



UNIVERSITÉ
DE REIMS
CHAMPAGNE-ARDENNE



Laboratoire de Microscopies et d'Etude de
Nanostructures, UFR Sciences
Université de Reims, France.

Laboratoire de Microsystèmes et Instrumentation
Département d'Electronique, FSSI
Université Mentouri de Constantine, Algérie.

N° d'ordre :

Année : 2010

THESE DE DOCTORAT EN COTUTELLE



Pour obtenir le grade de:

Docteur de l'Université de Reims Champagne-Ardenne

Discipline : Physique

Présentée par :

MOUETSI Souheil

CONTRIBUTION A L'ETUDE DU BRUIT BASSE FREQUENCE DANS DES HETEROSTRUCTURES AlGaAs/GaAs/AlGaAs

Soutenue le : 29 novembre 2010, devant le jury:

Président : **F. HOBAR**, Professeur, Université de Constantine. (Algérie)

Rapporteurs : **J-M. ROUTOURE**, Professeur, Université de Caen, Basse-Normandie.

R. MAHAMDI, Professeur, Université de Batna. (Algérie)

Examineurs : **M. TROYON**, Professeur, Université de Reims

M. BOUCHEMAT, Professeur, Université de Constantine. (Algérie)

A. EL HDIY, M.C. HDR, Université de Reims.

A mes très chers parents

A ma femme et à mes très chers enfants : Mondir et Manar

A mes frères et mes sœurs, et à tous mes neveux et nièces

A la mémoire de ma grand-mère

Sans oublier ma grande famille

A mes amis et à tous ceux que j'aime...

Remerciements

Cette thèse a été préparée dans le cadre d'un contrat de cotutelle entre l'Université de Reims Champagne Ardenne et l'Université Mentouri de Constantine. A ce titre, je voudrais remercier Monsieur Michel TROYON, directeur du Laboratoire de Microscopies et d'Etude de Nanostructures (LMEN) de l'Université de Reims et Madame Farida HOBAR, directeur du Laboratoire Microsystèmes et Instrumentations (LMI) de l'Université de Constantine.

Je tiens à remercier sincèrement mon directeur de thèse en France Monsieur Abdelillah EL HDIY. Je lui exprime mes vifs remerciements pour l'aide constante durant l'élaboration de ce travail, ses conseils, l'enthousiasme qu'il a su me communiquer et ses compétences scientifiques et humaines m'ont permis d'accomplir ma tâche dans les meilleures conditions. J'avoue que j'ai eu le plaisir de travailler avec lui.

C'est un plaisir pour moi d'exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de thèse en Algérie: Professeur Mohamed BOUCHEMAT, pour la totale confiance qu'il m'a accordée, ses conseils, sa confiance et sa disponibilité durant toute la période de la thèse.

Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à Madame le Professeur Farida HOBAR, qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury.

Mes respectueuses reconnaissances s'adressent également aux Professeurs Jean-Marc ROUTOUR et Michel TROYON d'avoir acceptés d'examiner mon travail.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur Ramdane MAHAMDI, Professeur à l'Université de Batna.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à mes amis de l'Université de Reims : Smail, Karim, Mouloud, Quang Tri, Minh Tuong, et Doung. Je leur souhaite une bonne réussite, et à tous mes amis de l'Univ. de Constantine : Abdesselam, Toufik, Smail, Fayçal, Fateh, Hamza, Mohamed, Redha, Fahima, Fatima², Leila, Rahima et à mes amis : C. Abdelmadjid et B. Chems-eddine.

Mes remerciements vont également à tous mes Professeurs de l'Université de Constantine et à tous mes collègues de l'Université Ibn Khaldoun de Tiaret et de l'Université de Larbi Ben M'hidi d'Oum el Bouaghi.

Les mots ne suffiront pas pour remercier mes parents, sans eux je ne serais jamais arrivé jusque là. Sans oublier ma femme, ma source de bonheur et d'énergie, pour son sacrifice, sa patience et son soutien affectif continu durant la période de la thèse.

Je ne pourrais pas finir sans inclure dans mes remerciements les personnes les plus chères qui ont supporté mon indisponibilité, mes enfants: Mondir et Manar.

Mouetsi Souheil.

Table des matières

TABLE DES MATIERES

Résumé.....	- i -
Table de matières.....	- ii -
Acronymes et Symboles.....	- v -
Introduction générale	- 1 -

Chapitre I : Etude des sources de bruit basse fréquence..... - 6 -

I.1. Introduction.....	- 7 -
I.2. Généralité sur le bruit basse fréquence.....	- 7 -
I.2.1. Définition et classification.....	- 7 -
I.2.2. Avantages du bruit.....	- 8 -
I.2.3. Formalisme mathématique.....	- 9 -
I.2.3.1. Densité spectrale de puissance.....	- 9 -
I.2.3.2. Théorème de Parseval.....	- 11 -
I.2.3.3. Théorème de Wiener-Khintchine.....	- 12 -
I.2.3.4. Corrélacion de deux signaux.....	- 12 -
I.3. Sources physiques de bruit.....	- 13 -
I.3.1. Bruit de diffusion.....	- 13 -
I.3.1.1. Bruit de partition.....	- 14 -
I.3.1.2. Bruit quantique.....	- 14 -
I.3.1.3. Bruit thermique.....	- 15 -
I.3.2. Bruit lié à la jonction (Shot noise).....	- 18 -
I.3.3. Bruits en excès.....	- 19 -
I.3.3.1. Bruit de génération-recombinaison.....	- 20 -
I.3.3.2. Bruit en $1/f$	- 23 -
I.3.3.3. Bruit RTS.....	- 29 -
I.4. Bruit dans les composants électroniques.....	- 30 -
I.4.1. Source de bruit dans les HEMTs.....	- 31 -
I.4.2. Effet de la tension de grille sur la DSP totale de bruit dans les FETs.....	- 33 -
I.4.3. Minimisation de l'effet de bruit dans les FETs.....	- 34 -
I.5. Conclusion.....	- 36 -
Références du Chapitre I.....	- 37 -

Chapitre II : Quelques données sur les transistors en général et à base d'heterostructure AlGaAs/GaAs/AlGaAs en particulier..... - 45 -

II. 1. Introduction.....	- 46 -
II. 2. Fonctionnement aux températures cryogéniques.....	- 47 -
II. 3. Les transistors à effet de champ (TEC).....	- 48 -

II. 4. Les transistors à effet de champ à hétérojonction.....	- 50 -
II.4.1. Motivation.....	- 50 -
II.4.2. Propriétés du composé GaAs et de l'alliage AlGaAs.....	- 52 -
II.4.2.1. Structure cristallographique.....	- 52 -
II.4.2.2. Propriétés électroniques.....	- 53 -
II.4.3. Hétérojonction AlGaAs/GaAs à modulation de dopage.....	- 58 -
II.4.3.1. Formation d'un gaz d'électrons à deux dimensions.....	- 58 -
II.4.3.2. Modulation de dopage.....	- 62 -
II.4.3.4. Avantages et inconvénients des transistors HEMT.....	- 64 -
II.4.4. Paramètres physiques des HEMTs.....	- 65 -
II.4.4.1. Mobilité et vitesse des porteurs.....	- 65 -
II.4.4.2. Niveaux énergétiques dans le puits quantique.....	- 67 -
II.4.4.3. Densité surfacique du gaz 2D.....	- 69 -
II.4.4.4. Champ de claquage.....	- 71 -
II. 5. Contrôle de charge.....	- 72 -
II.5.1. Contrôle de charge par la tension de grille.....	- 72 -
II.5.1.1. Régime de faible inversion.....	- 73 -
II.5.1.2. Régime de forte inversion.....	- 74 -
II.5.2. Polarisation du drain.....	- 74 -
II.5.2.1. Contrôle de charge en régime linéaire.....	- 76 -
II.5.2.2. Contrôle de charge en régime non linéaire.....	- 78 -
II. 6. Les phénomènes parasites aux basses températures.....	- 79 -
II.6.1. Les défauts profonds.....	- 80 -
II.6.2. Les centres DX.....	- 81 -
II.6.2.1. Effet Collapse.....	- 81 -
II.6.2.2. Effet Kink.....	- 82 -
II. 7. Conclusion.....	- 83 -
Références du Chapitre II.....	- 84 -

Chapitre III : Contribution à l'analyse du bruit en $1/f$ dans une hétérostructure AlGaAs/GaAs/AlGaAs.....

III.1. Introduction.....	- 94 -
III.2. Description succincte des échantillons étudiés.....	- 94 -
III.2.1. Dopage planaire.....	- 96 -
III.2.2. Mobilité et densité des porteurs.....	- 97 -
III.2.3. Elaboration des contacts électriques.....	- 99 -
III.3. Présentation de la procédure de mesure en température.....	- 101 -
III.3.1. Problèmes de mesure en température.....	- 102 -
III.3.1.1. Vitesse de refroidissement.....	- 102 -
III.3.1.2. Evolution des caractéristiques I-V à basse température.....	- 102 -
III.3.2. Précautions de mesure en température.....	- 104 -
III.4. Mesures de bruit en basse fréquence.....	- 105 -

III.5. Présentation des résultats expérimentaux.....	- 109 -
III.5.1. Effet de la tension de polarisation.....	- 109 -
III.5.2. Effet de la température.....	- 110 -
III.6. Bruit thermique.....	- 112 -
III.7. Décomposition du bruit total.....	- 114 -
III.8. Bruit en $1/f$	- 115 -
III.8.1. Paramètres de Hooge (α_H et γ).....	- 115 -
III.8.1.1. Evolution des paramètres de Hooge en fonction de la température.....	- 116 -
III.8.1.2. Evolution des paramètres de Hooge en fonction de la longueur du canal.....	- 117 -
III.8.2. Type de fluctuations ($\Delta\mu$ ou Δn).....	- 119 -
III.8.3. Application du modèle de Handel.....	- 122 -
III.9. Conclusion.....	- 128 -
Références du Chapitre III.....	- 129 -

Chapitre IV : Contribution a l'identification de pièges dans des structures AlGaAs/GaAs/AlGaAs : bruit de G-R.....

- 136 -

IV.1. Introduction.....	- 137 -
IV.2. En cas de présence de bruit de G-R.....	- 137 -
IV.3. Choix de la tension de polarisation.....	- 138 -
IV.4. Evaluation de la contribution du bruit de G-R.....	- 138 -
IV.5. Identification des pièges.....	- 140 -
IV.5.1. Détermination des fréquences de coupure.....	- 140 -
IV.5.1.1. Méthode de la dérivée.....	- 140 -
IV.5.1.2. Méthode itérative.....	- 140 -
IV.5.2. Méthode d'identification des pièges responsables du bruit de G-R.....	- 142 -
IV.6. Résultats et discussion.....	- 143 -
IV.7. Conclusion.....	- 147 -
Références du chapitre IV.....	- 148 -

Conclusion générale..... - 152 -

Annexes..... - 154 -

ACRONYMES ET SYMBOLES

2DEG	Two-dimensional electron gas (gaz d'électrons bi-dimensionnel, Gas2D)
AC	Courant alternatif
BJT	Bipolar Junction Transistor (transistor bipolaire à jonction)
DSP	Densité Spectrale de Puissance de X, S_X
FET	Field Effect Transistor (TEC : transistor à effet de champ)
G-R	Génération–Recombinaison
HEMT	High Electron Mobility Transistor (Transistor à haute mobilité électronique)
HFET	Heterostructure Field Effect Transistor (FET à hétérostructure)
JFET	Junction Field Effect Transistor (FET à jonction)
LFN	Bruit basse fréquence
MBE	Molecular Beam Epitaxy (épitaxie à jet moléculaire)
MESFET	Metal Semi-conductor Field Effect Transistor (FET contact metal/semiconducteur)
MODFET	MODulation Doped Field Effect Transistor (FET à modulation de dopage)
MOS	Metal-Oxide-Silicon structure (structure Métal-Oxyde-Silicium)
MOSFET	Metal Oxyde Semi-conductor Field Effect Transistor (FET à structure MOS)
PHEMT	Pseudomorphic Hight Electron Mobility Transistor (HEMT pseudomorphique)
PMHFET	PseudoMorphic Heterostructure Field Effect Transistor (FET à hétérostructure pseudomorphique)
RTS	Random Telegraph Signal (signal télégraphique aléatoire)
SDFET	Segregation Doped Heterojunction Transistor
TEC	Transistor à effet de champ (FET)
TEGFET	Two dimensional Electron Gas Field Effect Transistor (FET à 2DEG)
TLM	Méthode de lignes de transmission
DLTS	Technique de spectroscopie transitoire des niveaux profonds
Al	aluminium
AlAs	arséniure d'aluminium
AlGaAs	alliage arséniure aluminium gallium
Ar	argon
Au	or
Be	béryllium
C	carbon
Ga	gallium
GaAs	arséniure de gallium
Ge	germanium
InP	phosphure d'indium
Si	silicium
h	Constante de Planck, $6,62 \times 10^{-34}$ J.s, ($\hbar = h/2\pi$: constante réduite)
k_B	Constante de Boltzmann, $1,38 \times 10^{-23}$ J.K ⁻¹
q	Charge de l'électron = $1,6 \cdot 10^{-19}$ C
m_0	Masse de l'électron libre, $510,998\ 918\ \text{keV} \cdot c^{-2} = 9,109\ 382\ 6 \times 10^{-31}$ kg
c	Célérité de la lumière dans le vide (3×10^8 m/sec)
ϵ_0	Permittivité du vide (8.85×10^{-12} F/m ²)

