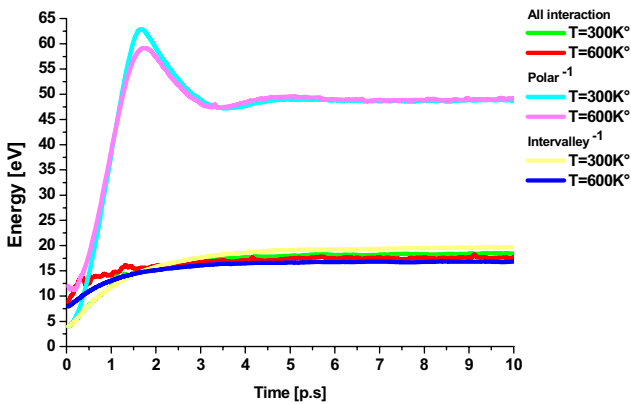


Fig. 4 Non-stationary state of charge carrier energy for $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ for the three simulated case under the temperature effect

turn results in an increase of all types of scattering mechanisms. Consequently, the charge carrier energy decreases, as shown Figs. 3 and 4. On the other hand, a temperature effect is present for a high applied electric field. Similarly, for the study of applied electric field, the curve of non-stationary states evidences no effect, as shown in Fig. 5 for the polar scattering mechanism. The inter-valley scattering mechanism presents a characteristic dramatic increase in charge carrier energy in the case of non-stationary states studied as a function of applied electric field; see Fig. 5 in which the absence of the inter-valley scattering mechanism is accompanied by an increase of charge carrier energy.

4 Conclusions

The absence of the polar scattering mechanism leads to increases in the charge carrier energy as a consequence of the carriers absorbing the energy supplied by the applied

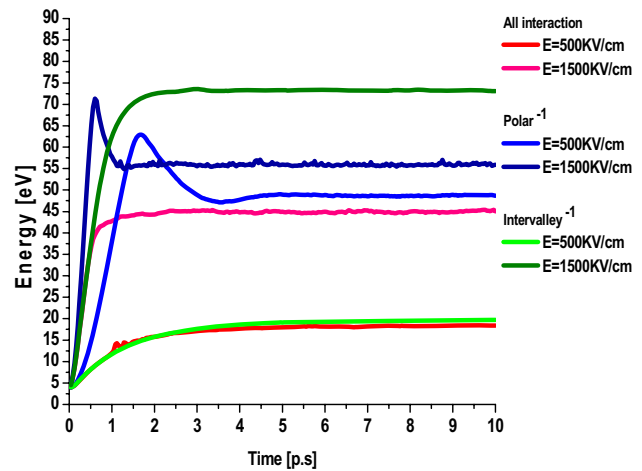


Fig. 5 Non-stationary state of charge carrier energy for $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ for the three simulated case under the applied electric field effect

electric field mainly. For low values of the applied electric field, this characteristic can be used in order to characterize their absence (polar scattering mechanism). Consequently, a solution that involves a decrease of polar scattering mechanisms can be sought by exploring new materials that are characterized by low atomic vibration amplitude. Such materials have relatively low elementary mesh parameter. Or, one may employ a highly strained material or materials that have a high energy absorption factor. The inter-valley scattering mechanisms expose their contribution primarily in the high values of the applied electric field; their absence is characterized by the non-stationary stat curve of charge-carrier energy, for which the charge-carrier energy increases dramatically.

Acknowledgements This work was supported by the Ministry of Higher Education and Scientific Research Algeria though the Laboratory for Materials and Renewable Energies.

References

1. T. Sadi, R. Kelsall, *IEEE Trans. Electron Dev.* **53**, 1768 (2006). <https://doi.org/10.1109/TED.2006.877698>
2. E. Kobayashi, C. Hamaguchi, T. Matsuoka, K. Taniguchi, *IEEE Trans. Electron Dev.* **36**, 2353 (1989). <https://doi.org/10.1109/16.40921>
3. E. Kobayashi, T. Matsuoka, K. Taniguchi, C. Hamaguchi, *Solid State Electron.* **32**, 1845 (1989)
4. M.A. Osman, H.L. Grubin, *Solid State Electron.* **31**, 653 (1988)
5. S.L. Chan, K.Y. Choo, in *IEEE 2nd International Conference on Photonics (ICP)*, Kata Kinabalu, Malaysia, (2011), pp. 1–5, <https://doi.org/10.1109/icp.2011.6106837>
6. B. Bouazza, A. Guen-Bouazza, L. Amer, C. Sayeh, N.E. Chabane-Sari, C. Gontrand, *Afr. Sci.* **01**, 55 (2005)
7. F.M. Abou El-Ela, A.Z. Mohamed, *J. Mod. Phys.* **2**, 1324 (2011)

8. B.K. Ridley, *Quantum Processes in Semiconductors*, 3rd edn. (Clarendon, Oxford, 1993)
9. C. Jacoboni, P. Lugli, *The Monte Carlo Method for Semiconductor Device Simulation* (Springer, New York, 1989). <https://doi.org/10.1007/978-3-7091-6963-6>
10. S. Benali, étude par simulation de Monte-Carlo des propriétés de transport électronique dans les composés Si_{1-x}Gex, These de majister en science des matériaux, (2006)
11. S.K. O'Leary, B.E. Foutz, M.S. Shur, L.F. Eastman, J. Mater. Sci. Mater. Electron. **17**, 87 (2006). <https://doi.org/10.1007/s10854-006-5624-2>
12. R.W. Hockney, J.W. Eastwood, *Computer Simulation Using Particles* (Adam-Hilger, Bristol, 1988). <https://doi.org/10.1887/0852743920>
13. A. Kaszynski, étude des phénomènes de transport dans les matériaux semiconducteur par les méthodes de Monte-Carlo: Application a l'Arséniure de Gallium de type N», Thèse de doctorat, Université de Lille, N° ordre:236, (1979)

Modulation of drain current as a function of energies substrate for InP HEMT devices

S. Derrouiche^{1, †}, B. Bouazza¹, and C. Sayah²

¹Laboratory for Materials and Renewable Energies, Faculty of Technology, University Abou Bekr Belkaid of Tlemcen, Department of Electrical and Electronics Engineering, Tlemcen, Algeria

²Faculty of Technology, University Center Belhadj Bouchaib of Ain-Temouchent, Department of Electrical engineering, Ain-Temouchent, Algeria

Abstract: We present the drain current modulation for an HEMT using the TCAD SILVACO simulation tool with a drift–diffusion model at ambient temperature. The obtained results show that the decreases of substrate energies induce the decreasing of the obtained drain current similarly to the transconductance, which described the device due to increasing the transferred electrons concentration towards the substrate region, consequently to increase the molar fraction where the concentration of transferred electrons increases from 49×10^{19} to $65 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ when the molar fraction increases from 0.1 to 0.9. On the other hand, the decrease of molar fraction from 0.9 to 0.1 induces the increasing of drain current by 63%, where it increases from 1.1 mA/mm to 3 mA/mm at $V_{gs} = 0.6 \text{ V}$ and $V_{ds} = 1 \text{ V}$. This fact leads to ensuring the possibility of using the obtained results of this work related to drain current for producing performances devices that brings together the AC characteristics of HEMT with a weak drain current, which is important in the bioengineering domain.

Key words: high electron mobility transistors (HEMT); electron concentration; drain current modulation; electron injection; bio-engineering

DOI: 10.1088/1674-4926/39/11/114002

EEACC: 2560

1. Introduction

In the last few years, there has been an explosion in the interest of devices suitable for ultra-high frequency applications such as in the Tera-Hz regime; this interest is witnessed in the benchmarks which have been made mainly in signal amplification where it reaches its peak value about 1 THz using both InP HEMT and InP HBT technologies^[1–7]. The high-frequency characteristics and low noise performances of InP-based high electron mobility transistors (HEMTs) have made this technology the most important in the domain of millimeter or sub-millimeter wave applications^[8]; the outstanding performances that have been obtained are the result of the combination of reducing the parasitic phenomena, using a high electron mobility channel material, the higher sheet charge densities and through the downscaling of devices to their minimum feature size^[9]. The InP-based HEMTs have taken several studies in order to improve their performances, mainly for the frequency such as^[10] whose authors have used an asymmetrically recessed gate, which has made an important minimization in the parasitic resistances consequently to the reported decreases of contact resistance. In Ref. [11] the authors have reported on the influence of barrier thickness and gate length on the various device parameters. In Ref. [12] the possibility of operating a pseudomorphic Indium Phosphide HEMT in the terahertz region has been studied by numerical simulation based on the Chalmers HEMT design by the author. In Ref. [13] a complex study of the influence of nano-scale InAs inserts into the channel material on the structural

and electrical properties of the device has been performed. Many fields need the added performances in output characteristics of the device such as in bioengineering whose low value of output current will be adding to the highest frequency that characterized them. The electrical signal (such as the current) in the field of biomedical engineering is characterized by its low value and the noise to which it will be exposed, such as a signal that is characterized by a high frequency. Otherwise, in more professional terminology the relevant information reported in the biomedical signal is not visible from the use of an electric device with low power and which is sensitive to the low current value required. In this paper we perform the drain current modulation depended as a function of substrate structural energies in order to present the characteristic description of the substrate, which can produce a device likely to be functional with low current values. This purpose must take into account the operation of a device at high frequencies.

2. Device structure

In this work we present the performance of 20 nm gate length for an HEMT based on $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$ in their substrate in order to study the drain current modulation as a function of structural substrate energies, this is important to present the effect of reducing the substrate energy and their effect on the drain current characteristic and all other characteristics. The cross-sectional view of the simulated structure is shown in Fig. 1, which is used in Ref. [14], except our structure dif-

[†] Corresponding author. Email: derrouiche.soufiane@gmail.com

Received 20 March 2018, revised manuscript received 3 May 2018

©2018 Chinese Institute of Electronics

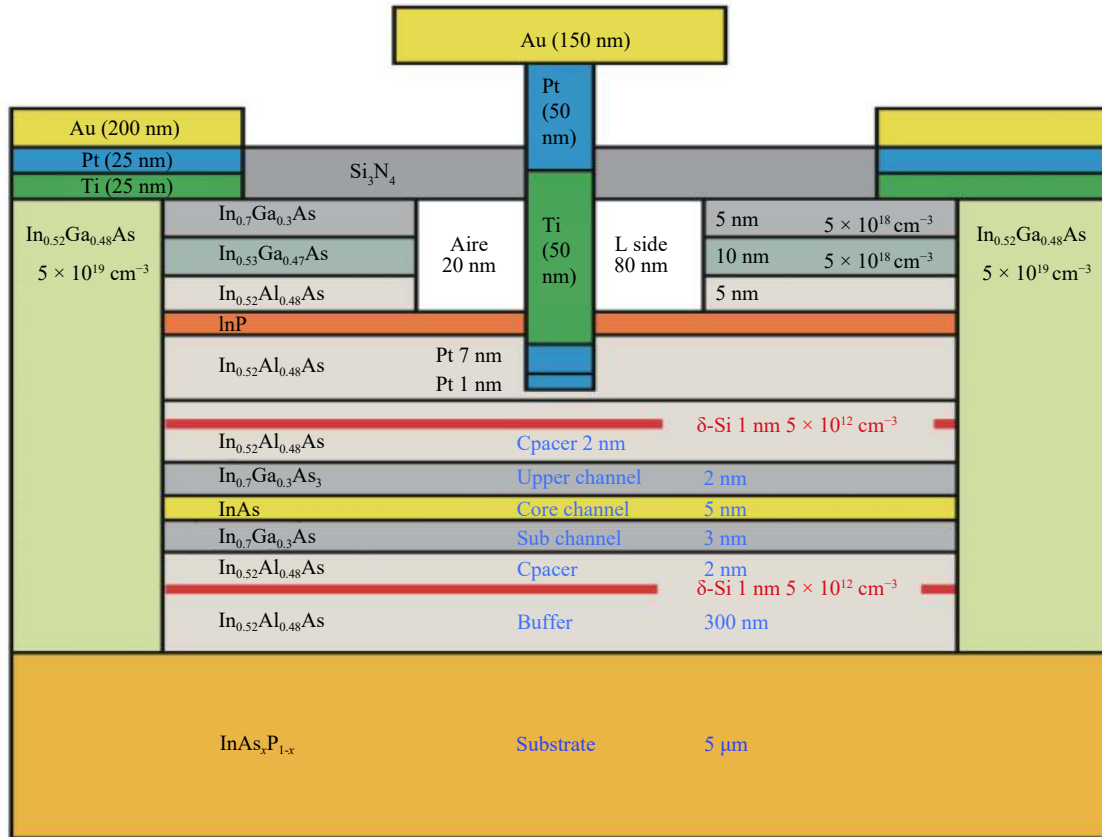


Fig. 1. (Color online) Structure of simulated InAsP-Based HEMT.

fers in the substrate material that we use $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$ to reach our objective and to present the effect of reducing the structural energy of the substrate. Note that the introduction of Arsenic in the chemical composition of InP makes the reduction in the structural energy possible.

The structure consists of $5 \mu\text{m}$ of a semi-insulating $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$ substrate, and 300 nm of intrinsic $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ buffer layer, which is necessary to isolate the composite channel from the substrate defects. The structure is formed by a double Si-delta-doping level with 1 nm in thickness ($5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ for the upper and $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ for the lower), it is necessarily used to increase the sheet charge density in the channel that in turn causes an increase in the transconductance g_m and drain current I_{ds} [14]. The simulated device has 2 nm in both spacers (lower and upper) formed by $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, a composite channel formed by 5 nm of intrinsic InAs for the core channel, 3 and 2 nm of intrinsic $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ lower sub channel and upper sub channel respectively. The Schottky barrier layer is about 2 nm formed by the intrinsic $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ and under the gate region, which was buried by 1 nm of a thin platinum metal layer. A 6 nm thick InP etch stop layer is crossed to minimize the access resistance for the both regions of source and drain electrodes. In our structure, we use a heavily doped multilayer cap formed with three levels. The first is the upper with 5 nm of thick based on the $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ layer ($5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), the second is 10 nm thick based on the $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ layer ($5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), and the third is with 5 nm of intrinsic $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ layer. The source and drain ohmic contacts were formed using a Ti/Pt/Au

(25 nm/25 nm/200 nm) metal stack and the T-gate is formed by a Pt/Ti/Pt/Au (7 nm/50 nm/50 nm/150 nm) metal stack. Finally, a 60 nm thick Si_3N_4 layer was used for device passivation. The gate length it chosen to be about 20 nm, 500 nm for the source to drain separation was taken, and 45 nm in the side recess spacing (L_{SIDE}).

3. Model and method

The evolution of the improvement in the devices performances is limited with their reduction to the low scale (nano order) also the limits related to the manufacturing process, hence new concepts needed inventing in order to ensure the desired continuity of improving the device performances. Among these, we found the concept related to substrate proprieties, on which we based our study.

All research into device physics has resulted in a mathematical model that operates on any semiconductor device and which consists of a set of fundamental equations[15] for this model which link together the electrostatic potential and the carrier densities, within some simulation domain. These equations, which are solved inside any general purpose device simulator such as TCAD-SILVACO, have been derived from Maxwell's laws and consist of Poisson's Equation, the continuity equations, and the transport equations. Poisson's Equation relates variations in electrostatic potential to local charge densities. The continuity and the transport equations describe the way that the electron and hole densities evolve as a result of transport processes, generation pro-

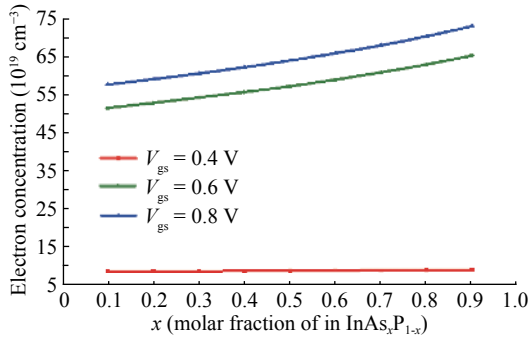


Fig. 2. (Color online) Electron concentration in substrate under $V_{ds} = 0.6$ V.

cesses, and recombination processes.

