

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

UNIVERSITE « Dr. TAHAR MOULAY » DE SAIDA

FACULTE DES SCIENCES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

MASTER

Spécialité : PHYSIQUE

Option : Physique des rayonnements

Par

ZAHZOUH RABIAA

Sur le thème

***SIMULATION HYDRODYNAMIQUE D'UNE EXCITATION
DES ONDES DE PLASMA DANS UN CANAL TRANSISTOR HEMT***

Soutenu le : 04 juillet 2021 devant le jury composé de :

Mr. BOUTALEB Habib	MCA	Université de Saida-Dr. Tahar Moulay	Président
Mr. MAHI Abdelhamid	MCA	Centre universitaire ELBAYADH	Encadreur
Mr. ELKEURTI Mohammed	Pr	Université de Saida-Dr. Tahar Moulay	Co-encadreur
Mr. ZEMOULI Mostefa	MCA	Université de Saida-Dr. Tahar Moulay	Examineur

Année Universitaire 2020 - 2021



Remerciements :

Nous tenons tout d'abord à remercier ALLAH pour nous avoir guidés vers le bon chemin de la lumière et du savoir et pour nous avoir donné du courage, de la volonté afin de pouvoir réaliser ce modeste travail.

Deuxièmement, je voudrais remercier mon superviseur : M. Elkeurti Mohammed, pour ses précieux conseils et son aide tout au long de la période de travail.

Mes sincères remerciements aux membres du jury, M. Amara Kadda , Zemouli Mostefa et Boutaleb Habib, pour avoir honoré leur présence et rendu leur jugement sur ce modeste travail.

Je saisis cette occasion pour exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements : Mesieur Mahi Abdelhamid.

Mes sincères remerciements vont également à tous les enseignants, du département physique de l'université de Saida, qui ont participé à notre formation.

Enfin nous remercions tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation
De mémoire.



Dédicace :

Je dédie avec grand plaisir, ce modeste travail à :

A mon père ; A ma chère mère ;

Ames chères sœur : Rekiya, Zoulikha, Ghezeil, Karima, Mebarka, Hanane, Fatiha,

Souhila, Aya;

Ames chères frères : Mabrouk, Amine, Fethi, Tayeb, Mokhtare, Riyadh ;

A toute ma famille Zahzouh

A Dida, Bakhta et Younes, Abdo Enour, Housseem, Asma, Maria, Barae, Dhiyae ;

Et tous mes amis proches surtout kawther, Mebarka, Fadila, Chaimàa ;

Et a Tous mes collègues Physique spécialité Saida promotion 2021.

Sommaire :

Introduction générale	2
<u>Chapitre1 : Les ondes THz et Transistor de haute mobilité électronique (HEMT)</u>	
1.1 Introduction	6
Généralités sur les transistors à haute mobilité HEM	7
1. Historique	7
2. Structure générale d'un transistor HEMT	7
1.2 Domaine TéraHertz et ces applications	8
a. Astronomie	8
b. Médecine et biologie	8
c. Télécommunications	9
d. Spectroscopie	10
e. Sécurité	10
1.3 Détecteurs THz à l'état solide	11
1.3.1 Détecteur hétérodyne	11
1.3.2 Détection par échantillonnage électro-optique	12
1.3.3 Détection directe	12
1.4 Transistor HEMT	13
1.5 Conclusion	13
Référence	14
<u>Chapitre2 : Modèle hydrodynamique pseudo-2D</u>	
2.1 Introduction	17
2.2 Phénomène de transport électronique	17
2.2.1 Equation de Boltzmann	17
2.2.2 Equations des moments	19
2.2.2.1 Équations de bilan local	19
2.2.3 Équation de Poisson	21
2.3 Modélisation du transport électronique	22
2.3.1 Modèle dérive-diffusion	22
2.3.2 Méthode Monte Carlo	23
2.3.3 Modèle hydrodynamique	25
2.3.3.1 Pourquoi le modèle HD	25
2.3.3.2 Domaine de validité du régime hydrodynamique	26
2.4 Modèle HD pseudo-2D	26
2.4.1 Equations de transport 1D	26
2.4.2 Equation de Poisson pseudo-2D	27

Table de matières

2.4.2.1 Application du modèle pseudo-2D à un HEMT	30
2.4.2.2 Modélisation de l'excitation THz	31
2.5 Algorithme numérique	32
2.5.1 Conditions aux limites	33
2.5.2 Description de l'algorithme	34
2.6 Conclusion	34
Référence	36
Chapitre3 : Détection THz	
3.1 Introduction	39
Modes de détection	39
3.2 Excitation THz détectée par le drain	40
3.3 Excitation THz détectée par la grille	41
3.4 Excitation THz simultanée	43
3.5 Excitation THz simultanée avec déphasage	45
3.6 Conclusion	48
Référence	50
Conclusion générale	51
Résumé	53
ملخص	53

Liste des figures

Chapitre 1 :

Figure 1.1 – Représentation de la bande spectrale Terahertz [2].

Figure 1.2 : structure générale d'un transistor HEMT.

Figure 1.3 : Photographie et image THz d'un carcinome (cerclé de rouge) sur un tissu mammaire retiré.

Figure 1.4 : Spectres d'absorption de l'atmosphère entre 0 et 2 THz, pour différents degrés d'humidité, noir 10%, rouge 30%, vert 50% et bleu 90%.

Figure 1.5 : (a) Image THz révélant un couteau dissimulé (source Science 2002). (b) spectre D'absorption de différentes substances explosives. Appliquée à l'étude du transport électronique dans les semi-conducteurs.

Chapitre 2 :

Figure 2.1 : Organigramme d'une simulation Monté Carlo

Figure 2.2 : Paramètres de sortie du simulateur Monte Carlo d'un matériau massif d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ dopé à $N_D = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ en fonction de l'énergie des électrons : (a) taux de relaxation de la vitesse et de l'énergie, (b) masse effective moyenne des électrons, (c) auto corrélation de la vitesse et (d) corrélation vitesse-énergie.

Figure 2.3 : Représentation schématique d'un HEMT avec, de haut en bas : la grille, la couche Schottky (d'épaisseur d_s et de constante diélectrique ϵ_s), le plan de dopage, l'espaceur (d'épaisseur $d - d_e - \delta/2$ et de constante diélectrique ϵ_s), le canal (d'épaisseur δ et de constante diélectrique ϵ_c) et le substrat. La distance entre la grille et le centre du canal (distance grille-canal) est d . La largeur du transistor (dimension non représentée) est W .

Figure 2.4 : (a) Courant du drain du HEMT en fonction de la tension drain-source pour différentes tensions de grille et (b) de la tension de grille pour $V_{DS} = 40$ et 80 mV.

Figure 2.5 : profil dans la direction x du transport électronique (a) de la densité de porteurs, (b) du champ électrique et (c) de la vitesse moyenne des électrons. La source se trouve à gauche et le drain à droite.

Figure 2.6 : HEMT sous un signal électrique THz détecté par la grille et/ou le drain.

Figure 2.7 : Algorithme HD pseudo 2D utilisé pour nos simulations.

Chapitre 3 :

Figure 3.1 : (a) Valeur moyenne, (b) amplitude (harmonique) du courant de drain et (c) amplitude (harmonique) du courant de grille en fonction de la fréquence. L'excitation est captée par le drain du HEMT ($\Delta V_g = 0$ et $\Delta V_{DS} = 1$ mV). On considère une tension grille-source $V_{g0} = -1$ mV et différentes valeurs de la tension de polarisation drain-source V_{DS} .

Figure 3.2 : (a) Valeur moyenne, (b) amplitude (harmonique) du courant de drain et (c) amplitude (harmonique) du courant de grille en fonction de la fréquence du signal appliqué. Nous considérons une excitation captée par la grille du HEMT ($\Delta V_g = 1$ mV et $\Delta V_{DS} = 0$ mV), une tension grille-source $V_{g0} = -1$ mV et différentes valeurs de la tension de polarisation drain-source V_{DS} .

Figure 3.2 : (a) Valeur moyenne, (b) amplitude (harmonique) du courant de drain et (c) amplitude (harmonique) du courant de grille en fonction de la fréquence du signal appliqué. Nous considérons une excitation captée par la grille du HEMT ($\Delta V_g = 1\text{ mV}$ et $\Delta V_{DS} = 0\text{ mV}$), une tension grille-source $V_{g0} = -1\text{ mV}$ et différentes valeurs de la tension de polarisation drain-source V_{DS} .

Figure 3.3 : Réponse du courant de drain en fonction de la position x le long du dispositif à différents temps (50 fs séparent chaque courbe) et pour une excitation sur la grille ($\Delta V_g = 1\text{ mV}$ et $\Delta V_{DS} = 0\text{ mV}$), et des fréquences : $f_{2D}^1 = 4,7\text{ THz}$, $f_{2D}^3 = 7,5\text{ THz}$ et $f^{3D} = 12\text{ THz}$. On fixe $V_{DS} = 40\text{ mV}$ et $V_g = -1\text{ mV}$.

Figure 3.4 : (a) Valeur moyenne du courant de drain, (b) l'amplitude du courant de drain et (c) l'amplitude du courant de grille en fonction de la fréquence du signal appliquée. Pour une excitation simultanée ($\Delta V_g = 1\text{ mV}$ et $\delta V_{DS} = 1\text{ mV}$), une tension grille-source $V_{g0} = -1\text{ mV}$ et différentes valeurs de la tension de polarisation drain-source V_{DS} .

Figure 3.5 – (a) Valeur moyenne, (b) amplitude (harmonique) du courant de drain et (c) amplitude (harmonique) du courant de grille en fonction de la fréquence du signal appliquée pour : (1) une excitation THz captée par la grille; (2) une excitation THz captée par le drain et (3) une excitation THz simultanée. On considère une tension grille-source $V_{g0} = -1\text{ mV}$ et différentes valeurs de la tension de polarisation drain-source V_{DS} .

Figure 3.6 – Angle de déphasage entre la réponse du courant de drain et le signal d'excitation THz en fonction de la fréquence des radiations THz pour (1) une excitation THz sur le drain, (2) une excitation THz sur la grille. La courbe (3) représente la différence entre les deux quantités.

Figure 3.7 – (a) Valeur moyenne, (b) amplitude (harmonique) du courant de drain et (c) amplitude (harmonique) du courant de grille en fonction de la fréquence du signal appliquée, pour un mode de détection THz simultanée ($\delta V_g = -1\text{ mV}$ et $\delta V_{DS} = 1\text{ mV}$), une tension grille-source $V_{g0} = -1\text{ mV}$, $V_{DS} = 40\text{ mV}$, et pour différentes valeurs de l'angle de déphasage ϕ entre le signal détecté par la grille et celui détecté par le drain du HEMT.

Liste des Tableaux

Chapitre 1 :

Tableau 1.6 : Exemple de réalisation de détecteurs hétérodynes THz combinant divers sources et mélangeurs. Les fréquences indiquées dans le tableau correspondent aux fréquences maximales de détection reportées en utilisant la technique pr. HEB : Bolomètres à électrons chauds; SIS : Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur.

Table de matières

Introduction Générale

Introduction générale :

Le domaine Terahertz (THz), région du spectre électromagnétique comprise entre 300 GHz et 30 THz, présente un grand intérêt pour la communauté scientifique et l'industrie. Les radiations THz constituent en effet un moyen d'investigation efficace et non destructif de nombreux éléments et composés minéraux ou organiques, exploitable dans des domaines aussi divers que la médecine, la sécurité, la physique des matériaux, l'astrophysique, etc. Des applications en télécommunications sont également envisagées.

Malheureusement, le manque de sources et de détecteurs intégrables et fonctionnant à température ambiante empêche un usage à grande échelle des techniques THz. Aux fréquences THz, les composants, électroniques (diodes, transistors HF) d'un côté, et optiques (lasers interbandes) de l'autre, atteignent leurs limites. Pour combler ce que l'on peut appeler le gap Terahertz, il faut donc changer de stratégie et envisager la mise à contribution de phénomènes physiques nouveaux : par voie optique, l'exploitation de transitions optiques courtes (transitions intrabandes des lasers à cascade quantique, des lasers Si-Ge etc.) ; par voie électronique, celle de phénomènes oscillatoires ou résonants à très hautes fréquences.

Dans ce cadre, l'utilisation des oscillations collectives du plasma constitué par les électrons libres d'une région semi-conductrice semble l'une des solutions les plus prometteuses. Dès 1993, Dyakonov et Shur ont prédit théoriquement l'existence de modes de résonance collectifs dans le canal de transistors courts, les fréquences de ces modes pouvant tomber dans le domaine THz. Ces prédictions ont ensuite été vérifiées expérimentalement : une émission THz à basse température attribuée à l'instabilité du plasma électronique du canal d'un transistor à haute mobilité électronique (HEMT) a été reportée en 2004 ; plus récemment, ont été vérifiées les possibilités d'exciter, à température ambiante, les modes de plasma par une radiation THz ou un battement optique démontrant les potentialités des HEMT en tant que détecteurs (directs ou hétérodynes) ou sources de radiations THz. Cet engouement doit cependant être modéré par deux observations. D'une part, l'étude théorique de ces oscillations collectives a été quasi-exclusivement faite dans les cas limites d'un gaz électronique bidimensionnel (2DEG), soumis ou non à un effet de champ (2DEG gated et ungated) ou d'un gaz tridimensionnel (plasma 3D) .

D'autre part, le candidat au- jourd'hui privilégié en vue de la conception de détecteurs ou sources THz reste le HEMT, ce qui est probablement dû à la prédominance dans la littérature des 2DEG sous grille. Or, s'il semble parfaitement approprié pour les applications de détection, force est de constater que ses faibles dimensions rendent improbable l'émission d'un signal THz d'une puissance raisonnable (la zone active, i.e. le canal, est un 2DEG de quelques centaines de nanomètres de longueur). Il semble donc que nous devions dépasser d'un point de vue théorique le modèle du plasma 2D (et 3D) et d'un point de vue technologique le HEMT.

Dans ce contexte, notre travail de thèse propose, du point de vue de la simulation, de développer une approche théorique basée sur le modèle hydrodynamique permettant l'étude des oscillations collectives dans un canal semi-conducteur d'un transistor HEMT et de décrire le comportement aux fréquences THz d'un gaz électronique et d'étudier l'influence de différents paramètres physiques et technologiques sur les résonances de plasma (structure générale du dispositif, choix du matériau actif et polarisation). Les champs électriques longitudinal (axe drain-source) et transversal (axe grille-source) seront pris en compte. Le modèle hydrodynamique se présente comme un bon compromis entre le modèle dérive-diffusion qui présente beaucoup d'approximations et la méthode Monte Carlo qui nécessite d'importants temps de calcul. Il présente à la fois l'avantage de requérir des temps de calcul très acceptables, tout en permettant l'analyse des phénomènes transitoires rapides dans des structures sub-microniques complexes, c'est pourquoi c'est vers ce modèle que se porte notre choix.

Dans ce même contexte et avant d'aborder la simulation de transistors HEMT, d'un point de vue technologique, la mise en place du modèle analytique nous mène tout droit au choix du matériau semi-conducteur utilisé comme un canal de transistor HEMT. Dans ce but, nous représenterons les propriétés physiques du InGaAs et son utilité dans le domaine THz comme matériau semi-conducteur de haute mobilité électronique, dans lequel une onde de plasma peut être excitée par un signal THz détecté par une antenne soudée sur la grille ou le drain du HEMT.

D'une part, nous élaborerons un modèle analytique permettant une étude des ondes de plasma excitées par une radiation THz. Nos résultats s'appuient sur les calculs de la valeur moyenne et de l'amplitude du courant au drain, pour des excitations THz sur grille, sur drain et simultanées en fonction de la fréquence de signal THz, cette dernière pouvant être ajustée sur l'ensemble du domaine THz en jouant sur la dimension du canal, type d'excitation ou les conditions de polarisation.

Introduction générale

D'autre part, nous étudierons la densité spectrale des fluctuations du courant de drain à l'aide de notre modèle analytique tout en utilisant la méthode du circuit équivalent petit-signal et la méthode du transfert de champ d'impédance. Les comparaisons entre les résultats des deux méthodes permettront de vérifier et de valider notre étude.

Nous essayerons de relier théoriquement la détection des radiations THz fluctuations du courant de drain du transistor HEMT.

Le travail de cette thèse sera présenté de la manière suivante :

Le premier chapitre de ce manuscrit sera parler sur une introduction générale sur la simulation hydrodynamique d'une excitation des ondes de plasma dans un canal transistor HEMT.

Dans la deuxième chapitre sera dédié à Les ondes THz et Transistor de haute mobilité électronique (HEMT).

De plus, le troisième chapitre, nous présenterons le modèle hydrodynamique pseudo 2D couplé avec l'équation de Poisson.

Ainsi que le dernier chapitre nous discutons de la modélisation de la détection THz par les différentes électrodes du transistor HEMT.

Finalement, nous conclure généralement sur le travail que présent dans ce manuscrit.

Chapitre 1 :

*Les ondes THz et transistor de haute
mobilité électronique (HEMT)*

1.1. Introduction :

La région fréquentielle Terahertz (THz) est communément considérée comme le domaine de fréquences qui se situe entre les domaines spectraux infrarouges et micro-onde. Elle a donné lieu à deux appellations :

- Le domaine sub-millimétrique dont les longueurs d’onde inférieures au millimètre et qui est l’extension vers les courtes longueurs d’onde du domaine micro-onde (centi-métrique).
- Le domaine infrarouge lointain qui est l’extension vers les grandes longueurs d’ondes de l’infrarouge.

C’est une plage de fréquences qui s’étend environ de 300 GHz à 30 THz, soit des longueurs d’ondes comprises entre 1 mm 10 μ m [1]. Cette bande de fréquence est montrée sur la figure 1.1.

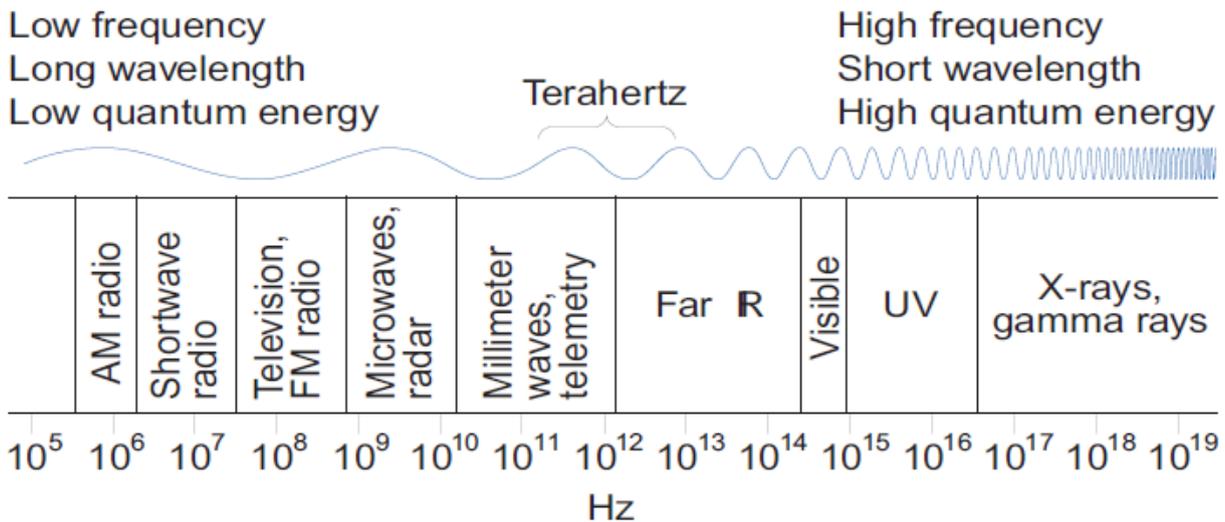


Figure 1.1 – Représentation de la bande spectrale Terahertz [2].

Elle apparaît donc comme la frontière entre deux domaines de la physique tout à fait différents : l’optique (infrarouge) et l’électronique (micro-ondes). Ceci présente de nombreux intérêts et applications pour la communauté scientifique, comme nous le verrons dans les deux sections suivantes et dans la troisième partie de ce chapitre où les détecteurs de rayonnement THz à l’état solide sont passés en revue. Par la suite, c’est autour de l’instabilité de plasma que sera centrée la quatrième partie de ce chapitre, les trois types d’instabilité de plasma dans les dispositifs électroniques y étant étudiés. De plus, quelques expériences sur la détection des radiations THz seront évoquées et, comme l’onde de plasma représente . Le mécanisme de la détection THz, nous allons lui consacrer la grande partie de ce chapitre.

Généralités sur les transistors à haute mobilité HEMT :

1. Historique :

Les premiers transistors HEMT (High Electron Mobility Transistor) sont apparus en 1980 (Fujitsu, Thomson), où ils sont apparus comme une évolution des transistors de type MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor) élaborés à partir des Semiconducteurs III-V de type GaAs. En 1985, le HEMT est présenté comme un composant Micro-onde unique au monde, ayant les plus faibles caractéristiques en bruit [3]. Dans les Premiers temps, ce transistor a été utilisé dans un radiotélescope. Plus tard, ce composant Sera implanté dans les récepteurs de télévision pour capter des signaux des satellites (36000km d'altitude). De plus en plus, les applications à faible bruit et à faible Consommation, mais les hautes fréquences restent son application naturelle Ce composant Est largement utilisé dans les systèmes de télécommunications terrestres etspatiales, dans Les radiotélescopes, dans les récepteurs de télévision par satellite, ..., dans bons nombres De systèmes électroniques, des téléphones portables aux véhicules automobiles.