m^*	Masse effective des porteurs
m_n^*	Masse effective des électrons
m_p^*	Masse effective des trous
v	Vitesse des porteurs
v_T	Vitesse thermique ($v_T = \sqrt{3 \times kT/m^*}$)
t	Temps
$\overline{x(t)}$	Valeur moyenne d'un signal $x(t)$ noté aussi X_0 ou $\langle x \rangle$
X_{eff}	Valeur efficace de $x(t)$
X_{qm}	Valeur quadratique moyenne
$X(f)$	Transformée de Fourier de $x(t)$
$R(\tau)$	Fonction d'auto-corrélation
C_{12}	Coefficient de corrélation entre $x_1(t)$ et $x_2(t)$
T	Température absolue
K	Degré kelvin
f	Fréquence (Hz)
Δf	Intervalle élémentaire de fréquence
f_c	Fréquence de coupure
ω	Vitesse angulaire ou pulsation ($=2\pi \times f$)
S_i	Densité spectrale de puissance du courant exprimée en A^2/Hz
S_v	Densité spectrale de puissance en tension exprimée en V^2/Hz
$S_{résiduel}$	Densité spectrale de puissance en tension du bruit résiduel
S_R	Densité spectrale de puissance de la résistance
S_N	Densité spectrale de puissance des fluctuations du nombre de porteurs
$S_{1/f}$	Densité spectrale de puissance du bruit en $1/f$
S_{G-R}	Densité spectrale de puissance du bruit de génération-recombinaison
S_{Th}	Densité spectrale de puissance du bruit thermique
S_μ	Densité spectrale du à la fluctuation de la mobilité
D_n	Partie réelle de la constante de diffusion des électrons
n	Densité des porteurs de charge [cm^{-3}]
n_s	Densité surfacique du gaz 2D [cm^{-2}]
n_{s0}	Densité de porteurs à l'équilibre thermodynamique
$n(x)$	Concentration des électrons selon la direction x .
N_{dep}	Charge de déplétion
χ	Affinité électronique
μ_n	Mobilité des électrons
μ_p	Mobilité des trous
$\Delta\mu$	Fluctuations de la mobilité
μ_{imp}	Mobilité liée aux impuretés
$\mu_{rés}$	Mobilité liée au réseau (phonons)
ΔI	Fluctuation de courant
ρ_c	Résistance spécifique de contact
R	Résistance
R_{canal}	Résistance du canal
R_{acc}	Résistance d'accès
σ	Conductivité des électrons ($=q \times n \times \mu$)
$i(t)$	Intensité de courant
I_{ds}	Courant drain-source
V_{ds}	Tension de polarisation (drain-source)

V_G	Tension de grille effective ($=V_{gs}-V_{th}$)
V_g	Tension de la grille
V_{gs}	Tension grille-source
V_{ds}	Tension drain-source
V_{th}	Tension de seuil
V_{bi}	Potentiel de diffusion ((built in))
V_b	Tension de la barrière de Schottky
E	Champ électrique
E_B	Champ de claquage
g_m	transconductance du transistor
G	Gain en courant
G_{Amp}	Gain de l'amplificateur
τ_i	Constante de temps caractéristique du niveau piège i ($1/2\pi \times f_{ci}$)
τ_p	Constante de temps spécifique (appelée aussi temps de relaxation)
τ_R	Temps de relaxation
τ_e	Constantes de temps d'émission
τ_c	Constantes de temps de capture
α_H, γ	Paramètres de Hooge caractérisant le bruit en $1/f$
α_{canal}	Paramètre de Hooge des résistances de canal
α_{acc}	Paramètre de Hooge des résistances d'accès
α_{res}	Coefficient de Hooge du à la dispersion par phonons
α_{imp}	Coefficient de Hooge du à la dispersion par impuretés
n_i	Concentration intrinsèque des électrons
N_d	Densité des donneurs
N_a	Densité des accepteurs
N_c	Densité équivalente d'états dans la bande de conduction
N	Nombre total de porteurs de charge ($= n \times L \times S$)
\bar{N}	Nombre moyen de porteurs dans un volume $L \times S$
ΔN	Fluctuation du nombre des porteurs
$\overline{\Delta N^2}$	Variance du nombre d'électrons fluctuants
N_{canal}	Quantités de charges libres qui passent dans le canal
N_{acc}	Quantités de charges libres qui passent à travers les contacts
L	Longueur du canal
E_F	Énergie du niveau de Fermi
E_g	Energie de la bande interdite (gap)
E_Γ	Énergie de la vallée Γ
E_L	Énergie de la vallée L
E_X	Énergie de la vallée X
E_a	Energie d'activation thermique
σ_s	Section efficace des pièges
B_c	Bande de conduction
B_v	Bande de valence
a	Paramètre de maille du réseau
d	Épaisseur de la couche AlGaAs ($d=d_i+d_d$)
d_i	Épaisseur de la couche AlGaAs non dopée (Espaceur)
d_d	Épaisseur de la couche donneuse AlGaAs dopée
$D_{état}$	Densité d'états dans l'espace des énergies
φ	Travail de sortie.

Introduction générale

INTRODUCTION GENERALE

Les fluctuations spontanées (bruit) sont les phénomènes les plus étonnants et omniprésents dans la totalité des processus physiques et également biologiques. Malgré que le bruit ait été considéré depuis longtemps comme l'un des paramètres indésirables et limitateurs des performances des composants et circuits électriques, il est devenu actuellement un axe de recherche très intéressant dans plusieurs domaines de nature différentes, allant de la nanotechnologie vers l'astronomie passant par la physique des particules, les matériaux et semiconducteurs, le domaine optique, le domaine médicale, les communications sans fils,...etc.

L'analyse du bruit du point de vue macroscopique est actuellement utilisée dans de nombreuses applications scientifiques. Son analyse permet de fournir des informations précieuses sur le système étudié et sur les interactions du dit système avec différents paramètres caractérisant la matrice dans laquelle il se trouve. Cependant, dans le domaine microscopique ce type d'outil de caractérisation reste de plus en plus théorique vu la complexité des phénomènes physiques et des effets quantiques résultants de la réduction des dimensions des composants. La proposition d'un modèle standard regroupant les différents modèles étudiés jusqu'à présent reste pour le moment absente. Notre contribution consiste à appliquer quelques modèles et puis choisir celui qui expliquerait le mieux nos résultats expérimentaux. Notre analyse se limite à l'étude du bruit basse fréquence dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs/AlGaAs. Ces dernières sont utilisées dans des transistors à haute mobilité électronique pour l'utilisation à basse température. En effet, la différence de gap entre la couche AlGaAs et le GaAs est à l'origine de l'apparition d'un canal dans le GaAs. Il en résulte que la présence d'une densité d'électrons, venant de la région dopée dans la couche AlGaAs pendant l'élaboration, forme un gaz d'électrons à deux dimensions (2DEG), et de ce fait un gaz à haute mobilité électronique lorsque la température diminue.

Parmi les utilisations des dispositifs à base d'AlGaAs/GaAs, on cite l'amplification dans des bolomètres fonctionnant à des températures cryogéniques (le bolomètre est un capteur qui transforme le rayonnement incident en une variation de température dans l'élément sensible) [Sze'94]. Il s'agit d'utiliser un ou des transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) pour fabriquer le préamplificateur du bolomètre.

Un thermomètre permet alors de convertir cette élévation de température en un signal électrique de très petites valeurs. Il faut pour cela que le dispositif amplificateur soit capable de supporter des températures de l'ordre de celles de la cryogénie employée (4 K voir même quelques mK). Ce type d'appareils compte parmi les capteurs les plus performants pour l'utilisation à bord de satellites d'observation astronomiques, comme dans le satellite Planck de l'ESA (Agence Spatiale Européenne) conçu pour étudier les infimes variations de température (ou d'intensité) du fond diffus cosmologique, et observer les rayonnements dans le domaine micro-onde montrant l'univers tel qu'il était il y a 380 000 ans après le Big Bang [Fossé'09].

Parmi les méthodes de caractérisation récemment utilisées, celle du bruit basse fréquence (BF) permet une investigation électrique fine et non destructive des composants électroniques. L'aspect aléatoire du bruit dans les composants à semiconducteur a une valeur moyenne nulle. Donc, l'utilisation de la valeur quadratique moyenne permet d'évaluer cette grandeur, car la puissance développée par les fluctuations (bruit) du signal principal (utile) lui est proportionnelle. La densité spectrale de bruit (DSP) peut être décomposée d'une ou de plusieurs sources de bruit. L'étude de l'évolution des différents types de bruit constituant le spectre total avec les conditions de polarisation du transistor, ou encore en fonction de la température à laquelle est porté le dispositif, permet l'étude de la qualité de fabrication d'un tel composant, ou son aptitude pour fonctionner à des températures cryogéniques.

Le travail de thèse est donc consacré à l'étude de bruit basse fréquence (LFN) dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs/AlGaAs en fonction de la température et de la tension de polarisation. Ces hétérostructures sont similaires à des transistors HEMTs mais sans la grille de commande. L'étude expérimentale a été élaborée au niveau du laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN-CNRS/UPR20) de Marcoussis [Khilil'05.1].

Le manuscrit est organisé en quatre chapitres qui permettent de présenter le contexte, les méthodes expérimentales utilisées et les résultats obtenus.

Le premier chapitre sera consacré à une étude théorique du bruit dans les composants électroniques et dans les circuits électriques dont nous décrivons les principales sources physiques de bruit existant en basse fréquence et leurs représentations mathématiques qui permettent de les caractériser.

Le deuxième chapitre donnera un aperçu sur les propriétés électroniques des hétérostructures AlGaAs/GaAs/AlGaAs. Nous nous intéresserons dans notre étude aux propriétés électroniques des composés GaAs et AlGaAs et à l'étude du gaz d'électrons à deux dimensions (2DEG) et de la modulation de dopage. Nous rappellerons les avantages liés aux transistors à base de composés III-V à effet de champs à haute mobilité par rapport aux transistors classique et même vis-à-vis de transistors de la même famille (MESFETs) [Lin'84][Lee'84][Delagebeaudeuf'82].

Le troisième chapitre a pour but de présenter les échantillons utilisés et les mesures et données expérimentales obtenues et analysées, après une présentation succincte de la technique expérimentale utilisée pour les mesures. Ensuite, nous présenterons l'évolution de la densité des différentes contributions (bruit thermique, bruit en $1/f$ et bruit de génération-recombinaison) au bruit basse fréquence en fonction de la température et de la tension de polarisation. Le bruit en $1/f$ sera traité en détail dans ce chapitre vu son importance, et vu les modèles que nous aurons utilisés pour proposer une origine à ce bruit. L'approche de Hooge [Hooge'69.1] [Hooge'81] sera justifiée et consolidée par l'application du modèle de Handel modifié [Handel'75][Handel'80][Van der Ziel'89] [Handel'94].

Le dernier chapitre sera dédié à l'analyse de bruit de génération-recombinaison (G-R). Ce dernier nous permettra d'identifier les pièges (ou impuretés) présents dans nos structures grâce à la détermination de leurs caractéristiques telles que la section efficace de capture (σ_s) et l'énergie d'activation thermique (E_a) [Bosman'82][Chen'00] [Grassi'01].

Enfin, nous terminerons ce manuscrit par une conclusion générale et des perspectives qui pourraient apporter un complément d'information à ce travail.

REFERENCES DE L'INTRODUCTION

- [Bosman'82] G. Bosman, R. J. J. Zijlstra,
"Generation-recombination noise in p-type silicon"
Solid State Electronics, vol. 25(4), pp. 273-280, 1982.
- [Chen'00] Y. Chen, C. M. Van Vliet, G. L. Jarkins, Jr., and H. Morkoç,
"Generation-recombination noise in nongated and gated
 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ TEGFETs in the range 1Hz to 1MHz"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 47(11), pp. 2045-
2053, November 2000.
- [Delagebeaudeuf'82] D. Delagebeaudeuf, N.T. Linh,
"Metal-(n) AlGaAs-GaAs two-dimensional gas FET"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 29(6), pp.955-960,
June 1982.
- [Dingle'78] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann,
"Electron mobilities in modulation-doped semiconductor
heterojunction superlattices"
Appl. Phys. Lett, vol. 33(7), pp. 665. October 1978.
- [Fossé'09] D. Fossé,
"Planck et Herschel : deux satellites en quête des origines"
Ciel & Espace, N° 467, April 2009.
- [Grassi'01] V. Grassi, C. F. Colombo, and D. V. Camin,
"Low Frequency Noise versus Temperature Spectroscopy of
Recently Designed Ge JFETs"
IEEE Trans. Electron Devices, vol. 48(12), pp. 2899 - 2905,
2001.
- [Handel'75] P. H. Handel,
"1/f Noise-An "Infrared" Phenomenon"
Phys. Rev. Lett., vol. 34(24), pp.1492-1495, 1975.
- [Handel'80] P. H. Handel,
"Quantum approach to 1/f noise"
Phys. Rev. A. vol. 22(2), pp. 745-757, 1980.
- [Handel'94] P. H. Handel,
"Fundamental Quantum 1/f Noise in Small Semiconductor
Devices"
IEEE Trans. Electron Devices, ED-41, pp. 2023-2033, 1994.
- [Hooge'69.1] F. N. Hooge,
"1/f noise is no surface effect"
Physics Letters A, vol. 29, pp. 139-140, 1969.
- [Hooge'81] F. N. Hooge, T. G. M. Kleinpenning, L. K. J. Vandamme,
"Experimental studies on 1/f noise"
Rep. Prog. Phys., vol. 44, p. 479-532, 1981.

- [Khilil'05.1] R. Khilil,
“Étude d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs par des mesures courant-tension et bruit basses fréquences en température”
Thèse de l'Université de Reims, physique, France. 2005.
- [Lee'89] A. T. Lee,
“Broadband cryogenic preamplifiers incorporating GaAs MESFETs for use with low-temperature particle detectors”
Review of Scientific Instruments, vol. 60(10), pp. 3315-3322, October 1989.
- [Lin'84] B. J. F. Lin, D. C. Tsui, M. A. Paalanen and A. C. Gossard,
“Mobility of the two-dimensional electron gas in GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures”
Appl. Phys. Lett., vol 45, pp. 695, September 1984.
- [Sze'94] S. M. Sze,
“Semiconductor Sensors”
Wiley-Interscience, ISBN-13: 978-0471546092, Oct. 1994.
- [Van der Ziel'89] A. van der Ziel, A. D. van Rheenen, and A. N. Birbas,
“Extensions of Handel's 1/f-noise equations and their semiclassical theory”
Phys. Rev. B, vol. 40(3), pp 1806–1809, July 1989.