Poisson's Equation relates the electrostatic potential to the space charge density and is given by the following relation:

$$\text{div}(\epsilon \nabla \psi) = -\rho, \quad (1)$$

where ϵ is the electrostatic potential, ψ is the local permittivity, and ρ is the local space charge density.

The local space charge density is the sum of contributions from all mobile and fixed charges, including electrons, holes, and ionized impurities. The electric field is obtained from the gradient of the potential, see the following relation:

$$E = -\nabla \psi. \quad (2)$$

The carrier continuity equations for electrons and holes are defined by equations:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \text{div} J_n + G_n - R_n, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \text{div} J_p + G_p - R_p, \quad (4)$$

where n and p are the electron and hole concentration, J_n and J_p are the electron and hole current densities, G_n and G_p are the generation rates for electrons and holes, R_n and R_p are the recombination rates for electrons and holes, and q is the magnitude of the charge on an electron.

The current density equations, or charge transport models, are usually obtained by applying approximations and simplifications to the Boltzmann Transport Equation and which lead to a result in a number of different transport models such as the drift-diffusion model, the Energy Balance Transport Model, or the hydrodynamic model.

The simplest model of charge transport that is useful is the drift-diffusion model, which is the model that will be used in our study. This model has the attractive feature that it does not introduce any independent variables in addition to Ψ , n , and p . Until recently, the drift-diffusion model was adequate for nearly all devices that were technologically feasible. The more conventional formulation of the drift-diffusion model is given by the following relations for electrons and holes:

$$J_n = qn\mu_n E_n + q \frac{kT_L}{q} \mu_n \nabla n, \quad (5)$$

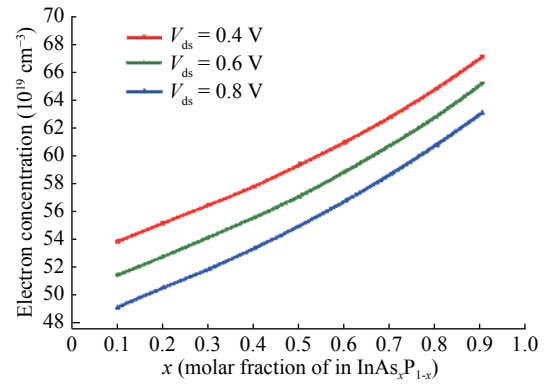


Fig. 3. (Color online) Electron concentration in substrate under $V_{gs} = 0.6$ V.

$$J_p = -qp\mu_p E_p - q \frac{kT_L}{q} \mu_p \nabla p, \quad (6)$$

where μ_n and μ_p are the electron and hole mobilities, T_L is the lattice temperature, and k is Boltzmann's constant.

4. Results and discussion

In Figs. 2 and 3 we perform the electron concentration in the substrate region as a function of substrate composition under the effect of V_{gs} and V_{ds} respectively. The increases of the arsenic molar fraction in InP induce the decreasing of substrate structural energies. Consequently, it leads to an increase in electrons injected towards the substrate region shown in Figs. 2 and 3. The electrons concentration under $x = 0.1$ and $V_{gs} = 0.6$ V are 53.9×10^{19} , 51.5×10^{19} , and $49.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ under $V_{ds} = 0.4$ V, $V_{ds} = 0.6$ V, and $V_{ds} = 0.8$ V respectively; the increase of molar fraction to 0.5 induces increases of 10.20 %, 10.87 %, and 11.78 % in the injected electron concentration where they become 59.4×10^{19} , 57.1×10^{19} , and $55 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ respectively in the same condition of V_{ds} and V_{gs} . Similarly for $x = 0.9$ where the electron concentrations are 67.1×10^{19} , 65.2×10^{19} , and $63.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ respectively. The increases of injected electron concentration with increasing V_{gs} is due to increasing the gate bias effect shown in Fig. 2, which will be added to the reported decrease of structural energies in the substrate material, in contrast to the case of increasing the drain bias when the injected electrons concentration decreases due to decreasing the gate bias effect with increasing the drain bias shown in Fig. 3. The outstanding values of the obtained results related to electron concentration in the substrate level can be explained by the increases of the field effect that results by the gate bias and which it is added to the reported decrease of structural energies in the substrate. Consequently, this makes an important increase in the accumulated electron concentration in the substrate.

Increasing the electron injection with decreases in the substrate structural energies by increasing the arsenic concentration in the chemical composition of the substrate induce the decreases of characteristic device transconductance; consequently the drain current will be reduced, as shown in Figs. 4 and 5, the transconductance decreases from 1654.4, 1673.2, and 1685 mS/mm when $x = 0.1$ and $V_{ds} = 0.4$ V, V_{ds}

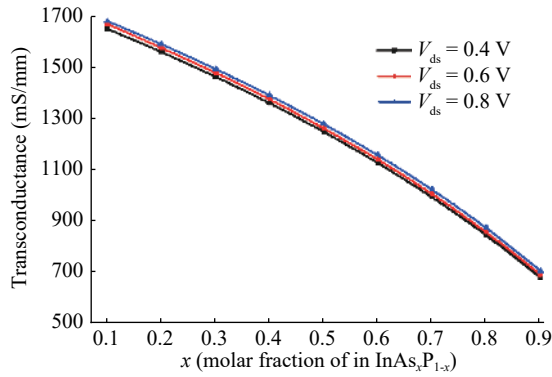


Fig. 4. (Color online) Transconductance as a function of substrate molar fraction in $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$.

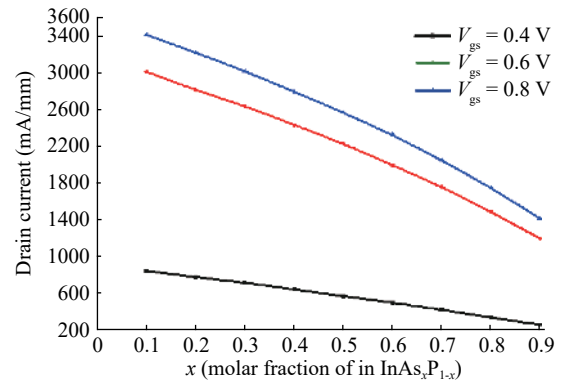


Fig. 5. (Color online) Drain current as a function of substrate molar fraction in $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$ under $V_{ds} = 1 \text{ V}$.

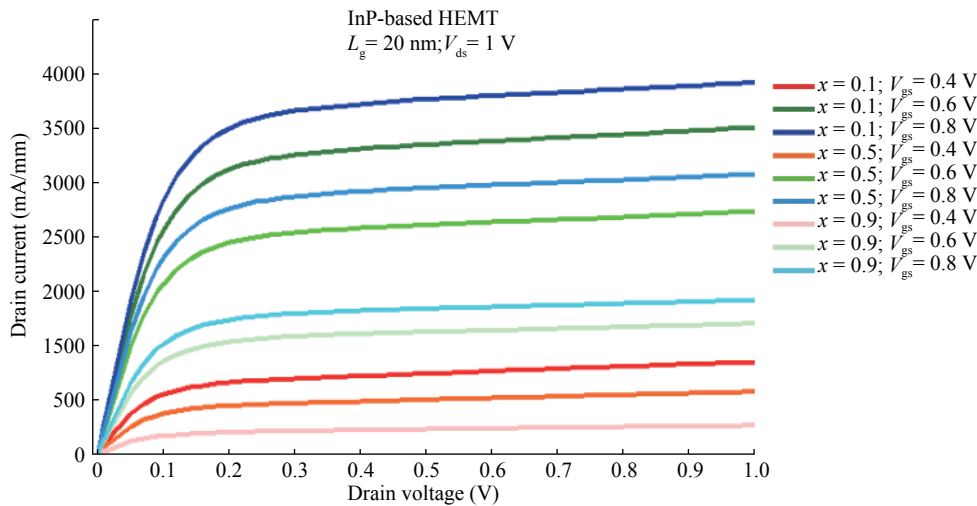


Fig. 6. (Color online) Drain current as a function of drain voltage.

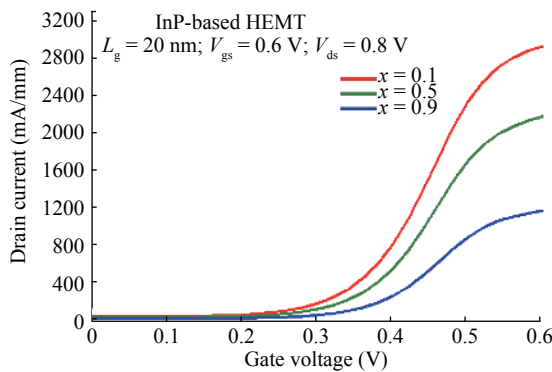


Fig. 7. (Color online) Drain current as a function of gate voltage.

= 0.6 V, and $V_{ds} = 0.8 \text{ V}$ respectively to 998.3, 1010.6, and 1028 mS/mm under $x = 0.7$ and $V_{ds} = 0.4 \text{ V}$, $V_{ds} = 0.6 \text{ V}$ and $V_{ds} = 0.8 \text{ V}$ respectively as shown in Fig. 4. The obtained results of transconductance show that the increases of drain bias induce the increases of characteristic transconductance; this is due to the best conditions of confinement caused by the spacer/channel barrier, where it increases with the increasing of drain bias as shown in Fig. 4. In Figs. 6 and 7 we perform the curves of drain current as a function of drain voltage and gate voltage respectively. Also, in Fig. 8 where

the curve of transconductance as a function of gate voltage is reported. These three figures are reported in order to present the consistency of obtained results. Similarly to Fig. 4, the drain current decreases with increasing the arsenic concentration in the substrate due to the electron injection phenomena, the drain current decreases when $V_{ds} = 1 \text{ V}$ and $x = 0.1$ from 0.854, 3.018, and 3.419 mA/mm under $V_{gs} = 0.4 \text{ V}$, $V_{gs} = 0.6 \text{ V}$, and $V_{gs} = 0.8 \text{ V}$ respectively to 0.43, 1.768, and 2.057 mA/mm respectively when $x = 0.7$ and under the same V_{ds} bias.

5. Conclusion

The obtained results for our study based on the drain current modulation as a function of substrate structural energies for an HEMT device using TCAD SILVACO at room temperature and the drift-diffusion model shows that the decreases of substrate structural energies by increasing the molar fraction induce the decreases of device drain current, and consequently the reported increases of electron injection towards the substrate region. This is presented as an advantageous conclusion such that it allows the production of an HEMT device which can operate with a low value of drain current. The reported novelty of this work has made the first HEMT that brings together the AC characteristic of an

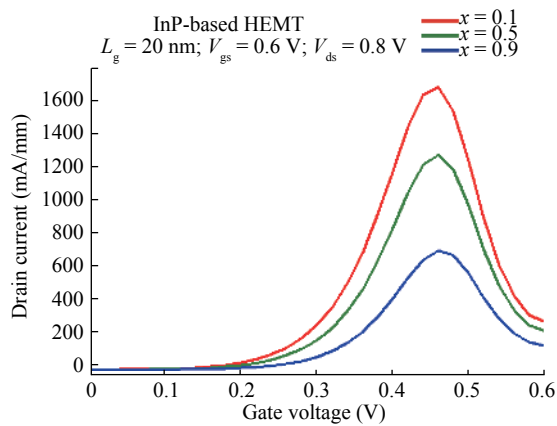


Fig. 8. Transconductance as a function of gate voltage.

HEMT with a weak current, which is important in the field of bioengineering; it is characterized by a low signal amplitude and high frequency, and we can find this objective when we use an HEMT with low structural energies in its substrate.

References

- [1] Radisic V, Leong K M K H, Scott D W, et al. Sub-millimeter wave InP technologies and integration techniques. Sub-millimeter wave InP technologies and integration techniques. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*, 2015
- [2] Deal W R, Leong K, Zamora A, et al. Recent progress in scaling InP HEMT TMIC technology to 850 GHz. *2014 IEEE MTT-S International Microwave Dig*, 2014
- [3] Leong M K H K, Mei X, Yoshida W, et al. A 0.85 THz low noise amplifier using InP HEMT transistors. *IEEE Microwave Wireless Compon Lett*, 2015, 25(6): 397
- [4] Hacker J, Urtega M, Seo M, et al. InP HBT amplifier MMICs operating to 0.67 THz. *IEEE MTT-S International Microwave Dig*, 2013: 1
- [5] Reed T B, Griffith Z, Rowell P, et al. A 180 mW InP HBT power amplifier MMIC at 214. *IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium*, 2013: 1
- [6] Radisic V, Scott D W, Cavus A, et al. 220-GHz high-efficiency InP HBT power amplifiers. *IEEE Trans Microwave Theory Tech*, 2014, 62: 3001
- [7] Radisic V, Scott D W, Monier C, et al. InP HBT transferred substrate amplifiers operating to 600 GHz, in *IEEE MTT-S International Microwave Dig*, 2015, doi:10.1109/MWSYM.2015.7166750.
- [8] Shin S H, Kim T W, Song J I, et al. Buried-Pt gate InP/In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.7}Ga_{0.3}As pseudomorphic HEMTs. *Solid-State Electron*, 2011(62): 106
- [9] Kim D H, Brar B, del-Alamo J A. $f_T = 688 \text{ GHz}$ and $f_{max} = 800 \text{ GHz}$ in $L_g = 40 \text{ nm}$ In_{0.7}Ga_{0.3}As MHEMTs with $g_{m,max} > 2.7 \text{ mS}/\mu\text{m}$. *Proceedings of IEDM Technical Digest*, 2011: 319
- [10] Wang L D, Ding P, Su Y B, et al. 100-nm T-gate InAlAs/InGaAs InP-based HEMTs with $f_T = 249 \text{ GHz}$ and $f_{max} = 415 \text{ GHz}$. *Chin Phys B*, 2014, 23(3): 038501
- [11] Saravana K R, Mohanbabu A, Mohankuma N, et al. Simulation of InGaAs sub-channel DG-HEMTs for analog / RF applications. *Int J Electron*, 2017, 105(3): 446
- [12] Chatterjee S. $f_T = 152 \text{ GHz}$ and $f_{MAX} = 196 \text{ GHz}$ in a 130 nm gate InP HEMT. *Int J Electron Commun Eng*, 2017, 10(1): 1
- [13] Galiev G B, Vasiliev A L, Imamov R M, et al. Structural and electrical properties of InAlAs/InGaAs/InAlAs HEMT heterostructures on InP substrates with InAs inserts in quantum well. *Crystallography Reports*, 2014, 59(6): 900
- [14] Ajayan J, Nirmal D. 20 nm high performance enhancement mode InP HEMT with heavily doped S/D regions for future THz applications. *Superlattices Microstruct*, 2016, 100: 526
- [15] Pinto M R, Rafferty C S, Dutton R W. PISCES2- Poisson and continuity equation solver. Stanford Electronics Laboratory Technical Report, Stanford University, 1984

Study the Electronic Transport Properties for $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ the First Derived Substrate from InP via Monte Carlo Methods