2. Structure générale d'un transistor HEMT :

Le principe de base d'un HEMT consiste à mettre en profit les propriétés de haute mobilité d'un gaz d'électron bidimensionnel 2DEG [4]. La structure des couches épitaxiales des HEMT est réalisée de façon à séparer physiquement les électrons libres dans le canal des atomes Donneurs Ionisés, ceci afin d'augmenter la mobilité des électrons par la réduction de la répartition Des Impuretés ionisés. La différence essentielle entre les MESFET et les HEMT sesitue au niveau Du principe même du contrôle du courant dans le canal.

Alors que dans le cas Du MESFET [5], L'électrode de grille contrôle la section du canal disponible pour la Conduction, alors que dans le cas du HEMT, elle contrôle la densité d'un gaz d'électron libres Dans une zone non dopée sous l'hétéro interface qui constitue le canal du transistor. La figure 1.2 représente la structure en couches d'un HEMT classique où ce type de transistor Est constitué essentiellement de trois matériaux différents : le substrat, un matériau à grand Gap, et un matériau à petit gap. On retrouve aussi les électrodes métalliques de source, grille et Drain.

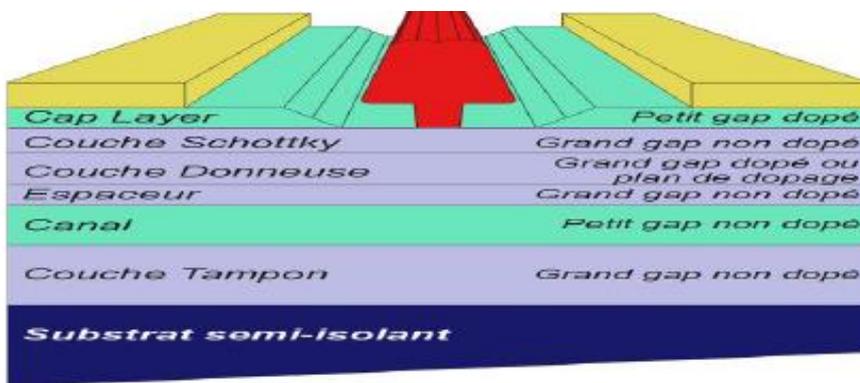


Figure 1.2 : structure générale d'un transistor HEMT

1.2 Domaine Téraherertz et ces applications :

Longtemps restée l'exclusivité des astrophysiciens pour détecter des objets trop froids pour rayonner dans le visible, la radiation THz intéresse grandement des secteurs aussi va-riés que la médecine, la biologie, la sécurité et télécommunications. Nous allons voir d'un peu plus près les différentes sources THz qui peuvent exister et surtout leurs applications dans différents domaines.

a. Astronomie :

La technologie THz intéresse depuis longtemps les astronomes et ils possèdent de ce fait une certaine avance. Les moyens mis en oeuvre par de grands organismes tel que la National Aeronautics and Space Administration (NASA) ont permis de mettre en place des systèmes THz pour certains cas spécifiques. Les quelques systèmes mis au point sont des structures uniques très lourdes tant au point technologique que financier.

Au pôle sud, l'Antarctic Submillimeter Telescope and Remote Observatory dispose d'un système à base d'un laser THz pompé optiquement pour l'étude de l'azote ionisé, du monoxyde de carbone et de l' H_2D^+ dans les nuages interstellaires. L'étude sur l'abondance et la température de ces molécules permet, par exemple, une meilleure compréhension de la formation des étoiles [6].

Un laser émettant à 2,5 THz, installé sur le satellite AURA, a été lancé par la NASA en 2004. Il va permettre de mesurer la concentration et la distribution du radical hydroxyl (OH-) composant critique dans le cycle de l'ozone. Ces mesures vont permettre de comprendre l'importance des espèces chimiques dans la destruction de l'ozone dans la stratosphère [7].

On estime que la moitié de la luminosité totale dans l'espace ainsi que 98 % des photons émis par le Big Bang se situent dans les régions sub-millimétriques et lointain infra-rouge [7].

Le développement de la technologie THz est donc d'une importance cruciale pour ce domaine d'applications qui fait l'objet d'un colloque régulier, intitulé International Symposium on Space Terahertz Technology.

b. Médecine et biologie :

Le caractère non-ionisant du rayonnement THz (l'énergie du photon n'est que de quelques meV) en fait une alternative aux rayons X intéressante et a priori plus sûre. Tout particulièrement, l'absorption par l'eau des radiations THz est exploitée pour la cartographie de tissus cancéreux, les cellules touchées ayant une concentration en eau plus faible que les autres. La Figure 1.3 propose une image THz d'un carcinome présent sur un tissu mammaire excisé [8]. Des imageries THz de peau ont même été réalisées in vivo [9]. Finissons en reconnaissant que le caractère non-ionisant des T-rays n'est en aucun cas synonyme d'inocuité. Les recherches quant à la nocivité pour l'homme et l'environnement des ondes THz, comme des micro-ondes d'ailleurs, restent à être menées [10].

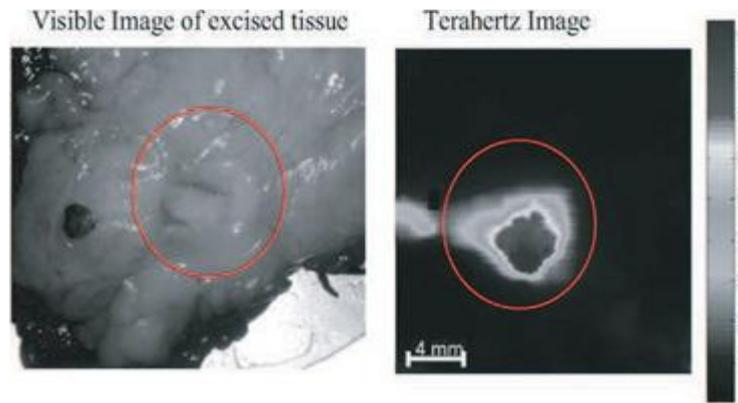


Figure 1.3 : Photographie et image THz d'un carcinome (cerclé de rouge) sur un Tissu mammaire retiré.

C. Télécommunications :

L'atmosphère terrestre contient nombre d'éléments chimiques (gaz) absorbant qui peuvent rendre l'atmosphère presque opaque dans des bandes de fréquences spécifiques. L'eau par exemple, a des centaines de raies d'absorption qui correspondent à des niveaux énergétiques de rotation et /ou de vibration de la molécule et qui tombent dans la gamme des ondes radio et THz. puisque la vapeur d'eau est présente partout dans l'atmosphère, la propagation de la radiation ne peut se produire que dans certaines parties du spectre électromagnétique où elle ne sera pas entièrement atténuée par l'eau. Ces fenêtres atmosphériques sont situées entre les lignes d'absorption.

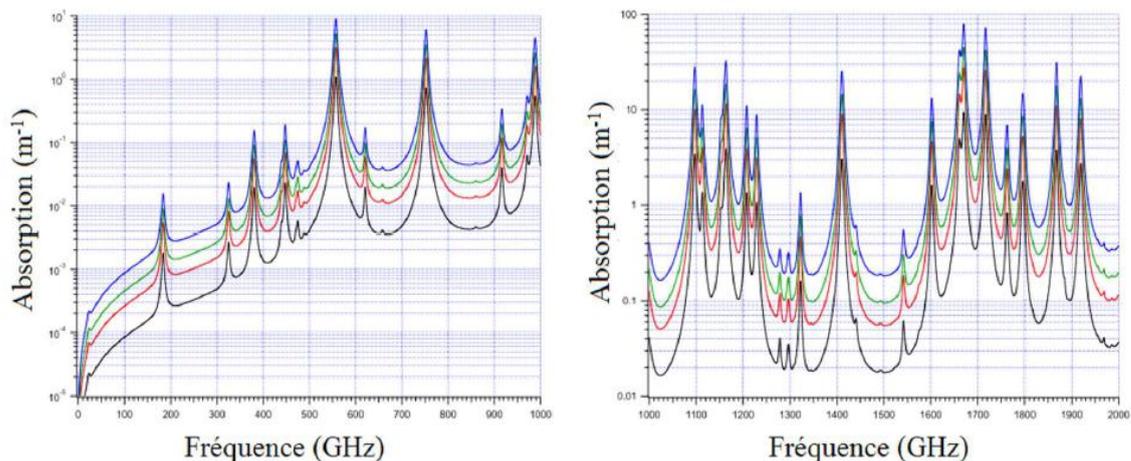


Figure 1.4 : Spectres d'absorption de l'atmosphère entre 0 et 2 THz, pour différents degrés d'humidité, noir 10%, rouge 30%, vert 50% et bleu 90%.

Dans la Figure nous constatons que l'atténuation augmente avec l'humidité ce qui est normal. Les fenêtres de transparence correspondent aux régions où l'atténuation est minimale par exemple à 1,5 THz [11]. De ce fait, les utilisations potentielles des ondes THz dans les télécommunications existent dans ces régions et/ou à très hautes altitudes (avionsatellite, satellite-satellite, ...), là où les molécules d'eau se font rares.

En outre, en raison de leurs hautes fréquences par rapport aux micro-ondes utilisées actuellement dans la transmission de données, il est prévu d'après le théorème de Shannon–

Hartley qu'une énorme augmentation de la vitesse de communication de plus de 10 Go/sec soit possible dans des super-réseaux sans fil [12] [13] [14], où le THz constituera une alternative en particulier pour les applications intérieures telles que les WLANs et les WPANs. Expérimentalement S. Blin et al. ont déjà réussi, au laboratoire, une communication sans fil à 0,31 THz avec un débit de données de 8,2 Gb/s, en utilisant un transistor à effet de champ de haute mobilité électronique à base de GaAs/AlGaAs [15].

Afin de pallier les pertes en espace libre, des antennes à gain élevé devront probablement être utilisées. D'un autre côté, puisque les bandes THz ont été utilisées dans la radioastronomie pendant une longue période, toute interférence possible doit être soigneusement étudiée et prédite avant la mise sur le marché d'un tel système. De plus, plusieurs obstacles techniques doivent être surmontés afin de rendre les communications THz une réalité, tels que la directivité du faisceau qui limite l'utilisation quotidienne mais qui présente un avantage lors d'une communication entre deux points fixes.

d. Spectroscopie :

Dans les années quatre-vingts, grâce au développement du laser femtoseconde, une méthode alternative de spectroscopie dans le domaine de fréquences THz s'est développée. Il s'agit de la spectroscopie THz résolue dans le temps ou Time-Domain Spectroscopy (THz-TDS) en anglais. La THz-TDS est une technique dans laquelle les propriétés d'un matériau sont sondées avec de courtes impulsions THz. Le système de génération et de détection est sensible à l'effet du matériau de l'échantillon sur l'amplitude et sur la phase du rayonnement.

Le rayonnement spectroscopique peut être utilisé pour analyser les propriétés diélectrique est la Conductivité électrique de matériau homogène ou par exemple pour comprendre l'excitation des quasi-particules dans les supraconducteurs. La spectroscopie ultra-rapide est aussi très intéressante pour l'étude des cellules biologiques et en particulier son influence sur le développement. ce comportement pourrait devenir un catalyseur dans l'élaboration d'une ingénierie génétique [16].

e. Sécurité :

Les vêtements et les emballages sont quasiment transparents aux radiations THz, qui par contre sont réfléchies par les métaux. D'autre part certains composés dangereux, explosifs ou drogues, ont une signature caractéristique dans le domaine THz. Armes, explosifs et drogues peuvent ainsi être détectés grâce à un système de protection basé sur des radiations THz [17]. La Figure 1.4 illustre ces deux exemples d'applications. Le spectre d'absorption est issu de la référence [18].

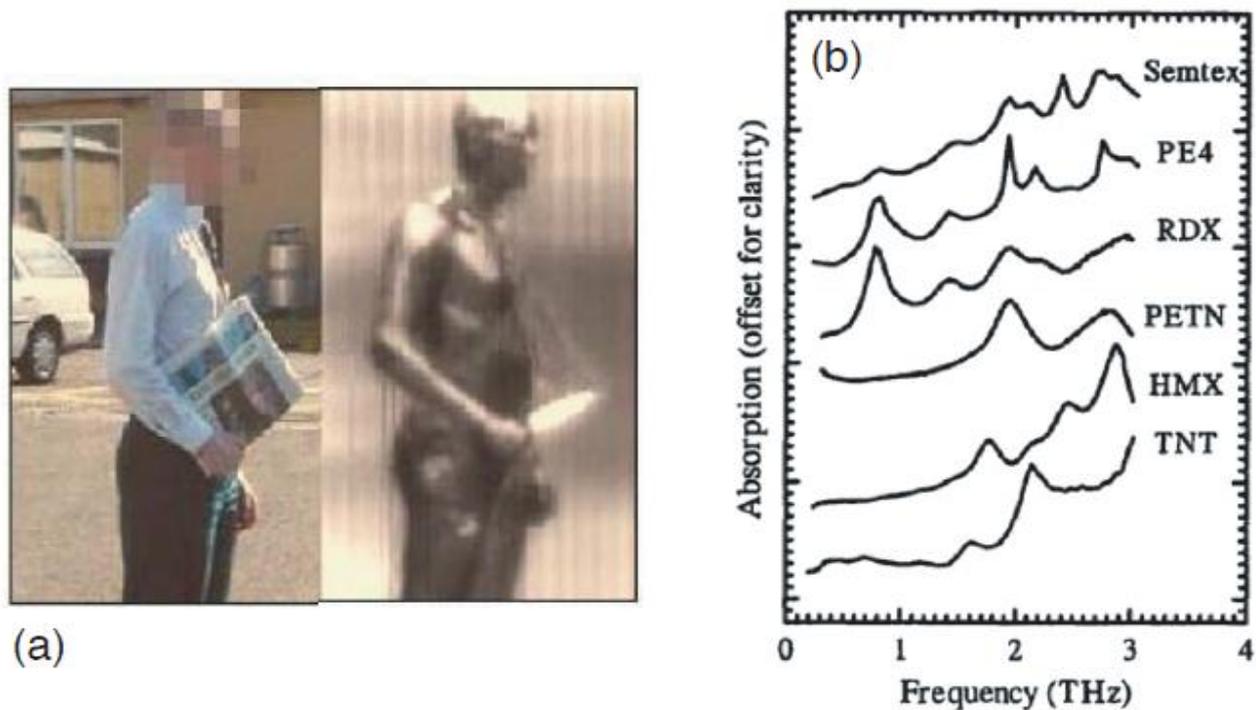


Figure 1.5 : (a) Image THz révélant un couteau dissimulé (source Science 2002). (b) pectre d'absorption de différentes substances ex-plosives.

1.3 Détecteur THz à l'état solide :

1.3.1 Détecteur hétérodyne :

La détection hétérodyne consiste à transposer le signal THz à détecter en basse fréquence par multiplication avec un signal de fréquence proche généré par un oscillateur local (concrétisé par une des sources citées plus haut par exemple). Le Tableau 1.6 synthétise les approches dont nous avons eu connaissance. Toutes ces techniques de détection (mis à part celle combinant photomélangement et diode Schottky mais que ni permet une détection que dans le bas du régime THz) impliquent un refroidissement à l'hélium et les fréquences de détection plafonnent autour de 2 THz.

	HEB	Diode schottky	SIS
Mélangeur Oscillateur local			
Photomélangeur	0.75 THz [19]	0.2 THz [21]	0.5 THz[23]
Laser à cascade quantique	quantique 2-3 THz [20]	2-3 THz [22]	

Tableau 1.6 : Exemple de réalisation de détecteurs hétérodynes THz combinant divers sources et mélangeurs. Les fréquences indiquées dans le tableau correspondent aux fréquences maximales de détection reportées en utilisant la technique pr. HEB : Bolomètre à électrons chauds; SIS : Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur.

1.3.2 Détection par échantillonnage électro-optique :

Une radiation THz est reçue par un matériau électro-optique dont les caractéristiques optiques sont modifiées par la présence d'un champ électrique. La réponse du dispositif à une impulsion laser dépendra donc du champ électrique induit par le signal THz incident. On peut dès lors obtenir un échantillonnage de celui-ci au moyen d'un train d'impulsion laser [24], [25]. Si le signal THz est périodique, un effet stroboscope peut être réalisé en jouant sur la fréquence d'émission des impulsions laser. La même impulsion laser est utilisée pour la génération et la détection. La synchronisation de l'échantillonnage est facilement réalisée en appliquant un retard optique réglable à l'onde laser utilisée en détection.

L'échantillonnage électro-optique met en jeu l'un des mécanismes d'interaction entre le champ électrique et les propriétés optiques suivantes :

— Effet Franz-Keldysh : l'application d'un champ électrique peut permettre une absorption optique assistée par effet tunnel dans un semi-conducteur non absorbant à l'équilibre à la fréquence laser. Cette absorption est d'autant plus forte que le champ électrique est important.

— Effet Pockels dans les matériaux anisotropes et l'effet Kerr dans les matériaux isotropes : un milieu diélectrique polaire peut devenir biréfringent quand un champ électrique règne. La biréfringence est proportionnelle à ce champ (dans le cas de l'effet Kerr) ou à son carré (dans le cas de l'effet Pockels).

1.3.3 Détection directe :

Dans ce cadre et au vu de la production scientifique récente, les transistors à ondes de plasma sont de loin les plus étudiés actuellement, ces transistors sont parmi les seuls détecteurs compacts et fonctionnant à 300 K que l'on puisse concevoir.

Aujourd'hui, les transistors les plus rapides sont les transistors à haute mobilité électronique (High Electron Mobility Transistors, HEMT) et les Transistors Bipolaires à Hétérojonction (TBH).

Dans les transistors à effet de champ comme les MESFET, la diffusion sur les impuretés ionisées localisées dans le canal limite fortement la mobilité des porteurs de charge. L'idée à la base du HEMT est de séparer les atomes donneurs des porteurs contribuant au courant drain-source afin de profiter d'une très bonne mobilité. Ce type de transistor est réalisé sur substrat semi-insolant de matériau III-V (GaAs, InP). La grille d'un HEMT est en contact Schottky avec une couche de semi-conducteur III-V à grand gap non-dopé, sous laquelle on a réalisé un film mince très dopé en donneurs, on parle de plan de dopage ou de δ -dopage. Celui-ci fournit les électrons à un canal constitué d'un matériau à petit gap, dans lequel sont confinés les porteurs. Un espaceur, qui est une couche non-dopée, est inséré entre le plan de dopage et le canal afin de

réduire la diffusion à distance et de diminuer l'interaction coulombienne entre les porteurs de charges et les ions de dopage. L'étude du HEMT entre pleinement dans le cadre de ce travail de thèse et nous l'aborderons plus en détail dans les chapitres suivants.

Les TBH, quant à eux, présentent une base constituée d'un matériau à plus petit gap, ce qui lui autorise un dopage plus important sans pénaliser l'efficacité d'injection, la résistance de base est donc plus faible et les fréquences de fonctionnement plus hautes.

1.4 Les transistors de hautes mobilités(HEMTs) :

Cette nouvelle famille de composants a été élaborée en 1980 par les équipes de Thomson-CSF[26] et de Fujitsu[27] sous les dénominations respectives de TEGFETs (two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor) et de HEMTs (High Electron Mobility Transistors). Les dénominations de MODFETs (Modulation Doped FET) et de HFET (heterojunction FET) ont également été employées par le passé mais c'est sous l'appellation HEMTs que sont le plus connus ces transistors.

1.5 Conclusion :

L'utilisation de la radiation térahertz présente un grand intérêt dans une multitude de secteurs. En effet, les applications sont prometteuses tant sur le plan de l'imagerie, pour des domaines comme la médecine, l'astronomie ou la sécurité, que sur le plan du transfert d'informations, du fait des très hautes fréquences mises en jeu.

Nous avons présenté dans ce chapitre les principales caractéristiques de la radiation THz, en mettant en évidence son intérêt et ses applications. Parmi les différents détecteurs de rayonnement THz disponibles à l'état solide, nous avons constaté que les transistors HEMT sont les seuls à être compacts et à fonctionner à 300 K. Par la suite, nous avons présenté les modèles décrivant les différents types d'instabilités d'onde de plasma dans les dispositifs électroniques, puis avons abordé quelques expériences mettant en jeu des oscillations de plasma. Nous avons vu que la fréquence d'onde de plasma (2D) sous grille est accordable et qu'elle peut être ajustée avec la taille de grille : cet aspect renforce l'intérêt de choisir un HEMT comme détecteur THz.

Le principe de base d'un transistor à haute mobilité (HEMT) consiste à mettre à profit les propriétés de haute mobilité d'un gaz d'électron bidimensionnel 2DGE à partir de la séparation physique des électrons libres des donneurs ionisés dont ils proviennent.