Chapitre I

Etude des sources de bruit basse fréquence

CHAPITRE I

ÉTUDE DES SOURCES DE BRUIT BASSE FREQUENCE

Sommaire

I.1. Introduction	- 7 -
I.2. Généralité sur le bruit basse fréquence.....	- 7 -
I.2.1. Définition et classification	- 7 -
I.2.2. Avantages du bruit	- 8 -
I.2.3. Formalisme mathématique.....	- 9 -
I.2.3.1. Densité spectrale de puissance	- 9 -
I.2.3.2. Théorème de Parseval	- 11 -
I.2.3.3. Théorème de Wiener-Khintchine.....	- 12 -
I.2.3.4. Corrélation de deux signaux	- 12 -
I.3. Sources physiques de bruit	- 13 -
I.3.1. Bruit de diffusion	- 13 -
I.3.1.1. Bruit de partition	- 14 -
I.3.1.2. Bruit quantique.....	- 14 -
I.3.1.3. Bruit thermique	- 15 -
I.3.2. Bruit lié à la jonction "Shot noise"	- 18 -
I.3.3. Bruits en excès	- 19 -
I.3.3.1. Bruit de génération-recombinaison.....	- 20 -
I.3.3.2. Bruit en $1/f$	- 23 -
I.3.3.3. Bruit RTS	- 29 -
I.4. Bruit dans les composants électroniques.....	- 30 -
I.4.1. Source de bruit dans les HEMTs	- 31 -
I.4.2. Effet de la tension de grille sur la DSP totale de bruit dans les FETs	- 33 -
I.4.3. Minimisation de l'effet de bruit dans les FETs	- 34 -
I.5. Conclusion.....	- 36 -
Références du Chapitre I	- 37 -

I.1. INTRODUCTION

Le bruit dans les composants électroniques et les circuits électriques est une fluctuation aléatoire des grandeurs électriques (tension, courant) provoquée par divers processus physiques [Sze'06]. Il est toujours relié soit à la mobilité des porteurs [Hooge'69.1] [Hooge'81][Kleinpenning'81] au sein du composant soit à des fluctuations de leur nombre [Mc Whorter'57][Sah'66][Klaassen'71]. La cause principale de ces fluctuations est généralement liée à des défauts au sein du composant. En effet, l'étude de ce bruit constitue un moyen puissant de caractérisation de certaines propriétés physiques des composants électroniques ce qui permet de juger de leur fiabilité [Vandamme'94] [Haddab'95][Haddab'99][Ciofi'00][Jones'02].

Généralement, on distingue trois grandes catégories de sources physiques de bruit: Les bruits de diffusion, les bruits propres aux jonctions et les bruits en excès.

Dans ce chapitre, nous décrivons les principales sources physiques de bruit existant en basse fréquence et leur représentation mathématique permettant de caractériser ces signaux. Enfin, nous verrons les sources de bruit dans les composants électroniques et plus particulièrement dans les transistors à haute mobilité électronique (HEMTs). Mais nous nous intéresserons dans ce travail à des hétérostructures destinées à la fabrication des HEMTs. Ces hétérostructures diffèrent des HEMTS seulement par l'absence de l'électrode de la grille. Ce qui permettra dans la suite de les considérer comme de simples résistances.

I.2. GENERALITE SUR LE BRUIT BASSE FREQUENCE

Un spectre de bruit est constitué de la somme de différentes composantes, chacune correspondant à un processus physique spécifique. Il est donc en général pertinent de décomposer un spectre de bruit en tension ou en courant mesuré en une somme de bruit blanc, de bruit en $1/f$ et des différents bruits de génération-recombinaison (G-R) dans les dispositifs semiconducteurs [Vandamme'94].

I.2.1. Définition et classification

Le bruit constitue un facteur limitant dans plusieurs domaines, d'où la difficulté de proposer une définition générale. Selon le dictionnaire d'IEEE (Institute of Electrical and Electronics Engineers) :

“Le bruit électrique est défini comme étant l'ensemble de toute les perturbations indésirables qui se superposent au signal utile et ont tendance à masquer son contenu” [Dic.IEEE'97].

Une précision supplémentaire est apportée par Chenette (1966) qui ajoute, dans la définition, l'idée que ces signaux perturbateurs sont décrits uniquement par leurs propriétés statistiques. Van der Ziel (1955) insiste sur le fait que, du point de vue théorique, le terme ‘fluctuation spontanée’ semble plus adapté que ‘bruit’ [VanderZiel'71][Vasilescu'99].

En fonction de son origine, le bruit dans les systèmes électroniques peut être classé en deux grandes catégories:

- a. Bruits provenant de l'extérieur du système: également appelés signaux parasites ou perturbations. On en distingue trois types:
 1. Les perturbations d'origine naturelle, tels que le bruit thermodynamique provoqué par le rayonnement des corps et les perturbations atmosphériques dues aux orages, décharges électrostatiques, mouvement des masses d'air, etc.; ainsi que les parasites cosmiques et solaire d'origine extraterrestre.
 2. les perturbations d'origine artificielle correspondent en général aux fonctionnements des appareils électriques, ce sont le plus souvent des perturbations de forme impulsionnelle, mais qui ont un spectre plus ou moins prévisible.
 3. les perturbations dues aux fluctuations spontanées dans les circuits produits par les éléments actifs et passifs des circuits. Leurs amplitudes sont généralement faibles, et peuvent être modélisées et mesurées.
- b. Bruit provenant de l'intérieur du système ou bruit électrique: ce bruit trouve son origine, principalement, dans la nature discrète des porteurs de charges et il est lié à ces fluctuations aléatoires [Vasilescu'05].

La dernière catégorie, à laquelle nous nous sommes plus particulièrement intéressés dans ce mémoire, concerne les sources de bruit générées par les composants dans les circuits électroniques.

I.2.2. Avantages du bruit

La plupart des définitions du bruit ne présentent que ces effets négatifs particulièrement sur les performances des systèmes électroniques. Toutefois, il est reconnu que le bruit aléatoire a des avantages dans plusieurs situations parmi elles:

- L'amplification des petites fluctuations dans les circuits électriques génère des signaux d'oscillations utiles dans les applications de télécommunication.
- Dans certains systèmes non linéaires (par exemple les systèmes biologiques et capteurs électroniques), la valeur ajoutée de bruit améliore les performances de certains paramètres physiques.
- Récemment, un phénomène appelé "Stochastique Resonance (SR)" a été observé dans les systèmes physiques non linéaires; si par exemple, en ajoutant la quantité de bruit à un système bistable, il est possible d'atteindre le régime de SR, et par conséquent, à changer l'état du système même lorsque l'amplitude de la commande est en dessous du seuil [Ando'01] [Vasilescu'99].

I.2.3. Formalisme mathématique

L'étude de bruit électrique est une tâche difficile et obscure, d'où les multiples disciplines intervenant dans la description des phénomènes [Coulon'84][Schiek'06]:

- Calcul des probabilités
- Mécanique statique
- Théorie des circuits
- Ondes et propagation

L'approche par la théorie des signaux permet de traiter les fluctuations comme des signaux aléatoires [VanderZiel'71].

La théorie mathématique de bruit de fond se base en grande partie sur les propriétés statistiques des fonctions aléatoires à cause de la particularité du bruit qui ne peut être décrit par des relations dépendantes du temps et que son amplitude instantanée ne peut donc être prévue [Blasquez'86]. Les deux notions fondamentales que sont la densité spectrale d'un signal et la corrélation de deux signaux sont rappelées dans ce chapitre [VanderZiel'71][VanderZiel'86][Tuzlukov'02][Carlson'02].

I.2.3.1. Densité spectrale de puissance

La densité spectrale de puissance (DSP) est définie comme étant une fonction (S) réelle, paire et positive qui décrit la distribution de la puissance moyenne en fonction de la fréquence. En premier lieu, nous définissons la valeur moyenne X_0 notée aussi $\overline{x(t)}$ de $x(t)$ par la relation suivante:

$$X_0 = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt \quad (\text{I. 1})$$

La valeur moyenne d'un signal est une grandeur physiquement mesurable.

La notion de valeur efficace d'un signal, ou valeur quadratique moyenne, s'applique aux signaux variables. Par définition, le carré de la valeur efficace d'un signal, sur un intervalle de temps (T), est définie par :

$$(X_{eff})^2 = X_{qm} = \frac{1}{T} \int_0^T [x(t)]^2 dt \quad (\text{I. 2})$$

La relation (I. 2) montre que la valeur efficace (X_{eff}) est égale à la racine carrée de la moyenne temporelle du carré du signal, appelée également valeur quadratique moyenne (X_{qm}).

Dans le cas du bruit électrique, la valeur quadratique moyenne est le premier paramètre significatif, car la valeur moyenne du bruit est nulle. Il convient de définir cette grandeur, car la puissance développée par le signal lui est proportionnelle.

Le bruit en courant produit par un composant est exprimé par la valeur quadratique moyenne du courant de bruit par unité de fréquence. Cette grandeur est appelée densité spectrale du courant de bruit. De même, le bruit en tension est exprimé par la valeur quadratique moyenne de la tension de bruit par unité de fréquence. Cette grandeur est appelée densité spectrale de la tension de bruit. En fait, la densité spectrale de bruit est une puissance de bruit normalisée. Elle correspond à la puissance du bruit dissipée (en tension ou en courant) par une résistance de 1 Ω dans une bande de fréquence de 1Hz.

Nous définissons dans un intervalle élémentaire de fréquence (Δf) au voisinage d'une fréquence (f), la densité spectrale du signal $x(t)$ par:

$$S_x(f) = \frac{X_{eff}^2}{\Delta f} = \left(\frac{X_{eff}}{\sqrt{\Delta f}} \right)^2 \quad (\text{I. 3})$$

$(X_{eff})^2 = X_{qm}$: est la valeur quadratique moyenne d'un signal aléatoire $x(t)$ dont la fréquence est comprise dans l'intervalle Δf au voisinage de f .

Dans un circuit électrique, le signal aléatoire $x(t)$ est soit un courant $i(t)$ correspondant à S_i appelé densité spectrale du courant exprimée en A^2/Hz , soit une tension $v(t)$ correspondant à S_v , appelé densité spectrale de la tension exprimée en V^2/Hz .

L'intervalle élémentaire de fréquence (Δf) considéré pour évaluer les densités spectrales est toujours pris égal à 1 Hz, donc, nous aurons une équivalence directe entre la densité spectrale et la valeur quadratique du signal.

Donc, on peut représenter une source de bruit par un générateur de tension ou un générateur de courant caractérisés respectivement par :

$$\sqrt{v^2} = [S_v(f_0) \times \Delta f]^{1/2} \quad (\text{I. 4})$$

$$\sqrt{i^2} = [S_i(f_0) \times \Delta f]^{1/2} \quad (\text{I. 5})$$

A partir des équations (I. 4) et (I. 5), on peut identifier les origines des différentes sources de bruit dans un matériau ou un composant par l'observation de l'expression générale de la densité de courant (ou de tension). Il apparaît de façon évidente que les différentes sources de bruit sont des phénomènes physiques qui entraînent des variations aléatoires de la vitesse des porteurs et/ou de leur nombre [VanderZiel'71][Hooge'81] [Mathieu'04].

I.2.3.2. Théorème de Parseval

Il permet le passage entre le domaine temporel et le domaine fréquentiel du produit de deux fonctions réelles:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x_1(t) \times x_2(t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} X_1^*(f) \times X_2^*(f) df \quad (\text{I. 6})$$

$$X_1^*(f) = X_1(-f)$$

$X_1(f) = F[x_1(t)]$ et $X_2(f) = F[x_2(t)]$, F : représente la transformé de Fourier

Pour une seule fonction $x(t)$ et avec la propriété de symétrie, l'équation (I. 6) est exprimée en terme d'énergie du signal, donc:

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} x^2(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(j\omega) \times F^*(j\omega) d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(j\omega)|^2 d\omega \quad (\text{I. 7})$$

$\omega (=2\pi \times f)$ est la vitesse angulaire.

L'équation (I. 7) établit une équivalence entre le spectre de fréquence et la valeur quadratique moyenne de la fonction $x(t)$.

I.2.3.3. Théorème de Wiener-Khintchine

Pour avoir une indication sur la vitesse avec laquelle une fonction aléatoire $x(t)$ change par rapport au temps, on définit la fonction d'auto-corrélation d'un même signal à deux instants différents comme suite:

Soient $x(t)$ et $x(t+\tau)$, deux mesures sur une même source de bruit, à deux instants de temps différents. Si le bruit $x(t)$ est stationnaire (toutes ses moyennes sont indépendantes du temps), alors la statistique ne dépend pas de t mais uniquement de τ .

Par définition, la fonction d'auto-corrélation est la moyenne du produit de $x(t)$ et $x(t+\tau)$:

$$R(\tau) = \overline{x(t) \times x(t + \tau)} \quad (\text{I. 8})$$

Si $\tau = 0$, alors la fonction d'auto-corrélation s'identifie à la valeur quadratique moyenne.

Enoncé: Si la fonction d'auto-corrélation $R(\tau)$ existe, alors la densité spectrale de puissance S_x de la fonction $x(t)$ est la transformée de Fourier de sa fonction d'auto-corrélation $R(\tau)$:

$$S_x(f) = F[R(\tau)] = \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau) \times \exp(-j\omega\tau) d\tau \quad (\text{I. 9})$$

$$R(\tau) = F^{-1}[S_x(f)] = \int_{-\infty}^{+\infty} S_x(f) \times \exp(+j\omega\tau) df \quad (\text{I. 10})$$

Ce résultat, obtenu par Wiener (1930) et Khintchine (1934) montre que la DSP $S_x(f)$ est la transformée de Fourier de la fonction de corrélation $R(\tau)$.