Soufiane Derrouiche, Benyounes Bouazza & Choukria Sayah

Journal of Electronic Materials

ISSN 0361-5235

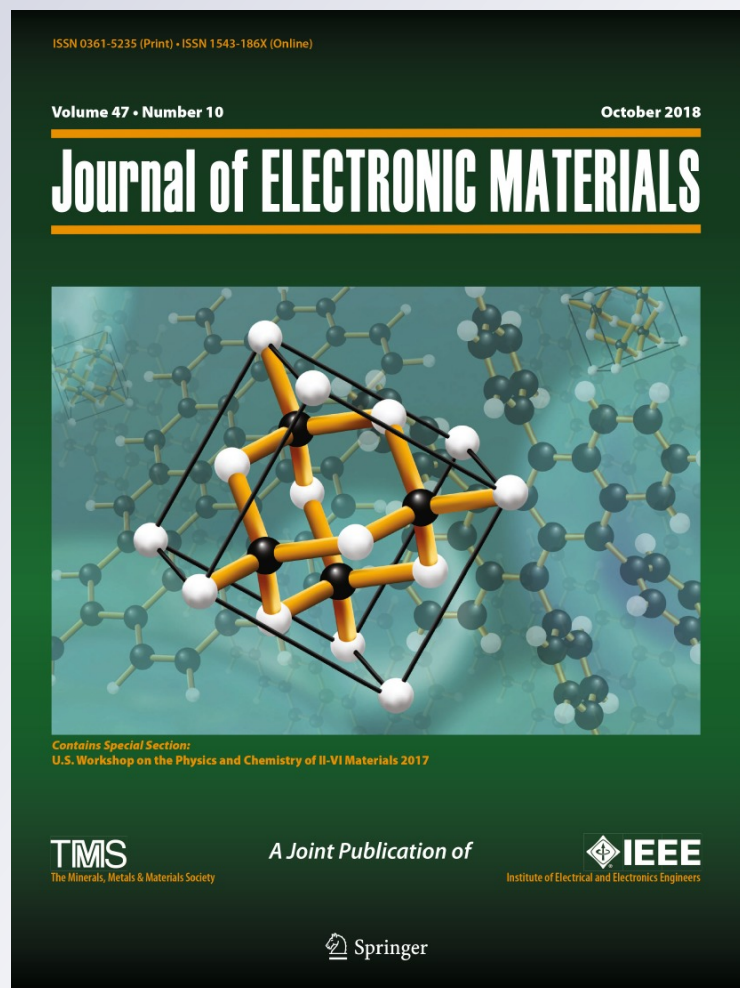
Volume 47

Number 10

Journal of Elec Materi (2018)


47:6289-6296

DOI 10.1007/s11664-018-6535-8



Your article is protected by copyright and all rights are held exclusively by The Minerals, Metals & Materials Society. This e-offprint is for personal use only and shall not be self-archived in electronic repositories. If you wish to self-archive your article, please use the accepted manuscript version for posting on your own website. You may further deposit the accepted manuscript version in any repository, provided it is only made publicly available 12 months after official publication or later and provided acknowledgement is given to the original source of publication and a link is inserted to the published article on Springer's website. The link must be accompanied by the following text: "The final publication is available at link.springer.com".

Study the Electronic Transport Properties for $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ the First Derived Substrate from InP via Monte Carlo Methods

SOUFIANE DERROUCHE ^{1,3} BENYOUNES BOUAZZA,¹
 and CHOUKRIA SAYAH²

1.—Laboratory for Materials and Renewable Energies, Faculty of Technology, Department of Electrical and Electronics Engineering, University Abou Bekr Belkaid of Tlemcen, BP: 119-13000, Tlemcen, Algeria. 2.—Intelligent Structures Laboratory, Department of Electrical Engineering, Institute of Science and Technology, Ctr Univ Ain Temouchent, BP: 284-46000, Ain Temouchent, Algeria. 3.—e-mail: derrouiche.soufiane@gmail.com

This paper compares the electronic transport proprieties of two materials, InP and $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$, in order to present the advantageous characteristics of $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ and which in turn leads to inventing of a first substrate derived from InP. This comparative study is performed by using Monte Carlo methods at room temperature and includes the acoustic, polar and inter-valley scattering mechanisms, as well as the energy and drift velocity of charge carriers. The obtained results show that $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ presents better behavior in terms of charge carrier energy and drift velocity compared to InP, due to its low set energy describing the band energy of $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$, as well as high atomic density. On the other hand, the registered energy saturation for charges carriers in the case of $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ is reached quickly and under lower applied electric fields compared to InP, due to its high rate of scattering, making $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ better than InP for use in high-frequency and low-power operation applications.

Key words: $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$, InP, MC (Monte Carlo) method, charge carrier energy and drift velocity, scattering mechanisms, substrate

INTRODUCTION

The use of material systems with improved conduction band profiles and transport properties in the channel level is among the critical criteria for inventing modern devices.¹ Electron transport in materials is an active and promising research area, which is enjoying sustained research effort mainly from the perspective of nano-device technology,² similarly for the inventing of new device design which consists mainly in the adding of new functional layer such as the channel layer^{3–5} and other concepts such as the passivation layer,⁶ all of which leads to improve the device performances and makes the study of materials properties of top interest. Recently, an important consideration is

made for the binary alloy based on III–V semiconductor material, which is concentrated around their uses for producing high performance devices such as in HEMT (high electron mobility transistor) devices.^{7–11} Device performance is reaching its limits in terms of decreasing device dimensions, with the current gate architectures reaching sub-10-nm lengths. As such, the research of new materials is an indispensable concept in order to ensure continuing advances in this field. Indium phosphide (InP) is one of several material systems with potential applications such as high speed electronics, critical semiconductor IC applications, real time multimedia file transfer and video conferencing due to its high room temperature electron mobility, higher velocity of saturation and high sheet electron densities.¹² The InP HEMT has also take place in the field of terahertz monolithic integrated circuits (TMICs) in the sub-millimeter, millimeter and terahertz frequency regime.^{12–14} The first TMIC

(Received May 22, 2018; accepted July 17, 2018;
 published online July 27, 2018)

LNA (low noise amplifier) and PA (power application) operating at 670 GHz was realized by Radisic et al.¹⁵ after which Leuther et al.¹⁶ have demonstrated an LNA and PA operating at 616 GHz using MHEMT. All this is due to high electronic transport properties that described the InP material, which is judged by the superior DC and RF performances compared to other HEMT on other substrates such as GaAs and GaN.^{15–23} Consequently, and to ensure the enhancement continuity of TMIC LNA and PA, the enhancement of substrate material will be important mainly for all electronic transport properties such as electron velocity and carrier energy. This can be found with the invention of a new substrate material, which is an InP material derived by introducing arsenic into the chemical composition of InP. Our study consists of studying the electronic transport for the new proposed material by the use of Monte Carlo method. The Monte Carlo (MC) method is a comprehensive method for simulating the electronic transport properties of semiconductors, the early standard of which was set by Canali²⁴ and Jacoboni.²⁵ The main feature of the MC method is its inclusion of numerous comprehensive physical models, more efficient computer algorithms, new scattering mechanisms, boundary conditions, and electrostatic self-consistency in device simulations.²⁶ In this paper we present a theoretical study by MC methods for a new material derived from InP, which is InAs_{0.3}P_{0.7}. In order to present its advantages compared to InP, this study takes into consideration the rate of all scattering mechanisms, which is important to present and proved the obtained transport characteristics.

MONTE CARLO METHOD

The MC method is used in several fields of physics including nuclear physics, solid-state physics and statistical physics.²⁷ It allows the user to determine the exact numerical solution of the Boltzmann transport equation (BTE) without direct resolution in the case of electronic transport.²⁸ The electronic transport in semiconductors materials and devices is described by BTE (Boltzmann transport equation), which is the largest equation used to this due to its accuracy and reliability presented in the carriers distribution function $f(k, t)$ obtained by solving the BET by applying the Monte Carlo method^{29,30} and which are identical to the results obtained by simple numerical algorithms. The numerical processing and algorithm used in this study are same that of Ref. 31. The starting point for the use of this method is the definition of the physical system, performed by introducing the different parameters that describe the material in use, as well as other physical parameters such as temperature and the applied electric field. The choice of the dispersion relation $E(k)$ is indispensable in this method, hence we use a parabolic dispersion law for low field values, contrary to the

high values where the laws of non-parabolic dispersions are useful.^{25,32–37} In our work, we have used the dispersion law given by Kane^{38–40}:

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = E(1 + \alpha E) \quad (1)$$

where α is the non-parabolicity coefficient given by³⁸:

$$\alpha = \frac{1}{E_g} \left(1 - \frac{m^*}{m_e} \right)^2 \quad (2)$$

where m_e and E_g denote the free effective electron mass and the energy gap, respectively (non-parabolicity is considered in all valleys). The band structure and material parameters necessary for calculating the scattering probabilities used in our simulation are given in Table I. The parameters selected for InP and InAs are from Ref. 41, while those for InAs_{0.3}P_{0.7} were determined using the following interpolation law⁴¹:

$$T_{ABC}(x) = x \times B_{AB} + (1 - x) \times B_{AC} \quad (3)$$

where T_{ABC} is the ternary material consisting of elements A , B and C ; B_{AB} and B_{AC} are these constituent elements. x is the molar fraction of the B_{AB} binary composition. The lattice constant of InAs_{0.3}P_{0.7} is calculated using Vegard's law⁴²:

$$a_{\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}} = x \times a_{\text{InAs}} + (1 - x) \times a_{\text{InP}} \quad (4)$$

where x is the molar fraction, and a_{InAs} and a_{InP} are the lattice constants for InAs and InP, respectively.

The mathematical models that characterize the interactions considered in our simulation are summarized in Table II (from Ref. 43):

The basic description for the MC method is to simulate the free flight particle, which is terminated by instantaneous random scattering events. The Monte Carlo algorithm used in our study consists of generating random free flight times for each considered particle, followed by choosing the type of scattering occurring at the end of the free flight, followed by changing the final energy and momentum of the particle after scattering, and then repeating the procedure for the next free flight. All details related to the algorithm and the used model are reported in Ref. 44, 45. On the other hand, our study is performed by FORTRAN software.

RESULTS AND DISCUSSION

In our simulation study, we considered that all charge carriers are located in the Γ valley and that increasing their energy transfers them towards satellite valleys. For acoustic scattering, the rate for InAs_{0.3}P_{0.7} is higher than that of InP for the three valleys, as shown in Fig. 1, and this type of scattering occurs under strong applied electric field values when the charge carriers absorb a certain quantity of energy. This type is also characterized by a high rate in the satellite valleys L and X for both materials, in contrast to the Γ valley due to the

Table I. Structural parameters

Parameter	InP	InAs _{0.3} P _{0.7}	Unit
Relative mass for Γ -valley	0.082	0.126	
Relative mass for the L-valley	0.3529	0.372	
Relative mass for the X-valley	0.4618	0.576	
High-frequency relative permittivity	9.55	10.437	
Low-frequency relative permittivity	12.4	13.13	
Non-parabolicity factor for the Γ -valley	0.624	1.253	[1/eV]
Non-parabolicity factor for the L-valley	0.461	0.5688	[1/eV]
Non-parabolicity factor for the X-valley	0.205	0.1965	[1/eV]
Potential energy difference between Γ and L valley	0.59	0.726	[eV]
Potential energy difference between Γ and X valleys	0.85	1.068	[eV]
Crystal density	4790	5931.1	[kg/m ³]
Sound velocity	5130	4016	[m/s]

Table II. The mathematical models for the examined scattering mechanisms types

Scattering type	Analytical description
Polar optical scattering	$\lambda(\varepsilon) = \frac{e^2 \cdot m^{\frac{1}{2}} \cdot \hbar \omega_0}{\sqrt{2} \cdot \hbar \cdot 4\pi \varepsilon_0} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_s} \right) \cdot \frac{1+2\alpha\varepsilon'}{\sqrt{\gamma(\varepsilon)}} \cdot F(\varepsilon, \varepsilon') \left[N_0 + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right]$ <p style="text-align: center;"><i>where:</i></p> $F(\varepsilon, \varepsilon') = \frac{1}{C} \left(A \cdot \ln \left \gamma^{\frac{1}{2}}(\varepsilon) + \gamma^{\frac{1}{2}}(\varepsilon') / \gamma^{\frac{1}{2}}(\varepsilon) - \gamma^{\frac{1}{2}}(\varepsilon') \right + B \right)$ $A = [2 \cdot (1 + \alpha\varepsilon) \cdot (1 + \alpha\varepsilon') + \alpha(\gamma(\varepsilon) + \gamma(\varepsilon'))]^2$ $B = -2\alpha\sqrt{\gamma(\varepsilon) \cdot \gamma(\varepsilon')} \cdot [4 \cdot (1 + \alpha\varepsilon) \cdot (1 + \alpha\varepsilon') + \alpha(\gamma(\varepsilon) + \gamma(\varepsilon'))]$ $C = 4 \cdot (1 + \alpha\varepsilon) \cdot (1 + \alpha\varepsilon') \cdot (1 + 2\alpha\varepsilon) \cdot (1 + 2\alpha\varepsilon')$ <p>$G(\vec{k}, (\vec{k}'))$ is the overlap integral that takes into account the non parabolicity bands of energy, N_0 is the distribution function, K_B is the Boltzmann constant, T is temperature, ε_∞ and ε_s are the dielectric permittivity and α is the coefficient of non parabolicity</p>
Acoustic scattering	$\lambda_{ac}(\varepsilon) = \frac{k_B \cdot T \cdot \Xi_{aco}^2 \cdot (2m^*)^{\frac{3}{2}} \cdot \delta^{\frac{1}{2}}(\varepsilon) \left[(1+\alpha\varepsilon)^2 + (\alpha\varepsilon)^2 / 3 \right]}{2\pi \cdot \rho \cdot S^2 \cdot \hbar^4} \frac{1}{1+2\alpha\varepsilon}$ <p style="text-align: center;"><i>Where:</i></p> <p>Ξ_{aco} is the acoustic deformation potential, v is the velocity of sound, ρ is the density of material</p>
Intervalley equivalent and non-equivalent scattering	$\lambda_{ac}(\varepsilon) = \frac{Z_j \cdot (m^*)^{\frac{3}{2}} \cdot \Xi_{ij}^2}{\sqrt{2\pi} \cdot \rho \cdot \omega_{ij} \cdot \hbar^3} \gamma_i(\varepsilon') (1 + 2\alpha_j \varepsilon') \cdot F_{ij}(\varepsilon, \varepsilon') \left[N_{ij} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right]$ <p style="text-align: center;"><i>where:</i></p> <p>$F_{ij}(\varepsilon, \varepsilon') = G_{ij}(\vec{k}, \vec{k}')$ and $\varepsilon'_j = \varepsilon_i + \Delta_j - \Delta_i \pm \hbar\omega_{ij}$, Δ_i and Δ_j and are the energy values relative to the bottom of i and j valleys, ε_i and ε_j are the relative energy in each valley, Z_i the number of j type valleys when starting in an i valley, Ξ_{ij} the deformation potential between the two valleys i and j</p>
Non-polar optical scattering	$\lambda_{ac}(\varepsilon) = \frac{(m^*)^{\frac{3}{2}} \cdot \Xi_{onp}^2}{\sqrt{2\pi} \cdot \rho \cdot \omega_{ii} \cdot \hbar^3} \gamma_i(\varepsilon') (1 + 2\alpha_i \varepsilon') \cdot F_{ii}(\varepsilon, \varepsilon') \left[N_{ii} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right]$ <p style="text-align: center;"><i>where:</i></p> <p>$F_{ij}(\varepsilon, \varepsilon') = G_{ij}(k, \vec{k}')$ and $\varepsilon' = \varepsilon'_i \pm \hbar_i$, Ξ_{onp}, is the nonpolar optical deformation potential</p>
Scattering with impurities	$\lambda_{imp}(\varepsilon) = \frac{e^2 \cdot N_D \cdot m^* \cdot \frac{3}{2} K_B \cdot T}{4\sqrt{2\pi} \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s \cdot \hbar^2} \cdot \frac{1+2\alpha\varepsilon}{\delta(\varepsilon)^{\frac{1}{2}}}$ <p style="text-align: center;"><i>where:</i></p> <p>N_D is the impurity concentration</p>

transfer of charge carriers towards both satellite valleys under the effect of a strong applied electric field, in which their concentration increases, as

shown in Fig. 2. Consequently, the rate of acoustic scattering increases. A comparative observation on the effect of applied electric field can be concluded

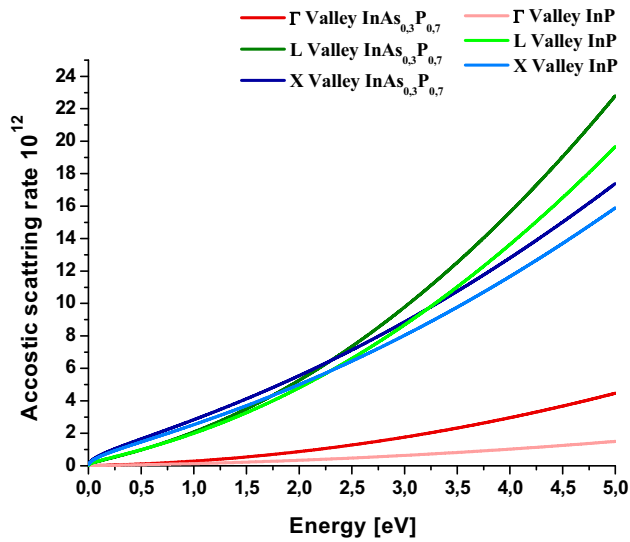


Fig. 1. Acoustic scattering rate in $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ and InP for $T = 300$ K and $E = 35$ kV/cm.