Les HEMTs sont des dispositifs électroniques opérant à des hautes fréquences avec des vitesses très élevées grâce au matériau de base approprié.

Référence :

- [1]:P.Siegel, « Terahertz technology ., »Microwave Theory and Technique,IEEE Transactions on.,vol.50.,no.3 .,pp.910-928., 2002.
- [2]:S.Kim, S.-H.Ahn, and S.S.Park, « Design and experiment results of high Speed wireless link using sub-terahertz wave generated by photonics- based echnology, »ETRI journal, vol.35, no.4, pp.578-586 ,2013.
- [3]:Yuancheng Chang, Yimen Zhang, Yuming Zhang, K.Y Tong, « A thermal model forStatic current characteristics of AlGaIn/GaN high electron mobility transistors including self-heating effect. », Journal of Applied Physics, vol. 99, pp.044501-1-5, 2006.
- [4] :S.Anceau, «Etude des propriétés physiques des puits quantiques d'alliages quaternaires(Al, Ga, In) N pour la conception d'émetteurs ultraviolets.» Thèse de doctorat soutenue le 20 septembre 2004, Université de Lille.
- [5]:D. Sirieux, « Modelisation non lineare des MESFETS sur carbure de silicium pour l'amplification de puissance micro-ondes.»Thèse de doctorat soutenue le 20 janvier Décembre 2000, Université de Limoges.
- [6]:R. Stark, F. F. S. van der Tak, and E. F. van Dishoeck, "Detection of interstellar h2d+ emission," The Astrophysical Journal Letters, vol. 521, no. 1, p. L67, 1999.
- [7] :E. . R. Mueller, Terahertz radiation : applications and sources. 2003.
- [8] :Fitzgerald, A., Wallace, V., Jimenez-Linan, M., Bobrow, L., Pye, R., Purushotham, et Arnone, D. Radiology, 239, 533–540 (2006).
- [9]: Wallace, V., Fitzgerald, A., Shankar, S., Flanagan, N., Pye, R., Cluff, J., et Anone, D. B.J. Derm., 151, 424–432 (2004).
- [10]: Berry, E. "Risk perception and safety issues". J. Biol. Phys., 29, 263–267 (2003).
- [11] :D. M. Slocum, E. J. Slingerland, R. H. Giles, T. M. Coyette , «Atmospheric absorption of terahertz radiation and water vapor continuum effects,» Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, vol. 127, pp. 49-63, 2013.
- [12] :S. Blin, F. Teppe, L. Tohme, S. Hisatake, K. Arakawa, P. Nouvel, D.Coquillat, A. Pénarier, J. Torres, L. Varani, W. Knap, T. Nagatsuma, «Plasma- Wave Detectors for Terahertz Wireless Communication,» IEEE Electron Device Letters, vol. 33, pp. 135 1356,2012.
- [13]:L. Tohmé, S. Blin, G. Ducournau, P. Nouvel, D. Coquillat, S. Hisatake, T. Nagatsuma, A. Pénarier, L. Varani, W. Knap, J.-F. Lampin,«Terahertz wireless communication using GaAs transistors as detectors,» Electronics Letters, vol. 50, pp. 323-325, 2014.
- [14] :F. Teppe, S. Blin, D. Coquillat, N. Dyakonova, L. Tohme, B. Chenaud, S. Hisatake, K. Arakawa, J. Torres, C. Concejo, P. Nouvel, P. Soullignac, A. Pénarier, T. Nagatsuma, W. Knap, «Plasma wave detectors for Terahertz wireless Communication and Fast Imaging Applications,» IEEE Proceedings Références 130 Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz) International Conference, 2012.
- [15] :S. Blin, L. Tohme, D. Coquillat, S. Horiguchi, Y. Minamikata, S. Hisatake, P. Nouvel, T. Cohen, A. Pénarier, F. Cano, L. Varani, W. Knap, T. Nagatsuma, «Wireless Communication at 310 GHz using GaAs High-Electron-Mobility Transistors for Detection,»

Journal of Communications and Networks, vol. 15, pp. 559-568, 2013.

[16]:N. Nagai, T. Imai, R. Fukasawa, K. Kato, and K. Yamauchi, “Analysis of the intermolecular interaction of nanocomposites by thz spectroscopy,” Applied Physics Letters, vol. 85, no. 18, pp. 4010–4012, 2004.

[17]:Federici, J., Schuklib, B., Huang, F., Gary, D., Barat, R., Oliveira, F., et Zimdars, D. “Thz imaging and sensing for security applications— explosives, weapons and drugs”. Semicond. Sci. Technol., 20, 260–280 (2005).

[18]:Kemp, M., Taday, P., Cole, B., Cluff, J., Fitzgerald, A., et Tribe, W. Proc. SPIE, 5070, 44 (2003).

[19] :Camara, I., Munoz, P.,Michael, E.,Mikulis, M.,Schmitz, A., 180BIBLIOGRAPHIE van der Wal, P.,Kaseman, C., et Gusten, R. “Terahertz photonic mixers as local oscillators for hot electron bolometer and superconductor-insulator-superconductor astro-nomical receivers”. J. Appl. Phys., 100, 043116 (2006).

[20]:Richter, H., Semenov, A., Pavlov, S., Malher, L., Treducci, A., Beere, H., Ritchie, D., Il'in, K., Siegel, M., et Hubers, H.-W. “Terahertz heterodyne detection receiver with quantum cascade laser and hot electron bolometer mixer in a ulse tube cooler”. Appl. Phys. Lett., 93, 141108 (2008).

[21]:Huggard, P., Ellison, B., Alderman, B., Warner, J., Moyna, B., Matheson, D., Nagatsuma, T., et Ito, H. (2005). “1.55 μm photomixer for mm wave detection heterodyne detection and frequency conversion with Schottky diodes”. Dans IEEE, editor, Digest of the LEOS Summer Topical Meetings, volume 25-27, pages 105– 106.

[22]:Lee, M., Lertmrab, M., Wanke, M., Young, E., Grine, A., Reno, J., Siegel, P., et Dengler, R. “Heterodyne Mixing of Terahertz Quantum Cascade Lasers Using a Planar Schottky Diode”. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 14(2), 370–373 (2007).

[23]: Kohjiro, S., Kitushi, K., Maezawa, M., Furuta, T., Wakatsuki, A., Ito, H., Shimizu, N., Nagatsuma, T., et Kado, T. “A 0.2-0.5 THz single-band heterodyne receiver based on a photonic local oscillator and a superconductor-insulator-supsuperconductor mixer”. Appl. Phys. Lett., 93, 093508 (2008).

[24]: J. F. Lampin, L. Desplanque, and F. Molloy, “Detection of picosecond electrical pulses using the intrinsic Franz-Keldysh effect,” Applied Physics Letters, vol. 78, no. 26, pp. 4103–4105, 2001.

[25]: L. Desplanque, J. F. Lampin, and F. Molloy, “Generation and detection of terahertz pulses using post-process bonding of low-temperature-grown GaAs and AlGaAs,” Applied Physics Letters, vol. 84, no. 12, pp. 2049–2051, 2004.

[26]:D.Delagebeaudeuf,P.Delescluse,P.Etienne,M.Laviron,J.Chaplar,T.LinhNuyen, « Twodimensional electron gas MESFET structure »,Electronics Letters,vol .16 ,n°17 ,pp667-668 ,1980 .

[27]: T.Mimura et al, « A new field effect transistor with selectively doped GaAs /n AlGaA heterojunction »,Japanese journal of Applied physics,vol.19,n°5,pp2225-2227 ,19

Chapitre 2 :

Modèle hydrodynamique pseudo-2D

2.1 Introduction :

L'objectif général de la micro- et de la nanoélectronique est de concevoir et de réaliser des composants de plus en plus petits afin de pouvoir fabriquer des circuits logiques ou analogiques de plus en plus denses en terme d'intégration, de plus en plus rapides en terme de vitesse de fonctionnement et de plus en plus complexes pour permettre des applications de plus en plus poussées. Cette évolution exponentielle de l'électronique est accompagnée par une thématique de recherche indispensable au développement technologique, constituée par les activités de modélisation et de simulation du transport électronique dans les dispositifs.

La modélisation nous permet de prédire le fonctionnement d'un dispositif et valider des résultats d'une expérience, et de comprendre les phénomènes physiques mis en jeu. Elle donne l'accès à une quantité de données et de grandeurs inaccessibles par l'expérience : par exemple, la valeur potentielle électrique en un point quelconque du dispositif. La modélisation permet aussi d'optimiser le fonctionnement des dispositifs microélectroniques. On peut alors jouer sur les paramètres physiques intrinsèques et extrinsèques afin d'imaginer et de proposer des structures potentiellement plus efficaces.

La modélisation des transistors HEMT avec un canal de l'ordre d'une dizaine de nanomètres fonctionnant à hautes fréquences est inévitable. Dans cette optique, ce chapitre a pour but de justifier et de décrire notre modèle hydrodynamique pseudo-2D qui sera couplé avec les équations du transport électronique 1D dans le but de calculer et de considérer l'effet du champ électrique. Il s'agit d'une équation de Poisson 1D tenant compte de l'effet de la tension transversale (tension de polarisation sur la grille du HEMT).

2.2 Phénomène de transport électronique :

Dans cette partie, nous rappelons quelques généralités sur les équations microscopiques de type cinétique. Les travaux présentés dans ce thème ont pour point de départ des équations cinétiques classiques (de type Boltzmann).

2.2.1 Equation de Boltzmann :

La fonction de distribution $f(r,k,t)$ est une quantité très importante en physique statistique pour la description d'un système de particules quelconque [1]. Elle décrit la probabilité qu'une particule du système étudié se trouve à la position r à l'instant t tout en ayant une vitesse $v(k)$. La fonction $f(r,k,t)$ permet une description complète de l'état macroscopique du système, par suite elle permet de calculer toutes les quantités physiques qui nous intéressent. La fonction de distribution d'une particule donne accès à la densité locale, tout en intégrant $f(r,k,t)$ sur l'espace des vecteurs d'ondes k [2] :

$$n(r, k, t) = \int_k f(r, k, t) dt \quad (2.1)$$

Nous supposons que la fonction $\chi(r,k,t)$ décrit une propriété physique d'une particule localisée à la position r à l'instant t et ayant une vitesse $v(k)$, la valeur moyenne de $\bar{\chi}(r,k,t)$ est donnée par [2] :

$$\bar{\chi}(r, k, t) = \frac{\int_k f(r,k,t)\chi(r,k,t)dt}{\int_k f(r,k,t)dt} \quad (2.2)$$

En remplaçant $\int_k f(r,k,t)dk$ par la densité $n(r,t)$ et à titre d'exemple, en supposant que la fonction χ représente la vitesse v , l'équation de la vitesse moyenne locale peut être exprimée de la façon suivante [2] :

$$\bar{v}(r, t) = \frac{\int_k f(r,k,t)v dt}{n(r,t)} \quad (2.3)$$

Commençons par ignorer la possibilité que des collisions aient pu se produire entre $t-dt$ et t , et nous corrigerons cette omission plus tard. Si aucune collision ne s'était produite, la force s'exerçant sur une particule se réduirait à la force extérieure F . Dans le cas d'une particule de charge q en présence de champs extérieurs électrique et magnétique $E(r,t)$ et $H(r,t)$, F est la force de Lorentz. les coordonnées r et k de chaque électron évolueraient alors d'après les équations du mouvement semi-classiques [3] :

$$\dot{r} = v(k) \quad \hbar \dot{k} = q \frac{E(r,t) + v \times H(r,t)}{c} F \quad (2.4)$$

Puisque dt est infinitésimal, on peut trouver la solution explicite de ces équations au premier ordre en dt : un électron en (r,k) à l'instant t doit avoir été en $(r-v(k)dt, k - F dt/\hbar)$ à l'instant $t-dt$. En l'absence de collisions, c'est le seul point d'où les électrons en r, k ont pu provenir, et chaque électron en ce point atteindra le point r, k . Par conséquent [3] :

$$F(r, k, t) = f(r - v(k)dt, k - F dt/\hbar, t - dt) \quad (2.5)$$

Pour prendre en compte les collisions, nous devons ajouter deux termes correctifs à l'équation (2.5). Le membre de droite est faux car il suppose que tous les électrons vont de $(r - vdt, k - F dt/\hbar)$ en (r,k) pendant dt , en ignorant le fait que certains électrons sont déviés par des collisions. Il est également faux car il ne compte pas les électrons qui se trouvent en (r,k) à l'instant t non pas à cause de leur mouvement sans entrave depuis l'instant $t - dt$, mais à cause d'une collision entre $t - dt$ et t . En ajoutant ces corrections, nous développons le membre de gauche (2.5) au premier ordre en dt , l'équation (2.5) se réduit alors, à la limite $dt \rightarrow 0$, à [3] :

$$\frac{\partial f(r,k,t)}{\partial t} + v \frac{\partial f(r,k,t)}{\partial r} + F \frac{1}{\hbar} \frac{\partial f(r,k,t)}{\partial k} = \left(\frac{\partial f(r,k,t)}{\partial t} \right)_{coll} \quad (2.6)$$

L'approximation du temps de relaxation consiste à supposer que l'effet des collisions est toujours de rétablir un équilibre local décrit par la fonction de distribution $f_0(r,k,t)$. Nous supposons en plus que, si la particule est perturbée à partir de l'équilibre local, la distribution correspondante $f(r,k,t)$ est différente de $f_0(r,k,t)$. Par conséquent, l'effet des collisions est simplement de rétablir la fonction de distribution $f(r,k,t)$ à sa valeur d'équilibre $f_0(r,k,t)$, exponentiellement avec un temps de relaxation τ , qui est de l'ordre du temps entre deux collisions consécutives des particules. Cette assertion est décrite par l'expression suivante [4] :

$$\left(\frac{\partial f(r,k,t)}{\partial t} \right)_{coll} \approx - \frac{f(r,k,t) - f_0(r,k,t)}{\tau} \quad (2.7)$$

Pour que cette approximation soit valable, il faut que τ soit indépendant de la cause de la variation de f et la perturbation qui conduit le système à un état hors d'équilibre est faible. On injecte l'éq. (2.7) dans l'éq. (2.6), et l'on obtient l'équation de Boltzmann des porteurs soumis à un champ électrique, linéarisée dans l'espace de vitesse et dans l'approximation du temps de relaxation [4] :

$$\frac{\partial f(r,v,t)}{\partial t} + v \frac{\partial f(r,v,t)}{\partial r} + \frac{qE}{m^*} \frac{\partial f(r,v,t)}{\partial v} = - \frac{f(r,v,t) - f_0(r,v,t)}{\tau} \quad (2.8)$$

C'est la célèbre équation de Boltzmann. Les termes du membre de gauche sont souvent appelés termes de dérive, et le terme du membre de droite terme de collision. Cette équation est au cœur de la théorie du transport dans les solides.

2.2.2 Equations des moments :

L'approximation du temps de relaxation permet de simplifier l'équation intégrodifférentielle de Boltzmann de façon à la transformer en la forme de l'équation (2.8), qui est une équation simple aux dérivées partielles. Mais même avec cette simplification, l'équation de Boltzmann demeure compliquée et sa résolution non triviale. Or, la simulation des dispositifs microélectroniques a pour but principal d'étudier les principales grandeurs physiques qui décrivent leur comportement : la densité de porteurs de charges n , leur vitesse v , leur énergie, la densité de courant J , ainsi que le champ électrique E . En d'autres termes, pratiquement, le calcul de la fonction de distribution ne nous intéresse pas en soi. Par suite, au lieu de chercher des moyens pour calculer la fonction de distribution, on contourne le problème en trouvant à partir de l'équation de Boltzmann des relations auxquelles satisfont les principales grandeurs physiques n , v , ε , J et E . Ces équations s'appellent les équations des moments. Pour les obtenir, on peut mettre en œuvre une procédure de développement systématique proposée par S. Chapman en 1916 et D. Eriskog en 1917 [4], qui consiste à multiplier l'équation de Boltzmann par la grandeur v^m , où m est un entier. Nous utiliserons successivement deux ordres d'approximation de la solution.

L'approximation d'ordre zéro est une distribution d'équilibre local. Les équations des moments sont alors celles d'un fluide parfait, c'est-à-dire d'un fluide dans lequel les processus dissipatifs sont négligés. Dans l'approximation d'ordre un, on obtient les équations des moments d'un fluide visqueux, dans lesquelles interviennent les coefficients de transport.

2.2.2.1 Équations de bilan local :

On peut déduire de l'équation de Boltzmann des équations de bilan local pour chacun des invariants collisionnels. Il s'agit de la masse, de la composante de la quantité de mouvement et de l'énergie cinétique.

Afin que nous arrivions à l'équation de continuité, nous intégrons les deux membres de l'équation de Boltzmann sur la vitesse :

$$\int \frac{\partial f}{\partial t} dv + \frac{\partial}{\partial r} \int v f dv + \frac{qE}{m^*} \int \frac{\partial f}{\partial v} f dv = \frac{\int f dv - \int f_0 dv}{\tau} \quad (2.9)$$

La fonction de distribution s'annulant lorsque $v \rightarrow +\infty$, en d'autres termes,

$$\int \frac{\partial f}{\partial v} f dv = 0 \quad (2.10)$$

D'après les équations (2.9) et (2.10) nous obtenons ainsi l'équation du moment d'ordre 0 :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n\bar{v}}{\partial r} = \frac{n-n_0}{\tau_n} \quad (2.11)$$

Où n_0 est la densité d'électrons à l'équilibre thermodynamique et τ_n le temps de relaxation de la densité électronique. S'il n'y a pas de génération électronique, alors le terme $n-n_0 = 0$, et dans le cas où des processus de génération-recombinaison sont présents, $n-n_0 = G - R$, où G et R représentent respectivement les taux de génération et de recombinaison. De façon plus générale, en multipliant les deux membres de l'équation de Boltzmann par un invariant collisionnel $\chi(r, k, t)$ et en intégrant ensuite sur la vitesse, on obtient :

$$\int \chi(r, v, t) \left(\frac{\partial f(r, v, t)}{\partial t} + v \frac{\partial f(r, v, t)}{\partial r} + \frac{qE}{m^*} \frac{\partial f(r, v, t)}{\partial v} \right) dv = \int \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \chi dv \quad (2.12)$$

On peut réécrire l'équation (2.12) sous la forme équivalente :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int \chi f dv - \int f \frac{\partial \chi}{\partial t} dv + \frac{\partial}{\partial r} \int \chi v f dv - \int v f \frac{\partial \chi}{\partial r} dv + \int \frac{\partial}{\partial v} \left(\chi \frac{qE}{m^*} f \right) dv - \\ \int \frac{qE}{m^*} f \frac{\partial \chi}{\partial v} dv = \int \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \chi dv \end{aligned} \quad (2.13)$$

La fonction de distribution f tend vers 0 lorsque la vitesse v tend vers l'infini (comme la vitesse électronique ne peut jamais être infinie, la probabilité d'occupation d'un état par une particule dont sa vitesse tend vers l'infini est nul), le cinquième terme du premier membre de l'équation (2.13) est nul tout en utilisant les notations mentionnées dans les équations (2.1), (2.2), et (2.3). On a donc le théorème général de bilan suivant :

$$\frac{\partial}{\partial t} (n\bar{\chi}) - n \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (n\bar{\chi}\bar{v}) - n\bar{v} \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial r} + n \frac{qE}{m^*} \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial v} = \frac{\bar{\chi} - \chi_0}{\tau_\chi} n \quad (2.14)$$

Introduit alors l'équation de continuité du courant (2.11) et, en développant correctement, on arrive à l'équation du moment χ :

$$\frac{\partial \bar{\chi}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial r} + \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial r} [n(\bar{v}\bar{\chi} - \bar{v}\bar{\chi})] + \frac{qE}{m^*} \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial v} = \frac{\bar{\chi} - \chi_0}{\tau_\chi} \quad (2.15)$$

Remplaçons à présent le moment générique χ par le moment d'ordre 1, c'est à dire par v . Alors :

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} + \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial r} [n(\bar{v}^2 - \bar{v}^2)] + \frac{qE}{m^*} = \frac{\bar{v}}{\tau_v} \quad (2.16)$$

Où τ_v est le temps de relaxation de la vitesse. L'équation relative au moment d'ordre 1 (2.16) est appelée équation de conservation de la vitesse.