I.2.3.4. Corrélation de deux signaux

Souvent le bruit que nous percevons provient de plusieurs sources distinctes. Considérons deux fonctions aléatoires $x_1(t)$ et $x_2(t)$ dont la somme est donnée par:

$$x_s(t) = x_1(t) + x_2(t) \quad (\text{I. 11})$$

Pour calculer la puissance obtenue en superposant les deux fluctuations, on prend la moyenne de leurs carrés et on développe:

$$\overline{x_s^2(t)} = \overline{\{x_1(t) + x_2(t)\}^2} = \overline{x_1^2(t)} + 2 \times \overline{x_1(t) \times x_2(t)} + \overline{x_2^2(t)} \quad (\text{I. 12})$$

$\overline{x_1^2(t)}$ et $\overline{x_2^2(t)}$ représentent les puissances propres des fluctuations $x_1(t)$ et $x_2(t)$.

La quantité $\overline{x_1(t) \times x_2(t)}$ correspond à la valeur de la fonction de corrélation de $x_1(t)$ et $x_2(t)$, appelée aussi puissance croisée.

Par définition, le coefficient de corrélation est donné par:

$$C_{12} = \frac{\overline{x_1(t) \times x_2(t)}}{\left[\overline{x_1^2(t) \times x_2^2(t)} \right]^{1/2}} \quad (\text{I. 13})$$

Dans le cas où $x_1(t) = \pm x_2(t)$ alors $C_{12} = \pm 1$, les signaux sont totalement corrélés. Par contre, si les signaux $x_1(t)$ et $x_2(t)$ sont des signaux indépendants (cas fréquent en électronique), alors $C_{12} = 0$, et les signaux sont dits non corrélés. Alors l'équation (I. 12) devient:

$$\overline{x_S^2(t)} = \overline{x_1^2(t)} + \overline{x_2^2(t)} \quad (\text{I. 14})$$

Il en résulte que les puissances (et aussi les densités spectrales et les fonctions d'auto-corrélations) ont la propriété d'additivité.

I.3. SOURCES PHYSIQUES DE BRUIT

Après avoir présenté le formalisme mathématique indispensable pour caractériser les fluctuations des grandeurs électriques, nous présentons les principales sources de bruit: le bruit de diffusion et le bruit lié à la jonction (de grenaille) puis le bruit de génération-recombinaison, le bruit en $1/f$ et enfin le bruit RTS "Random Telegraph Signal" [Buckingham'85][VanderZiel'86][Sze'06].

I.3.1. Bruit de diffusion

Le bruit de diffusion, provient des fluctuations de trajectoires et de vitesses des porteurs de charge causées par les interactions de ceux-ci avec le réseau cristallin dans lequel ils se déplacent ou avec les atomes d'impuretés ionisés [Nougier'94][Rennane'04].

La densité spectrale des fluctuations du courant crée par le déplacement des électrons dans un barreau de semiconducteur (supposé divisé en boîtes élémentaires de dimensions $\Delta x, \Delta y, \Delta z$) selon une direction x est donnée par:

$$S_i(f) = 4 \times q^2 \times D_n \times n(x) \times \frac{\Delta y \times \Delta z}{\Delta x} \quad (\text{I. 15})$$

q ($=1,6 \times 10^{-19}$ C) : est la charge élémentaire,

D_n : représente la partie réelle de la constante de diffusion des électrons,

$n(x)$: est la concentration des électrons selon la direction x .

L'équation (I. 15) montre que la densité spectrale du bruit de diffusion ne dépend pas de la fréquence. Par analogie avec la lumière blanche, qui contient toutes les composantes des fréquences visibles, ce bruit est dit blanc.

D'après les caractéristiques de D_n , on distingue trois catégories de bruit: le bruit thermique, le bruit quantique et le bruit d'électrons chauds.

I.3.1.1. Bruit de partition

Le bruit de partition ou d'électrons chauds est une conséquence de la granularité de la charge et d'un phénomène de partition des particules dans un semiconducteur. Contrairement au bruit thermique, il est nécessaire que le semiconducteur soit hors équilibre thermodynamique et que la fréquence de mesure soit élevée pour qu'il soit observé [Nyquist'28][Ho'99].

Le bruit de partition est lié à la présence de porteurs chauds et se manifeste sous fort champ électrique et/ou à haute température. Dans certains semiconducteurs à gap direct (GaAs ou InP), la mobilité des électrons au centre de la zone de Brillouin (vallée Γ) est suffisante pour que les électrons de conduction accélérés par le champ électrique sautent dans les minima équivalents situés à plus haute énergie. Dans le GaAs par exemple, la distance énergétique entre la vallée Γ et les vallées satellites est relativement faible ($E_L - E_\Gamma = 300$ meV). Il en résulte qu'en fonction de la température et/ou du champ électrique les électrons de conduction ne sont pas en équilibre thermodynamique et se distribuent dans les différentes vallées.

A faible champ et à température ambiante tous les porteurs sont localisés dans la vallée Γ de sorte que le bruit de partition est négligeable [Mathieu'04][Sikula'04].

I.3.1.2. Bruit quantique

Le bruit quantique est basé sur le principe selon lequel tout corps (par exemple une résistance R) porté à une température (T) émet des quantas d'énergie moyenne $\overline{E_q}$ donnée par l'équation (I. 16), c'est-à-dire que le bruit quantique est dû aux radiations incohérentes produites par des transitions spontanées entre un état énergétique supérieur et un autre inférieur [Vasilescu'05]:

$$\overline{E_q} = \frac{h \times f}{2} + \frac{h \times f}{e^{k_B \times T} - 1} \quad (\text{I. 16})$$

h ($\approx 6,62 \times 10^{-34}$ J.s) : est la constante de Planck,

k_B ($\approx 1,38 \times 10^{-23}$ J.K⁻¹) : représente la constante de Boltzmann.

La densité spectrale du bruit en tension $S_v(f)$ correspondante est donnée par:

$$S_v(f) = 4 \times R \times \left(\frac{h \times f}{2} + \frac{h \times f}{e^{k_B \times T} - 1} \right) \quad (\text{I. 17})$$

Pour $h \times f \ll k_B \times T$, l'équation (I. 17) se simplifie à:

$$S_v(f) \approx 4 \times k_B \times T \times R \quad (\text{I. 18})$$

L'équation (I. 18) exprime la DSP du bruit thermique. Donc l'origine du bruit quantique est identique à celle du bruit thermique et il est négligeable aux basses fréquences, par contre il devient prépondérant à des fréquences très élevées (au-delà de l'infrarouge).

I.3.1.3. Bruit thermique

Le bruit thermique a été mesuré pour la première fois en 1927 par le physicien John Bertrand Johnson aux Laboratoires Bell (Bell Labs). Son article "Thermal Agitation of Electricity in Conductors" [Johnson'28] montrait que des fluctuations statistiques se produisaient dans tous les conducteurs électriques, produisant une variation aléatoire de potentiel aux bornes de ce conducteur. Ce bruit thermique était donc identique pour toutes les résistances de la même valeur et n'était donc pas imputable à une fabrication médiocre. Johnson décrivit ses observations à son collègue Harry Nyquist qui fut capable d'en donner une explication théorique [Nyquist'28]. Les autres appellations du bruit thermique sont: bruit de Nyquist ou bruit de Johnson.

Le bruit thermique provient de l'agitation thermique des électrons libres (en raison de leur plus faible masse) dans un milieu dissipatif (résistance) due à l'effet thermique, affectant les trajectoires des porteurs (électrons et trous dans les semiconducteurs) dues aux interactions. Donc il ne dépend pas de la tension appliquée au conducteur, car les vitesses des électrons, sous conditions normales sont dues plutôt à la température (T) qu'au champ électrique [VanderZiel'71][Gupta'82].

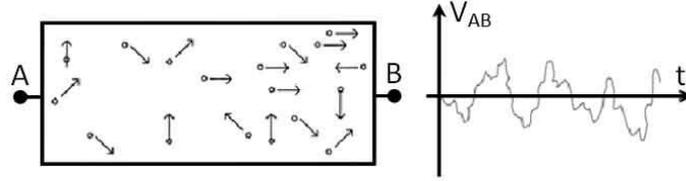


Figure (I. 1) : Mouvement aléatoire des électrons libres dans un barreau métallique.

Le théorème de Nyquist [Nyquist'28] établit que les fluctuations spontanées du courant (ou de la tension) aux bornes d'une résistance $R (=1/G)$ linéaire, maintenue en équilibre thermique à la température (T), sont indépendantes des mécanismes de conduction, de la nature du matériau, de la géométrie ou des dimensions de la résistance. Ces fluctuations dépendent uniquement de la valeur de la dite résistance et de la température (T) exprimée en degrés kelvin.

Pour l'équation (I. 15), si la relation d'Einstein est satisfaite, c'est-à-dire:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{k_B \times T}{q} \quad (\text{I. 19})$$

Avec μ_n la mobilité des électrons, l'équation (I. 15) devient:

$$S_i(f) = \frac{4 \times k_B \times T}{\Delta R} \quad (\text{I. 20})$$

ΔR est la résistance de l'élément ($\Delta x, \Delta y, \Delta z$) calculée avec la relation:

$$\Delta R = \frac{\Delta x}{q \times \mu_n \times n(x) \times \Delta y \times \Delta z} \quad (\text{I. 21})$$

Les densités spectrales de courant et de tension de bruit thermique sont alors respectivement données par:

$$S_i(f) = \frac{\overline{i_n^2}}{\Delta f} = 4 \times k_B \times T \times G \quad (\text{I. 22})$$

$$S_v(f) = \frac{\overline{V_n^2}}{\Delta f} = 4 \times k_B \times T \times R \quad (\text{I. 23})$$

S_i : est la densité spectrale du courant de bruit en court-circuit (i_n),

S_v : est la densité spectrale de la tension de bruit en circuit ouvert (V_n),

Δf : est la bande de fréquence.

Dans le cas où le dispositif bruyant n'est pas purement résistif, seule la partie réelle de l'admittance ou de l'impédance contribue au bruit thermique total.

Deux représentations (b, c) équivalentes du bruit thermique généré par une résistance réelle R dans un circuit sont possibles comme le montre la figure (I. 2):

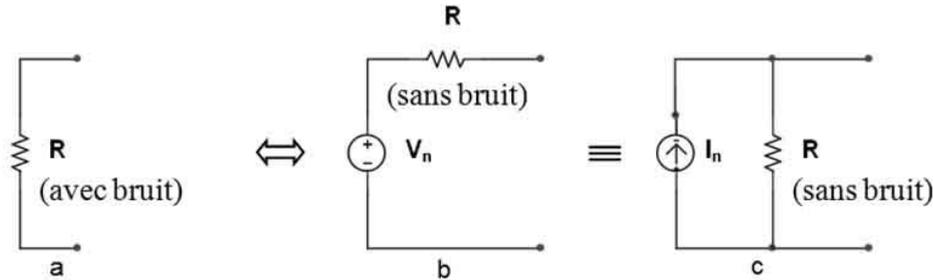


Figure (I. 2) : (a) Résistance bruyante

(b) Modèle équivalent de Thévenin (c) Modèle équivalent de Norton

Caractéristiques :

- 1) Les amplitudes instantanées du bruit thermique ont une distribution normale (gaussienne). La valeur moyenne est nulle et la valeur efficace est la racine carrée de la partie droite des équations (I. 22) et (I. 23).
- 2) Pour faire la différence entre le bruit de diffusion et le bruit thermique, il faut tester la loi d'Ohm; si elle n'est pas respectée, nous sommes en présence d'un bruit de diffusion; sinon, le bruit est thermique.
- 3) La distribution spectrale de la puissance du bruit thermique est uniforme, jusqu'aux fréquences où la correction quantique est nécessaire: $f_c = 0,15 \times k_B \times T \times 10^{34}$ Hz. Cette limite est estimée en pratique à: $f_c < k_B \times T / h \approx 6250$ GHz à 300K.
- 4) En haute fréquence, le théorème de Nyquist n'est plus valable.

Pour $hf/k_B T \gg 1$ (f en GHz et T en K), on doit ajouter un facteur de réduction (correction de mécanique quantique) défini par [Vasilescu'99]:

$$P = \frac{h \times f / k_B \times T}{\exp(h \times f / k_B \times T) - 1} \quad (\text{I. 24})$$

Donc la tension de bruit existant aux bornes d'une résistance R à vide sera corrigée par l'expression :

$$\overline{V_n^2} = 4 \times k_B \times T \times \int_{f_1}^{f_2} R(f) \times P(f) df \quad (\text{I. 25})$$

f_1 et f_2 : sont les bornes du domaine des fréquences.

La densité spectrale de puissance en tension devient :

$$S_v(f) = \left[\frac{1}{2} h \times f + \frac{h \times f / k_B \times T}{\exp(h \times f / k_B \times T) - 1} \right] \times 4 \times R \quad (\text{I. 26})$$

I.3.2. Bruit lié à la jonction "Shot noise"

Ce type de bruit est lié au franchissement par les porteurs des barrières de potentiel que constituent par exemple les jonctions du transistor bipolaire. Le bruit de grenaille ou "Shot noise" en anglais, du fait du nom de W. Schottky qui l'a révélé en 1918 [Schottky'18], il a montré que le courant d'un tube à vide était affecté d'un bruit provenant de deux origines [Rennane'04]:

- le bruit thermique dont la puissance est proportionnelle à la température et inversement proportionnelle à la résistance électrique du dispositif ($S_{I1} = 4 \times k_B \times T / R$),
- le bruit de grenaille proportionnel au courant électrique moyen et à la charge quantifiée q des porteurs ($S_{I2} = 2 \times q \times I$).