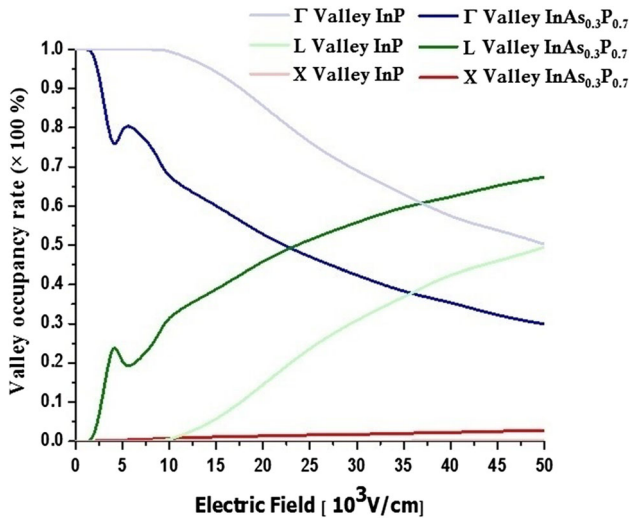


Fig. 2. Valley occupation at $T = 300$ K.

from the valley occupation characteristic shown in Fig. 2, where it is more important for $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ due to the fast beginning of charge carrier transfer to the L valley, mainly attributed to low energy that describes its band structure ($\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$). Additionally, the obtained results of valley occupation related to InP material are compatible with Ref. 44, except that a small decrease of our obtained results for the rate of valley occupation in three valleys is registered due to the carrier concentration and doping concentration.

For polar scattering, the rate is higher in the case of $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ compared to InP in the Γ valley, as shown in Fig. 3, but for the L and X valleys the rate is higher for InP , as outlined in Figs. 4 and 5. In the polar scattering mechanism, the rate in the satellite valleys is more important to consider compared to

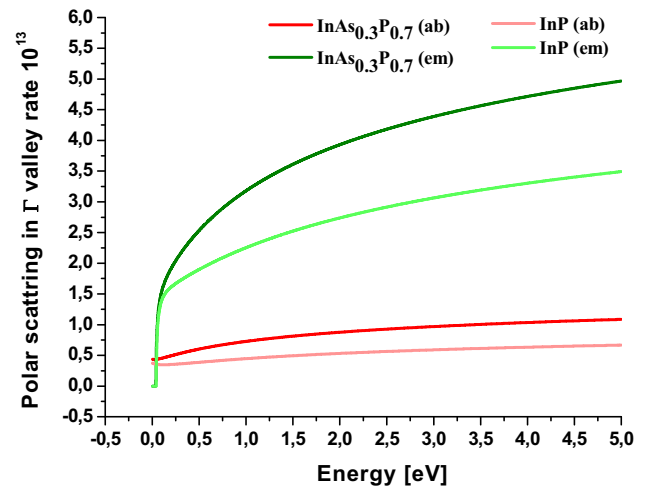


Fig. 3. Polar scattering rate in the Γ valley for $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ and InP ($T = 300$ K and $E = 35$ kV/cm).

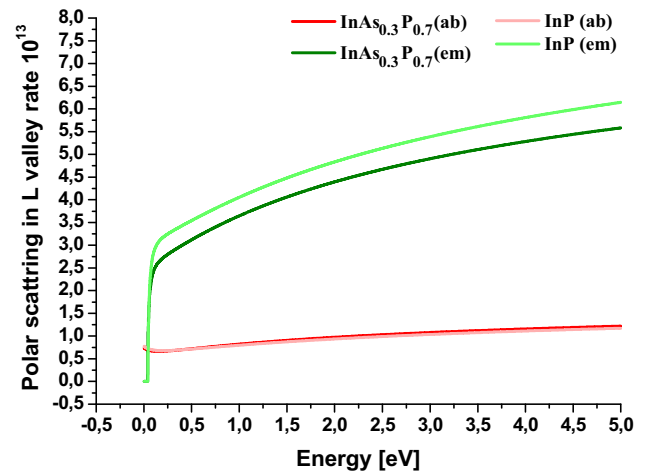


Fig. 4. Polar scattering rate in the L valley for $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ and InP ($T = 300$ K and $E = 35$ kV/cm).

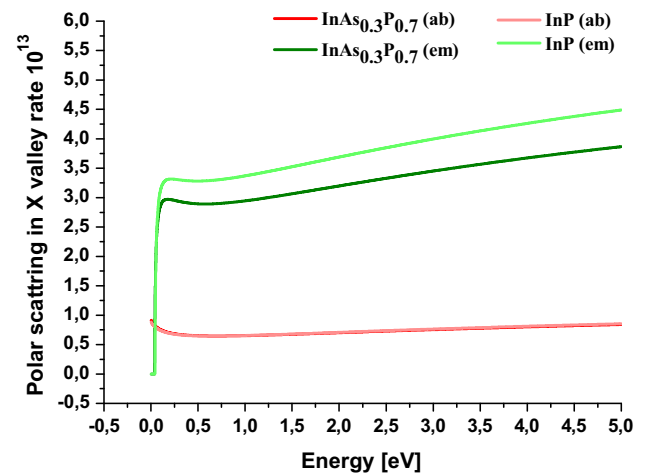


Fig. 5. Polar scattering rate in the X valley for $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ and InP ($T = 300$ K and $E = 35$ kV/cm).

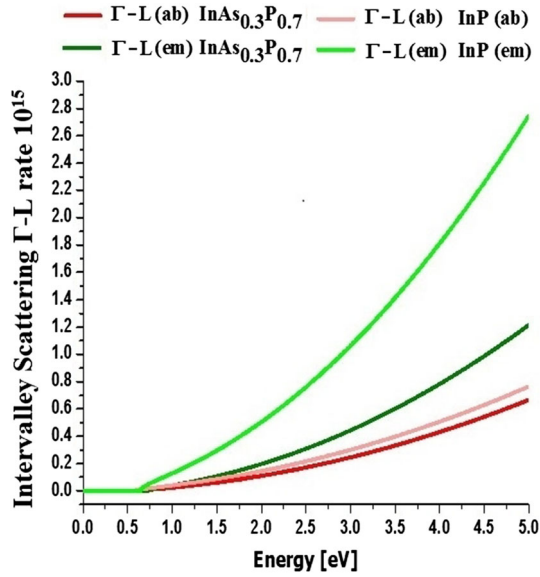


Fig. 6. Intervalley scattering rate between Γ -L in InAs_{0.3}P_{0.7} and InP for $T = 300$ K and $E = 35$ kV/cm.

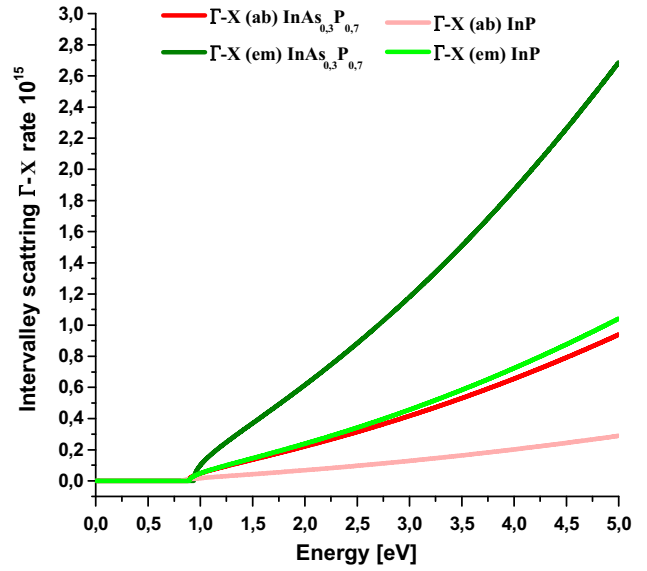


Fig. 8. Intervalley scattering rate between Γ -X in InAs_{0.3}P_{0.7} and InP for $T = 300$ K and $E = 35$ kV/cm.

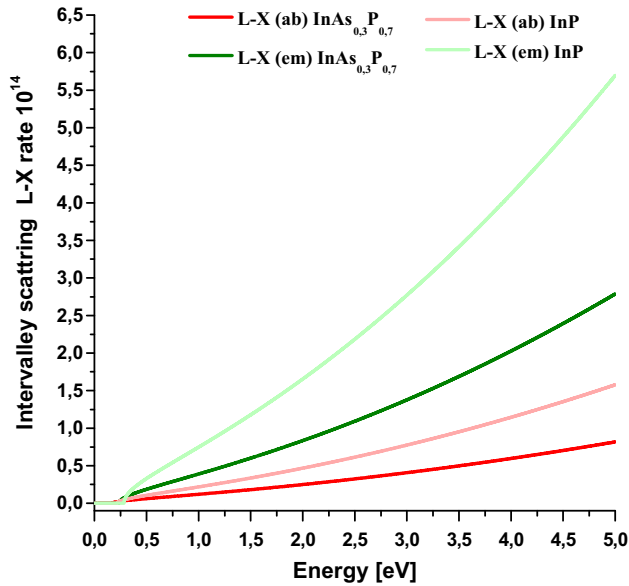


Fig. 7. Intervalley scattering rate between L-X in InAs_{0.3}P_{0.7} and InP for $T = 300$ K and $E = 35$ kV/cm.

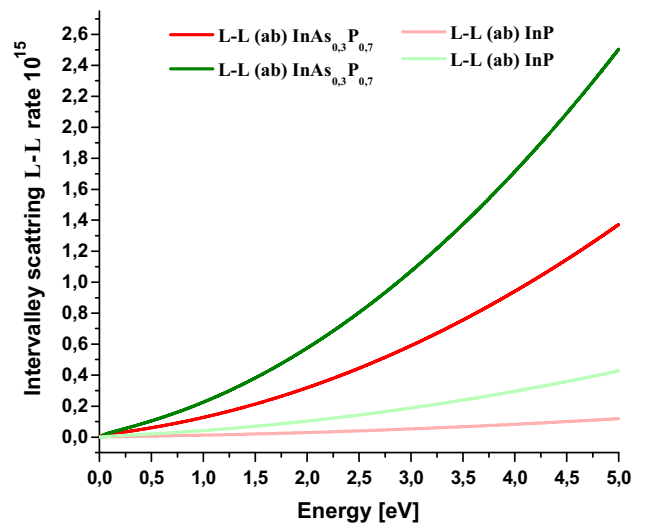


Fig. 9. Intervalley scattering rate between L-L in InAs_{0.3}P_{0.7} and InP for $T = 300$ K and $E = 35$ kV/cm.

the Γ valley. The type of scattering mechanism that is accompanied by energy emission is the most dominant in the case of both the acoustic and polar scattering (Figs. 1, 3, 4, and 5). The high rate in the L valley compared to the X valley for acoustic and polar scattering is related to the high effective mass describing the charge carriers in the X valley, which leads to their rapid termination; these charge carriers rejoin in the L valley, which increases the rate. Both acoustic and polar scattering are related to many structural parameters in these materials, such as the atomic density and atomic vibration

amplitude; the rate of scattering increases in both of these mechanisms as these parameters increase under an increasing applied field, due to the high energy supplied by the crystal lattice.

The obtained simulation results show that the intervalley scattering rate between Γ -L and L-X in InP is more influential compared to the case of InAs_{0.3}P_{0.7} as indicated in Figs. 6 and 7 and is the main consequence related to the reduced energy difference between Γ -L and L-X; the energy differences are approximately 0.59 eV and 0.726 eV between the Γ and L valleys in the case of InP and InAs_{0.3}P_{0.7}, respectively. The L-X energy difference is approximately 0.85 eV and 1.068 eV in the case of

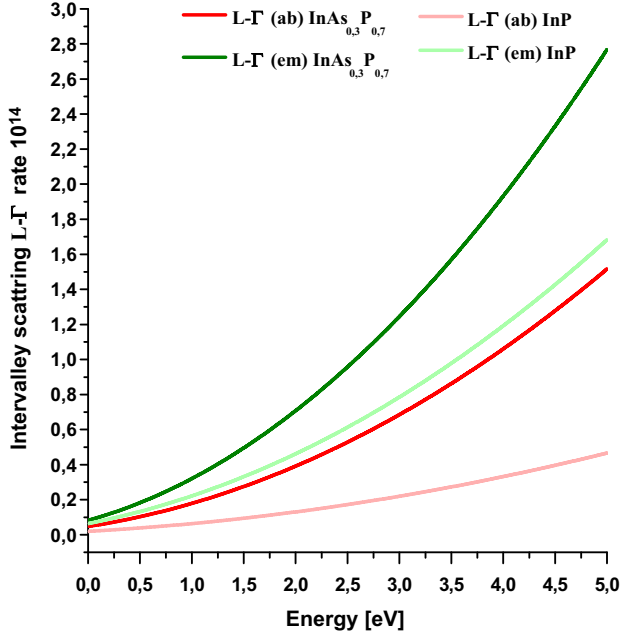


Fig. 10. Intervalley scattering rate between L- Γ in $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ and InP for $T = 300$ K and $E = 35$ kV/cm.

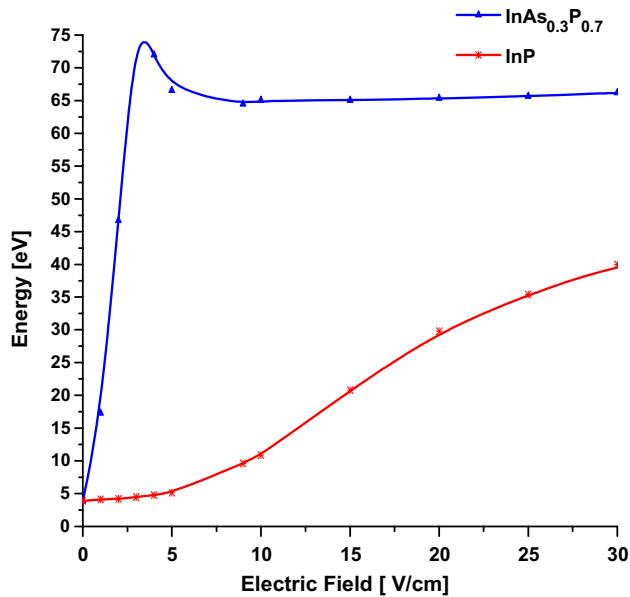


Fig. 11. Stationary state of charge carrier energy for InP and $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ at $T = 300$ K.