Enfin, si l'on pose que :

$$\chi = \varepsilon = \frac{1}{2} m^* v^2 \quad (2.17)$$

la méthode des moments appliquée à l'ordre 2 nous donne :

$$\frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial r} + \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial r} [n(\bar{v}\bar{\varepsilon} - \bar{v}\bar{\varepsilon})] + \frac{q \cdot E}{m^*} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial v} = \frac{\bar{\varepsilon} - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon} n \quad (2.18)$$

L'équation du troisième moment, ou équation de la conservation de l'énergie s'exprime alors comme :

$$\frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial r} + \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial r} [n(\bar{v}\bar{\varepsilon} - \bar{v}\bar{\varepsilon})] + q \cdot E \bar{v} = \frac{\bar{\varepsilon} - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon} n \quad (2.19)$$

Où τ_ε est le temps de relaxation de l'énergie et ε_0 l'énergie des électrons à l'équilibre. Les équations de moments telles que l'équation de continuité, l'équation de la conservation de la vitesse et l'équation de la conservation de l'énergie, peuvent être abrégées dans l'ensemble d'équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n \bar{v}}{\partial r} = \frac{n - n_0}{\tau_n} \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} + \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial r} [n(\bar{v}^2 - \bar{v}^2)] + \frac{q \cdot E}{m^*} = \frac{\bar{v}}{\tau_v} \\ \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial r} + \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial r} [n(\bar{v}\bar{\varepsilon} - \bar{v}\bar{\varepsilon})] + q \cdot E \bar{v} = \frac{\bar{\varepsilon} - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon} n \end{array} \right. \quad (2.20)$$

2.2.3 Équation de Poisson :

Dans le plus simple des cas, les porteurs des charges sont soumis à un champ électrique constant. Mais dans les composants micro-électroniques réels qui constituent le cadre de notre travail, les champs électriques auxquels sont soumises les particules n'est pas constant : il varie dans l'espace (le canal du HEMT) et dans le temps, ce qui engendre des fluctuations, comme nous allons voir dans le chapitre ??, et dépendent fortement des conditions aux limites. En même temps, le champ électrique provoque le déplacement des électrons et induit une modification de leur distribution spatio-temporelle. Donc, il existe un lien étroit entre les expressions des moments (c'est à dire l'équation de Boltzmann) et le champ électrique dont il faut nécessairement rendre compte lors d'une étude du transport électronique. Cela se fait par le biais de l'équation de Poisson.

Celle-ci découle des équations de Maxwell et plus particulièrement du théorème de Gauss local énoncé par la relation :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (2.21)$$

On peut écrire que la différence de potentiels électriques V est fonction du champ électrostatique, nous avons alors :

$$\mathbf{E} = -\nabla \cdot \mathbf{V} \quad (2.22)$$

Le champ électrostatique E indique la direction de la plus rapide décroissance du potentiel électrostatique V . En remplaçant le champ électrostatique E dans la forme locale du théorème de Gauss, nous obtenons [5] :

$$\nabla^2 \cdot \mathbf{V} = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (2.23)$$

Cette dernière équation est dite de Poisson et elle relie le potentiel à la densité de charges ρ qui est donnée par [5] :

$$\rho = q[n(\mathbf{r}, t) - N_D(\mathbf{r})] \quad (2.24)$$

où $n(\mathbf{r}, t)$ est la concentration des porteurs et $N_D(\mathbf{r})$ la concentration des atomes de dopage. La résolution de l'équation de Poisson ou l'équation de Laplace associée aux conditions aux limites nécessite l'utilisation de méthodes de résolutions numériques dont une description assez exhaustive est donnée dans la référence [6].

2.3 Modélisation du transport électronique :

Dans la plupart des applications, il est très délicat de mettre en œuvre des simulations numériques des équations cinétiques à peu de frais. Pour cette raison, dès les années 1950 [7] on a cherché à développer des modèles approchant la réalité physique suffisamment pour donner des informations précises sur les systèmes modélisés, et qui soient moins coûteux numériquement que les modèles cinétiques. Par analogie avec la dynamique des gaz, des modèles de type dérive-diffusion ou hydrodynamique ont successivement vu le jour pour rendre compte du comportement du gaz d'électrons dans des semi-conducteurs.

Dans la section présente, nous faisons une description non-exhaustive des modèles de simulation du transport électronique dans les dispositifs électroniques.

2.3.1 Modèle dérive-diffusion :

Pour mieux comprendre le développement du modèle collisionnel, nous allons dans ce paragraphe détailler la dérivation du modèle dérive-diffusion (DD) bien connu [3, 8]. Considérons un gaz d'électrons dans un domaine de l'espace Ω (où Ω peut éventuellement être l'espace réel), soumis à un potentiel électrique V supposé donnée. Les équations de DD décrivent l'évolution au cours du temps d'une quantité macroscopique : la densité électronique $n(\mathbf{r}, t)$ qui est une fonction du temps t et de la position \mathbf{r} . Si l'on note $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ le flux de particules en un point \mathbf{r} et à l'instant t , la conservation de la masse impose que la variation spatiale de ce flux soit égale à la variation temporelle de la densité, ce qui s'exprime par l'équation de continuité suivante :

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)}{\partial \mathbf{r}} = \mathbf{0} \quad (2.25)$$

Pour fermer le système d'équations DD, il reste à trouver une relation supplémentaire entre la densité de courant \mathbf{j} et la densité n . Intuitivement, il semble clair que, du fait des interactions (répulsion électrostatique, collisions), les électrons auront tendance à fuir les zones de forte densité pour gagner les zones de faible densité. Ainsi, si les particules, à un instant donné, se répartissent dans l'espace selon un gradient de densité, le courant sera vraisemblablement dirigé selon le sens opposé à ce gradient. De même, les électrons sont accélérés par la force électrique, ce qui se traduit à l'échelle macroscopique par un mouvement de dérive du gaz d'électron dirigé dans le sens de cette force. Ceci s'exprime précisément selon loi de Fick [5] :

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = -D \left(\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial \mathbf{r}} - n(\mathbf{r}, t) \frac{\partial V}{\partial \mathbf{r}} \right) \quad (2.26)$$

Où, d'après les considérations qui précèdent, la matrice de diffusion D doit être positive. Son expression exacte dépend de la physique du problème considéré (en l'occurrence, du type d'interactions qui entraînent la diffusion, collisions, etc.).

Nous pouvons arriver aux équations DD (2.25) et (2.26) à partir de l'ensemble d'équations (2.20) en ne considérant que les moments d'ordre 0 et d'ordre 1. La troisième équation de moment n'est pas prise en considération dans ce modèle et l'on suppose que l'énergie des particules (égale à $3k_B T_e/2$, où k_B est la constante de Boltzmann et T_e la température des particules) est constante quelle que soit la valeur du champ électrique local. La théorie mathématique du modèle de DD dans le cas des semi-conducteurs est traitée dans ses grandes lignes par P. A. Markowich et Siegfried Selberherr dans les ouvrages donnés en références [9, 10].

Le modèle de DD s'intéresse uniquement à la valeur moyenne des paramètres physiques : c'est donc un modèle macroscopique. La première approximation supposée, c'est à dire celle qui considère l'énergie électronique comme constante, limite fortement l'application d'un tel modèle dès lors que l'on s'intéresse, comme c'est le cas dans ce travail, à l'étude des phénomènes physiques rapides (de l'ordre de la picoseconde) dans des dispositifs submicroniques dans lesquels on doit considérer le phénomène d'électrons chauds.

2.3.2 Méthode Monte Carlo :

La méthode Monte Carlo (MC) a été introduite en physique de la matière condensée par Metropolis et al. en 1953 [11]. Elle est généralement utilisée pour traiter le problème du transport électronique.

Elle porte ce nom parce qu'elle est basée sur l'utilisation d'un nombre aléatoires : ses simulations reposent sur une description en terme de position et de quantité de mouvement d'un ensemble de particules.

La méthode MC appliquée à notre domaine consiste à décomposer la trajectoire d'une particule en un grand nombre de séquences. Chaque séquence comprend un vol libre et une collision [11,12]. Pour cela, on définit l'état initial (position et vitesse) à t_0 de la particule, en général de façon aléatoire, puis on tire un premier nombre r_1 qui détermine la durée t_1 .

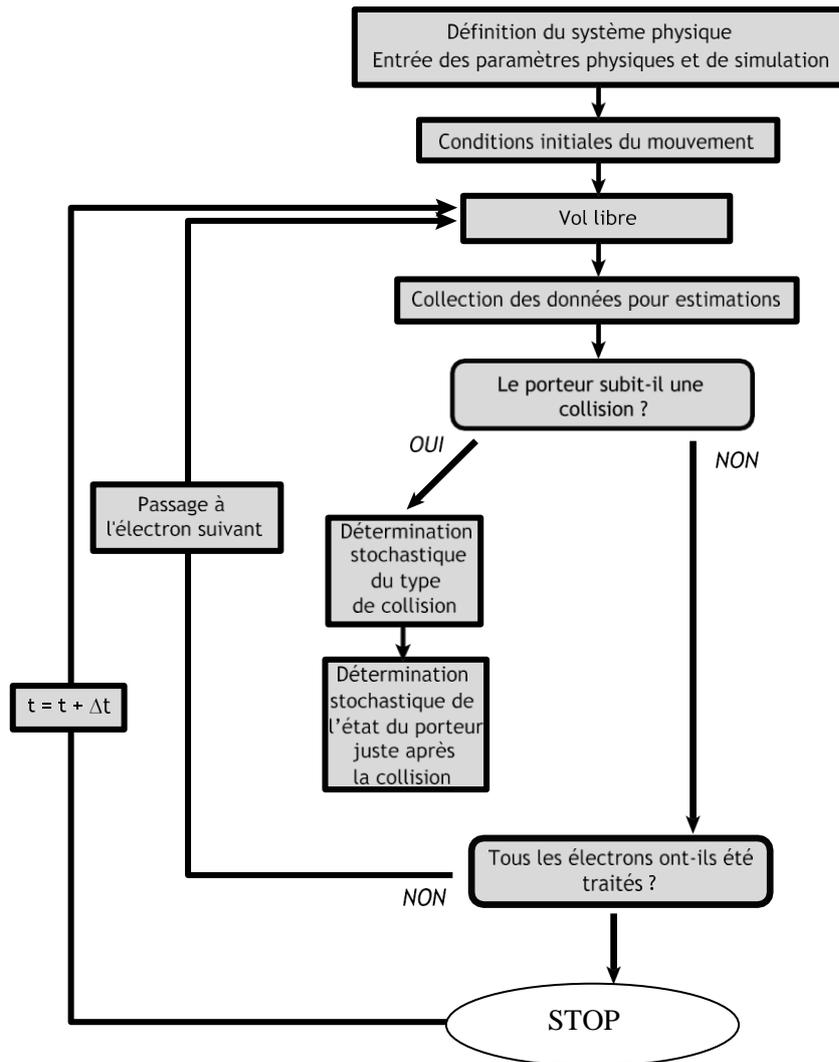


Figure 2.1 – Organigramme d’une simulation Monté Carlo appliquée à l’étude fu transport électronique dans les semi-conducteurs.

Entre les instants 0 et t1, la particule suit une trajectoire déterminée par les lois de la mécanique classique, ce qui permet de déterminer sa position et sa vitesse. Ensuite, plusieurs types de collision sont possibles, avec des probabilités différentes : un notre nombre aléatoire r2 sélectionne la collision que subit la particule. On répète cette séquence un grand nombre de fois. L’organigramme de la figure2.1 décrit le déroulement typique d’une simulation MC appliquée à l’étude du transport électronique dans un semi-conducteur. Les références [11–13] décrivent de façon plus détaillée cette méthode.

Le principal avantage de la méthode de MC est que, à chaque instant, la vitesse et l’énergie de chacun des porteurs de charges sont connues et qu’elle permet, de ce fait, l’extraction de n’importe quel paramètre de transport, qu’il s’agisse de la vitesse de dérive, de l’énergie, de la mobilité, du coefficient de diffusion, etc.

Le principal inconvénient de la méthode de Monte Carlo est qu’elle est lente : le nombre de séquences ou de particules simulées doit être d’autant plus grand que la précision recherchée est importante, ce qui implique un temps de calcul plus grand.

2.3.3 Modèle hydrodynamique :

Le modèle hydrodynamique (HD) est basé sur des équations qui décrivent l'évolution spatio-temporelle d'un nombre de variables d'intérêt telles que la concentration, la vitesse et l'énergie des porteurs. Ces équations sont obtenues à travers la méthode des moments (voir les éq. (2.20), paragraphe 2.2.2.1) appelées équations de conservation.

Dans le modèle HD, l'ensemble des particules est considéré comme un fluide continu de vitesse v , de densité de particules n et d'énergie ε : c'est pour cela que cette approche est dite hydrodynamique. La première équation du modèle (première équation du système (2.20) peut être interprétée physiquement comme l'équation de la conservation de la matière. La deuxième équation n'est rien d'autre que l'équation d'Euler de la mécanique des fluides [14] et la troisième, qui est de la même forme, décrit la conservation de l'énergie. Elle contient en effet un terme convectif $\bar{v} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial r}$, le travail de la force électrique $q.E\bar{v}$, un terme de diffusion énergétique $\frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial r} [n(\bar{v}\bar{\varepsilon} - \bar{v}\bar{\varepsilon})]$ et un terme de friction due aux chocs non élastiques $\frac{\bar{\varepsilon} - \varepsilon_0}{\varepsilon_\tau} n$.

Dans cette thèse, nous nous attachons exclusivement à l'étude du modèle HD.

2.3.3.1 Pourquoi le modèle HD ?

Nous consacrons ce paragraphe pour présenter les points importants du modèle hydrodynamique et leur pertinence pour la simulation des ondes de plasma dans les transistors HEMT. Il nous apparaît important de résumer notre choix de cette méthode en deux points :

— Le modèle hydrodynamique se présente comme un bon compromis entre le modèle DD, qui présente beaucoup d'approximations, et la méthode MC qui nécessite d'énormes temps de calcul. Il présente à la fois l'avantage de requérir des temps de calcul très acceptables, tout en permettant l'analyse des phénomènes transitoires rapides dans des structures submicroniques complexes. Le modèle HD a montré son efficacité dans de nombreuses situations physiques puisqu'il a été appliqué avec succès à l'étude de nombreuses structures et a donné un excellent accord avec les résultats expérimentaux [15].

— Les modèles analytiques publiés jusqu'à ce jour, que ce soit le modèle de Veksler [16], celui de Ryzhii [17, 18], de Dmiterv [19] ou même le modèle de Gutin [20] publié récemment, qui étudient les fréquences de plasma dans un canal de HEMT, font les mêmes hypothèses que le modèle initial de Dyakonov-Shur [21,22,23]. Ils ne tiennent en effet pas compte (i) de zones d'accès des HEMT (approximation d'un canal seul), qui ont une large contribution sur la fréquence deuxième pics de résonance de plasma 2D comme nous allons voir sur les chapitres subséquents et (ii) de l'effet de la tension drain-source (approximation de zone ohmique), qui a une large influence et qui est même capable d'étouffer l'excitation des ondes de plasma dans les HEMT (voir chapitre 3).

(iii) Elles supposent de plus que les grandeurs physiques telle que la masse effective, l'énergie et la vitesse sont uniformes tout le long du canal du HEMT, une hypothèse qui tombe en contradiction avec des études publiées sur les paramètres physiques d'un semi-conducteur InGaAs (voir la figure 2.2.). Pour sortir de toutes ces limites, l'approche hydrodynamique prendra en considération les différentes régions du HEMT (zones d'accès, régions sans grilles et canal), couplées avec l'équation de Poisson tenant compte des deux tensions de polarisations drain-source et grille-source (rappelons que les ondes de plasma sont observées expérimentalement dans des HEMT en quasi-saturation).

Le modèle hydrodynamique est capable de simuler des structures de géométries submicroniques complexes ainsi que des phénomènes transitoires rapides. C'est pourquoi c'est vers ce modèle que se porte notre choix.

2.3.3.2 Domaine de validité du régime hydrodynamique :

L'étape HD de l'évolution du gaz met en jeu un intervalle de temps beaucoup plus long que le temps de relaxation τ , et des distances beaucoup plus grandes que le libre parcours moyen l . Cela se traduit par la relation :

$$\int \chi(r, v, t) \left(\frac{\partial f(r, v, t)}{\partial t} \right)_{coll} dv = \frac{\bar{x} - x_0}{\tau_x} \quad (2.27)$$

Autrement dit, si l'on désigne par ω et k une fréquence angulaire et un vecteur d'onde typiques des perturbations imposées au milieu (par exemple par une force extérieure ou un gradient appliqué), le régime hydrodynamique est celui des excitations de fréquences angulaires et de longueurs d'onde caractérisées par les inégalités :

$$\omega\tau \ll 1, \quad kl \ll 1 \quad (2.28)$$

Dans ce régime, il est possible d'établir les équations hydrodynamiques.

2.4 Modèle HD pseudo-2D :

2.4.1 Equations de transport 1D :

Pour passer de l'équation des moments (2.20) à un système d'équations HD, on suppose que les cinq paramètres de transport que sont la masse effective m^* , le taux de relaxation de la vitesse $\nu_v = 1/\tau_v$, le taux de relaxation de l'énergie $\nu_\varepsilon = 1/\tau_\varepsilon$, l'auto corrélation de la vitesse $\overline{\delta v^2} = \overline{v^2} - \bar{v}^2$ et la corrélation vitesse-énergie $\overline{\delta v \delta \varepsilon} = \overline{v\varepsilon} - \bar{v}\bar{\varepsilon}$ ne dépendent que de l'énergie moyenne locale, c'est à dire que les relations reliant localement ces cinq paramètres à l'énergie s'expriment de la même façon localement que dans le cas d'un matériau homogène en régime stationnaire.

Les trois équations de transport HD, en l'absence de génération et de recombinaison, sont alors [24]

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial nv}{\partial r} \\ \frac{\partial v}{\partial t} = -v \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial r} [n \overline{\delta v^2}] - \frac{q \cdot E}{m^*} + \nu_v v \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -v \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} - \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial r} [n \overline{\delta v \delta \varepsilon}] - q \cdot E_v + (\varepsilon - \varepsilon_0) \nu_\varepsilon n \end{array} \right. \quad (2.29)$$

La figure 2.2 schématise les cinq paramètres d'entrées du modèle hydrodynamique en fonction de l'énergie. Ils sont obtenus dans notre cas au travers d'une simulation Monte Carlo du matériau InGaAs massif en régime stationnaire [25].

Après avoir déterminé les paramètres d'entrées du modèle HD, il est clair que les trois inconnus du système HD sont la concentration n , la vitesse moyenne v et l'énergie moyenne des électrons. Comme ces grandeurs inconnues varient en fonction du champ électrique, nous

devons trouver une quatrième équation permettant de les relier au champ électrique : l'équation de Poisson.

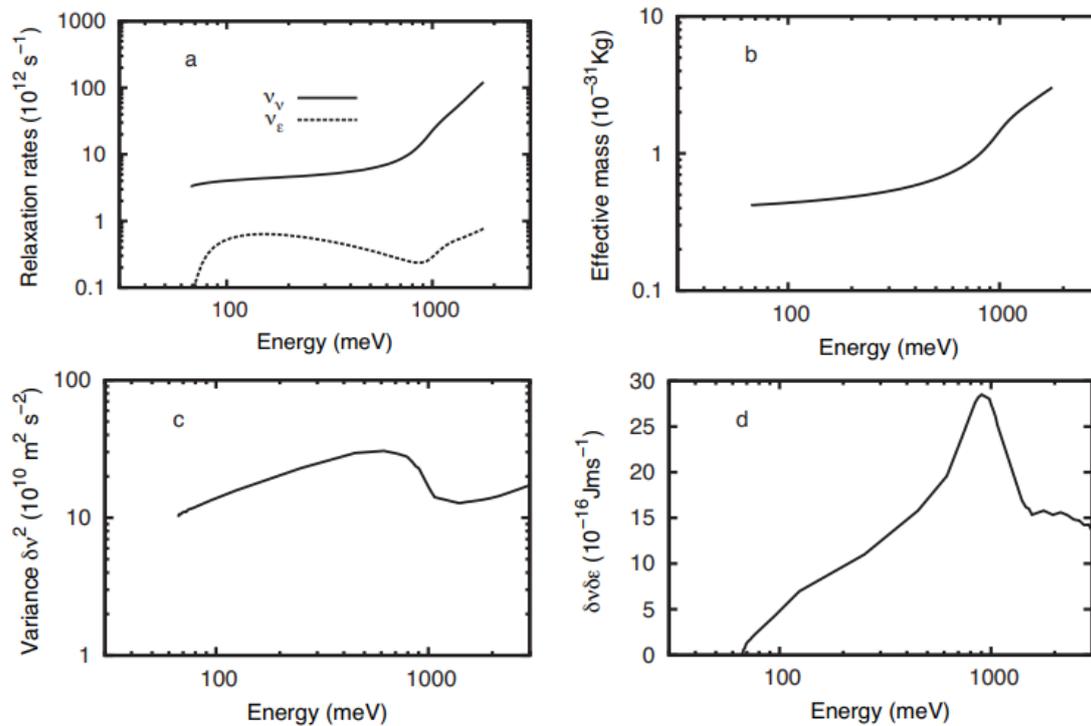


Figure 2.2 – Paramètres de sortie du simulateur Monte Carlo d'un matériau massif d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ dopé à $N_D = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ en fonction de l'énergie des électrons : (a) taux de relaxation de la vitesse et de l'énergie, (b) masse effective moyenne des électrons, (c) auto corrélation de la vitesse et (d) corrélation vitesse-énergie

2.4.2 Equation de Poisson pseudo-2D :

Nous considérons le cas d'un transistor HEMT, comme illustré sur la figure 2.3, avec un canal placé à une distance d de la grille, d'épaisseur δ , de longueur L , de largeur W et de concentration électronique intrinsèque n^{3D} .