Le bruit de grenaille vient de la nature granulaire du courant électrique, c'est à dire qu'un courant I ne doit pas être considéré comme un flux uniforme mais comme la composition d'un grand nombre d'impulsions élémentaires. En d'autre terme, ce type de bruit résulte des fluctuations du nombre de porteurs associées à un phénomène d'injection. Cette injection est due, par exemple, à l'émission photoélectrique de la photocathode dans une photodiode à vide, ou à l'émission de porteurs dans une jonction PN, une diode Schottky, ou un transistor [Mathieu'04].

La valeur quadratique moyenne de la composante de fluctuation superposée au courant moyen I est donnée par le théorème de Schottky [Schottky'18]:

$$\overline{i^2(t)} = 2 \times q \times I \times \Delta f \quad (\text{I. 27})$$

Dans le cas d'une jonction PN, le courant total est exprimé par:

$$I = I_s \times \left(\exp\left(\frac{q \times V}{k_B \times T}\right) - 1 \right) \quad (\text{I. 28})$$

V : est la tension appliquée et I_s est le courant de saturation.

En se basant sur le principe que les deux courants I et I_s fluctuent d'une façon indépendante (fonctions non corrélées), nous obtenons :

$$\overline{i^2(t)} = \left(2 \times q \times I_s \times \exp\left(\frac{q \times V}{k_B \times T}\right) + 2 \times q \times I_s \right) \times \Delta f = 2 \times q \times (I + 2 \times I_s) \times \Delta f \quad (\text{I. 29})$$

En basse fréquence, la conduction différentielle (g_m) est donné par:

$$g_m = \frac{dI}{dV} = \frac{q \times I}{k_B \times T} \quad (\text{I. 30})$$

On exprime le terme $q \times I$ dans l'équation (I. 29) par g_m , et après simplification, nous avons:

$$\overline{i^2(t)} \approx 2 \times q \times I \times \Delta f = 2k_B \times T \times g_m \times \Delta f \quad (\text{I. 31})$$

Donc le bruit de grenaille d'une diode polarisée en direct est égal à la moitié du bruit thermique généré par une résistance équivalente à sa résistance différentielle.

$$S_i(f) = S_i(f) = \frac{\overline{i^2(t)}}{\Delta f} = 2 \times q \times I \quad (\text{I. 32})$$

Nous constatons que S_i est indépendant de la fréquence ce qui permet de parler de bruit blanc. L'équation (I. 32) été établie dans le cas où tous les porteurs injectés à l'une des bornes de la jonction PN se trouvent collectés à l'autre borne. Si nous prenons en compte les interactions éventuelles des porteurs avec le réseau cristallin, le bruit de grenaille peut alors être considéré comme dépendant de la fréquence si le temps de transit inter électrodes τ_T est du même ordre de grandeur que le temps de relaxation (τ_R). Pratiquement, l'influence du temps de transit (quelques dizaines de picosecondes) ne sera notable que si la fréquence de travail est supérieure à la quantité $1/\pi \times \tau_T$. Dans ce cas, le spectre de la source de bruit de grenaille ne peut plus être considéré comme indépendant de la fréquence et nous pouvons l'écrire sous la forme [Savelli'84]:

$$S_i(f) = 2 \times q \times I \times \left(\frac{\sin(\pi \times f \times \tau_T)}{\pi \times f \times \tau_T} \right)^2 \quad (\text{I. 33})$$

I.3.3. Bruits en excès

Par bruits en excès, nous définissons tous les bruits supplémentaires par rapport aux sources de bruit blanc. Ils sont directement liés à la présence de défauts dans les couches de semiconducteur ou à l'interface entre deux couches de semiconducteur [Buckingham'85]. Le flux de porteurs qui se déplacent dans ces zones sous l'action d'un champ électrique se trouve modifié de façon aléatoire ce qui provoque ce type de bruit.

En conséquence, Ils sont réductibles puisqu'ils sont attachés à l'existence de défauts. Si le nombre de ces derniers (défauts) est réduit, le bruit le aussi.

Les caractéristiques fondamentales des bruits en excès sont leur présence surtout aux basses fréquences et leur décroissance en fonction de la fréquence [Buckingham'85] [Vandamme'94][Delseny'94]. Ces bruits en excès apparaissent sous différentes formes: bruit de génération-recombinaison, bruit de scintillation ou bruit fondamental en $1/f$ et enfin bruit RTS.

I.3.3.1. Bruit de génération-recombinaison

La dénomination bruit de génération-recombinaison inclut tous les bruits dus aux transferts d'électrons entre deux niveaux d'énergie discrets [Machlup'54]. Le bruit de génération-recombinaison (G-R) est un processus spécifique aux semiconducteurs et caractéristique de la qualité cristallographique du matériau. Ce type de bruit provient des fluctuations aléatoires des taux de génération-recombinaison de paires électrons-trous et de piégeage-dépiégeage des porteurs sur des centres profonds induits par des défauts cristallographiques qui génèrent des niveaux d'énergie situés dans la bande interdite d'un semiconducteur. Ces fluctuations produisent ainsi une fluctuation de la mobilité, coefficient de diffusion, champ électrique et par conséquent une fluctuation du courant et/ou de tension [Mitin'02]. Ce bruit apparaît en général à basse température quand les atomes donneurs, ou accepteurs, ne sont pas tous ionisés [Chen'00][Rennane'04] [Mathieu'04].

Toute perturbation du réseau cristallin du semiconducteur se manifeste par la présence d'états dont les niveaux d'énergie associés sont localisés dans la bande interdite. Quand ces niveaux sont proches de la bande de conduction ou de la bande de valence, ils correspondent à des impurtes dopantes qui établissent une conductivité de type respectivement n ou p.

Quand ils sont proches du centre de la bande interdite, ces niveaux sont appelés pièges profonds. Ils ont une influence directe sur les propriétés électriques du semiconducteur et des dispositifs associés.

Un défaut profond dans un semiconducteur peut se comporter comme un piège, comme un centre de recombinaison ou comme centre de génération. Si un porteur est piégé sur un niveau et, si après un temps de piégeage il est réémis vers l'une des deux bandes permises (bande de valence, ou bande de conduction), le défaut est considéré comme un piège. Si un

porteur de signe opposé est aussi capturé avant que le premier soit réémis, le niveau est dit un centre de recombinaison [Haddab'95].

La figure (I. 3) illustre un exemple simple des transitions possibles entre un niveau de piège et les deux types de porteurs de charge:

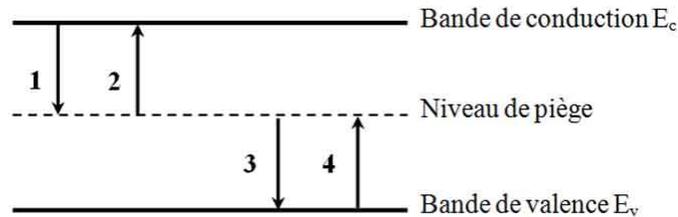


Figure (I. 3) ; Différentes possibilités de transitions des porteurs entre les bandes de conduction, de valence et un niveau de piège.

Sur la figure (I. 3), quatre possibilités sont représentées :

- 5) Recombinaison: un électron libre de la bande de conduction peut-être capturé par le niveau piège qui était libre auparavant.
- 6) Génération: l'émission d'un électron, préalablement capturé par le piège, vers la bande de conduction.
- 7) L'émission d'un électron situé sur le niveau piège vers la bande de valence est équivalente à la capture d'un trou de la bande de valence.
- 8) La capture d'un électron de la bande de valence par le piège est équivalente à l'émission par ce même piège d'un trou vers la bande de valence.

Les fluctuations du courant sont directement liées à celles du nombre des porteurs. Pour évaluer ce dernier, on peut utiliser l'équation de Langevin [Vasilescu'99], selon laquelle en négligeant l'influence des niveaux électroniques de la bande interdite, nous avons :

$$\frac{d(\Delta N)}{dt} = -\frac{\Delta N}{\tau_p} + H(t) \quad (\text{I. 34})$$

ΔN : est la fluctuation du nombre des porteurs,

$H(t)$: une fonction aléatoire ayant un spectre blanc de puissance,

τ_p : est la constante de temps spécifique, appelée aussi temps de relaxation τ_R , donné par l'équation:

$$\tau_p = \tau_R = \frac{1}{2 \times \pi \times f_c} \quad (\text{I. 35})$$

D'où f_c est la fréquence de coupure.

Après calcul, on trouve que le spectre de puissance du bruit de génération-recombinaison est donné par [Machlup'54][Kirtley'88]:

$$\frac{S_i(f)}{I^2} = \frac{S_N(f)}{N^2} = \frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} \times \frac{\tau_e \cdot \tau_c}{\pi \times \tau_p \times (\tau_e + \tau_c)^2} \times \frac{1}{\left[(2 \times \pi \times f)^2 + \left(\frac{1}{\tau_p} \right)^2 \right]} \quad (\text{I. 36})$$

$$\text{Avec } \frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_c} \quad [\text{Copeland'71}] \quad (\text{I. 37})$$

τ_e et τ_c : sont les constantes de temps d'émission et de capture des électrons entre deux niveaux d'énergie discrets,

$\overline{\Delta N^2}$: est la variance de N .

Quand $\tau_e = \tau_c$ l'équation (I. 36) atteint sa valeur maximale en fonction de τ_p ; dans ce cas, les pièges profonds qui contribuent au bruit de génération-recombinaison sont ceux qui sont proches du niveau de Fermi à l'équilibre thermodynamique [Neamen'03][Li'06][Gassoumi'06].

Ce qui implique que la constante de temps spécifique τ_p égale à $\tau_e/2$ et on a:

$$\frac{S_R(f)}{R^2} = \frac{S_v(f)}{V^2} = \frac{S_N(f)}{N^2} = \frac{4 \times \overline{\Delta N^2}}{N^2} \frac{4 \times \tau_p}{1 + (2 \times \pi \times \tau_p \times f)^2} \quad (\text{I. 38})$$

La forme du spectre de la densité spectrale de bruit donné par l'équation (I. 38) est un spectre Lorentzien présentant un plateau pour des fréquences inférieures à la fréquence de coupure f_c et une décroissance en $1/f^2$ pour des fréquences supérieures à f_c [Mitin'02].

$$\tau_p \propto T^{-2} \times \exp\left(\frac{E_a}{k_B T}\right) \quad (\text{I. 39})$$

E_a : énergie d'activation thermique caractérisant le piège, τ_p ($=1/2\pi \times f_c$) est déterminé à partir du spectre de bruit de génération-recombinaison à différentes valeurs de températures.

A partir de la relation (I. 39), on peut obtenir quelques caractéristiques des pièges parmi lesquelles :

1. l'énergie d'activation (E_a) : c'est la quantité d'énergie nécessaire pour transférer un porteur d'un piège vers la bande la plus proche (bande de conduction ou de valence) [Saysset'96]. On appelle alors énergie d'activation le niveau d'un piège par rapport à la bande de conduction ou de valence.
2. La section efficace (σ_s) : elle exprime la surface dans laquelle le porteur libre doit s'approcher du centre pour être capturé. Plus cette section est grande, plus le centre intervient facilement dans le processus de génération-recombinaison. Donc, elle représente le nombre de porteurs piégés par unité de surface.

Le diagramme d'Arrhenius représentant $\ln(\tau_p \times T^2)$ en fonction de $1000/T$, permet de déterminer les valeurs de l'énergie d'activation E_a (eV) et de la section efficace de capture σ_s (cm²) [Costa'92][Grassi'01].

I.3.3.2. Bruit en $1/f$

Ce bruit en excès s'appelle également bruit de scintillation, flicker noise ou bruit de papillotement. Il a été découvert par Johnson en 1925 dans les tubes à vide [Johnson'25] et observé expérimentalement en basse fréquence entre 1 Hz et 100 kHz dans la plupart des matériaux conducteurs et dans une grande variété de dispositifs à semiconducteurs [Hooge'69.2] [Dutta'81] [Hooge'81] [Mikoshiba'82] [VanderZiel'86] [Weissman'88] et également dans les résistances à couche de carbone [Fleetwood'84] .

Ce type de bruit est associé au passage d'un courant et dépend en général de l'état de surface. Le bruit en $1/f$ est un outil d'évaluation de la qualité structurale des couches semiconductrices [Jones'02][Haddab'99].

En présence d'un courant continu I , le bruit en $1/f$ dans un échantillon ohmique de résistance R présente une densité spectrale de puissance donné par:

$$S_i(f) = K' \times \frac{I^a}{f^\gamma} \quad (\text{I. 40})$$

Où a est une constante prise entre 0,5 et 2 et K' est une constante caractéristique du composant, dépendant de la technologie de fabrication utilisée. γ est quasi constant compris entre 0,8 et 1,8 [Koverda'09].

Toutefois, ce type de bruit se manifeste comme une fluctuation de la conductivité (notée $\sigma=q \times n \times \mu$) dans un échantillon ohmique de résistance R :

$$R = \frac{1}{q \times \mu \times n} \times \frac{L}{S} = \frac{L^2}{q \times \mu \times N} \quad (\text{I. 41})$$

$N (= n \times L \times S)$ est le nombre total de porteurs de charge participant à la conduction et n la densité de porteurs.

Dans le cas où μ et N fluctuent de façon indépendante on a:

$$\frac{\partial R}{R} = -\frac{\partial N}{N} - \frac{\partial \mu}{\mu} \quad (\text{I. 42})$$

\bar{N} : représente le nombre moyen de porteurs dans le volume $L \times S$ considéré.

Donc, la densité spectrale du bruit due à la fluctuation de la résistance est donnée par:

$$\frac{S_R(f)}{(\bar{R})^2} = \frac{S_N(f)}{(\bar{N})^2} + \frac{S_\mu(f)}{(\bar{\mu})^2} \quad (\text{I. 43})$$

Jusqu'à présent, aucune explication générale concernant les origines de ce bruit n'a été donnée. Mc Whorter [Mc Whorter'57] a proposé un modèle qui prend en compte les constantes de temps associées à la modulation du taux de recombinaison. Hooge [Hooge'69.1] favorise une approche empirique liant le bruit en $1/f$ à des effets de volume, tandis que Handel [Handel'75][Handel'80][Handel'94][Ho'99] a développé une théorie quantique du bruit en $1/f$ basée sur l'effet d'émission de photons au cours des collisions que subissent les porteurs avec le réseau.