InP and $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$, respectively. In contrast to Γ -X, L-L and L- Γ intervalley scattering rates are important for $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$, as seen in Figs. 8, 9, and 10, as there is fast termination of the charge carriers when the energy difference between valleys is highest. All obtained results related to scattering mechanisms are compatible with the scientific results that described the ternary materials such as in Ref. 45 Those scattering mechanisms

Table III. Phonon energy for Γ , L and X valleys in InP and $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ (in units of eV)

Phonon energy between valleys	InP	$\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$
Γ and L	0.0337	0.01583
Γ and X	0.0337	0.02764
L and Γ	0.0337	0.01583
L and L	0.0337	0.01583
L and X	0.0337	0.03219
X and Γ	0.0337	0.02764
X and L	0.0337	0.03219
X and X	0.0239	0.03474

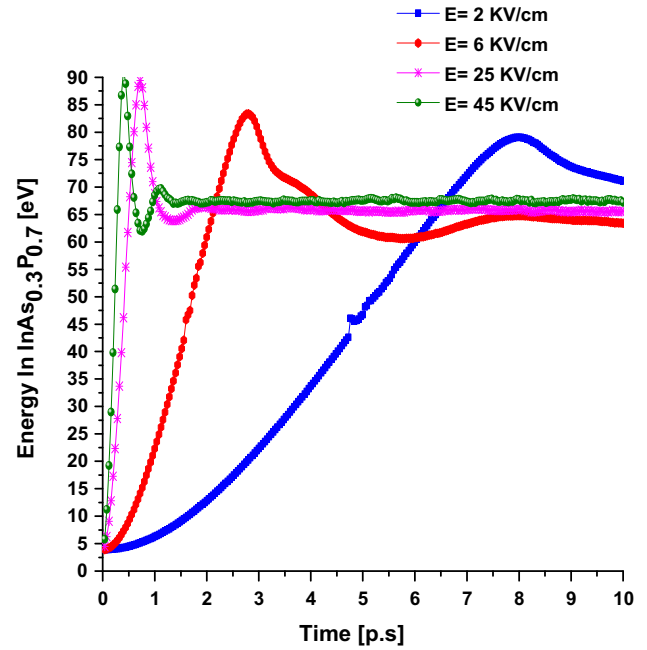


Fig. 12. Non-stationary state of charge carrier energy for $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ at $T = 300$ K.

accompanied by energy emission are the most dominant for all types and are the main origin of the energy saturation for the charge carriers depicted in Fig. 11.

Figure 11 presents the stationary state of the charge carrier energy as a function of the applied electric field in non-doped $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ and InP at ambient temperatures. An increase in the applied electric field induces an increase of the average charge carrier energy in both materials due to the increased energy absorption. $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ quickly reaches a maximum value for average energy under a weaker applied electric field compared to InP, with approximate values of 75 eV and 35 eV, respectively. This difference results from the decreasing energy characteristic in valleys, where the effect of applied electric field becomes significant even at low values. The decreasing phonon energies for these different valleys are shown in Table III,

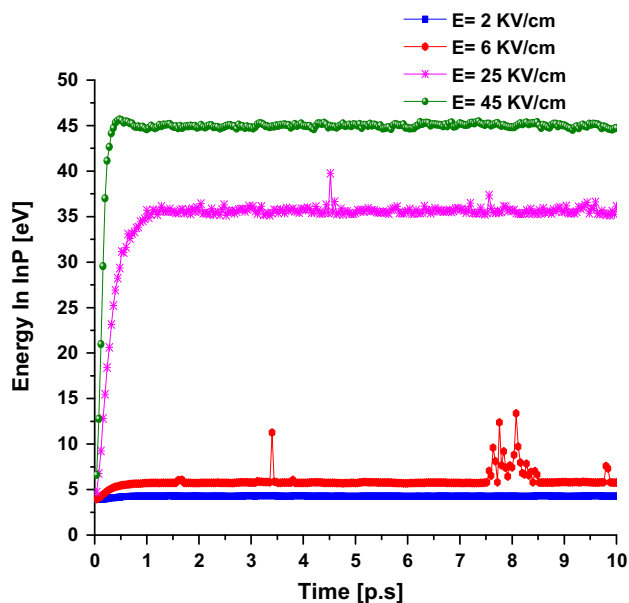


Fig. 13. Non-stationary state of charge carrier energy for InP at $T = 300$ K.

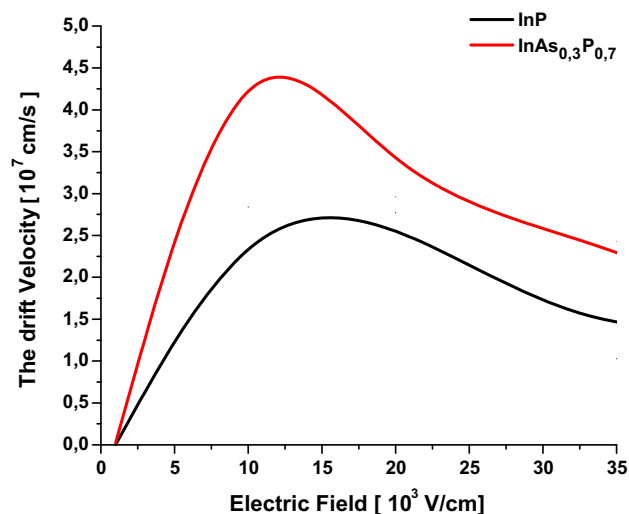


Fig. 14. Stationary state of drift velocity for InP and InAs_{0.3}P_{0.7} at $T = 300$ K.

when these energies are weak they will lead to an increasing fraction of the remaining energy being absorbed by the charge carriers, hence their increase in energy. The energy saturation of the charge carriers is caused by the scattering mechanisms, which occur primarily with the types with energy emissions described in Figs. 1, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 and 10.

Figures 12 and 13 present the non-stationary state of the charge carrier energy under an applied electric field in non-doped InAs_{0.3}P_{0.7} and InP, respectively, determined at ambient temperatures using MC methods. The required time to reach the

maximum value of average energy is almost fixed in the case of InP (0.5 ps), but in the case of InAs_{0.3}P_{0.7} this time decreases with increasing applied electric field, as the energy supplied to the charge carriers increases; the time decreases from 0.75 ps to 0.25 ps when the applied electric field increases from 2 kV/cm to 45 kV/cm. This is a consequence of the different scattering mechanisms present, and their rates are important in the case of materials characterized by low energy, because when average energy of the charge carriers decreases, more time is needed to reach the maximum value.

Figure 14 shows the stationary state of the drift velocity as a function of the applied electric field in non-doped InAs_{0.3}P_{0.7} and InP at ambient temperatures. An increase in the applied electric field induces an increase of drift velocity for the charge carriers in both materials, due to the increase in absorbed energy as the energy supplied by the applied electric field increases until a critical electric field is reached at $10 \cdot 10^3$ V/cm and $13.5 \cdot 10^3$ V/cm for InAs_{0.3}P_{0.7} and InP, respectively. In the case of InP, the maximum drift velocity reached is 2.5×10^7 cm/s under an electric field of 13.5 kV/cm, which is in the range and compatible with Refs. 44, 46–49 while for InAs_{0.3}P_{0.7} its maximum drift velocity is $4 \cdot 10^7$ cm/s under an electric field of 10 kV/cm, which is due to the high absorbed energy and low energy that denote InAs_{0.3}P_{0.7} band structure. On the other hand, in both materials the drift velocity began to decrease from its critical value to the point of saturation, due to the transfer of charge carriers from the L valley to the X valley where they are characterized by a large effective mass (Table I), and due to inelastic scattering mechanisms of energy emission.

CONCLUSIONS

InAs_{0.3}P_{0.7} presents advantageous characteristics for electronic transport compared to InP due to its low band energy, which induces an increased rate for all scattering mechanisms present. Energy saturation is quickly reached and under low applied electric field in the case of InAs_{0.3}P_{0.7} due to the high rate of scattering. This creates an added advantage for all devices based on InAs_{0.3}P_{0.7} for low-power operation. InAs_{0.3}P_{0.7} is characterized by a higher drift velocity compared to InP, making InAs_{0.3}P_{0.7} better than InP for use in high-frequency applications.

REFERENCES

1. P.M. Smith, S.M.J. Liu, M.Y. Kao, P. Ho, S.C. Wang, K.H.G. Duh, S.T. Fu, and P.C. Chao, *IEEE Microw. Guided Wave* 5, 230 (1995). <https://doi.org/10.1109/75.392284>.
2. P. Zhu, E. Cruz-Silva, and V. Meunier, *Phys. Rev. B* 89, 085427 (2014).
3. S.K. Radhakrishnan, B. Subramaniyan, M. Anandan, and M. Nagarajan, *AEU Int. J. Electron. Commun.* 83, 462 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.aeue.2017.10.029>.

4. J. Ajayan, T. Ravichandran, P. Prajooon, J. Charles Pravin, and D. Nirmal, *J. Comput. Electron.* 17, 265 (2018). <https://doi.org/10.1007/s10825-017-1086-4>.
5. J. Ajayan, T. Ravichandran, P. Mohankumar, P. Prajooon, J. Charles Pravin, and D. Nirmal, *AEU Int. J. Electron. Commun.* 84, 387 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.aeue.2017.12.022>.
6. M. Asif, C. Chen, D. Peng, W. Xi, and J. Zhi, *Solid State Electron.* 142, 36 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.sse.2018.02.001>.
7. S.H. Shin, T.W. Kim, J.I. Song, and J.H. Jang, *Solid State Electron.* 62, 106 (2011). <https://doi.org/10.1016/j.sse.2011.02.002>.
8. L.-D. Wang, D. Peng, Y.-B. Su, C. Jiao, Bi-Chan Zhang, and J. Zhi, *Phys. Rev. B* 23, 038501 (2014).
9. J. Ajayan and D. Nirmal, *Superlattices Microstruct.* 100, 526 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.epmi.2016.10.011>.
10. V. Radisic, K.M.K.H. Leong, D.W. Scott, C. Monier, X.B. Mei, W.R. Deal, A. Gutierrez-Aitken, *Sub-millimeter wave InP technologies and integration techniques* Microwave Symposium (IMS) 2015 IEEE MTT-S International Phoenix AZ USA <https://doi.org/10.1109/mwsym.2015.7167151> (2015).
11. J.D. Albrecht, M.J. Rosker, H.B. Wallace, and T. Chang, *THz Electronics projects at DARPA: Transistors, TMICs, and amplifiers* 2010 IEEE MIT-S International Microwave Dig Anaheim CA USA <https://doi.org/10.1109/mwsym.2010.5517972> (2010).
12. J. Ajayan and D. Nirmal, *Superlattices Microstruct.* 86, 1 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2015.06.048>.
13. Z. Wang, J. Zhou, Y. Kong, C. Kong, X. Dong, Y. Yang, and T. Chen, *J. Semiconduct.* 36, 094004 (2015). <https://doi.org/10.1088/1674-4926/36/9/094004>.
14. J.C. Pravin, D. Nirmal, P. Prajooon, and J. Ajayan, *Physica E Low Dimen. Syst. Nanostruct.* 83, 95 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.physe.2016.04.017>.
15. V. Radisic, K.M.K.H. Leong, X. Mei, S. Sarkozy, W. Yoshida, and W.R. Deal, *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* 60, 724 (2012). <https://doi.org/10.1109/tmtt.2011.2176503>.
16. A. Leuther, A. Tessmann, M. Dammann, H. Massler, M. Schlechtweg, and O. Ambacher *Prociding International conference Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)* Kobe, Japan. <https://doi.org/10.1109/iciprm.2013.6562647> (2013).
17. N. Sahoo, A.K. Panda, and T. Sahu, *Microsyst. Technol.* (2018). <https://doi.org/10.1007/s00542-018-3727-3>.
18. J. Jin-Cheol, Y. In-Bok, K. Jae-Duk, L. Wang-Yong, and L. Chang-Hoon, *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* 66(5), 2220 (2018). <https://doi.org/10.1109/tmtt.2017.2786698>.
19. Y.Q. Chen, Y.C. Zhang, Y. Liu, X.Y. Liao, Y.F. En, W.X. Fang, Y. Huang, and I.E.E.E. Trans, *Electron Dev.* 65, 1321 (2018). <https://doi.org/10.1109/led.2018.2803443>.
20. D. Maafri, A. Saadi, A. Slimane, and M.C.E. Yagoub, *Microwave Opt. Technol Lett.* 60, 455 (2018). <https://doi.org/10.1002/mop.30982>.
21. W. Xing, Z. Liu, H. Qiu, K. Ranjan, Y. Gao, G.I. Ng, and T. Palacios, *IEEE Electron Dev. Lett.* 39, 75 (2018). <https://doi.org/10.1109/led.2017.2773054>.
22. R. Kailin, C.L. Yung, and C.-F. Huang, *IEEE Trans. Electron Dev.* 65, 1348 (2018). <https://doi.org/10.1109/led.2018.2809517>.
23. L. Ting-Ting, Z. Kai, Z. Guang-Run, Z. Jian-Jun, K. Yue-Chan, Y. Xin-Xin, C. Tang-Sheng, *Chin. Phys. B* 27(4) 047307 (2017). <https://doi.org/10.1088/1674-1056/27/4/047307>.
24. C. Canali, C. Jacoboni, F. Nava, G. Ottaviani, and A. Alberigi-Quaranta, *Phys. Rev. B* 12, 2265 (1975).
25. C. Jacoboni and L. Reggiani, *Rev. Mod. Phys.* 55, 645 (1983).
26. E. Pop, R.W. Dutton, and K.E. Goodson, *J. Appl. Phys.* 96 4998 (2004). <https://doi.org/10.1063/1.1788838>.
27. N. Metropolis and S.M. Ulam, *J. Am. Stat. Assoc.* 44, 335 (1949).
28. K. Kalna and A. Asenov, *Math. Comput. Simul.* 62, 357 (2003).
29. A. Reklaitis, *Phys. Lett. A* 88, 367 (1982).
30. D.K. Ferry, *Semiconductor Transport* (New York: Taylor & Francis, 2000), p. 225.
31. S. Derrouiche, B. Bouazza, and C. Sayah, *Trans. Electr. Electron. Mater.* 1 (2018).
32. W. Fawcett, D.A. Boardman, and S. Swain, *J. Phys. Chem. Solids* 31, 1963 (1970).
33. W. Fawcett, C. Hilsun, and H.D. Rees, *Solid State Commun.* 7, 1257 (1969).
34. W. Fawcett, *Non-ohmic transport in semiconductors, in: Electrons in Crystalline Solids* Salam A IAEA Vienna 531 (1973).
35. S. Bosi and C. Jacoboni, *J. Phys. C* 9, 315 (1976).
36. J.G. Ruch, *IEEE Trans. Electron. Devices* ED-19 652 (1972).
37. P.A. Lebowhl and P.J. Price, *Solid State Commun.* 9, 1221 (1971).
38. F.M. Abou El-Ela and A.Z. Mohamed, *J. Mod. Phys.* 2, 1324 (2011).
39. B. K., *Quantum Processes in Semiconductors*, Ridley 3rd Edition, Oxford, Clarendon (1993).
40. C. Jacoboni and P. Lugli, *The Monte Carlo Method for Semiconductor Device Simulation*, Springer, New York <https://doi.org/10.1007/978-3-7091-6963-6>. (1989).
41. A. Sadao, *J. Appl. Phys.* 53, 8775 (1982).
42. D. Liu, *Design, fabrication and characterization of InAlAs/InGaAs/InAsP composition channel HEMTs*. Doctoral Thesis, Ohio State University (2008).
43. A. Kaszynski, *étude des phénomènes de transport dans les matériaux semiconducteur par les méthodes de Monte-Carlo: Application a l'Arséniure de Gallium de type N*. Doctoral Thesis Faculty of Science and Technology, University of Lille 1 N° = 236 (1979).
44. A. Guen-Bouazza, C. Sayah, B. Bouazza, and N.E. Chabane-Sari, *J. Mod. Phys.* 4, 616 (2013). <https://doi.org/10.4236/jmp.2013.45089>.
45. A. Hamdoune, B. Bouazza, A. Guen-Bouazza, A. Lallam, and N.-E. Chabane-Sari, *Afrique Sci.* 3, 186 (2007).
46. H. Arabshahi, M.R. Khalvati, and M. Rezaee, *Rokn-Abadi. Mod. Phys. Lett. B* 22, 1695 (2008).
47. B. Bouazza, A. Guen-Bouazza, L. Amer, C. Sayeh, N.E. Chabane-Sari, and C. Gontrand, *Afrique Sci.* 1, 55 (2005).
48. N. Massoum, B. Bouazza, H. Tahir, C. Sayah, and A. Guen, Bouazza. *Int. J. Math. Comput. Phys. Electr. Comput. Eng.* 6, 1429 (2012).
49. A. Guen-Bouazza, C. Sayah, B. Bouazza, and N.E. Chabane-Sari, *J. Mater. Environ. Sci.* 5, 1238 (2014).