Δ est l'épaisseur de la couche donneuse qui fournit les électrons au canal avec une concentration surfacique des atomes donneurs N_{2D}^+ . La concentration volumique des atomes donneurs dans les deux régions d'accès (caps layers) est N_{DC} . Nous supposons que le canal du HEMT est subdivisé en N cellules de longueur Δx , connectées en série. Dans ce contexte, le courant total $J_T(x, t)$ qui traverse chaque cellule est la somme du (i) courant longitudinal $J_T(x - \Delta_x)$ de la cellule voisin et du (ii) courant vertical de la grille $J_g(x, t)$, suivant la loi de conservation du courant de Kirchhoff [26, 27] .

$$J_T(x, t) = J_T(x - \Delta x, t) + J_g(x, t) \quad (2.30)$$

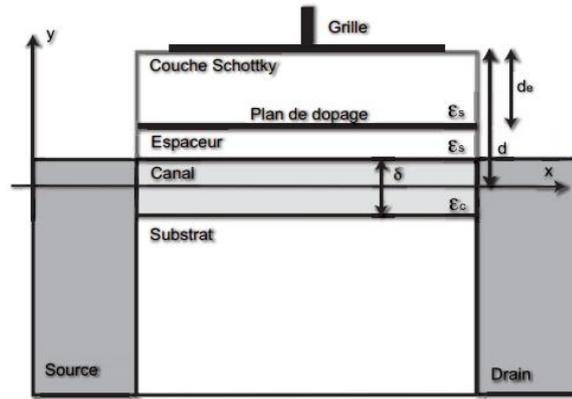


Figure 2.3 – Représentation schématique d'un HEMT avec, de haut en bas : la grille, la couche Schottky (d'épaisseur d_e et de constante diélectrique ϵ_s), le plan de dopage, l'espaceur (d'épaisseur $d - d_e - \delta/2$ et de constante diélectrique ϵ_s), le canal (d'épaisseur δ et de constante diélectrique ϵ_c) et le substrat. La distance entre la grille et le centre du canal (distance grille-canal) est d . La largeur du transistor (dimension non représentée) est W .

Où le courant longitudinal dans le canal vaut

$$J_T(x, t) = J_c^{driff}(x, t) + J_c^{disp}(x, t) \quad (2.31)$$

Le premier terme de l'équation 2.31 correspond au courant de conduction $J_c^{driff}(x, t)$ (dérive), alors que le deuxième terme $J_c^{disp}(x, t)$ est le courant de déplacement (capacitif). Nous supposons qu'aucun porteur libre ne circule entre la grille et le canal, le courant vertical de grille se limite donc à un courant de déplacement $J_g^{disp}(x, t)$. Le courant de déplacement dans le canal $J_c^{disp}(x, t)$ est déterminé par la capacité géométrique intrinsèque de la cellule :

$$C_c = \frac{\epsilon_0 \epsilon_c W \delta}{\Delta_x} \quad (2.32)$$

Où ϵ_c et ϵ_0 représentent la constante diélectrique dans le canal et dans le vide respectivement. Le terme du courant de déplacement de la grille $J_g^{disp}(x, t)$ est décrit par la capacité géométrique effective entre grille-cellule du canal :

$$C_g = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s W \Delta_x}{d'(x)} \quad (2.33)$$

Où ϵ_s représente la constante diélectrique dans l'espaceur et $d'(x)$ la distance effective locale entre la grille et la cellule, qui ne coïncide pas nécessairement avec la distance réelle grille-canal à un certain point.

Sous les hypothèses ci-dessus, la composante des courants de déplacement est décrite comme :

$$J_i^{disp}(x, t) = -C_i \frac{\partial}{\partial t} \begin{cases} [V(x + \Delta_x, t) - V(x, t)], & \text{pour } i = c \\ V_g - \tilde{V}(x, t), & \text{pour } i = g \end{cases} \quad (2.34)$$

où $V(x, t)$ est le potentiel le long du canal, V_g la tension de la grille et $\tilde{V}(x, t) = 0.5[V(x + \Delta_x, t) + V(x, t)]$ le potentiel moyen dans la cellule. Nous remplaçons l'éq. (2.34) et l'éq. (2.31) dans l'éq. 2.30) et nous obtenons la représentation discrète (dans l'espace) de l'équation de la conservation du courant total dans le canal, que l'on écrit

$$\left[J_c^{driff}(x, t) - C_c \frac{\partial}{\partial t} [V(x + \Delta_x, t) - V(x, t)] \right] = \left[J_c^{driff}(x - \Delta_x, t) - C_c \frac{\partial}{\partial t} [V(x, t) - V(x - \Delta_x, t)] \right] - C_g \frac{\partial}{\partial t} [V_g - \tilde{V}(x, t)] \quad (2.35)$$

Multiplions l'équation (2.35) par $(1/\Delta_x)$ et arrangeons les termes similaires. Alors :

$$\frac{J_c^{driff}(x, t) - J_c^{driff}(x - \Delta_x, t)}{\Delta_x} = \frac{\partial}{\partial t} \left[C_c \Delta_x \frac{V(x + \Delta_x, t) - 2V(x, t) + V(x - \Delta_x, t)}{\Delta x^2} \right] - \frac{C_g}{\Delta x} [V_g - \tilde{V}(x, t)] \quad (2.36)$$

En faisant usage de l'équation de continuité, c'est à dire la première équation du système (2.29) avec $J_c^{driff}(x, t) = qn(x, t)v(x, t)$, en injectant l'équation (2.34), en considérant la limite $\Delta_x \rightarrow 0$ et en normalisant le courant à la section transversale du canal $S = W \delta$, l'équation (2.36) s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[-qn(x, t) + \epsilon_0 \epsilon_s \frac{V_g - \tilde{V}(x, t)}{d'(x) \cdot \delta} - \epsilon_0 \epsilon_s \frac{\partial^2}{\partial x^2} V(x, t) \right] = 0 \quad (2.37)$$

L'intégration de l'équation (2.37) nous donne l'équation de Poisson pseudo-2D dans le cas général :

$$\epsilon_0 \epsilon_s \frac{V_g - \tilde{V}(x, t)}{d'(x) \cdot \delta} - \epsilon_0 \epsilon_s \frac{\partial^2}{\partial x^2} V(x, t) = \rho(x, t) \quad (2.38)$$

avec $\rho(x, t) = [n(x, t) - N'_D(x)]$ la densité de charge électrique dans le canal et $N'_D(x)$ la constante d'intégration représentant la densité effective de donneurs.

La nouvelle équation de Poisson prend en compte l'effet de la tension grille-source V_g et le potentiel drain-source $V(x, t)$ dans le HEMT (le premier et le deuxième membre de l'équation (2.38)). Il convient aussi de souligner que nous pouvons décrire deux cas limites à cette dernière équation : les expressions engendrées sont alors largement utilisées dans la théorie d'études des structures n^+nn^+ et canal du HEMT.

— La première relation correspond à la limite d'un canal infiniment étroit ($\delta \rightarrow 0$). Dans ce cas, en négligeant la dérivée de seconde ordre dans l'équation de Poisson et supposant que la densité des charges surfaciques $\rho^{2D}(x, t) = \rho(x, t)\delta$, on retrouve l'approximation du canal graduel de l'équation de Poisson [28]

$$C_g (V_g - \tilde{V}(x, t)) = \rho^{2D}(x, t) \quad (2.39)$$

Utilisée dans le modèle analytique de Dyakonov et Shur [21].

— La deuxième limite correspond au cas opposé (sans grille), quand $d'(x)$ et/ou $\delta \rightarrow 0$. L'effet de champ de la grille disparaît : on omet le premier terme de l'équation de Poisson (2.38) et l'on obtient le cas trivial de l'équation de Poisson 1D :

$$\epsilon_0 \epsilon_s \frac{\partial^2 V(x, t)}{\partial x^2} = \rho(x, t) \quad (2.40)$$

L'équation ci-dessus est largement utilisée pour la modélisation de structures n^+nn^+ et de diodes 1D [29].

2.4.2.1 Application du modèle pseudo-2D à un HEMT :

Nous considérons qu'un transistor HEMT contient deux régions d'accès (région drain et région source), la région sous grille et deux portions de canal sans grille, comme celle représenté sur la figure 2.3. Nous allons décrire l'équation de Poisson dans chaque région du transistor et donner une estimation des grandeurs qui demeurent inconnues dans l'équation de Poisson $d'(x)$ et $N'_D(x)$.

— Pour les caps layers (les régions d'accès drain et source) dopés N_{Dc} , nous utilisons le deuxième cas limite de l'équation de Poisson (2.40) et nous choisissons $N'_D(x) = N_{Dc}$.

— Pour la région du canal sous grille, nous utilisons l'équation de Poisson pseudo-2D (2.38) avec $d'(x) = d$ la distance grille-canal et $N'_D(x) = N_{Dg} = n^{3D} + \frac{d_e}{\delta \cdot d} N_{2D}^+ \approx \frac{d_e}{\delta \cdot d} N_{2D}^+$.

Le canal du HEMT est non dopé ($n^{3D} \ll \frac{d_e}{\delta \cdot d} N_{2D}^+$).

— Pour les régions du canal sans grille, nous avons $d'(x) \rightarrow 0$ et nous utilisons le deuxième cas limite de l'équation de Poisson (2.40).

La valeur de la concentration effective devient $N'_D(x) = n^{3D} + \frac{N_{2D}^+}{\delta} \approx \frac{N_{2D}^+}{\delta} \approx \frac{d}{d_e} N_{Dg}$.

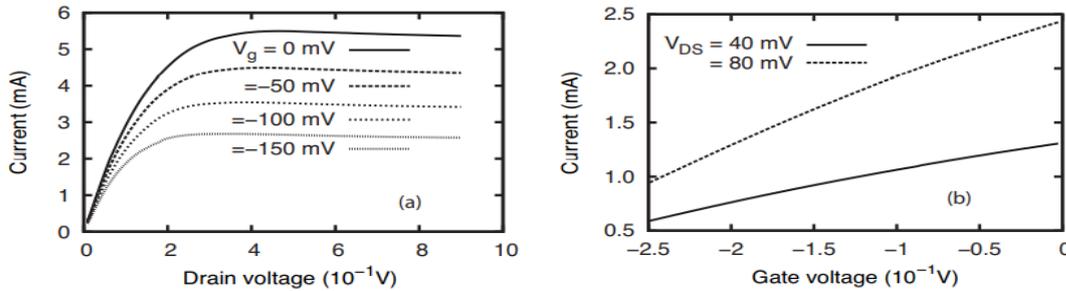


Figure 2.4 – (a) Courant du drain du HEMT en fonction de la tension drain-source pour différentes tensions de grille et (b) de la tension de grille pour $V_{DS} = 40$ et 80 mV.

Afin de faire une première vérification de la validité du modèle hydrodynamique pseudo 2D, nous l'appliquons à un HEMT à base de InGaAs composé d'un canal de longueur $L_g = 300$ nm. La région sous grille, située au milieu du canal, est de longueur $L_g^{sous} = 300$ nm. Le canal du HEMT est encadré par deux portions de zone d'accès (caps layers drain et source) de longueur $L_c = 200$ nm et dopées à $N_{Dc} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La concentration surfacique des atomes donneurs dans le plan de dopage vaut $N_{2D}^+ = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, $n^{3D} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $\delta = 5$ nm, $d_e = 12$ nm et $d = 17$ nm (définis et représentés sur la figure 2.3). Nous calculons les principaux paramètres de transport : concentration électrique, la vitesse moyenne des électrons et champs électrique, ainsi que la caractéristique courant-tension.

La figure 2.4 donne les allures de courant en fonction des tensions appliquées aux électrodes du transistor HEMT. Le volet (a) représente la caractéristique $I = f(V_{DS})$ pour différentes tensions de la grille V_g . Le régime ohmique s'étend sur la plage de faibles tensions V_{DS} , suivi par un régime de saturation, comme cela a été mis en évidence dans les références [25, 30,31]. Sur la figure 2.5, nous représentons les profils de concentration, champ électrique et vitesse des électrons le long du dispositif, pour une tension de la grille $V_g = -10$ mV et pour différentes tensions de drain-source V_{DS} . L'augmentation de tension de polarisation provoque l'apparition d'une région d'accumulation des électrons sous la grille et par suite engendre une élévation du champ électrique. Plus la tension appliquée est grande, plus le champ électrique dans la zone active est importante. Ceci explique l'apparition des pics de survitesse (Fig. 2.5 (c)).

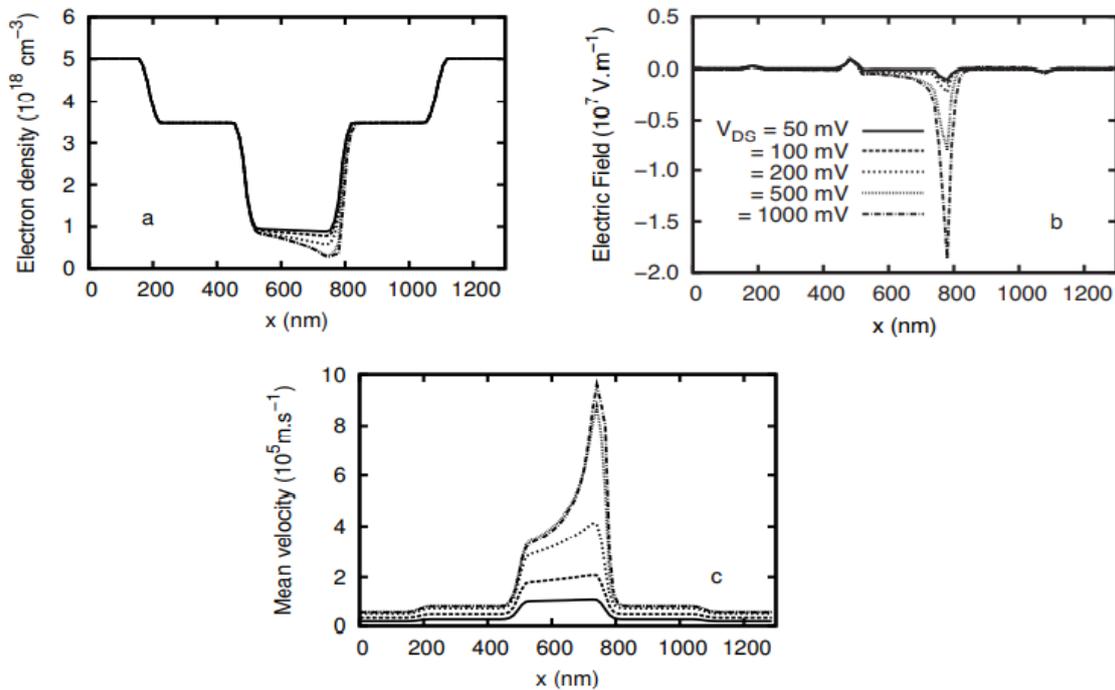


Figure 2.5- profil dans la direction x du transport électronique (a) de la densité de porteurs, (b) du champ électrique et (c) de la vitesse moyenne des électrons. La source se trouve à gauche et le drain à droite.

En somme, les résultats discutés antérieurement montrent effectivement que le modèle hydrodynamique pseudo-2D est capable de décrire le comportement de transport électronique dans les nano-dispositifs, plus précisément dans les HEMT.

2.4.2.2 Modélisation de l'excitation THz :

L'excitation électromagnétique THz est décrite comme l'ont supposé Dyakonov et Shur d'un côté et Veksler de l'autre dans leurs modèles respectifs [22, 16] (voir la figure 2.6).

Un rayonnement THz capté par une antenne placée sur la grille est simulé par composante harmonique $\Delta V_g(t)$ du potentiel de la grille :

$$V_g = V_{g0} + \Delta V_g(t) \quad (2.41)$$

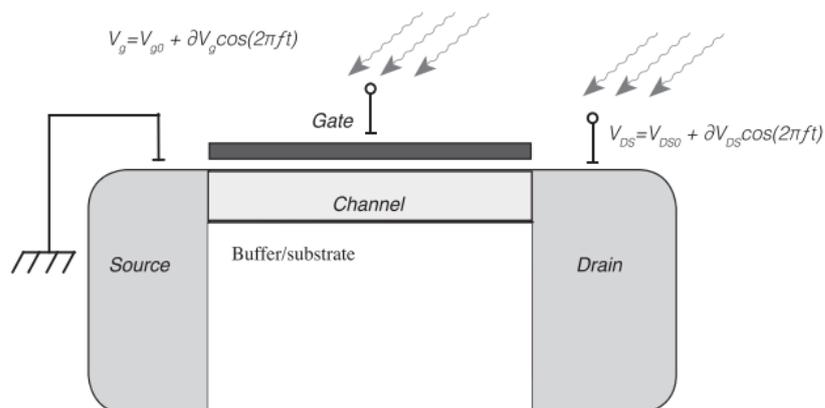


Figure 2.6 – HEMT sous un signal électrique THz détecté par la grille et/ou le drain.

Où V_{g0} est la tension grille-source appliquée sur le HEMT. Le terme de l'excitation THz est

$$\Delta V_g(t) = \delta V_g \cos(2\pi f t) \quad (2.42)$$

Avec f la fréquence du signal incident, δV_g l'amplitude du signal THz capté par l'antenne de la grille. L'expression (2.41) peut être injectée directement dans l'équation de Poisson (3.38).

De même, l'excitation électromagnétique THz captée par une antenne placée sur le drain est :

$$V(x = L, t) = V_{DS} = V_{DS0} + \Delta V_{DS}(t) \quad (2.43)$$

Où $\Delta V_{DS}(t) = \delta V_{DS} \cos(2\pi f t)$ est la composante harmonique de l'excitation THz, V_{DS} et V_{DS0} sont respectivement la tension drain-source appliquée sur le HEMT en tenant compte de l'excitation THz et la tension drain source à l'obscurité. L'expression (2.43) est utilisée comme une condition au limite (pour $x = L$, $V(x, t) = V_{DS}$) lors de la résolution de l'équation de Poisson.

2.5 Algorithme numérique :

Notre problème est de résoudre les équations du modèle hydrodynamique (2.29) couplées avec l'équation de Poisson pseudo-2D (2.38). Pour cela, nous avons choisi de développer un algorithme de type différences finies en Fortran. Nous utilisons un maillage de N_x cellules, où Δx est le pas d'espace et Δt le pas sur le temps. On introduit les variables discrètes i et j telles qu'une grandeur physique $X(x, t)$ dans l'espace réel s'écrit dans l'espace discret $X_{i,j} = X(i.\Delta x, j.\Delta t)$. Les dérivées dans l'espace discret de la grandeur $X(x, t)$ par rapport au temps et par rapport à l'espace s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial X(x, t)}{\partial t} = \frac{X_{i+1,j} - X_{i,j}}{\Delta t} \\ \frac{\partial X(x, t)}{\partial x} = \frac{X_{i,j} - X_{i,j-1}}{\Delta x} \end{array} \right. \quad (2.44)$$

En généralisant la même formule de dérivée sur toutes les grandeurs physiques, on obtient les équations numériques du modèle hydrodynamique pseudo 2D :

$$\left\{ \begin{array}{l} n_{i,j+1} = n_{i,j} - \Delta t \left[v_{i,j} \frac{n_{i,j} - n_{i-1,j}}{\Delta x} + n_{i,j} \frac{v_{i,j} - v_{i-1,j}}{\Delta x} \right] \\ v_{i,j+1} = v_{i,j} - \Delta t \left[v_{i,j} \frac{v_{i,j} - v_{i-1,j}}{\Delta x} - \frac{\delta v^2 n_{i,j} - n_{i-1,j}}{n_{i,j}} \frac{q E_{i,j}}{m^*} - v_{(i,j)} v_v \right] \\ \varepsilon_{i,j+1} = \varepsilon_{i,j} - \Delta t \left[v_{i,j} \frac{v_{i,j} - v_{i-1,j}}{\Delta x} - \frac{\delta v^2 n_{i,j} - n_{i-1,j}}{n_{i,j}} \frac{q E_{i,j} v_{i,j}}{m^*} - (\varepsilon_{(i,j)} - \varepsilon_0) v_v \right] \\ \varepsilon_0 \varepsilon_s \frac{V_{i,j} - \bar{V}_{i,j}}{d} - \varepsilon_0 \varepsilon_c \frac{V_{i+1,j} - 2V_{i,j} + V_{i-1,j}}{\Delta x^2} = n_{i,j} - N'_{Di} \\ E_{i,j} = - \frac{V_{i,j} - V_{i,j-1}}{\Delta x} \end{array} \right. \quad (2.45)$$

Les paramètres de sortie du modèle HD pseudo-2D sont : la concentration électronique $n_{i,j}$, la vitesse des porteurs $v_{i,j}$, l'énergie des particules $\varepsilon_{i,j}$, le champ électrique $E_{i,j}$, le potentiel $V_{i,j}$ et le courant total $J_{i,j}^T$. Ce dernier étant la somme du courant de conduction et de déplacement

$$J_{i,j}^T = e n_{i,j} v_{i,j} + \varepsilon_0 \varepsilon_c \frac{E_{i,j} - E_{i,j-1}}{\Delta t} \quad (2.46)$$

Et il s'agit du paramètre physique plus important parce qu'il est mesurable expérimentalement.