I.3.3.2.1. Modèle de Mc Whorter (Δn)

Mc Whorter fait ses expériences sur un filament de germanium (Ge). Le modèle de Mc Whorter s'appuie sur le principe de la fluctuation du nombre de porteurs due à des processus de piégeage-dépiégeage soit par l'intermédiaire d'un ensemble de niveaux de pièges dans les semiconducteurs soit par des états d'interface impliquant une somme de spectres Lorentziens dont la fonction de distribution normalisée des constantes de temps caractéristiques est de la forme [Mc Whorter'57]:

$$S_N(f) = \sum_{i=1}^n \frac{A_i \times \tau_i}{1 + (\omega \times \tau_i)^2}, \text{ avec } \omega = 2\pi \times f \quad (\text{I. 44})$$

A_i : variable proportionnelle à la variance de fluctuations du nombre de porteurs de charges N qui s'exprime par la relation suivante :

$$\overline{\Delta N^2} = \int_0^{\infty} S_N(f) df = \sum_{i=1}^n 4 \times A_i \times \int_0^{\infty} \frac{\tau_i}{1 + \omega^2 \times \tau_i^2} df = \sum_{i=1}^n A_i \quad (\text{I. 45})$$

$$S_N(f) = 4 \times \overline{\Delta N^2} \times \sum_{i=1}^n g(\tau_i) \times \frac{\tau_i}{1 + \omega^2 \times \tau_i^2}, \text{ avec } g(\tau_i) = \frac{A_i}{\sum_{i=1}^n A_i} \quad (\text{I. 46})$$

$g(\tau_i)$: est considéré comme une fonction de probabilité du $i^{\text{ième}}$ mode, c'est-à-dire la probabilité qu'un électron soit capturé ou généré par le $i^{\text{ième}}$ centre de génération-recombinaison.

On peut écrire l'équation (I. 46) dans le domaine continu par :

$$S_N(f) = 4 \times \overline{\Delta N^2} \times \int_0^{\infty} \frac{\tau \times g(\tau)}{1 + \omega^2 \times \tau^2} d\tau \quad (\text{I. 47})$$

Quand $g(\tau)$ est une fonction normalisée ($\int_0^{\infty} g(\tau) d\tau = 1$), elle peut être exprimée dans des conditions particulières par l'équation suivante :

$$g(\tau) = \begin{cases} \frac{1}{\tau \times \ln\left(\frac{\tau_2}{\tau_1}\right)}, & \tau_1 \leq \tau \leq \tau_2 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{I. 48})$$

τ_1 et τ_2 sont les limites inférieure et supérieure des temps de relaxation τ_i .

La fluctuation totale résultante de la somme des contributions de chacun des pièges si l'on considère qu'il n'y a pas d'échange de porteurs entre eux, est donnée par l'expression suivante:

$$S_N(f) = \frac{2 \times \overline{\Delta N^2}}{\pi \times f \times \ln(\tau_2/\tau_1)} \times [\arctan(\omega \times \tau_2) - \arctan(\omega \times \tau_1)] \quad (\text{I. 49})$$

L'expression de $S_N(f)$ peut être simplifiée suivant trois domaines de fréquence :

1. spectre plat: pour les basses fréquences (indépendant de la fréquence):

$$f \ll \frac{1}{\tau_1} \quad \Rightarrow S_N = \overline{\Delta N^2} \times \frac{1}{\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} \times 4 \times \tau_2 \quad (\text{I. 50})$$

2. spectre en $1/f$: pour les fréquences intermédiaires:

$$\frac{1}{\tau_1} < f < \frac{1}{\tau_2} \quad \Rightarrow S_N = \overline{\Delta N^2} \times \frac{1}{\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} \times \frac{1}{f} \quad (\text{I. 51})$$

3. spectre en $1/f^2$: pour les hautes fréquences:

$$\frac{1}{\tau_2} \ll f \quad \Rightarrow S_N = \overline{\Delta N^2} \times \frac{1}{\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} \times \frac{1}{\tau_1 \times \pi^2} \times \frac{1}{f^2} \quad (\text{I. 52})$$

La figure (I. 4) présente un exemple de la formation d'un spectre de bruit en $1/f$ à partir de la somme de quatre spectres de bruit de génération-recombinaison qui ont différentes constantes de temps.

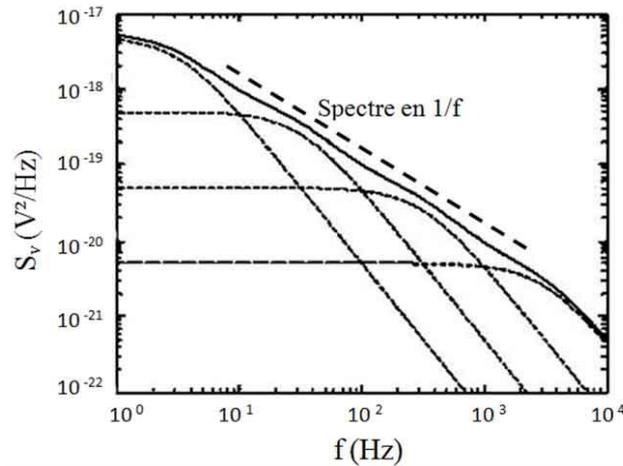


Figure (I. 4) : Superposition de quatre spectres Lorentziens qui donnent un spectre total approximatif d'un bruit en $1/f$.

Il existe différentes dénominations pour ce modèle qui sont le bruit de génération-recombinaison de Mc Whorter ou le modèle de l'effet de surface ou d'interface [VanEtten'05][Rennane'04].

I.3.3.2.2. Modèle de Hooge ($\Delta\mu$)

Dans le but d'examiner les origines du bruit en $1/f$, Hooge a proposé un modèle basé sur une relation empirique valable pour des matériaux homogènes comme les métaux et les semiconducteurs. La densité spectrale de ce bruit a une dépendance inverse de la fréquence et dépend aussi du nombre de porteurs dans le matériau étudié [Hooge'69.1][Hooge'69.2]. Cette densité spectrale a été liée aux fluctuations de la mobilité ($\Delta\mu$) [Hooge'76] [Hooge'78][Hooge'79] [Hooge'81][Hooge'94][Chen'97] dues aux collisions des électrons avec le réseau atomique ou les impuretés. Le modèle de Hooge exprime donc l'effet de volume:

$$\frac{S_R}{R^2} = \frac{\alpha_H}{N \times f} \quad (\text{I. 53})$$

α_H est une constante sans dimension appelée constante de Hooge caractérisant le niveau de bruit en $1/f$ du milieu considéré. Hooge a suggéré au début que la constante α_H est égale à $\sim 2 \times 10^{-3}$.

Actuellement, il n'est plus considéré comme étant une constante mais plutôt un paramètre dépendant d'autres paramètres tels que la pureté et le nombre de défauts présents dans le matériau [Tacano'00][Sakr'08][Bora'08].

Il s'est avéré donc que la valeur de α_H est très sensible à la qualité des matériaux et des procédés de fabrication. Par conséquent, il peut être utilisé pour mesurer la qualité et le niveau de bruit des matériaux et des dispositifs [Johansen'04].

Ce modèle est particulièrement bien adapté pour modéliser le bruit en $1/f$ du canal des transistors à effet de champ sur substrat III-V.

Jindal et Van der Ziel [Jindal'81] ont proposé un modèle ($\Delta\mu$) basé sur les fluctuations des électrons libres parcourant une longueur (l), exprimé par la relation fondamentale suivante:

$$\Delta l = \sum_q C_q \times \Delta N_q \quad (\text{I. 54})$$

Δl et ΔN_q : sont les fluctuations dans le libre parcours et dans la population des phonons respectivement.,

C_q : est un facteur de proportionnalité.

Pour la mobilité μ , nous avons la relation suivante :

$$\mu = (q/m^*) \times \langle 1/v \rangle \times l \quad (\text{I. 55})$$

m^* : est la masse effective des porteurs,

\bar{v} : est la valeur moyenne de la vitesse des porteurs.

Si l'on considère un système à N porteurs, l'équation (I. 55) s'écrit :

$$\mu = (q/m^*) \times \langle 1/v \rangle \times \left(\sum_i l_i \right) / N \quad (\text{I. 56})$$

Chaque électron a son propre libre parcours l_i ($i=1, \dots, N$)

Avec la fluctuation des parcours Δl_i , la moyenne de la mobilité est donnée par :

$$\bar{\mu} = (q/m^*) \times \langle 1/v \rangle \times \bar{l}, \text{ avec } \bar{l} = \left(\sum_i l_i \right) / N \quad (\text{I. 57})$$

Donc la fluctuation de la mobilité est :

$$\Delta\mu = (q/m^*) \times \langle 1/v \rangle \times \left(\sum_i \Delta l_i \right) / N \quad (\text{I. 58})$$

Par conséquent, la densité spectrale d'intensité sera :

$$S_\mu(f) = (q/m^*)^2 \times \langle 1/v \rangle^2 \times \left(\sum_i S_{l_i}(f) \right) / N^2 = (q/m^*)^2 \times \langle 1/v \rangle^2 \times S_{l_i}(f) / N \quad (\text{I. 59})$$

On divise (I. 59) par le carré de (I. 57) et l'on obtient :

$$\frac{S_\mu(f)}{\bar{\mu}^2} = \frac{1}{N} \times \frac{S_{l_i}(f)}{\bar{l}^2} = \frac{\alpha_H}{N \times f} \quad (\text{I. 60})$$

I.3.3.2.3. Modèle de bruit en ($\Delta\mu$) ou en (Δn)

D'une façon générale, il est difficile de prédire laquelle de ces deux fluctuations ($\Delta\mu$, Δn) sera prédominante dans les bruits mesurés. Plusieurs expériences prouvent que le modèle $\Delta\mu$ est toujours présent dans les matériaux homogènes comme les métaux et les semiconducteurs, que soient de silicium ou des composants III-V. En outre, les expériences ont démontré que les fluctuations du bruit en $\Delta\mu$ augmentent avec les défauts dans les matériaux.

La validation du modèle de Hooge peut être vérifiée expérimentalement par les opérations suivantes:

1. variation en $1/f$ de la densité spectrale de bruit en tension ou en courant.
2. dépendance de la densité spectrale de bruit en tension ou en courant au carré de la tension de polarisation ou du courant respectivement.

Par contre les fluctuations Δn sont dominantes lorsque le piégeage des porteurs est important.

En 1982, Mikoshiba a suggéré une corrélation entre ces deux modèles ($\Delta\mu$, Δn) appelé par la suite modèle (Δn - $\Delta\mu$) pour expliquer les fluctuations dans les transistors MOS. Ce nouveau modèle a été développé ensuite par Suray [Suray'87], Jayaraman [Jayaraman'89], Hung [Hung'90] et Ghibaudo [Ghibaudo'91]. Dans ce modèle, on suppose que la fluctuation du nombre des porteurs de charge dans l'oxyde peut induire la fluctuation de la tension de bandes plates et la dispersion des charges dans la couche d'inversion.

I.3.3.3. Bruit RTS

Un cas particulier du bruit de génération-recombinaison, le bruit RTS "Random Telegraph Signal" est un bruit en excès lié au piégeage-dépiégeage d'un porteur qui conduit à une fluctuation de la conductance et se traduit par des commutations d'états dans le domaine du temps [Machlup'54].

Il se manifeste comme un courant ayant une amplitude à deux états stables et la transition entre ces deux états est très rapide [Militaru'00]. L'amplitude de ces créneaux ΔI est de l'ordre de quelques dizaines de nano-ampères à quelques centaines de micro-ampères. La durée d'un état est aléatoire et peut varier de quelques microsecondes jusqu'à plusieurs minutes. Cette description est semblable à un signal télégraphique, d'où sa dénomination [Vasilescu'05].

La densité spectrale d'une fluctuation de courant ΔI avec deux niveaux d'impulsions de durée supérieure τ_h et inférieure τ_l est présentée sur la figure (I. 5):

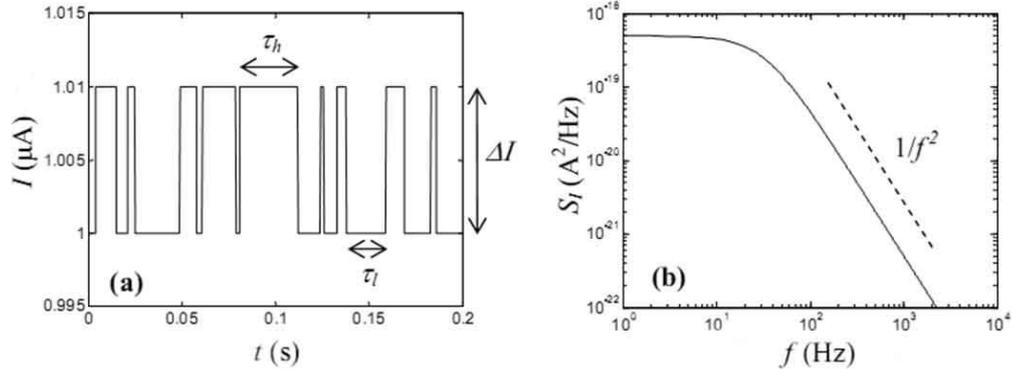


Figure (I. 5) : (a) Impulsions RTS dans le domaine temporel,
(b) la forme Lorentzienne de la densité spectrale de courant en fonction de la fréquence.

$$S_i(f) = \frac{4 \times (\Delta I)^2}{(\overline{\tau_l} + \overline{\tau_h}) \times \left[(1/\overline{\tau_l} + 1/\overline{\tau_h})^2 + (2 \times \pi \times f)^2 \right]} \quad (\text{I. 61})$$

$\overline{\tau_l}$ et $\overline{\tau_h}$ sont les valeurs moyennes.