Improving InP High Electron Mobility Transistor Performance by an Inserting Blocking Diode for Terahertz Applications

Derrouiche Soufiane^{1,*}, Bouazza Benyounes¹, and Sayah Choukria²

¹Laboratory for Materials and Renewable Energies, Faculty of Technology, University Abou Bekr Belkaid of Tlemcen, Department of Electrical and Electronics Engineering, BP: 119-13000, Tlemcen, Algeria

²Intelligent Structures Laboratory, Ctr Univ Ain Temouchent, Institute of Science and Technology, Department of Electrical engineering, BP 284-46000 Ain Temouchent, Algeria

(Received: xx Xxxx xxxx. Accepted: xx Xxxx xxxx)

In this paper, we report on the study of an inserting blocking diode effect on all devices performances mainly the drain current, transconductance, and frequency by TCAD-SILVACO tools. This work used the first inserting blocking diode in the buffer layer. The obtained results show that the increases of electrons concentration in the channel level due to stopped the electron injection toward the substrate by the diode induce the increases of drain current and the transconductance that described the simulated device. Also for the frequency characteristic which presents the best behavior compared to several works, but it presents a low decreasing with increasing one or both N&P region thickness due to increasing the rate of all scattering mechanisms consequently to the reported increases of electron concentration in the channel level. The increasing of blocking diode performance can be applied by increasing the $P_{\text{thickness}}$ where this case induces an important stopping of electron injection towards the substrate region. In contrary to the increasing of $N_{\text{thickness}}$ which leads to increasing the quantum effects mainly the tunneling electron transfer to the substrate which induces the increase of their concentration in the substrate level.

Keywords: High Electron Mobility Transistor (HEMT), Blocking Diode, Electron Injection, Device Performance, High Frequency, Modulators and Detectors in Terahertz.

1. INTRODUCTION

The HEMTs devices are the excellent devices for set applications that required the high operating frequency, low and high power, low and high noise¹ since their first invention by Takashi Mimura in 1980.² In the last twenty years, the HEMT transistors have undergone a significant evolution in their performances improvement history this can be explained by the set works that have been carried out where many concepts are invented.³⁻⁷ The GaN and InP are the both most popular technologies in this transistors family. Tien-Tung et al.⁸ have demonstrated superior performances both in breakdown voltage and maximum drain current with the use of these concepts based on the use of a high temperature (HT) AlN interlayer (IL) and a multi-layer high-low-high temperature (HLH) AlN buffer layer.

Another work based on the use of quaternary InAlGaN Barrier are reported by Wen et al.⁹ in where the obtained results show the better behavior, this invented structure has exhibits about 1.94 A/mm in output current density which is a larger than that of the conventional device based on AlGaN/GaN. Tien-Tung et al.¹⁰ with the use of strain layer and unintentional carbon incorporation have also obtained the better results in breakdown voltage drain current. Similarly to InP based HEMT where it has shown an important evolution in the enhancement of their performances.¹¹⁻¹⁵ All reported study for enhanced device performances in this last years is based on the fact of improving the channel composition with the use of the composite channel and where several invented technologies are studied mainly by the use of two, three and four layers. On the other hand, the increasing of barrier higher is also one of most reported new inventing technology by the use of new barrier materials. Currently, the quaternary materials are reported so as

*Corresponding author; E-mail: Derrouiche.soufiane@gmail.com

the best materials. On the other hand, all concepts based on the size reducing of the device for enhanced their performances such as the frequency have reached their limits consequently to the imposed manufacturing processes limits. This is presenting as the main effect which pushes us to search new concepts far away from the reducing of a size such as for producing the device which operates in high frequency. The inventing of devices which operate in terahertz regime is important for creating the high performances modulators and detectors circuit or systems mainly for processing the obtained signal from biomedical sensors which operate in Terahertz regime and with low amplitude value. This is presenting as an important task for ensuring the evolution of technology continuity for bioengineering field also for signal processing. In this paper we report on the use of a new concept for improving the device performances which is based on the use of a composite channel, this is the first study related to the use of an integrated diode blocking in the channel morphological description of InP HEMT and which is the most novelty of this technology family. Their importance can be explained by the blocking of electron injection towards the substrate which leads to increase the sheet charges density in the channel (Electrons concentration in the channel).

2. THE DEVICE STRUCTURE

In this work, we present the performance of 20 nm gate length for HEMT based on InP substrate. The cross-sectional view of the simulated structure is shown in Figure 1. The structure consists 5000 nm of a semi-insulating InP substrate, 300 nm intrinsic $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ buffer layer which is necessary to isolate the composite channel from the substrate defects. The composite channel is formed by 5 nm of intrinsic InAs for the core channel, 3 nm and 2 nm of intrinsic $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ lower sub-channel and upper sub channel successive. The Schottky barrier layer is about 2 nm, but it was reduced under the gate about 1 nm, this barrier is formed by the intrinsic $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ in order to enhance the frequency performance. The 20 nm-based InP substrate used only one Si δ -doping level with 1 nm thickness ($5 \times 10^{12}/\text{cm}^3$) that it is necessarily used to increase the sheet charge density in the composite channel that turns an increases in the g_m and drain current, the spacer for this structure is about 2 nm formed by $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. 6 nm thick InP etch stop layer is crossed to minimize the access resistance for both regions of source and drain electrodes. In our structure, we use a heavily doped multilayer cap formed with three levels, the first in upper is 5 nm thick $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ layer ($1 \times 10^{19}/\text{cm}^3$), the second is 10 nm thick $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ layer ($1 \times 10^{19}/\text{cm}^3$) and the third is 5 nm of the intrinsic $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ layer. The source and drain ohmic contacts were formed using Ti/Pt/Au (25 nm/50 nm/250 nm) metal stack and the T-gate is formed by Pt/Ti/Pt/Au (7 nm/53 nm/50 nm/150 nm) metal

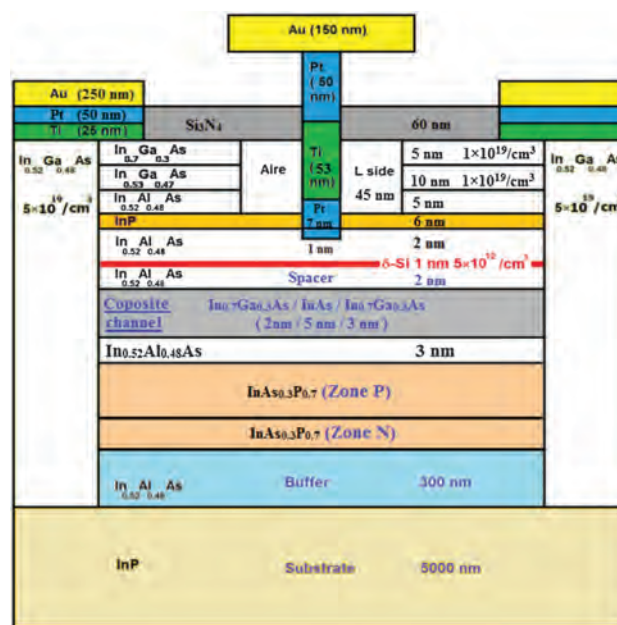


Fig. 1. Morphological description of the simulated structure.

stack, in another hand it used (gate) buried 1 nm of thin platinum metal layer in order to reduce the short channel effects in the formed device, it helps to effectively reduce the thickness of Schottky barrier layer to 1 nm, which in turn reduces the gate to channel separation. It enhances the velocity of electrons under the gate which helps to reduce the intrinsic delay and consequently, it increases the frequency performance of the device. It induces a reducing in parasitic capacitances and resistances of the device compared to traditional recessed metal gate technology and it reduces significantly the kink effects in the output characteristics. Finally, a 60 nm thick Si_3N_4 layer was used for device passivation. For the objective to reach an improvement in the performance of the device, our structure presents 100 nm length for heavily doped ($5 \times 10^{19}/\text{cm}^3$) $\text{In}_{0.52}\text{Ga}_{0.48}\text{As}$ in both regions as source and drain. The gate length it has chosen 20 nm, 500 nm for the source to drain separation was taken and 45 nm in the side recess spacing (L_{SIDE}). The novelty of this work is the use of an integrated blocking diode under the composite channel formed by $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}(\text{P})/\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}(\text{N}^{++})$, this is for presenting our objective which is summarized in fact of enhanced the device performances.

3. MODEL OF SIMULATION

All researchers related to device performances improvement and the sciences of device physics have resulted in a mathematical model which links together the electrostatic potential and the carrier densities. All this resulted model can be used for any semiconductor device and which consists in set fundamental equations¹⁶ which are solved inside any general purpose device simulator such as TCAD-SILVACO. These used equations have been derived

from Maxwell's laws and consist of Poisson's Equation, the continuity equations, and the transport equations. Poisson's Equation relates variations in electrostatic potential to local charge densities. The continuity and the transport equations describe the way that the electron and hole densities evolve as a result of transport processes, generation processes, and recombination processes. Poisson's Equation relates the electrostatic potential to the space charge density is given by the following relation:

$$\text{div}(\varepsilon \nabla \psi) = -\rho \quad (1)$$

Where: ψ is the electrostatic potential, ε is the local permittivity, and ρ is the local space charge density.

The local space charge density is the sum of contributions from all mobile and fixed charges, including electrons, holes, and ionized impurities. The electric field is obtained from the gradient of the potential see the following relation:

$$\vec{E} = -\nabla \psi \quad (2)$$

The carrier continuity equations for electrons and holes are defined by equations:¹⁷

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_n + G_n - R_n \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_p + G_p - R_p \quad (4)$$

Where n and p are the electron and hole concentration, \vec{J}_n and \vec{J}_p are the electron and hole current densities, G_n and G_p are the generation rates for electrons and holes, R_n and R_p are the recombination rates for electrons and holes and q is the magnitude of the charge on an electron. The current density equations, or charge transport models, are usually obtained by applying approximations and simplifications to the Boltzmann Transport Equation and which lead to a result in a number of different transport models such as the drift-diffusion model, the Energy Balance Transport Model or the hydrodynamic model. The simplest model of charge transport that is useful is the Drift-Diffusion model, it is the model which it will be used in our study. This model has the attractive feature that it does not introduce any independent variables in addition to ψ and p . Until recently, the drift-diffusion model was adequate for nearly all devices that were technologically feasible. The more conventional formulation of drift-diffusion model is given by the following relations for electrons and holes:

$$\vec{J}_n = qn\mu_n \vec{E}_n + q \frac{kT_L}{q} \mu_n \nabla n \quad (5)$$

$$\vec{J}_p = -qp\mu_p \vec{E}_p - q \frac{kT_L}{q} \mu_p \nabla p \quad (6)$$

Where μ_n and μ_p is the electron and hole mobilities, T_L is the lattice temperature, k is the Boltzmann's constant.

4. RESULTS

In both Figures 2 and 3 we report the drain current as a function of gate bias and the transconductance characteristic respectively in order to present the quantitative quality of our obtained results which are compatible with the scientific references data. The obtained results show that the increases of one zone (N or P) or both zones which formed the blocking diode leads to increases the obtained drain current due to increasing the confined electrons concentration in the channel region. This can justify the efficiency of this inserting diode for enhanced the device performances. On the other hand, these reported increases of electrons concentration in the channel are also indicated and represented by the transconductance characteristic in Figure 3 which show that their increases (the thickness of the layers which formed diode zone) induce the increases of transconductance characteristic that described the simulated device.

In Figures 4–6 we report the drain current evolution as a function of “ P ” zone thickness ($P_{\text{thickness}}$) under the effect of “ N ” zone thickness ($N_{\text{thickness}}$). The obtained results show that the increases of both zones “ N ” and “ P ” induce the increasing of drain current for all applied drain bias ($V_{ds} = 1$ V, $V_{ds} = 1.5$ V and $V_{ds} = 2$ V). The values of obtained current for $N_{\text{thickness}} = 1$ nm, $P_{\text{thickness}} = 5$ nm $V_{gs} = 1$ V are 153 mA/mm, 160 mA/mm and 165 mA/mm under $V_{ds} = 1$ V, $V_{ds} = 1.5$ V and $V_{ds} = 2$ V respectively. The increases of $N_{\text{thickness}}$ to 5 nm under the same drain bias and $P_{\text{thickness}}$ induce an improvement of 13.73%, 13.13% and 13.33% for $V_{ds} = 1$ V, $V_{ds} = 1.5$ V and $V_{ds} = 2$ V respectively for where the drain current reached 174 mA/mm, 191 mA/mm and 187 mA/mm respectively.

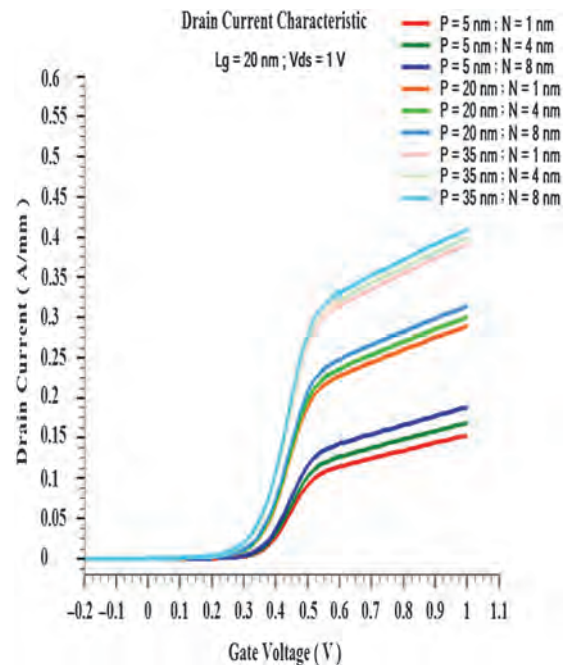


Fig. 2. Drain current as a function of gate voltage under $V_{ds} = 1$ V.