2.5.1 Conditions aux limites :

Pour entamer la résolution numérique, on obtient les conditions initiales en faisant tendre le pas de temps vers 0. En revanche, notre système d'équation numérique (2.45) n'est que pour

$1 < i < N_x$, et il est nécessaire de définir des conditions aux limites. On peut choisir indifféremment :

$n_{i,1} = N'_{Di}$, la concentration du dopage dans chaque région ;

- $n_{1,j} = n_{2,j}$, $n_{N_x,j} = n_{N_x-1,j} = N_{DC}$, la condition de von Neumann sur le profil de la concentration $\frac{\partial n_{1,j}}{\partial t} = \frac{\partial n_{N_x,j}}{\partial t} = 0$;

- $n_{1,j} = 2n_{2,j} - n_{3,j} = 2n_{N_x-1,j} - n_{N_x-2,j}$, la condition de Newman sur le gradient de la concentration $\frac{\partial^2 n_{1,j}}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 n_{N_x,j}}{\partial t^2} = 0$;

- $\varepsilon_{1,j} = \varepsilon_0$, l'énergie égale à celle à l'équilibre thermique ;

- $v_{1,j} = 0$, pour des électrons sans vitesse initiale ;

- $V_{1,j} = 0$, pour connecter la source à la masse ;

- $V_{N_x,j} = V_{DS}$, pour imposer la tension au drain de l'éq. (2.43)

Comme il n'est pas possible de présager de la vitesse et de l'énergie moyennes aux contacts, nous choisirons pour ces grandeurs une condition de von Neumann. En effet, l'hypothèse selon laquelle les électrons seraient thermalisés aux extrémités des dispositifs courts n'est pas pertinente. Au drain, les porteurs arrivent avec une énergie plus ou moins importante en fonction de la tension appliquée.

A l'extrémité côté source, les électrons peuvent être injectés avec une énergie moyenne égale à l'énergie thermique, en supposant que le gaz électronique présent à proximité du contact de source soient à l'énergie thermique.

2.5.2 Description de l'algorithme :

Nous devons résoudre de manière auto-consistante les équations de transport et l'équation de Poisson. L'algorithme utilisé est présenté sur la figure 2.7. À chaque pas de temps, on calcule les grandeurs $n_{i,j}$, $v_{i,j}$, $\varepsilon_{i,j}$, $E_{i,j}$, $V_{i,j}$ et $J_{i,j}^T$ en tout point du maillage à partir des échantillons déterminées à l'itération précédente. Les profils sont ensuite prolongés grâce aux conditions aux limites choisies. Les nouveaux paramètres de transport m^* , v_v , v_ε , $\overline{\delta v^2}$ et $\overline{\delta v \delta \varepsilon}$, sont ensuite calculés en tout point à partir de $\varepsilon_{i,j}$ par interpolation des données issues du simulateur MC. La nouvelle distribution de charges donne, par résolution de l'équation de Poisson, et la cartographie du champ électrique qui sera utilisée au pas suivant de l'algorithme.

2.6 Conclusion :

La résolution des équations de conservation unidimensionnelles permet d'étudier les paramètres physiques du transport, mais que le couplage de ces équations avec une équation de Poisson est nécessaire pour mettre en jeu une grandeur physique très importante : le champ électrique. Dans ce chapitre, nous avons élaboré un modèle HD pseudo-2D se basant sur les équations hydrodynamiques couplées avec l'équation de Poisson rendant compte à la fois du champ transverse dû à la grille et du champ longitudinal dû à la polarisation drain-source. D'autre part, nous avons négligé le phénomène de génération-recombinaison. Notre modèle est composé des équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial nv}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial t} = -v \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial x} [n \delta v^2] - \frac{q \cdot E}{m^*} + v v_v \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -v \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial x} [n (\delta v \delta \varepsilon)] - q \cdot E_v + (\varepsilon - \varepsilon_0) v_\varepsilon n \\ \varepsilon_0 \varepsilon_s \frac{V_g - \tilde{V}}{d \cdot \delta} - \varepsilon_0 \varepsilon_c \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = n - N'_D \\ E = -\frac{\partial V}{\partial x} \\ J_T = env + \varepsilon_0 \varepsilon_c \frac{\partial E}{\partial t} \end{array} \right. \quad (2.47)$$

Les paramètres d'entrée du modèle HD pseudo-2D sont les taux de relaxations, la masse effective, la variance et la covariance. Ils sont indexés sur l'énergie et calculés par un simulateur MC. Les profils statiques et les caractéristiques courant-tension obtenues par notre modèle HD couplé avec l'équation de Poisson pseudo-2D prouvent la validité de celui-ci.

Pour chaque région du HEMT (région d'accès, région sous la grille, région du canal sans grille), il y a une distance grille-canal d' et une concentration de dopage N'_D bien précises et des paramètres d'entrée (m^* , v_v , v_ε , $\overline{\delta v^2}$ et $\overline{\delta v \delta \varepsilon}$) différentes de celle des autres régions.

Contrairement au modèle analytique déjà publiés, notre modèle HD pseudo-2D permet :

- La description de l'effet de la tension de la grille du HEMT, Nous verrons l'importance de ceux-ci sur la résonance de plasma ;
- La description de l'effet du fort champ longitudinal, qui peut étouffer l'onde de plasma ;

Chapitre 2 : Modèle hydrodynamique pseudo -2D

- De gradients de densité ou de vitesse, les modèles analytiques supposant des grandeurs physiques uniformes le long du composant ;
- De simuler la détection d'un signal THz capté par une antenne placée sur le drain et/ou sur la grille du HEMT ;
- Etudier l'effet des porteurs chauds via l'équation de conservation de l'énergie moyenne ;
- La contribution des différentes régions du HEMT au phénomène de résonance, ne se limitant pas à un canal seul.

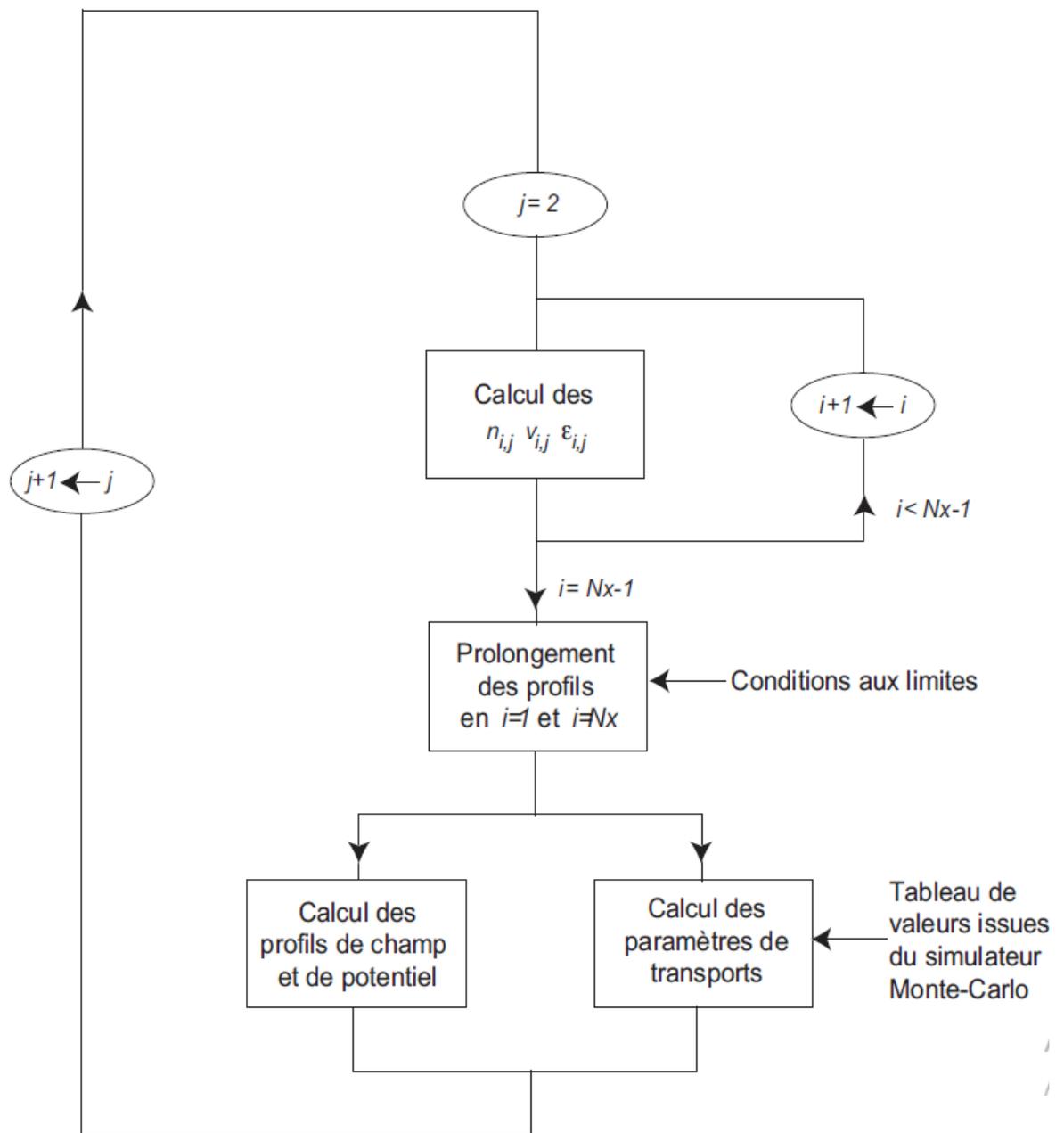


Figure 2.7 – Algorithme HD pseudo 2D utilisé pour nos simulations.

Référence :

- [1] F. Rétif, Fundamentals of statistical and thermal physics. Waveland Pr Inc., 2008.
- [2] J.-M. Rax., Physique des plasmas., Dunod., 2005.
- [3] J.-L. Delcroix and A. Bers, Physique des plasmas., EDP Sciences., 1994.
- [4] P. Noëlle, Physique statistique hors d'équilibre. CNRS Editions , EDP Sciences., 2007.
- [5] J. Piprek., Semi-conducteur Optoelectronic Devices : Introduction to Physics and Simulation. Academic Press., 2003.
- [6] M. Pickering, An Introduction to Fast Fourier Transform Methods for Partial Differential Equations, with Applications. Research Studies Press., 1986.
- [7] W. Van Roosbroeck, "Theory of flow of electrons and holes in germanium and other semiconductors," Bell System Technical Journal, vol. 29, no. 4, pp. 560 – 607, 1950.
- [8] Y. V. Nazarov and Y. M. Blanter, Quantum transport : introduction to nanoscience. Cambridge, UK. New York. Cambridge University Press., 2009.
- [9] P. A. Markowich, The Stationary Semiconductor Device Equations (Computational Microelectronics), vol. 67. WILEY-VCH Verlag, 1987.
- [10] Analysis and simulation of semi-conducteur devices., Siegfried Selberherr. Springer Vienna., 1984.
- [11] N. Metropolis, A. W. Rosenbluth, M. N. Rosenbluth, A. H. Teller, and E. Teller, "Equation of state calculations by fast computing machines," The Journal of Chemical Physics, vol. 21, no. 6, pp. 1087–1092, 1953.
- [12] J.-P. Nougier., III-V Microelectronics. Amsterdam : North-Holland., 1991.
- [13] J. C. Allred and A. Newhouse, "Applications of the monte carlo method to architectural acoustics," The Journal of the Acoustical Society of America, vol. 30, no. 1, pp. 1–3, 1958.
- [14] K. H. Ruei, "Lagrangian solutions of the equations of motion in fluid mechanics by integrating certain types of nonlinear ordinary differential equations," American Journal of Physics, vol. 31, no. 3, pp. 170–176, 1963.
- [15] P. Nouvel, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, D. Gasquet, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruâaaiskis, "Terahertz spectroscopy of plasma waves in high electron mobility transistors," Journal of Applied Physics, vol. 106, no. 1, pp. –, 2009.
- [16] D. Veksler, F. Teppe, A. P. Dmitriev, V. Y. Kachorovskii, W. Knap, and M. S. Shur, "Detection of terahertz radiation in gated two-dimensional structures governed by dc current," Phys. Rev. B, vol. 73, p. 125328, Mar 2006.
- [17] V. Ryzhii, I. Khmyrova, A. Satou, P. O. Vaccaro, T. Aida, and M. Shur, "Plasma mechanism of terahertz photomixing in high-electron mobility transistor under interband photoexcitation," Journal of Applied Physics, vol. 92, no. 10, pp. 5756–5760, 2002.
- [18] V. Ryzhii, I. Khmyrova, and M. Shur, "Terahertz photomixing in quantum well structures using resonant excitation of plasma oscillations," Journal of Applied Physics, vol. 91, no. 4, pp. 1875–1881, 2002. A. P. Dmitriev, A. S. Furman, and V. Y. Kachorovskii, "Nonlinear theory of the current instability in a ballistic field-effect transistor," Phys. Rev. B, vol. 54, pp. 14020–14025, Nov 1996.
- [19] A. Gutin, V. Kachorovskii, A. Muraviev, and M. Shur, "Plasmonic terahertz detector response at high intensities," Journal of Applied Physics, vol. 112, no. 1, pp. –, 2012.
- [20] M. Dyakonov and M. Shur, "Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor :

- New mechanism of plasma wave generation by dc current,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, pp. 2465–2468, Oct 1993.
- [21] S. Rudin, “Temperature dépendance of the nonlinear plasma resonance in gated two-dimensional semiconductor conduction channels,” *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 25, pp. 252101–252101–3, 2010.
- [22] M. Dyakonov and M. S. Shur, “Current instability and plasma waves generation in ungated two-dimensional electron layers,” *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 11, pp. –, 2005.
- [23] V. Gruzauinskis, E. Starikov, P. Shiktorov, L. Reggiani, and L. Varani, “Linear and nonlinear analysis of microwave power generation in submicrometer n+nn+ inp diodes,” *Journal of Applied Physics*, vol. 76, no. 9, pp. 5260–5271, 1994.
- [24] P. Ziad, H. Marinchio, T. Laurent, G. Sabatini, Z. Kallassy, C. Palermo, and L. Varani, “Hydrodynamic study of terahertz three-dimensional plasma resonances in ingaas diodes,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 25, no. 7, p. 075012, 2010.
- [25] S. William., *Static and Dynamic Electricity*. McGraw-Hill Book Company, USA., 1950.
- [26] W and M. P. . Phillips, *Classical Electricity and Magnetism*. Addison-wesley., 1956.
- [27] M. Shur, *GaAs Devices and Circuits*. Plenum, New York., 1987.
- [28] R. W. Hockney and J. W. Eastwood, *Computer simulation using particles*. Bristol : Hilger, 1988.
- [29] R. Gupta, A. Kranti, S. Haldar, M. Gupta, and R. Gupta, “An analytical parasitic resistance dependent id,vd model for planar doped inalas/ingaas/inp hemt using non-linear charge control analysis,” *Microelectronic Engineering*, vol. 60, no. 3â4, pp. 323– 337, 2002.
- [30] R. Gupta, S. K. Aggarwal, M. Gupta, and R. Gupta, “Analytical non-linear charge control model for inalas/ingaas/inalas double heterostructure high electron mobility transistor (dh-hemt),” *Solid-State Electronics*, vol. 49, no. 2, pp. 167 – 174, 2005.

Chapitre 3 :

Détection THz

3.1 Introduction :

Des expériences récentes ont montré la possibilité d'utiliser des transistors à effet de champ (III-V et Si FETs) en tant que dispositifs capables de détecter les radiations THz [1–2]. Dans ce contexte, l'une des stratégies les plus prometteuses réside dans l'approche plasmonique où le mécanisme physique à la base de l'opération THz est l'excitation d'une onde de plasma à partir d'un signal THz incident. De même, d'autres expériences ont étudié la possibilité de détecter une onde électromagnétique THz par une antenne soudée sur la grille ou/et sur le drain du HEMT et, par suite, d'exciter l'onde de plasma dans le canal par ce signal THz incident [3–4].

Ce chapitre est organisé comme suit : dans la première partie, nous nous intéressons à la réponse fréquentielle du courant à une radiation THz détectée par une antenne placée sur l'une ou les deux cathodes du HEMT. Cette première partie est aussi dédiée aux modes de détections, et nous chercherons la meilleure méthode de détecter un signal électrique THz.

Il est admis par les expérimentateurs que le signal THz est mieux détecté par une antenne placée sur la grille du transistor. Nous verrons par la suite que cette idée n'est valable que pour les signaux THz à des fréquences accordées au premier mode de plasma et que la meilleure méthode pour détecter un signal THz incident est une détection simultanée, c'est à dire par deux antennes (l'une étant placée sur la grille et l'autre sur le drain), et avec un déphasage entre les deux signaux THz détectés.

Modes de détection :

Nous appliquons notre modèle hydrodynamique couplé avec l'équation pseudo-2D sur un transistor HEMT à base d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ composé d'un canal sous grille de longueur $L_g = 100$ nm, de largeur $W = 10$ nm, d'épaisseur $\delta = 10$ nm et de concentration de dopage par centimètre cube $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Celui-ci est placé à une distance $d = 10$ nm de la grille, encadré par deux régions de zone d'accès de longueur $L_c = 50$ nm avec un dopage $N_{Dc} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et d'une constante diélectrique $\epsilon_c = 13,40\epsilon_0$. La couche Schottky a une épaisseur $d_e = 12$ nm et une constante diélectrique $\epsilon_s = 11,80\epsilon_0$, où ϵ_0 est la permittivité du vide. Le temps de relaxation des électrons est de l'ordre de $\tau = 2,94 \times 10^{13}$ s, ce qui implique que $\omega\tau > 1$ pour des fréquences qui tendent vers le spectre THz.

Hormis dans cette section, nous étudions des HEMT polarisés de façon optimale de manière à satisfaire l'hypothèse d'amplification des ondes de plasma de Dyakonov-Shur : potentiel au drain et courant à la source fixes. Le paramètre de sortie qui nous intéresse particulièrement est donc la réponse instantanée du courant de drain à une excitation THz, que l'on écrit :

$$I_T(N_x, t) = I_{T0} + \overline{\Delta I_T}(N_x, f) + \Delta I_T(N_x, f) \cos(2\pi f t + \varphi_I) \quad (3.1)$$

La grandeur I_{T0} représente le courant de drain en l'absence d'excitation THz, la valeur $\overline{\Delta I_T}(N_x, f)$ correspond à la partie continue ou valeur moyenne de la réponse du courant à l'excitation THz. Elle représente aussi la partie de la conversion du signal THz en courant (le terme de la détection THz est une grandeur mesurable par un protocole expérimental). $\Delta I_T(N_x, f) \cos(2\pi f t + \varphi_I)$ est la valeur instantanée de la variation du courant de drain, c'est à dire la réponse harmonique du courant. Les grandeurs de l'expression (3.1) peuvent être déterminées à l'aide de la transformation de Fourier du courant $I_T(N_x, t)$.

3.2 Excitation THz détectée par le drain :

Si une antenne soudée sur le drain d'un HEMT capte un signal THz incident de fréquence f , ce dernier excite les ondes de plasma dans le canal du HEMT. Si la fréquence du signal THz incident et la fréquence de l'onde de plasma sont cohérentes, il y a résonance. Dans ce cas, le courant et/ou la tension du drain est maximal : c'est le phénomène de détection.