D'après l'équation (I. 61), La densité spectrale du bruit RTS est de type Lorentzienne. Donc, le bruit de G-R peut être considéré comme la somme des bruits en RTS générés par un ou plusieurs pièges avec des constantes de temps identiques. Cela a été examiné et discuté en profondeur par Balandin [Balandin'02].

L'appellation (bruit RTS) est plutôt réservée pour des dispositifs submicroniques, alors que le terme bruit "burst" est utilisé pour des dispositifs de moindre qualité et de dimension plus importante [Jones'94]. De plus, la partie importante du spectre de bruit RTS est limitée aux fréquences audibles (quelques kHz, voire moins). Il peut donc produire un bruit de crépitement dans un haut-parleur, ce qui est l'origine de sa dénomination anglo-saxonne "bruit pop-corn" et il est également nommé (bruit en créneaux) [VanVliet'94].

I.4. BRUIT DANS LES COMPOSANTS ELECTRONIQUES

Le tableau ci-dessous résume les différents résultats obtenus par des études de bruit effectuées sur des familles de composants électroniques d'après [Vasilescu'99][Sze'06], en mettant en évidence les types de bruit dominants:

	Bruit de diffusion		Bruit liés à la jonction	Bruits en excès	
	Thermique	Quantique		G-R	$1/f$
Sans polarisation	Résistance Diode Tr. bipolaire TEC MOS				
Polarisé B.F.	Résistance TEC MOS		Diode Tr. bipolaire TEC MOS	Diode Tr. bipolaire TEC MOS	Résistance Diode Tr. bipolaire TEC MOS
Polarisé micro-ondes	Résistance Diode Tr. bipolaire TEC		Diode Tr. bipolaire		
f > 1Thz	Résistance	Résistance Laser			

Tableau (I. 1) : Bruits dominants dans les principaux composants électroniques [Vasilescu'05].

I.4.1. Source de bruit dans les HEMTs

Les échantillons utilisés dans notre étude sont des hétérostructures AlGaAs/GaAs destinées à la fabrication de transistors à haute mobilité électroniques (HEMTs). Ces composants sont destinés à l'élaboration de préamplificateurs utilisés généralement à très basse température dans le domaine de la détection.

Donc, dans un transistor HEMT, différentes régions peuvent être génératrices de bruit basse fréquence, principalement [Statz'74][Delseny'94][Chen'00]:

1. Les zones d'accès (entre les contacts ohmiques et la grille): le gaz 2D du HEMT sous les zones d'accès génère aussi du bruit [Ortmans'76][Py'91]. Durant la procédure de mesure de bruit basse fréquence, il est possible de minimiser la contribution du bruit des régions d'accès en utilisant une tension de grille effective $V_G (= V_{gs} - V_{th})$, où V_{gs} et V_{th} sont la tension grille-source et tension de seuil respectivement) petite de façon à avoir une résistance du canal largement supérieure aux résistances d'accès.

2. Les contacts ohmiques entre le métal et le semiconducteur: généralement négligeables [Vandamme'86] par rapport au bruit issu des autres parties du dispositif, sauf s'ils sont de mauvaise qualité, et dans ce cas par effet d'accumulation de courant à l'interface [Vandamme'76][Ortmans'76] on observe une augmentation du bruit en excès. Ce dernier est un critère de mauvais fonctionnement d'un transistor HEMT.
3. La grille: elle ne contribue pas au bruit total sauf si elle est traversée par un courant [Chertouk'96]. Donc pour les mesures de bruit sur les transistors HEMTs, il est nécessaire de vérifier qu'aucun courant de fuite n'est présent. C'est en général le cas, si la tension de seuil du transistor n'est pas trop négative. Par contre, si cette tension est positive, la tension de grille utilisable est aussi limitée dans les valeurs supérieures par le passage de courant en direct dans la grille.
4. Le gaz 2D sous les zones d'accès contribue aussi au bruit de manière analogue au canal sous la grille [Peransin'90][Py'91], sans présenter toutefois une dépendance avec la tension de grille.

Dans un dispositif ohmique ou en régime ohmique, les fluctuations relatives en résistance, courant ou tension sont équivalentes :

$$\frac{S_R(f)}{R^2} = \frac{S_i(f)}{I^2} = \frac{S_v(f)}{V^2} \quad (\text{I. 62})$$

On s'intéresse dans notre étude à la gamme des basses fréquences (1 Hz – 100 kHz), pour laquelle le bruit est plus intense. On distingue trois types de bruit basse fréquence, le bruit thermique, le bruit $1/f$, ainsi que le bruit de génération-recombinaison :

$$S_v(f) = \frac{\alpha_H \times V^2}{N \times f^\gamma} + \sum_{j=1}^n \frac{A_j \times \tau_j \times V^2}{1 + (2\pi \times \tau_j \times f)^2} + S_{Th} \quad (\text{I. 63})$$

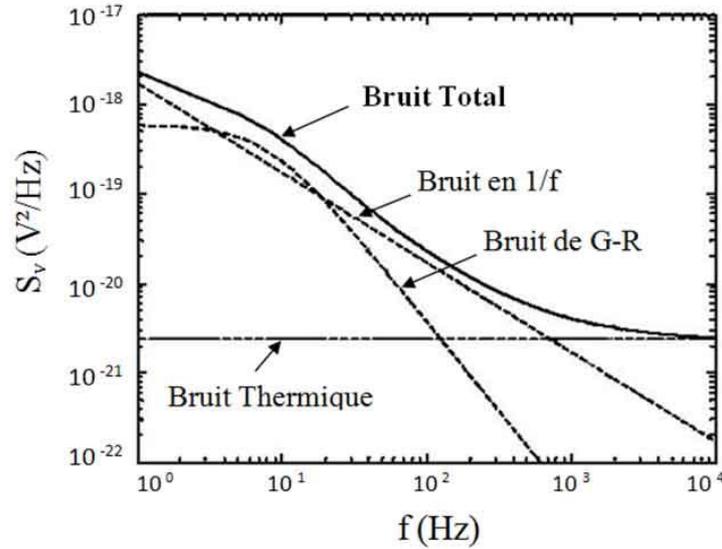


Figure (I. 6) : Décomposition d'un spectre de bruit total en: bruit thermique, bruit en $1/f$ et bruit de génération-recombinaison (G-R).

I.4.2. Effet de la tension de grille sur la DSP totale de bruit dans les FETs

Le bruit dans les transistors à effet de champs (FETs) est un critère très sensible de leur bon fonctionnement [Jones'94]. Il dépend des défauts qui peuvent être présents, tels que des contacts ohmiques défectueux, des résistances d'accès importantes (R_{acc}), des états d'interface ou des niveaux profonds.

Dans les FETs, la densité spectrale du bruit dû à la fluctuation de la résistance R totale du canal S_R est égale à la somme des bruits non corrélés générés par la résistance du canal sous la grille (R_{canal}) et la somme ($2 \times R_{acc} = R'_{acc}$) des résistances d'accès grille-source et grille-drain, S_R s'écrit alors :

$$\frac{S_R(f)}{R^2} = \frac{S_{canal} + S_{acc}}{(R_{canal} + R'_{acc})^2} \quad (\text{I. 64})$$

Aux basse fréquences, seul le bruit en $1/f$ est dominant si bien que S_R , pourvu que les bruits dans R_{canal} et R_{acc} ne soient pas corrélés, est donné par:

$$S_R(f) = S_{canal}(f) + S_{acc}(f) = \frac{\alpha_{canal} \times R_{canal}^2}{N_{canal} \times f} + \frac{\alpha_{acc} \times R_{acc}^2}{N_{acc} \times f} \quad (\text{I. 65})$$

α_{canal} et α_{acc} sont les paramètres de Hooge caractérisant le bruit en $1/f$ des résistances de canal et des résistances d'accès, respectivement.

N_{canal} et N_{acc} représentent les quantités de charges libres qui passent à travers ces deux sources de bruit.

D'après l'étude de Valenza et al. [Valenza'02] sur les PHEMTs (GaAs), la séparation entre les sources de bruit associées à la partie intrinsèque (canal) et les résistances de contact est possible. La figure (I. 7) montre les plages de variation de la densité spectrale en courant en fonction de la tension effective V_G [Valenza'02]:

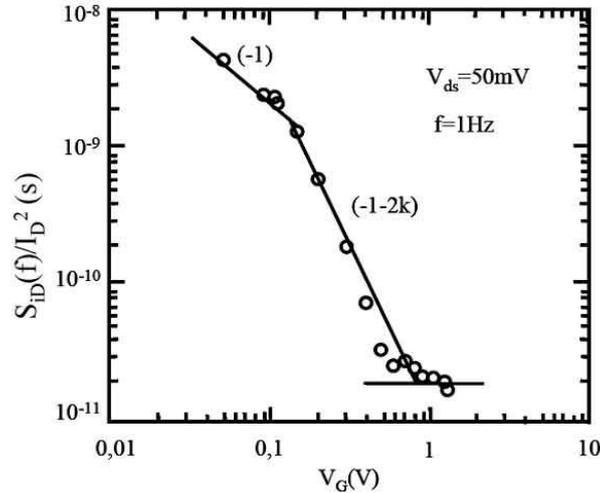


Figure (I. 7) : Variation de $S_{I_{ds}}/I_{ds}^2$ en fonction de V_G d'après Valenza et al. [Valenza'02].

On peut résumer la variation de $S_{I_{ds}}/I_{ds}^2$ en fonction de la tension V_G dans le tableau suivant :

V_G	Faibles tensions	Tensions intermédiaires	Tensions élevées
Résultats Expérimentaux	$S_{canal} > S_{acc}$ $R_{canal} > R_{acc}$	$S_{canal} > S_{acc}$ $R_{acc} > R_{canal}$	$S_{acc} > S_{canal}$ $R_{acc} > R_{canal}$
$\frac{S_{I_{ds}}(f)}{I_{ds}^2}$	$\frac{S_{I_{ds}}}{I_{ds}^2} \cong \frac{S_{canal}}{I_{ds}^2} \propto V_G^{-1}$	$\frac{S_{I_{ds}}}{I_{ds}^2} \cong \frac{S_{canal}}{R^2} \propto V_G^{-(1+2k)}$ $k=0,76$	$\frac{S_{I_{ds}}}{I_{ds}^2} \cong \frac{S_{acc}}{R^2} = \frac{\alpha_{acc}}{N_{acc} \times f} \propto V_G^0$

Tableau (I. 2) : Variation de $S_{I_{ds}}/I_{ds}^2$ en fonction de V_G d'après Valenza et al. [Valenza'02].

I.4.3. Minimisation de l'effet de bruit dans les FETs

Comme nous avons expliqué à travers cette étude, les sources de bruit peuvent être divisées en deux grandes catégories, l'une concerne les sources irréductibles où sources inhérentes aux composants. On ne peut pas les minimiser et elles sont toujours présentes dans les composants. Par contre, pour ce qui concerne les sources de bruit en excès dites réductibles qui réduisent le bruit en $1/f$, bruit de génération-recombinaison et le bruit RTS,

on peut minimiser leurs effets afin d'améliorer les performances des composants selon les applications souhaitées, car ces types de bruit dépendent de l'existence des défauts.

Dans les transistors à effet de champs, le bruit basse fréquence dépend du procédé de fabrication [Chang'94], de la température et des polarisations V_{gs} et V_{ds} [Hendriks'88]. Cette dépendance rend difficile la comparaison des résultats de mesures de différentes technologies sans prise en compte du fait qu'il existe plus d'un seul modèle pour décrire le bruit en $1/f$. A ces problèmes, il faut ajouter que chaque modèle est applicable avec des limitations soit pour les dimensions ou pour les conditions de polarisations, ou soit par la supposition de la domination d'un type de source de bruit par rapport aux autres.

Pour l'amélioration des performances pour des applications haute fréquence, les dimensions des FETs sont réduites, en particulier la longueur de grille et l'épaisseur de l'oxyde comme dans le cas des MOSFETs. Cependant la miniaturisation est accompagnée par plusieurs effets indésirables comme les effets liés aux forts champs électriques et l'augmentation du bruit basse fréquence. Ceci fixe une limite inférieure au niveau du signal qui peut être traité. La sensibilité de la technique du bruit basse fréquence aux procédés et aux paramètres de fabrication fait de cette analyse un outil permettant l'étude de l'effet de la miniaturisation sur le bruit intrinsèque.

Par rapport au MOSFET, le HEMT présente une meilleure qualité de l'interface où est localisé le gaz bidimensionnel. Ceci est dû au développement des méthodes de croissance par jet moléculaire. L'amélioration de la qualité du gaz bidimensionnel à basses températures a un effet direct sur l'effet de bruit et par conséquent sur l'amélioration des performances des HEMTs. Ceci est démontré expérimentalement pour les applications hyperfréquences [Costa'92][Valenza'02].

I.5. CONCLUSION

Dans ce premier chapitre, nous nous sommes intéressés à l'étude des différentes sources de bruit dans les composants électroniques et plus particulièrement dans les hétérostructures destinées à la fabrication des transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) en basses fréquences. Cette étude est fondée sur une théorie mathématique des signaux qui tient compte de l'aspect aléatoire de bruit en fonction du temps, d'où l'intérêt d'utiliser les avantages du théorème de Wiener-Khintchine dans le domaine fréquentielle passant par la transformé de Parseval.

Trois principales sources de bruit sont généralement observées expérimentalement en basse fréquence dans la plupart des matériaux conducteurs et dans les composants semiconducteurs: bruit thermique, bruit de génération-recombinaison et bruit en $1/f$. Ce dernier type de bruit appelé aussi bruit de scintillation est largement étudié par les chercheurs pour expliquer son origine ; pour cette raison, la dernière partie de ce chapitre a été consacrée à la présentation des principaux modèles traitant ce type de bruit.