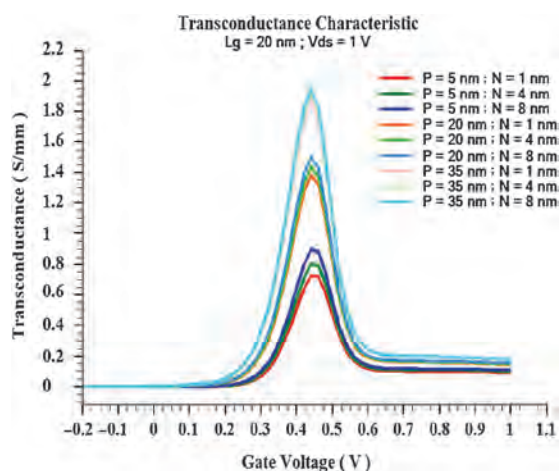


Fig. 3. Transconductance as a function of gate voltage under $V_{ds} = 1$ V.

Similarly, in the case of increasing the $N_{thickness}$ to 8 nm, an improvement of 22.88%, 22.50%, and 22.42% are registered where the drain current reached 188 mA/mm, 196 mA/mm and 202 mA/mm respectively. On the other hand, the increasing of $P_{thickness}$ leads also to increases the drain current where it becomes 304 mA/mm, 319 mA/mm and 330 mA/mm under the same drain current ($V_{ds} = 1$ V, $V_{ds} = 1.5$ V and $V_{ds} = 2$ V) and for $N_{thickness} = 5$ nm and $P_{thickness} = 20$ nm. Similarly, for the case of $P_{thickness} = 35$ nm, the obtained results show that the drain current reached 409 mA/mm, 431 mA/mm and 447 mA/mm. All reported characteristic of drain current evolution in this work is due to increasing the efficiency of the inserted blocking diode which leads to blocking the electron injection towards the substrate region and which can be justified by the transconductance characteristic shown in Figure 8. In Figure 8 the transconductance values increases under the effect of increasing one or both zones N and/or P

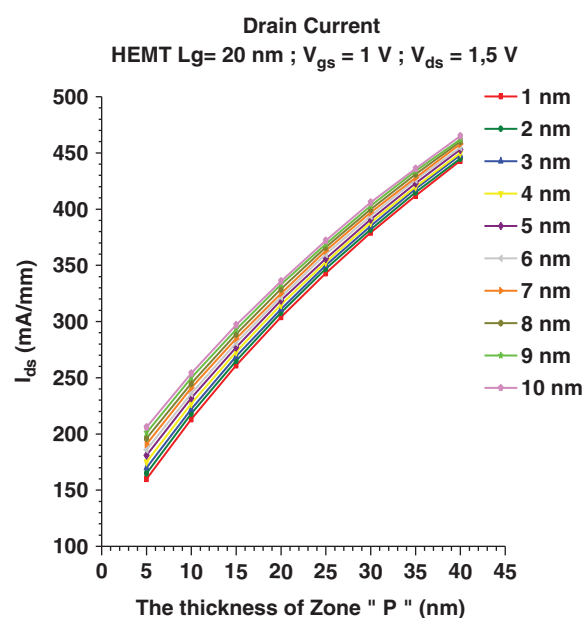


Fig. 5. Drain current as a function of P zone thickness under $V_{ds} = 1.5$ V.

which formed the blocking diode. The obtained transconductance values for $V_{ds} = 1$ V and for 1 nm, 4 nm and 8 nm of $N_{thickness}$ are 0.726 S/mm, 0.803 S/mm and 0.9 S/mm respectively, these values increase with increasing the $P_{thickness}$ from 5 nm to 20 nm where they reached 1.383 S/mm, 1.435 S/mm and 1.501 S/mm respectively for the same $N_{thickness}$. This registered increase in the transconductance characteristic is the main consequence related to the blocking diode efficiency. In Figure 9 we report the drain current for both drain bias $V_{ds} = 1$ V and $V_{ds} = 2$ V in the case of three considered $N_{thickness}$ (2 nm, 5 nm, and

RESEARCH ARTICLE

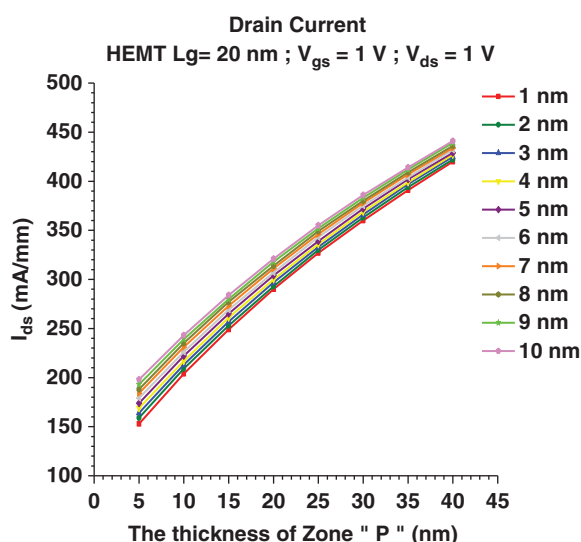


Fig. 4. Drain current as a function of P zone thickness under $V_{ds} = 1$ V.

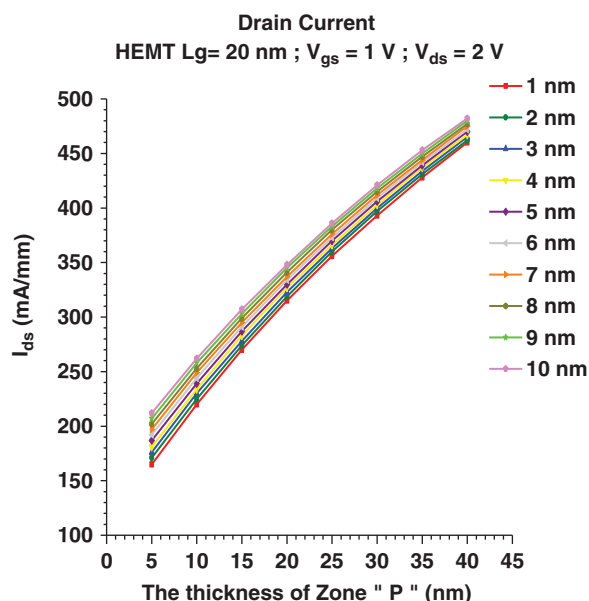


Fig. 6. Drain current as a function of P zone thickness under $V_{ds} = 2$ V.

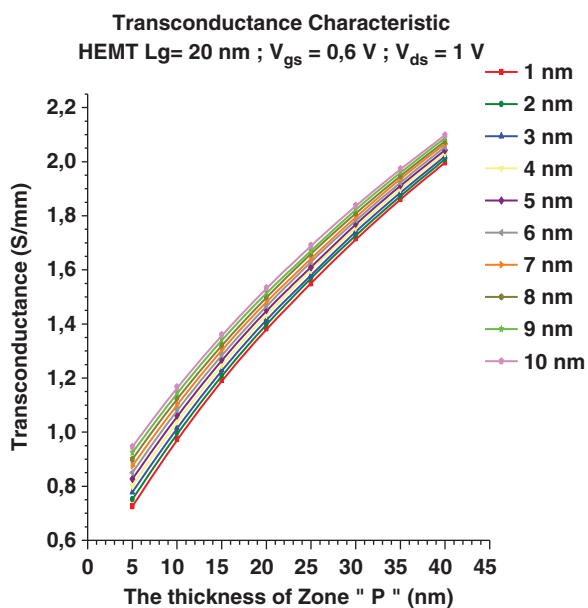


Fig. 7. Transconductance as a function of zone P thickness under $V_{gs} = 0.5$ V.

8 nm). The obtained results show that the increase of drain induce the decreasing of drain current which is compatible with the literature data and which is due to the DIBL effect (Drain induced barrier lowering).

In order to present the efficiency of our purpose that consists of enhanced the device performance by the used of an inserting blocking diode, we report the simulation of electrons concentration in the substrate level. The obtained results presented in both Figures 9 and 10 show that the increases of $P_{thickness}$ induce the decreasing of electrons concentration. The electrons concentration values for

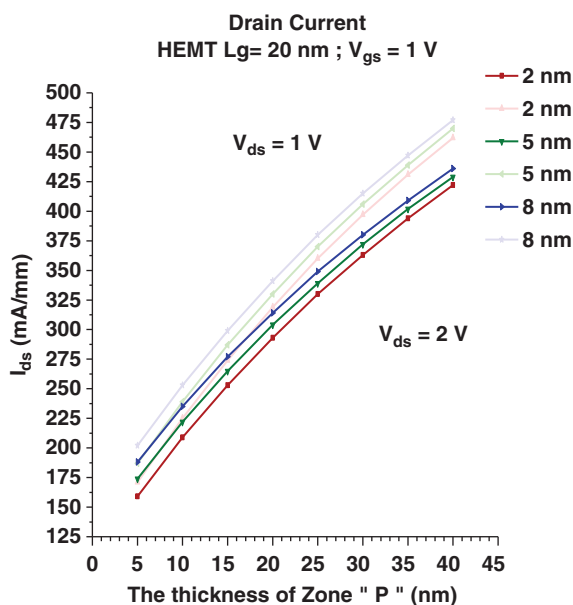


Fig. 8. Frequency as a function of zone P thickness under $V_{gs} = 0.5$ V.

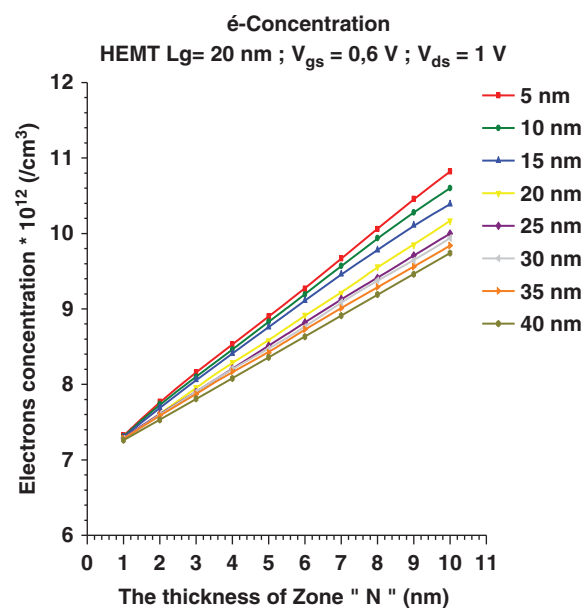


Fig. 9. Electron concentration as a function of zone N thickness.

5 nm in $P_{thickness}$ are $7.32 \times 10^{12}/\text{cm}^3$, $8.53 \times 10^{12}/\text{cm}^3$, $9.27 \times 10^{12}/\text{cm}^3$, $10.06 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ and $10.82 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ for 1 nm, 4 nm, 6 nm, 8 nm, and 10 nm respectively of $N_{thickness}$. These values decrease by 0.41%, 2.89%, 3.92%, 5.23% and 6.39% respectively when the $P_{thickness}$ increase to 20 nm. Similarly to the case of increasing the $P_{thickness}$ to 40 nm where the obtained values show that the electrons concentration in the substrate level reached $729 \times 10^{12}/\text{cm}^3$, $808 \times 10^{12}/\text{cm}^3$, $863 \times 10^{12}/\text{cm}^3$, $919 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ and $974 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ respectively for the same $N_{thickness}$ values. The reported decreases of electrons concentration are

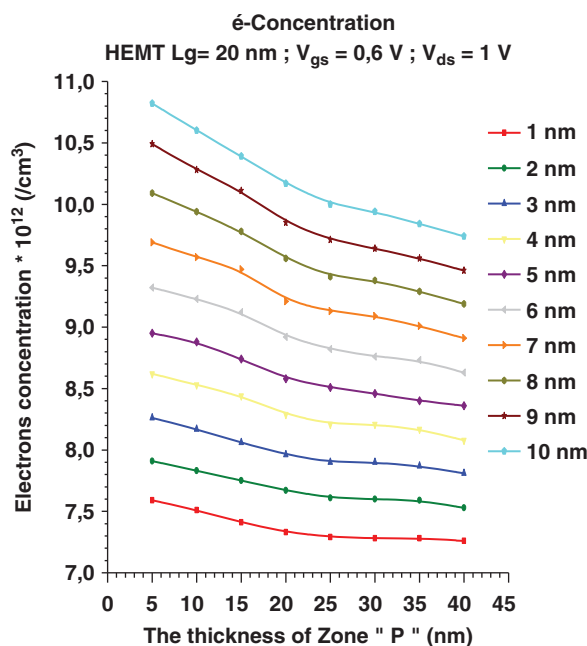


Fig. 10. Electrons concentration as a function of zone P thickness.

RESEARCH ARTICLE

due to increasing the efficiency of isolating the substrate consequently to the inserting blocking diode. In contrary to this case, the increasing of $N_{\text{thickness}}$ leads to registered the increases of electron concentration in the substrate where it increases for $N_{\text{thickness}} = 5$ nm from $853 \times 10^{12}/\text{cm}^3$, $829 \times 10^{12}/\text{cm}^3$, and $808 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ to $1006 \times 10^{12}/\text{cm}^3$, $956 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ and $919 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ respectively. In the other hand, the fact of increasing the device degraded performances with increasing the $N_{\text{thickness}}$ is due to increasing the quantum effects that can be presented in the simulated device mainly the tunneling effects, in contrary to the $P_{\text{thickness}}$ where their increases lead to enhance the device performances.

In both Figures 11 and 12, we present the frequency behavior as a function of “P” zone thickness under $V_{\text{gs}} = 0.5$ V and $V_{\text{gs}} = 0.6$ V respectively. The reported results show that the frequency decreases with the increasing a “P” zone thickness from 5 nm to 40 nm. Similarly to the increase of “N” zone thickness and this for both gate bias. The obtained results show that the frequencies registered are 1.941 THz, 1.944 THz, 1.945 THz for 1 nm, 5 nm and 8 nm in “N” zone thickness respectively and 5 nm in “P” zone. The increases of “P” zone thickness induce the decreasing of obtained frequency, it decreases with 1.18%, 1.59%, and 1.9% respectively where the frequency decreases to reached 1.918 THz, 1.913 THz and 1.908 THz respectively. In the same condition of increasing the “P” zone thickness, the frequency decreases with 3.64%, 3.86%, and 3.93% respectively. This reported decrease in frequency is due to increasing the sheet charge density in the channel layer which induces

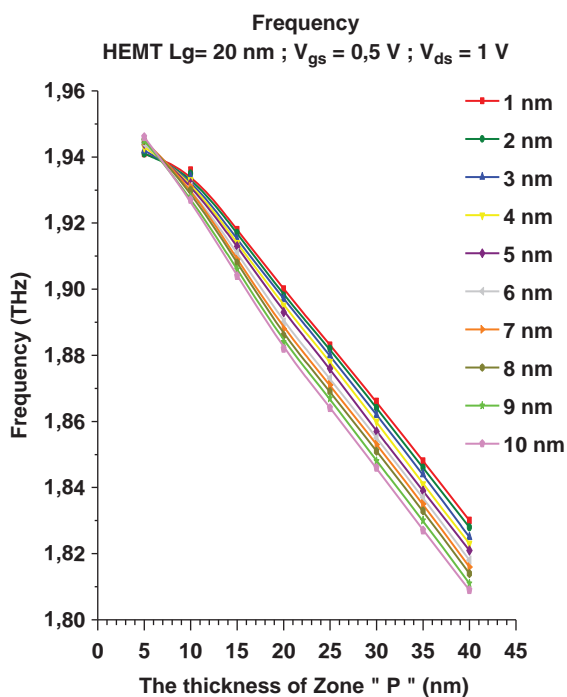


Fig. 11. Frequency as a function of zone P thickness under $V_{\text{gs}} = 0.5$ V.