La figure 5.1 représente la valeur moyenne du courant de drain, l'amplitude du courant de drain et l'amplitude du courant de grille en fonction de la fréquence du signal THz captée par l'antenne du drain (on fixe $\Delta V_g = 0$ et $\delta V_{DS} = 1$ mV), pour une tension grille-source $V_{g0} = -1$ mV, et pour différentes valeurs de la tension de polarisation drain-source V_{DS} . Le spectre du courant de drain pour une tension de drain-source $V_{DS} = 40$ mV montre trois pics de résonance dans le domaine de THz, correspondant aux résonances des modes de plasma. Ces pics peuvent être caractérisés à l'aide de la comparaison de leurs fréquences à celles obtenues en utilisant l'expression théorique tenant compte les conditions aux limites décrites ci-dessus [5] :

$$f_{2D}^p = f_{2D} \frac{1}{\sqrt{1+(p\gamma\pi)^2}} \quad (3.2)$$

Pour des conditions aux limites symétriques (tension au drain et courant à la source fixe), p est un nombre entier impair [6], le facteur $\gamma = C_{DS}/C_g$, où $C_{DS} = \epsilon_c \delta / L_g$ et $C_g = \epsilon_s L_g / d$ sont les capacités surfaciques drain-source et de la grille respectivement. Enfin, f_{2D} est la fréquence fondamentale de plasma 2D mentionnée

Avant de comparer les fréquences de résonance avec la formule analytique du plasma,

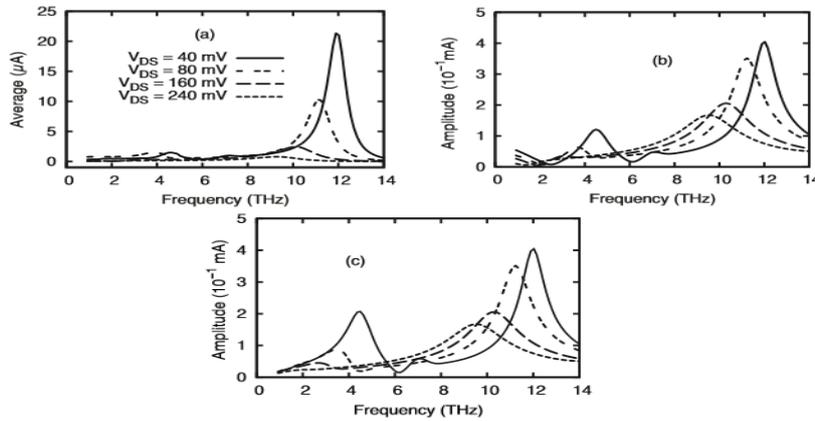


Figure 3.1 – (a) Valeur moyenne, (b) amplitude (harmonique) du courant de drain et (c) amplitude (harmonique) du courant de grille en fonction de la fréquence. L'excitation est captée par le drain du HEMT ($\Delta V_g = 0$ et $\Delta V_{DS} = 1$ mV). On considère une tension grille-source $V_{g0} = -1$ mV et différentes valeurs de la tension de polarisation drain-source V_{DS} .

nous pouvons facilement remarquer sur la figure 3.1 l'existence de pics de plasma 2D et 3D assez évidents pour des valeurs de tensions drain-source V_{DS} comprises entre 40 mV et 240 mV. Notamment, on observe :

- pour $V_{DS} = 40$ mV, $f_{2D}^1 = 4,6$ THz et $f^{3D} = 12$ THz;
- pour $V_{DS} = 80$ mV, $f_{2D}^1 = 3,75$ THz et $f^{3D} = 10,9$ THz;
- pour $V_{DS} = 160$ mV, $f_{2D}^1 = 2,65$ THz et $f^{3D} = 10$ THz.

Pour une tension drain-source $V_{DS} = 240$ mV, nous remarquons que l'onde de plasma 2D est quasiment étouffée.

Il est possible de caractériser les résonances obtenues en comparant les fréquences de résonance à la formule analytique (3.2), ce qui nous donne une fréquence de premier mode impair de plasma 2D voisine de $f_{2D}^1 = 4,7$ THz et une fréquence de deuxième mode impair de plasma 2D autour de $f_{2D}^3 = 7,5$ THz, ce qui correspond bien aux premiers deux pics de plasma observés sur l'allure de la réponse du courant de la figure. 3.1). Par contre, les résonances associées aux modes d'ordres supérieurs à 1 sont de faible facteur de qualité. Ceci s'explique par le fait que les modes d'ordres élevés sont moins excités et que l'effet de champ de grille est de moins en moins ressenti. La série des fréquences de plasma 2D converge vers la fréquence de plasma 3D $f^{3D} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_c}} = 12$ THz, ce qui est la principale différence avec le modèle de Dyakonov-Shur utilisant l'approximation du canal graduel.

Il est clair que les fréquences correspondant au maximum de l'amplitude de la réponse harmonique du courant de drain (figure 3.1 (b)) et de celle du courant de grille (figure 3.1 (c)) coïncident avec les fréquences analytiques des plasma 2D et 3D. Nous concluons que, si les amplitudes de courant (figure 3.1 (b) et (c)) ne sont pas des grandeurs mesurables expérimentalement, elles nous donnent une illustration de la variation des fréquences et des facteurs de qualité des pics de plasma plus claire que l'allure de la valeur moyenne du courant de drain.

3.3 Excitation THz détectée par la grille :

De même que nous avons représenté dans la section précédente, nous étudions la détection d'un signal THz par une antenne placée sur la grille, le HEMT modélisé étant le même que précédemment. Dans ce but, nous représentons sur la figure 3.2 la valeur moyenne et harmonique de la réponse du courant de drain ainsi que l'amplitude de la réponse harmonique du courant de grille du HEMT en fonction de la fréquence du rayonnement THz. Nous considérons une excitation appliquée sur la grille du HEMT ($\Delta V_g = 1$ mV et $\Delta V_{DS} = 0$ mV), pour différentes valeurs de la tension de polarisation drain-source V_{DS} . Les courbes de la réponse du courant à une excitation THz captée par la grille schématisent deux pics bien visibles correspondant aux premiers modes pairs de plasma et un pic de plasma 3D (le pic haute fréquence) .

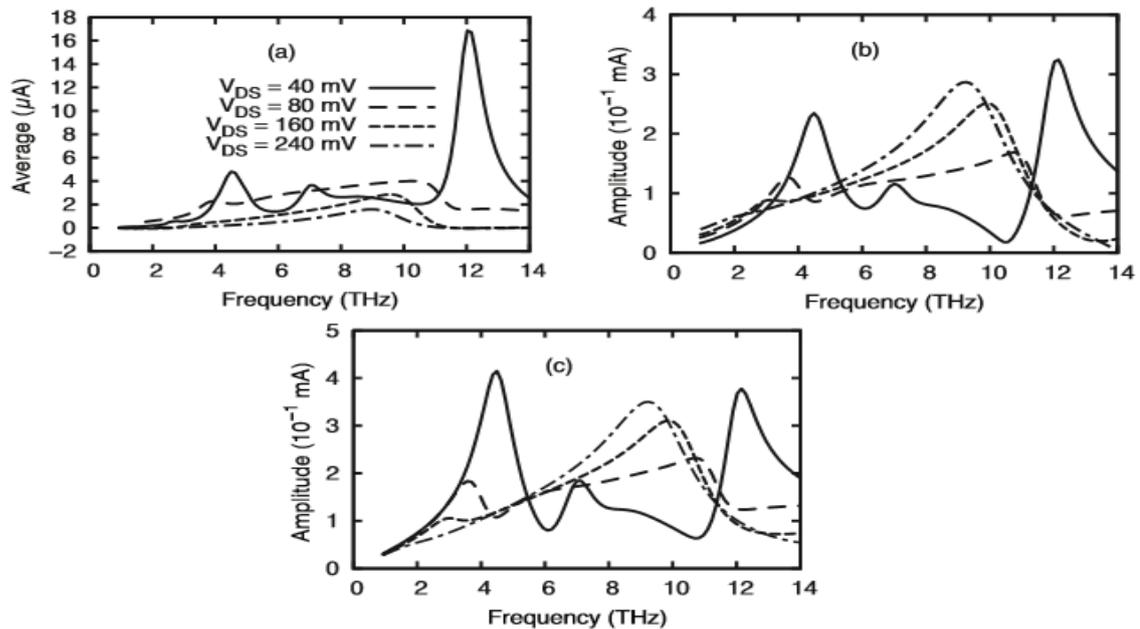


Figure 3.2 – (a) Valeur moyenne, (b) amplitude (harmonique) du courant de drain et (c) amplitude (harmonique) du courant de grille en fonction de la fréquence du signal appliqué. Nous considérons une excitation captée par la grille du HEMT ($\Delta V_g = 1 \text{ mV}$ et $\Delta V_{DS} = 0 \text{ mV}$), une tension grille-source $V_{g0} = -1 \text{ mV}$ et différentes valeurs de la tension de polarisation drain-source V_{DS} .

Pour pouvoir caractériser les résonances de plasma, il est nécessaire tout d'abord de représenter sur la figure 3.3 la réponse du courant en fonction de la position x le long du canal du dispositif pour des fréquences correspondant aux deux premiers pics de plasma 2D et de la fréquence 3D. Nous voyons clairement que la réponse du courant est linéaire dans les régions d'accès (où la densité de porteurs ne varie guère) et sinusoïdale sous la grille.

Nous avons aussi l'effet de l'instabilité des ondes de plasma : pour le premier mode de plasma 2D on a $\lambda = 4L$ et pour le troisième mode de plasma 2D, $\lambda = 4L/3$. Par contre, le mode de plasma 3D a lieu lorsque l'oscillation de l'onde de plasma est trop amplifiée, de sorte qu'elle n'est plus contrôlée par la grille (voir la figure 3.3 pour $f = 12 \text{ THz}$). Notons que la question de la limite de passage par multiplication des modes 2D vers le mode 3D reste ouverte.

Revenons à l'influence de la tension drain-source sur la réponse du courant. D'une part, nous voyons sur la figure correspondant à un mode d'excitation sur la grille (Fig. 3.2) que l'amplitude du pic de résonance de plasma 3D varie de $17 \mu\text{A}$ pour une tension $V_{DS} = 40 \text{ mV}$ à $4 \mu\text{A}$ pour $V_{DS} = 80 \text{ mV}$. Si l'on compare ce résultat avec celui représenté sur la figure 3.1 qui montre que l'amplitude de résonance 3D passe de $22 \mu\text{A}$ pour $V_{DS} = 40 \text{ mV}$ à $11 \mu\text{A}$ pour $V_{DS} = 80 \text{ mV}$, on peut déduire que la différence entre les deux modes de détection (détection par le drain et par la grille) réside dans le fait que la détection par la grille est plus sensible aux tensions de polarisation drain-source V_{DS} .

Par ailleurs, les fréquences de plasma diminuent quand la tension de drain augmente. L'application d'un potentiel crée un champ d'accélération le long de l'ensemble du canal et la génération d'un courant de conduction uniforme $j = env$ dans le canal. Plus la tension appliquée est élevée, plus le champ électrique dans la région du canal est important, ce qui provoque l'augmentation de la vitesse des électrons, et de leur l'énergie. Lorsque la tension drain-source V_{DS} est faible (soit 40 mV), la vitesse v des électrons est plus faible que la vitesse

de plasma s , la condition d'instabilité du plasma est assurée ($s > \nu > 0$), au fur et à mesure que la tension drain-source V_{DS} augmente. Par conséquent, la vitesse des électrons ν augmente et le coefficient de réflexion ($s - \nu$) aux limites du canal peut être inférieur à 1 [7]. Lorsque la tension drain-source V_{DS} est supérieure à 160 mV, les ondes de plasma sont étouffées (ce qui conduit à une augmentation de temps de transit le long du canal $\omega\tau < 1$). On peut ajouter aussi que si les pics de plasma 2D sont rapidement écrasés par l'augmentation de la tension de polarisation drain-source, les ondes de plasma 3D sont toujours excitantes quelle que soit V_{DS} . Ceci est dû au fait que le mécanisme de plasma 3D n'a rien à voir avec la vitesse des électrons, mais dépend en premier lieu de la différence de concentration entre les régions n et n^+ , comme nous allons le voir dans les prochaines sections.

Notons enfin que les allures des réponses de la figure 3.2 sont en bon accord avec celles de la figure 3.1 en terme de fréquences de résonance (2D ou 3D).

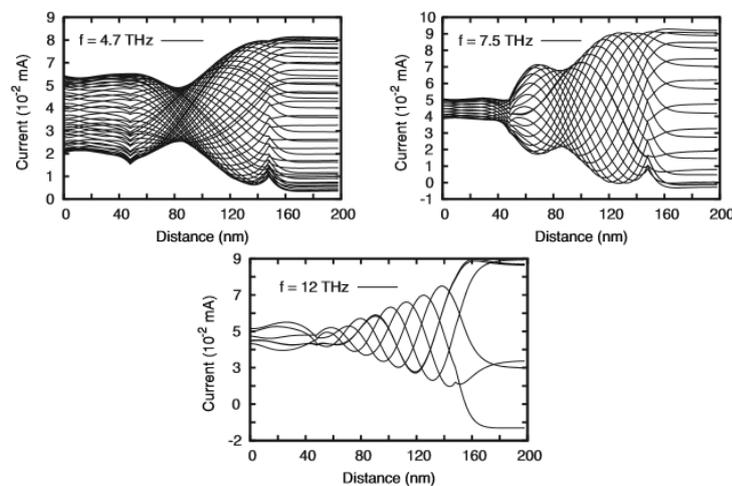


Figure 3.3 – Réponse du courant de drain en fonction de la position x le long du dispositif à différents temps (50 fs séparent chaque courbe) et pour une excitation sur la grille ($\Delta V_g = 1$ mV et $\Delta V_{DS} = 0$ mV), et des fréquences : $f_{2D}^1 = 4,7$ THz, $f_{2D}^3 = 7,5$ THz et $f^{3D} = 12$ THz. On fixe $V_{DS} = 40$ mV et $V_g = -1$ mV.

3.4 Excitation THz simultanée :

Pour compléter notre analyse des différents modes de détection, après avoir étudié la détection par le drain et par la grille du HEMT, nous étudions dans cette section la détection par deux antennes : chacune est placée sur une électrode et c'est ce que l'on appelle la détection simultanée.

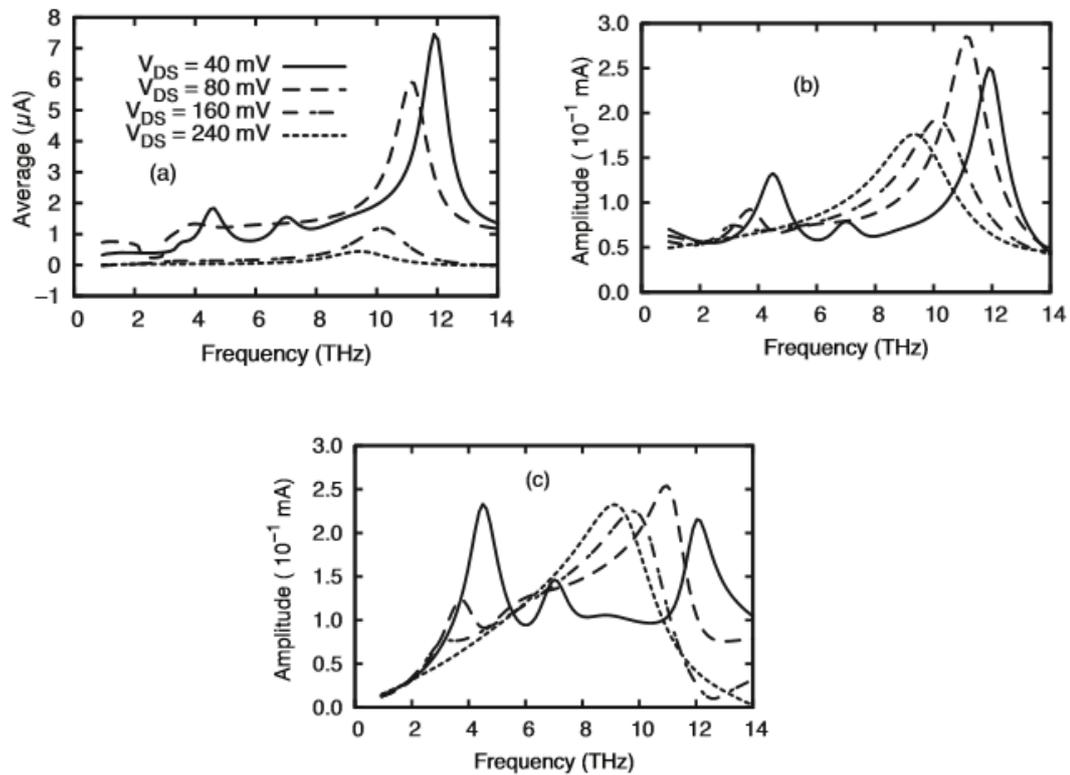


Figure 3.4 – (a) Valeur moyenne du courant de drain, (b) l’amplitude du courant de drain et (c) l’amplitude du courant de grille en fonction de la fréquence du signal appliquée. Pour une excitation simultanée ($\Delta V_g = 1$ mV et $\delta V_{DS} = 1$ mV), une tension grille-source $V_{g0} = -1$ mV et différentes valeurs de la tension de polarisation drain-source V_{DS} .

La figure 3.4 schématise la réponse du courant à température ambiante, en fonction de la fréquence du signal THz incident pour une excitation simultanée ($\Delta V_g = 1$ mV et $\Delta V_{DS} = 1$ mV), une tension de polarisation grille-source $V_g = -1$ mV et différentes tensions de polarisation drain-source V_{DS} . Les courbes de la réponse continue et de la réponse harmonique du courant de drain à une excitation simultanée représentent les mêmes allures que celles des autres réponses représentées précédemment. La tension de polarisation drain-source V_{DS} fait varier le facteur d’amplification de l’onde de plasma. D’après la théorie de Dyakonov-Shur, pour une vitesse uniforme le long du canal, le maximum d’amplification est atteint pour une vitesse moyenne optimale $v = 0,65s$. La fréquence de résonance est de plus inversement proportionnelle au temps de transit des électrons [8].

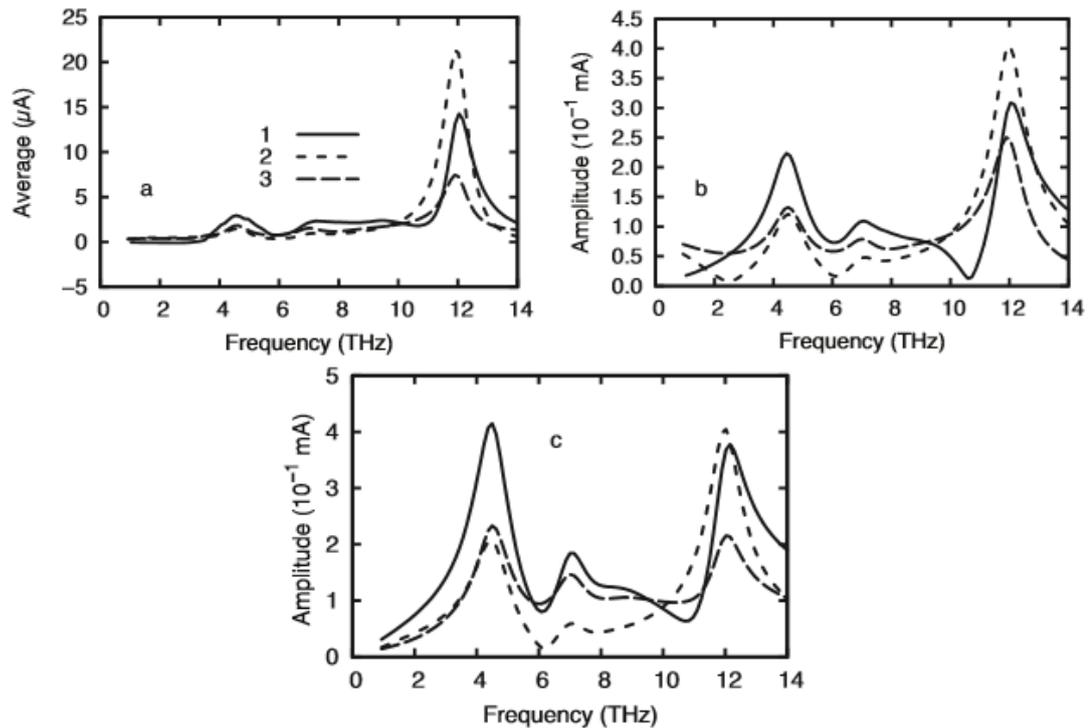


Figure 3.5 – (a) Valeur moyenne, (b) amplitude (harmonique) du courant de drain et (c) amplitude (harmonique) du courant de grille en fonction de la fréquence du signal appliquée pour : (1) une excitation THz captée par la grille; (2) une excitation THz captée par le drain et (3) une excitation THz simultanée. On considère une tension grille-source $V_{g0} = -1$ mV et différentes valeurs de la tension de polarisation drain-source V_{DS} .

Nous pouvons faire une analyse comparative entre les différents modes d'excitation (excitation sur la grille, sur le drain et simultanée). Dans cette perspective, nous représentons sur la figure 3.5 la réponse continue et la réponse harmonique du courant de drain en fonction de la fréquence du signal THz incident pour une excitation détectée par la grille, par le drain et pour une détection simultanée. Nous pouvons observer que le domaine des fréquences de résonance 2D (de 3 THz à 8 THz) est mieux excité par le mode de détection par la grille du HEMT, et que la fréquence de résonance 3D (autour de 12 THz) est gouvernée par une excitation du drain. Enfin, que les valeurs des fréquences de résonance, que ce soit pour des ondes de plasma 2D ou bien 3D, sont les mêmes pour les trois modes de détection (voir la figure 3.5). Ce résultat peut être interprété par le fait que le mécanisme d'excitation des ondes de plasma dans un canal HEMT ne dépend que de paramètres statiques du dispositif (tension de polarisation, concentration des porteurs dans les régions, longueurs des régions, *etc.*), comme nous allons voir dans la section suivante.

3.5 Excitation THz simultanée avec déphasage :

Nous avons vu dans la section précédente que la plage des fréquences de plasma 2D est gouvernée par une excitation THz sur la grille. Cela reste vrai tant que les plasma 2D sont produites sous la grille (comme nous allons voir dans le chapitre suivant).

Par contre, le domaine de fréquences 3D est mieux excité par le mode de détection par le drain du fait que ces ondes de plasma ont lieu quand l'oscillation est assez rapide et, par suite,

elle est incontrôlable par la grille (voir la figure 3.3 pour $f = 12$ THz). Ces résultats ouvrent la voie à une question très intéressante : pourquoi le mode de détection simultanée n'est-il pas fiable? Dans la section en cours, nous essayons de répondre à cette question et d'aller plus loin, afin de découvrir un nouvel modèle de détection plus efficace.

En premier temps, on calcule l'angle de déphasage entre le signal d'excitation THz et la réponse du courant à cette excitation THz, pour les deux modes de détection, sur le drain et sur la grille, à l'aide de la transformée de Fourier (voir l'équation (3.1)). Pour calculer le déphasage entre la réponse du courant à une excitation THz captée par le drain et la réponse du courant à une excitation THz captée par la grille, il suffit de soustraire les deux angles de déphasages calculés auparavant.

La figure 3.6 reporte l'angle de déphasage entre l'excitation du signal THz et la réponse du courant de drain du HEMT pour les modes de détection drain et grille en fonction de la fréquence du signal THz pour des tensions de polarisation $V_{DS} = 40$ mV et $V_{g0} = -1$ mV. La courbe (3) représente l'angle de déphasage entre la réponse du courant à une excitation THz sur la grille et la réponse du courant à une excitation THz sur le drain. Les courbes (1) et (2) montrent que le l'angle de déphasage entre le signal THz incident et la réponse du courant présentent un comportement non-linéaire par rapport à la fréquence. Cela peut être interprété comme suit : la réponse du courant de drain du HEMT inclue des courants capacitifs, reportés dans l'équation (2.34), plus précisément le terme de la dérivée des tensions $\delta V_g \cos(2\pi ft)$ et $\delta V_{DS} \cos(2\pi ft)$. Cela introduit un déphasage non-linéaire par rapport à la fréquence entre le signal THz incident modélisé par la composante harmonique du potentiel (voir les équations (2.41) et (2.43)) et la réponse du courant de drain, montrant que l'angle de déphasage est proportionnel à l'inductance du HEMT. Une remarque plus.

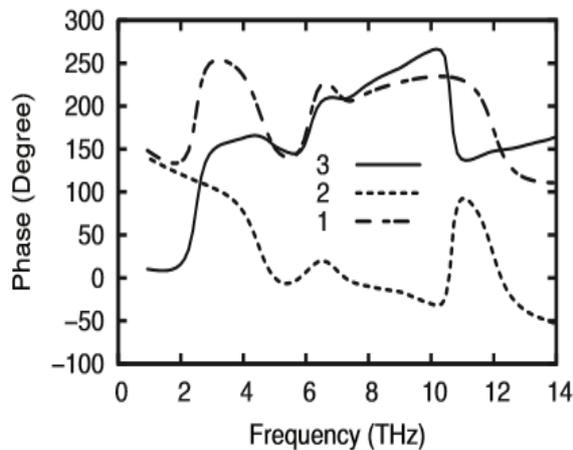


Figure 3.6 – Angle de déphasage entre la réponse du courant de drain et le signal d'excitation THz en fonction de la fréquence des radiations THz pour (1) une excitation THz sur le drain, (2) une excitation THz sur la grille. La courbe (3) représente la différence entre les deux quantités.

Intéressante vient de la courbe (3) qui peut répondre à la question posée en préambule de la section. On peut déduire que la réponse du courant de drain à une excitation THz sur la grille et la réponse du courant de drain à une excitation THz sur le drain sont presque déphasées, approximativement autour de 200° pour l'intervalle de fréquences allant de 6 THz à 11 THz, et autour de 150° environ pour la plage des fréquences de résonance 2 D et 3D, ce qui est

vraiment désavantageux pour la détection et qui explique que l'onde plasma est légèrement excitée par le mode de détection simultanée (voir la courbe 3, figure 3.5).

Dans le but de mieux exciter l'onde de plasma dans le canal du HEMT et par suite d'atteindre l'objectif d'améliorer la détection THz simultanée, nous introduisons un angle de déphasage ϕ entre le signal THz détecté par l'antenne placée sur la grille et celui capté par l'antenne soudée sur le drain du HEMT. Cela donne naissance à une cohérence entre les réponses du courant pour chaque mode d'excitation, le déphasage entre les modes de détection drain et celui de la grille, qui est décrit comme suit :

$$\begin{cases} \Delta V_{DS} = \delta V_{DS} \cos(2\pi f t) & \text{pour un signal THz capté par drain} \\ \Delta V_g = \delta V_g \cos(2\pi f t + \phi) & \text{pour un signal THz capté par le grille} \end{cases} \quad (3.3)$$

La figure 3.7 schématise la valeur moyenne, l'amplitude de la réponse harmonique du courant de drain et l'amplitude du courant de grille du HEMT pour un mode d'excitation THz simultanée en fonction de la fréquence du signal THz. On considère une tension de polarisation drain-source $V_{DS} = 40$ mV, une tension de grille $V_{g0} = -1$ mV et différentes valeurs d'angles de déphasage ϕ entre le signal appliqué sur le drain et celui appliqué sur la grille du HEMT. Nous remarquons que les pics les plus bas (pics de résonance 2D) et le plus haut sommet (le pic de résonance 3D) restent fixés sur les valeurs respectives des 4,7 THz et 12 THz, car les propriétés de l'excitation de l'onde de plasma dans les transistors HEMT ne dépendent que de paramètres statiques tels que la longueur de grille, la concentration, la tension de polarisation grille-source V_{g0} et drain-source V_{DS} . Nous remarquons aussi sur la figure 3.7 (a) que le pic correspondant au premier mode de plasma 2D, qui coïncide avec la fréquence de 4,7 THz, passe approximativement de 1,5 μ A d'amplitude pour un angle de déphasage $\phi = 0$ rad à environ 15 μ A d'amplitude pour un angle de déphasage $\phi = 3\pi/4$ rad. Nous remarquons aussi que le pic de résonance de plasma 3D qui coïncide avec la fréquence de 12 THz passe d'environ 7 μ A d'amplitude pour un angle de déphasage $\phi = 0$ rad à 75 μ A d'amplitude pour un angle de déphasage $\phi = 3\pi/4$ rad. Nous pouvons déduire que l'on améliore la détection d'un rapport dix par rapport à une détection classique (sans déphasage).

En ce qui concerne l'amplitude du courant de drain et l'amplitude du courant de grille reportées sur les figures 3.7 (b) et 3.7 (c), respectivement, nous observons un comportement similaire à celui relevé pour les allures de la valeur moyenne du courant de drain. En ce qui concerne la réponse harmonique du courant de drain, l'amplitude du pic de plasma 2 D varie de 1,2 μ A pour un angle de déphasage $\phi = 0$ rad à 4 μ A pour $\phi = 3\pi/4$ rad et, pour la réponse harmonique du courant de grille, le maximum du pic 2D passe de 2 μ A pour une excitation simultanée sans déphasage à 6,5 μ A pour $\phi = 3\pi/4$ rad. De la même façon, le maximum du pic de plasma 3D pour une réponse harmonique du courant de drain varie de 3,6 μ A pour $\phi = 0$ rad à 7,4 μ A pour $\phi = 3\pi/4$ rad. En ce qui concerne la réponse harmonique du courant de grille, l'amplitude de pic 3D varie de 2,1 μ A pour $\phi = 0$ rad à 6,4 μ A pour $\phi = 3\pi/4$ rad. Comme nous l'avons déjà mentionné, la réponse harmonique du courant n'est pas une grandeur facilement mesurable expérimentalement. En revanche, grâce à la simulation, elle nous permet d'avoir un relief du comportement des pics et donne accès au facteur de qualité des résonances de plasma 2D. Les figures de l'amplitude du courant de drain et de l'amplitude du courant de grille montrent un facteur de qualité très pertinent : nous observons des pics de plasma 2D très étroits. Aussi, nous concluons que la détection simultanée avec déphasage est plus efficace que les modes de détection classiques.

On peut remarquer que la réponse du courant de drain à une excitation THz augmente

Systématiquement avec l'angle de déphasage. Pour la région de fréquences allant de 6 à 10 THz, la réponse du courant de drain est maximale pour un angle de phase égal à $\pi/2$ rad et, pour le reste de la région du spectre de fréquences, elle est maximale pour un angle de phase égal à $3\pi/4$ rad. Les spectres correspondant à un mode d'excitation simultanée avec un angle de déphase égal à $3\pi/4$ rad (figure 3.7) donnent un bon résultat par rapport aux modes d'excitation par la grille par le drain représentés sur la figure 3.5.

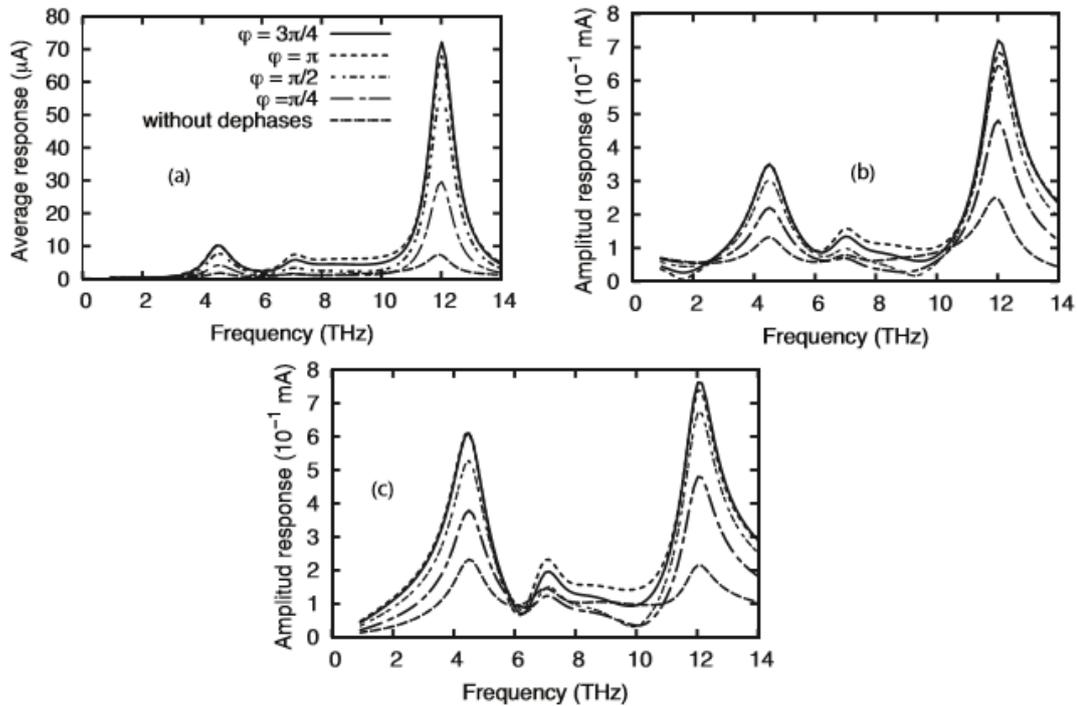


Figure 3.7 – (a) Valeur moyenne, (b) amplitude (harmonique) du courant de drain et (c) amplitude (harmonique) du courant de grille en fonction de la fréquence du signal appliquée, pour un mode de détection THz simultanée ($\delta V_g = -1$ mV et $\delta V_{DS} = 1$ mV), une tension grille-source $V_{g0} = -1$ mV, $V_{DS} = 40$ mV, et pour différentes valeurs de l'angle de déphasage ϕ entre le signal détecté par la grille et celui détecté par le drain du HEMT.

3.6 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons effectué dans un premier temps une étude exhaustive et une analyse numérique des résonances de plasma 2D dans un transistor HEMT à base d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ soumis, à température ambiante, à une excitation électrique aux fréquences THz. Pour cela, nous avons calculé la réponse du courant de drain à une excitation THz détectée par l'antenne de la grille, par celle du drain, et par les deux antennes. Nous avons vu qu'une radiation THz détectée par la grille et/ou le drain est capable d'exciter une onde de plasma dans le canal du HEMT. Les spectres de la réponse du courant montrent clairement l'existence des résonances des ondes de plasma 2D, dont les fréquences sont en bon accord avec celles des théories de plasma 2D décrites précédemment. Nous avons aussi constaté que la fréquence de résonance de plasma 2D ne dépend que des paramètres statiques du HEMT. Elle est indépendante du mode de détection (que soit le mode de détection drain, grille ou simultanée). Puis, nous avons déduit que le domaine des fréquences 2D est mieux excité quand la détection se fait par la grille du HEMT. Nous avons ensuite mis en évidence le déphasage qui règne entre les réponses du courant lors d'une excitation sur la grille et lors

d'une excitation sur le drain, et avons vu qu'il était nuisible pour la détection. Une étude des ondes de plasma a été menée dans le cadre d'une excitation THz détectée simultanément par les deux électrodes, et l'influence du déphasage a été discutée.

Ensuite, nous avons effectué une étude systématique des ondes de plasma excitées par un signal électrique THz. L'étude a montré que la détection par la grille est plus sensible à la tension de polarisation V_{DS} par rapport aux autres modes de détection, et que les ondes de plasma sont moins sensibles à l'augmentation de la tension de polarisation grille-source V_g qu'à celle de la tension drain-source V_{DS} .

Enfin, l'étude analytique de la réponse de la tension à une excitation THz nous a permis de comprendre l'effet d'une charge résistive associée au HEMT. Nous avons montré le passage de modes stationnaires impairs à des modes pairs lorsque l'impédance du drain diminue.

Référence :

- [1] :J. Lusakowski, W. Knap, N. Dyakonova, L. Varani, J. Mateos, T. Gonzalez, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, and K. Karpierz, “Voltage tuneable terahertz emission from a ballistic nanometer ingaas \AA ln \AA transistor,” *Journal of Applied Physics*, vol. 97, no. 6, pp. –, 2005.
- [2] :J. Torres, H. Marinchio, P. Nouvel, G. Sabatini, C. Palermo, L. Varani, L. Chusseau, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, “Plasma waves subterahertz optical beating detection and enhancement in long-channel high-electron-mobility transistors : experiments and modeling,” *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 14, pp. 491–497, March 2008.
- [3] :F. Schuster, D. Coquillat, H. Videlier, M. Sakowicz, F. Teppe, L. Dussopt, B. Giffard, T. Skotnicki, and W. Knap, “Broadband terahertz imaging with highly sensitive silicon CMOS detectors,” *Opt. Express.*, vol. 19, no. 08, pp. 7827–7832, 2011.
- [4] :G. C. Dyer, S. Preu, G. R. Aizin, J. Mikalopas, A. D. Grine, J. L. Reno, J. M. Hensley, N. Q. Vinh, A. C. Gossard, M. S. Sherwin, S. J. Allen, and E. A. Shaner, “Enhanced performance of resonant sub-terahertz detection in a plasmonic cavity,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, no. 8, p. 083506, 2012.
- [5] :H. Marinchio, J.-F. Millithaler, C. Palermo, L. Varani, L. Reggiani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, “Plasma resonances in a gated semiconductor slab of arbitrary thickness,” *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 20, 2011.
- [6] :H. Marinchio, G. Sabatini, L. Varani, C. Palermo, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gružinskis, P. Ziade, and Z. Kallassy, “Electronic noise in high electron-mobility transistors under photo-excitation conditions,” in *American Institute of Physics Conference Series (M. Macucci and G. Basso, eds.)*, vol. 1129 of American Institute of Physics Conference Series, pp. 321–324, Apr. 2009.
- [7] :M. I. Dyakonov, “Generation and detection of terahertz radiation by field effect transistors,” *Comptes Rendus Physique*, vol. 11, no. 7-8, pp. 413 – 420, 2010.
- [8] :L. Wang, X. Chen, W. Hu, A. Yu, S. Wang, and W. Lu, “The absorption tunability and enhanced electromagnetic coupling of terahertz-plasmons in grating-gate aln/gan plasmonic device,” *Opt. Express*, vol. 21, pp. 10821–10830, May 2013.

Conclusion générale:

Jusqu'à récemment, le domaine Terahertz est demeuré une région très peu exploitée du spectre électromagnétique compris entre l'infrarouge et le micro-onde, malgré les efforts de recherche qui ont été faits et qui se poursuivent aujourd'hui encore dans le but de réaliser des sources et des détecteurs efficaces, de faible coût et qui puissent être utilisés à température ambiante.

En effet, les transistors à haute mobilité électronique (HEMT), et tout particulièrement à base d'arséniure d'indium et de gallium, semblent avoir de fortes potentialités pour la détection des radiations électromagnétiques aux fréquences térahertz. Nous nous sommes intéressés dans ce mémoire à l'étude des ondes de plasma, de fréquence térahertz, dans un canal de transistor HEMT à base d'InGaAs.

Les modèles analytiques dont nous disposons dans la littérature pour décrire les différents types d'instabilités d'onde de plasma dans les dispositifs électroniques présentent tous la même lacune, qui est l'hypothèse du canal graduel. De plus, l'énergie des particules y est considérée comme constante dans tout le canal. En somme, si ces modèles permettent d'estimer, avec une certaine approximation, la fréquence de résonance de l'onde de plasma, ils ne donnent pas une description satisfaisante du phénomène de détection et ne permettent pas de quantifier différentes grandeurs, telles que le facteur de qualité des pics de résonances, ou encore d'étudier l'influence des paramètres, tels que le dopage, l'épaisseur des zones d'accès, etc.

Dans ce travail de mémoire de Master, nous avons effectué dans un premier temps une étude exhaustive et une analyse numérique des résonances de plasma 2D dans un transistor HEMT à base d'In_{0.53}Ga_{0.47}As soumis, à température ambiante, à une excitation électrique aux fréquences THz. Pour cela, nous avons calculé la réponse du courant de drain à une excitation THz détectée par l'antenne de la grille, par celle du drain, et par les deux antennes. Nous avons vu qu'une radiation THz détectée par la grille et/ou le drain est capable d'exciter une onde de plasma dans le canal du HEMT. Les spectres de la réponse du courant montrent clairement l'existence des résonances des ondes de plasma 2D, dont les fréquences sont en bon accord avec celles des théories de plasma 2D décrites précédemment. Nous avons aussi constaté que la fréquence de résonance de plasma 2D ne dépend que des paramètres statiques du HEMT. Elle est indépendante du mode de détection (que soit le mode de détection drain, grille ou simultanée). Puis, nous avons déduit que le domaine des fréquences 2D est mieux excité quand la détection se fait par la grille du HEMT. Nous avons ensuite mis en évidence le déphasage qui règne entre les réponses du courant lors d'une excitation sur la grille et lors d'une excitation sur le drain, et avons vu qu'il était nuisible pour la détection. Une étude des ondes de plasma a été menée dans le cadre d'une excitation THz détectée simultanément par les deux électrodes, et l'influence du déphasage a été discutée.

Ensuite, nous avons effectué une étude systématique des ondes de plasma excitées par un signal électrique THz. L'étude a montré que la détection par la grille est plus sensible à la tension de polarisation V_{DS} par rapport aux autres modes de détection, et que les ondes de plasma sont moins sensibles à l'augmentation de la tension de polarisation grille-source V_g qu'à celle de la tension drain-source V_{DS} .

Enfin, l'étude analytique de la réponse de la tension à une excitation THz nous a permis de comprendre l'effet d'une charge résistive associée au HEMT. Nous avons montré le passage de modes stationnaires impairs à des modes pairs lorsque l'impédance du drain diminue.

Résumé

- ❖ Le champ térahertz (THz) est une région du spectre électromagnétique, qui peut être utilisée dans divers domaines tels que la médecine, la sécurité, la physique des matériaux, l'astrophysique, etc. filaire et sans fil.
- ❖ L'objectif de cette thèse est d'exploiter les oscillations plasma 2D dans des transistors à haute mobilité électronique à base d'InGaAs.
- ❖ L'étude de la densité spectrale de fluctuation de courant est présentée afin d'établir une coordination entre le bruit dans les HEMT et la détection directe d'un signal électrique THz.
- ❖ La réponse des HEMT à diverses perturbations au niveau du drain et de la grille est enfin évaluée en décrivant le système de signal, ce qui permet une étude plus approfondie des ondes plasma dans les transistors HEMT.

مجال تيراهيرتز (THz) منطقة من الطيف الكهرومغناطيسي ، يمكن استخدامها في مجالات متنوعة مثل الطب والأمن وفيزياء المواد وفيزياء الفلكية ، الخ. السلكية واللاسلكية. الهدف من هذه الرسالة هو استغلال ذبذبات البلازما ثنائية الأبعاد في ترانزستورات عالية الحركة للإلكترون على أساس InGaAs ، يتم تقديم الدراسة للكثافة الطيفية لتقلب التيار من أجل إنشاء تنسيق بين الضوضاء في HEMTs والكشف المباشر عن إشارة كهربائية THz. ويتم أخيراً تقييم استجابة HEMT للاضطرابات المختلفة على مستوى الصرف والبوابة من خلال وصف نظام الإشارة ، والذي يسمح بدراسة أكثر عمقاً لموجات البلازما في ترانزستورات HEMT.