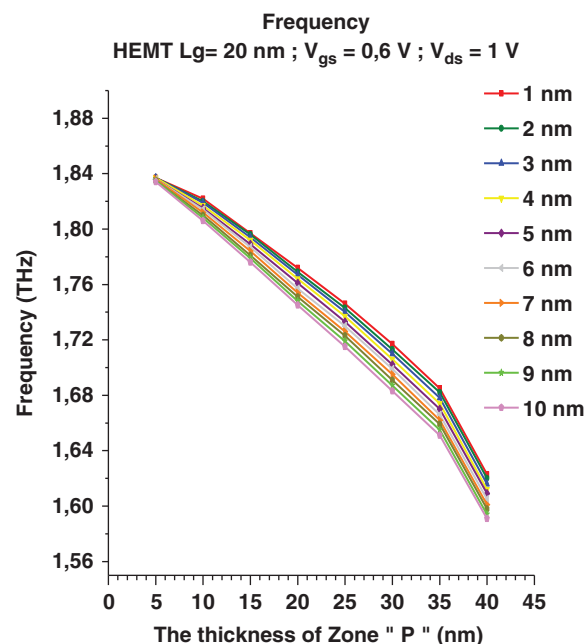


Fig. 12. Frequency as a function of zone P thickness under $V_{\text{gs}} = 0.6$ V.

the increase of all scattering mechanisms that occur in their level. The improvement of inserting blocking diode performances formed by $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ (P)/ $\text{InAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ (N^{++}) which can be effectuated either by the increasing of “N” or “P” zone thickness leads to blocking the transfer of electrons towards the substrate. In the other hand, the increasing of “N” thickness layer induces the decreasing of obtained frequency it decreases with 0.52% and 0.81% when the “N” thickness layer is increasing from 1 nm to 8 nm under 15 nm and 35 nm “P” thickness layer respectively.

Similarly, for the frequency evolution as a function of $P_{\text{thickness}}$, their evolution as a function of $N_{\text{thickness}}$ that it constitutes the N zone of inserting blocking diode decreases with increasing the $N_{\text{thickness}}$ show both Figures 13 and 14. The obtained results show that the increasing of $N_{\text{thickness}}$ under the effect of increasing $P_{\text{thickness}}$ lead to decreasing the frequency characteristic for all studied case. The frequency values for 10 nm in $P_{\text{thickness}}$ and under $V_{\text{gs}} = 0.5$ V are 1.936 THz, 1.932 THz and 1.93 THz for 1 nm, 5 nm and 8 nm respectively they decrease by 1.89%, 2.06%, and 2.33% respectively where the obtained frequencies become 1.9 THz, 1.893 THz and 1.886 THz respectively. Similarly in case of increasing the $P_{\text{thickness}}$ to 35 nm where the obtained frequency decreases with 4.54%, 4.81%, and 5.02% respectively under the same $N_{\text{thickness}}$ and gate bias. The increasing of gate bias to 0.6 V induce the decreasing of frequency, it presents a decreasing rate of 6.73%, 6.97%, and 7.17% when the gate bias is increased from 0.5 V to 0.6 V for 1 nm, 5 nm and 8 nm in $N_{\text{thickness}}$ respectively where the obtained results for frequency are 1.9 THz, 1.893 THz and 1.886 THz show Figure 15. This remarkable results registered in this

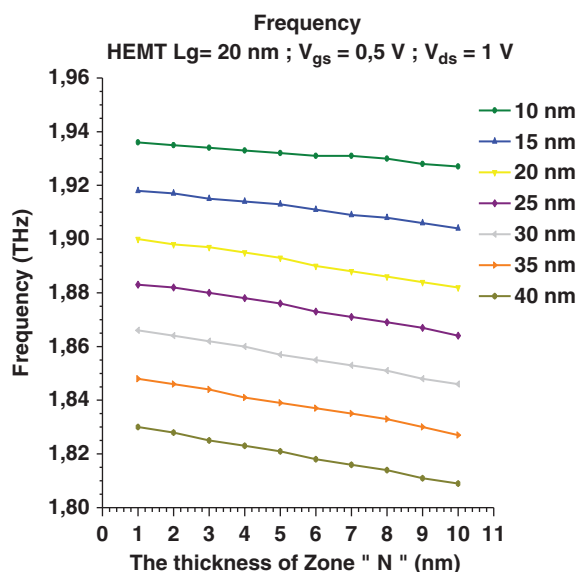


Fig. 13. Frequency as a function of zone P thickness under $V_{gs} = 0.5$ V.

work is due to the increases of charge carriers concentration in the channel consequently to the inserting blocking diode where it stopped the electrons injection toward substrate region, this leads to increasing the rate that described the scattering mechanisms and which induce the decreases of frequency characteristic that described the simulated device.

In Ref. [18] the obtained results for drain current 350 mA/mm, 300 mA/mm and 250 mA/mm for the third study case in the referenced work, in our work the obtained drain current will exceed 350 mA/mm when we use a $P_{thickness}$ greater than or equal to 30 nm. In this case, the frequency range is about 1.68–1.72 THz, similarly for the

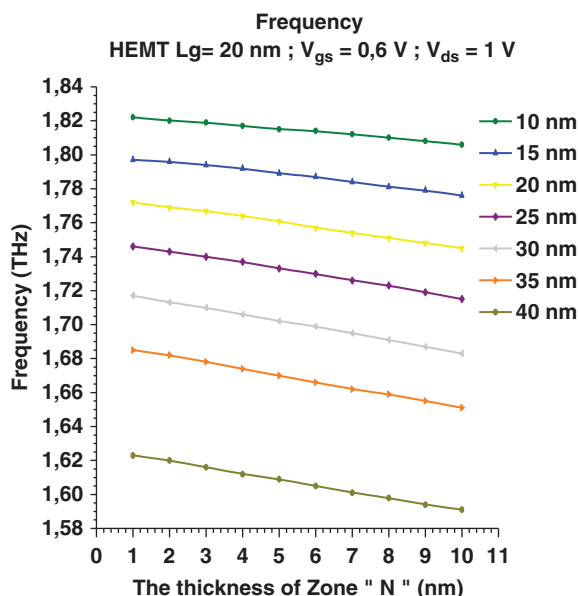


Fig. 14. Frequency as a function of zone P thickness under $V_{gs} = 0.5$ V.

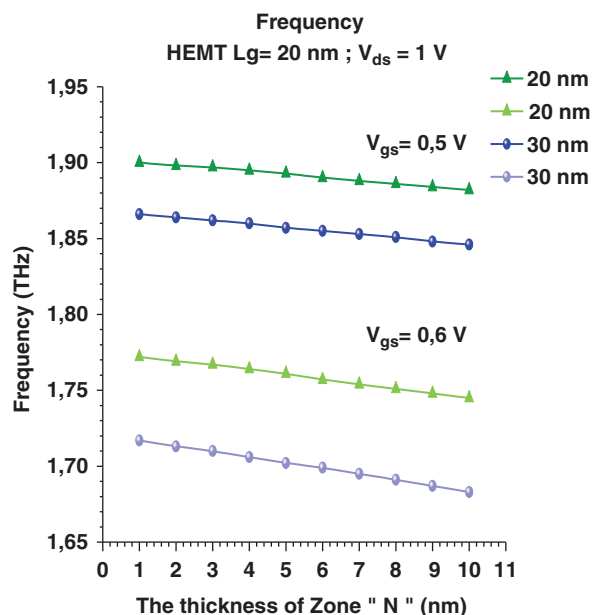


Fig. 15. Frequency as a function of zone P thickness under $V_{gs} = 0.5$ V.

transconductance where that of Ref. [18] is 600 mS/mm, 650 mS/mm and 700 mS/mm for the tried study case but in our work, the obtained transconductance is greater than 700 mS/mm for all $P_{thickness}$ and $N_{thickness}$. In Ref. [19] the obtained drain current, transconductance, and frequency are 300 mA/mm, 800 mS/mm and 385 GHz in contrary to our work where the obtained results are the best. The drain current is 409 mA/mm, the obtained transconductance and frequency are 1.861 S/mm and 1.848 THz respectively, this for the case of 1 nm and 35 nm in $N_{thickness}$ and $P_{thickness}$ respectively. In Ref. [20] with the use of Two-step gate-recess process combining selective wet-etching and digital wet-etching for InAlAs/InGaAs InP-based HEMTs the obtained drain current, transconductance, and frequency is 550 mA/mm, 900 mS/mm and 240 GHz respectively, these values are smaller than that reported in our work. Similarly for Ref. [21] Tianhao et al. with their invention to improve the device signal their obtained drain current, transconductance and frequency are 0.05 mA/mm, 0.14 mS/mm and the frequency is about 40 GHz. To the best of authors' knowledge these drain current, transconductance and mainly the frequency values are the highest ever reported among any HEMTs technology and on any material systems.

5. CONCLUSION

The reported results in this work present a new concept which is the first and which is based on the inserting of the blocking diode in the buffer level. This inserting blocking diode lead to stop the electron injection towards substrate region which induces consequently to this the increases of obtained drain current and the transconductance characteristic due to increasing the electron concentration in the

RESEARCH ARTICLE

channel layer which is justified by the reported decreases of electron concentration in the substrate level. The frequency characteristics in the proposed structure which used a blocking diode is the best compared to several works, but it presents a low decreasing due to increasing the rate of all scattering mechanisms consequently to the reported increases of electron concentration in the channel level. The increasing of blocking diode performance can be applied by increasing the $P_{\text{thickness}}$ where this case induces an important stopping of electron injection towards substrate region. In contrary to the increasing of $N_{\text{thickness}}$ which leads to increasing the quantum effects mainly the tunneling electron transfer to the substrate which induces the increase of their concentration in the substrate level.

References and Notes

1. J. Ajayan and D. Nirmal, 20 nm high performance enhancement mode InP HEMT with heavily doped S/D regions for future THz applications heavily doped S/D regions for future THz applications. *Superlattices Microstruct.* 100, 526 (2016).
2. T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, and K. Nanbu, A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/n-AlXGa1-XAs heterojunctions. *Jpn. J. Appl. Phys.* 19, L225 (1980).
3. P. Murugapandiyan, S. Ravimaran, and J. William, DC and microwave characteristics of Lg 50 nm T-gate InAlN/AlN/GaN HEMT for future high power RF applications. *AEU-Int. J. Electron. Commun.* 77, 163 (2017).
4. J. L. Franky, W. Yuen-Yee, H. Wei-Ching, Y. Hung-Wei, and C. Edward-Yi, Effects of NH₃ flow rate during AlGaIn barrier layer growth on the material properties of AlGaIn/GaN HEMT heterostructure. *J. Electron. Mater.* 46, 6104 (2017).
5. R. Saravana-Kumar, A. Mohanbabu, N. Mohankumar, and D. Godwin Raj, Simulation of InGaAs subchannel DG-HEMTs for analogue/RF applications. *Int. J. Electron.* 105, 446 (2018).
6. S. Piotrowicz, J.-C. Jacquet, P. Gamarra, O. Petard, C. Dua, E. Chartier, N. Michel, M. Oualli, C. Lacam, C. Potier, P. Altuntas, and S. Delage, InAlGaIn/GaN with AlGaIn back-barrier HEMT technology on SiC for Ka-band applications. *Int. J. Microwave Wireless Technol.* (2017).
7. P. Murugapandiyan, S. Ravimaran, and J. William, Static and dynamic characteristics of Lg 50 nm InAlN/AlN/GaN HEMT with AlGaIn back-barrier for high power millimeter wave applications. *J. Sci. Adv. Mater. Devices* 2, 515 (2017).
8. L. Tien-Tung, T. Binh-Tinh, H. Yen-Teng, H. Minh-Thien-Huu, H. Yu-Lin, L. Shih-Chien, C. Yu-Sheng, and C. Edward-Yi, Performance improvements of AlGaIn/GaN HEMTs by strain modification and unintentional carbon incorporation. *IEEE Electron Device Lett.* 38, 596 (2017).
9. W. Wen, Y. Xinxin, Z. Jianjun, C. Dunjun, Z. Kai, K. Cen, K. Yuechan, L. Zhonghui, and C. Tangsheng, Improvement of power performance of GaN HEMT by using quaternary InAlGaIn barrier. *IEEE J. Electron Devices Soc.* 6, 360 (2018).
10. L. Tien-Tung, T. Binh-Tinh, H. Yen-Teng, H. Minh-Thien-Huu, H. Yu-Lin, L. Shih-Chien, C. Yu-Sheng, and C. Edward-Yi, Performance improvements of AlGaIn/GaN HEMTs by strain modification and unintentional carbon incorporation. *Electron. Mater. Lett.* 11, 217 (2015).
11. R. Saravana-Kumar, A. Mohanbabu, N. Mohankumar, and D. Godwin-Raj, Simulation of InGaAs subchannel DG-HEMTs for analogue/RF applications. *Int. J. Electron.* 105, 446 (2017).
12. J. Ajayan and D. Nirmal, A review of InP/InAlAs/InGaAs based transistors for high frequency applications. *Superlattices Microstruct.* 86, 1 (2015).
13. J. Ajayan, T. Ravichandran, P. Prajooon, J. C. Pravin, and D. Nirmal, Investigation of breakdown performance in Lg = 20 nm novel asymmetric InP HEMTs for future high-speed high-power applications. *J. Comput. Electron.* 17, 265 (2018).
14. R. Saravanakumar and C. Ramesh, Performance analysis of InP based high electron mobility transistor devices in nano regmie. *Int. J. Adv. Res. Electr. Electron. Instrum. Eng.* 3, 8359 (2014).
15. T. Saranovac, A. Hambitzer, D. C. Ruiz, O. Ostinelli, and C. R. Bolognesi, Pt gate sink-in process details impact on InP HEMT DC and RF performance. *IEEE. Trans. Semicond. Manuf.* 30, 462 (2017).
16. G. B. Galiev, A. L. Vasiliev, R. M. Imamov, E. A. Klimov, P. P. Maltsev, S. S. Pushkarev, M. Y. Presniakov, and I. N. Trunkin, Structural and electrical properties of InAlAs/InGaAs/InAlAs HEMT heterostructures on InP substrates with InAs inserts in quantum well. *Crystallogr. Rep.* 59, 900 (2014).
17. Silvaco ATLAS User Manual, Device Simulation Software, Silvaco Co. Ltd., Santa Clara, USA (2016).
18. S.-X. Sun, L.-H. Mal, C. Cheng, C. Zhang, Y.-H. Zhong, Y.-X. Li, P. Ding, and Z. Jin, Numerical simulation of the impact of surface traps on the performance of InP-based high electron mobility transistors. *Phys. Status Solidi A* 214, 1700322 (2017).
19. S. Shu-Xiang, J. Hui-Fang, Y. Hui-Juan, L. Sheng, J. Zhi, D. Peng, and Z. Ying-Hui, Physical modeling of direct current and radio frequency characteristics for InP-based InAlAs/InGaAs HEMTs. *Chin. Phys. B* 25, 108501 (2016).
20. Z. Ying-Hui, S. Shu-Xiang, W. Wen-Bin, W. Hai-Li, L. Xiao-Ming, D. Zhi-Yong, D. Peng, and J. Zhi, Two-step gate-recess process combining selective wet-etching and digital wet-etching for InAlAs/InGaAs InP-based HEMTs. *Front. Inform. Technol. Electron. Eng.* 18, 1180 (2017).
21. L. Tianhao, L. Wenjun, and L. Jun, An improved large signal model of InP HEMTs. *J. Semicond.* 39, 054003 (2018).