REFERENCES DU CHAPITRE I

- [Ando'01] B. Ando, S. Graziani and N. Pitrone,
“Hysteresis shaping in stochastic driven systems”
IEEE Trans. on Instr. and Meas., vol. 50(5), pp. 1266-1269,
October 2001.
- [Balandin'02] A. Balandin,
“Noise and Fluctuations Control in Electronic Devices”
American Scientific Publishers, ISBN 15888 3005 5, July
2002.
- [Blasquez'86] G. Blasquez,
“General aspects of Noise Phenomena - Application to surface
noise”
North Holland, Elsevier Science, pp. 363-398, 1986.
- [Bora'08] A. Bora and A. K. Raychaudhuri,
“Low-frequency resistance fluctuations in metal films under
current stressing at low temperature ($T < 0.3T_{\text{melting}}$)”
Physical review B, vol. 77, p. 075423, 2008.
- [Buckingham'85] M. J.J. Buckingham,
“Noise in Electronic Devices and Systems”
Ellis Horwood, Series in Electrical and Electronic
Engineering, ISBN: 978 0470201640, June 1985.
- [Carlson'02] A. B. Carlson, P. B. Crilly, J. C. Rutledge,
“An Introduction to Signals and Noise in Electrical
Communication”
McGraw-Hill series in Electrical and Computer Engineering,
ISBN 0 07 011127 8, 2002.
- [Chang'94] J. Chang, A. A. Abidi et C. R. Viswanathan,
“Flicker noise in CMOS transistors from subthreshold to
strong inversion at various temperatures”
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 41(11), pp.
1965-1971, November 1994.
- [Chen'00] Y. Chen, C. M. Van Vliet, G. L. larkins, Jr., and H. Morkoç,
“Generation-recombination noise in nongated and gated
 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ TEGFETs in the range 1Hz to 1MHz”
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 47(11), pages :
2045-2053, November 2000.
- [Chen'97] X. Y. Chen,
“Lattice scattering and $1/f$ noise in semiconductors”
Thesis, Technische Universitat Eindhoven, Eindhoven, The
Netherlands, April 1997.

- [Chertouk'96] M. Chertouk, A. Chovet,
“Origins and characterization of low-frequency noise in GaAs MESFET's grown on InP substrates”
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 43(1), pp. 123-129, January 1996.
- [Ciofi'00] C. Ciofi and B. Neri,
“Low-frequency noise measurements as a characterization tool for degradation phenomena in solid-state devices”
J. Phys. D: Appl. Phys, vol. 33, pp. R199-R216, 2000.
- [Copeland'71] J. A. Copeland,
“Semiconductor impurity analysis from low-frequency noise spectra”
IEEE Trans. on Elect. Devices, vol. ED-18, pp. 50–53, 1971.
- [Costa'92] D. Costa and J. S. Harris,
“Low-frequency noise properties of n-p-n AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors”
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 39(10), pp. 2383-2393, October 1992.
- [Coulon'84] F. de Coulon,
“Théorie et traitement des signaux”
Presses Polytechniques Romandes, ISBN 2 604 00008 3, 1984.
- [Delseny'94] C. Delseny, F. Pascal, S. Jarrix, G. Lecoy, J. Dangla, and C. D. Chevallier,
“Excess noise in AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors and associated TLM test structures”
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 41(11), pp. 2000-2005, November 1994.
- [Dic.IEEE'97] “IEEE Standard Dictionary of Electrical and Electronics Terms”
Wiley Interscience, New York, 1997.
- [Dutta'81] P. Dutta and P. M. Horn,
“Low-frequency fluctuations in solids: $1/f$ noise”
Rev. Mod. Phys., vol. 53, pp. 497-516, 1981.
- [Fleetwood'84] D. M. Fleetwood, T. Postel and N. Giordano,
“Temperature dependence of the $1/f$ noise of carbon resistors”
J. A. P., vol. 56(11), pp. 3256 – 3260, December 1984.
- [Gassoumi'06] M. Gassoumi,
“Etude des défauts électriquement actifs dans les composants hyperfréquences de puissance dans les filières SiC et GaN”
Ecole Doctorale, INSA-Lyon, France, juin 2006.
- [Ghibaudo'91] G. Ghibaudo, O. Roux, C. Nguyen-Duc, F. Balestra et J. Brini,
“Improved analysis of low frequency noise in field-effect MOS transistor”
Physica status solidi A, vol. 124, pp. 571-581, 1991.

- [Grassi'01] V. Grassi, C. F. Colombo, and D. V. Camin,
“Low Frequency Noise versus Temperature Spectroscopy of Recently Designed Ge JFETs”
IEEE Trans. Electron Devices, vol. 48(12), pp. 2899 - 2905, 2001.
- [Haddab'95] Y. Haddab,
“Etude des niveaux profonds dans des transistors à Gaz bidimensionnel d'électrons sur substrats de GaAs et InP”
Thèse, physique, N°: 1387, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse, 1995.
- [Haddab'99] Y. Haddab , A. P. Friedrich, R. S. Popovic,
“Observation of dopant vacancy defects by low-frequency noise measurements in heavily doped n+/p+ silicon diodes”
Solid-State Electronics, vol. 43, p. 413-416, 1999.
- [Handel'75] P. H. Handel,
“ $1/f$ Noise-An 'Infrared' Phenomenon”
Phys. Rev. Lett., vol. 34(24), pp.1492-1495, 1975.
- [Handel'80] P. H. Handel,
“Quantum approach to $1/f$ noise”
Phys. Rev. A. vol. 22(2), pp. 745-757, 1980.
- [Handel'94] P. H. Handel,
“Fundamental Quantum $1/f$ Noise in Small Semiconductor Devices”
IEEE Trans. Electron Devices, ED-41, pp. 2023-2033, 1994.
- [Hendriks'88] E. A. Hendriks, R. J. J. Zijlstra,
“ $1/f$ noise in (100) n-channel Si-MOSFETs from T=4,2 K to T=295 K”
Solid State Electronics, vol. 31 (6), pp. 1105-1111, June 1988.
- [Ho'99] W.Y. Ho, W.K. Fong, C. Surya, K.Y. Tong, L.W. Lu, and W.K. Ge,
“Characterization of hot-electron effects on flicker noise in III-V nitride based heterojunctions”
MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. 4S1, G 6.4, 1999.
- [Hooge'69.1] F.N. Hooge,
“ $1/f$ Noise is no Surface Effect”
Physics Letters A, vol. 29(3), pp. 139-140, 1969.
- [Hooge'69.2] F. N. Hooge et A. M. H. Hoppenbrouwers,
“ $1/f$ noise in continuous thin gold films”
Physica., vol. 45 (3), pp. 386-392, December 1969.
- [Hooge'76] F.N. Hooge,
“ $1/f$ Noise”
Physica B, vol. 83, pp. 14-23, 1976.
- [Hooge'78] F.N. Hooge,
“Lattice Scattering Causes $1/f$ Noise”
Physics Letters A, vol. 66, pp. 315-316, 1978.

- [Hooge'79] F.N. Hooge,
"On the Origin of $1/f$ Noise"
Inst Phys Conf Ser n 43, Pap from the Int Conf on the Phys of Semicond, 14th, Edinburgh, Scotl, Sep 4-8 1978. Publ by Inst of Phys, London, Engl, pp. 565-568, 1979.
- [Hooge'81] F. N. Hooge, T. G. M. Kleinpenning, and L. K. J. Vandamme,
"Experimental studies on $1/f$ noise"
Rep. Prog. Phys., vol. 44, pp. 479-531, 1981
- [Hooge'94] F. N. Hooge,
" $1/f$ Noise Sources"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 41(11), pp. 1926-1935, November 1994.
- [Hung'90] K. K. Hung, Ko, P.K, C. Hu et Y. C. Cheng.
"A unified model for the flicker noise in metal-oxide-semiconductor field effect transistor"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 37, pp. 654-665, 1990.
- [Jayaraman'89] R. Jayaraman et C. G. Sodini,
"A $1/f$ noise technique to extract the oxide trap density near the conduction band edge of silicon"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 36 (9), pp. 1773-1782, 1989.
- [Jindal'81] R. P. Jindal and A. Van Der Ziel,
"Phonon fluctuation model for flicker noise in elemental semiconductors"
J. Appl. Phys., vol. 52, pp. 2884-2888, 1981.
- [Johansen'04] J. A. Johansen,
"Low-frequency Noise Characterization of Silicon-Germanium Resistors and Devices"
Thesis, physics, University of Tromsø, Norway, 2004.
- [Johnson'25] J. B. Johnson,
"The Schottky Effect in Low Frequency Circuits"
Phys. Rev., vol. 26, pp. 71- 85, 1925.
- [Johnson'28] J. B. Johnson,
"Thermal Agitation of Electricity in Conductors"
Phys. Rev. 32(1), pp. 97-109, 1928.
- [Jones'02] B. K. Jones,
"Electrical noise as a reliability indicator in electronic devices and components"
IEE Proceedings, Circuits-Devices and Systems, vol. 149(1), pp. 13-22, February 2002.
- [Jones'94] B. K. Jones,
"Low-Frequency Noise Spectroscopy"
IEEE Trans. on Electron Devices, vol. 41(11), pp. 2188-2197, November 1994.

- [Kirtley'88] J. R. Kirtley, T. N. Theis, P. M. Mooney, and S. L. Wright,
“Noise spectroscopy of deep level (*DX*) centers in GaAs-
Al_xGa_{1-x}As heterostructures”
J. Appl. Phys, vol. 63, pp. 1541-1548, 1988.
- [Klaassen'71] F. M. Klaassen,
“Characterization of low *I/f* noise in MOS transistors”
IEEE Trans. Electron Devices, vol. 18(10), pp. 887, 1971.
- [Kleinpenning'81] T. G. M. Kleinpenning and L. K. J. Vandamme,
“Model for *I/f* noise in metal-oxide-semiconductor transistors”
J. Appl. Phys., vol. 52, pp. 1594, 1981.
- [Koverda'09] V.P. Koverda , V.N. Skokov,
“Statistics of avalanches in stochastic processes with a *I/f*^α
spectrum”
Physica A, vol. 388, pp. 1804-1812, 2009.
- [Li'06] Sheng S. Li,
“Semiconductor Physical Electronics”
University of Florida, USA, ISBN 10: 0 387 28893 7, 2006.
- [Machlup'54] S. Machlup,
“Noise in semiconductors: spectrum of a two-parameter
random signal”
J. Appl. Phys., vol. 25, pp. 341-343, 1954.
- [Mathieu'04] H. Mathieu,
“Physique des semiconducteurs et des composants
électroniques”
ISBN 2 10 048633 0, 5^{ème} édition. Dunod, 2004.
- [Mc Whorter'57] A. L. Mc Whorter,
“*I/f* noise and germanium surface properties”
R.H. Kingston (Ed.), Semiconductor Surface Physics,
University of Pennsylvania Press, Philadelphia, PA, pp. 207-
228, 1957.
- [Mikoshiba'82] H. Mikoshiba,
“*I/f* noise in n-channel silicon-gate MOS transistors”
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 29, pp. 965-970,
1982.
- [Militaru'00] L. Militaru, A. Souifi, M.Mouis, G. Brémont,
“RTS noise in submicron SiGe epitaxial base bipolar
transistors”
Microelectronics Reliability, vol. 40 (8-10), pp. 1585-1590,
2000.
- [Mitin'02] V. Mitin, L. Reggiani and L. Varani,
“Generation-recombination noise in semiconductors”
In Noise and Fluctuations Control in Electronic Devices,
American Scientific Publishers, ISBN 1 5888 3005 5,
pp. 11-29. 2002.

- [Neamen'03] D. A. Neamen,
“Semiconductor Physics and Devices - Basic Principles”
Published by McGraw-Hill, ISBN 0-07-232107-5, New York,
2003.
- [Nougier'94] J. P. Nougier,
“Fluctuations and Noise of Hot Carriers in Semiconductor
Materials and Devices”
IEEE Trans. on Elect. Dev., vol. 41(11), pp. 2034-2049,
November 1994.
- [Nyquist'28] H. Nyquist,
“Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors”
Phys. Rev., vol.32, pp. 110-113, 1928.
- [Ortmans'76] L. H. F. Ortmans and L. K. J. Vandamme,
“Characterization of impulse-fritting procedures of contacts
by measuring I/f noise”
Appl. Phys., vol. 9, pp. 147, 1976.
- [Peransin'90] J. M. Peransin, P. Vignaud, D. Rigaud and L. K. J.
Vandamme,
“ I/f noise in MODFET's at low drain bias”
IEEE Trans. on Electron Devices. ED. ED-37, pp. 2250, 1990.
- [Py'91] M.A. Py, Z. M. Shi, Y. Haddab, H. -J. Bühlmann, M. V. B.
Moreira and M. Ilegems,
“In noise in physical systems and I/f fluctuations”
Edited by T. Musha, S. Sato and M. Yamamoto, Kyoto, pp.
285, 1991.
- [Rennane'04] A. Rennane,
“Caractérisation et modélisation du bruit basse fréquence des
composants bipolaires et à effet de champ pour applications
micro-ondes”
Thèse, Physique, Université Toulouse, France, dec. 2004.
- [Sah'66] C. T. Sah and F. H. Hielscher,
“Evidence of the Surface Origin of the I/f Noise”
Phys. Rev. Lett., vol. 17, p. 956, 1966.
- [Sakr'08] M. R. Sakr and X. P. A. Gao,
“Temperature dependence of the low frequency noise in
indium arsenide nanowire transistors”
App. Phys. Lett., vol. 93(20), p. 203503(1) - 203503(3), 2008.
- [Savelli'76] M. Savelli,
“Bruit de fond, Caractérisation des composants et des circuits”
Techniques de l'Ingénieur, Electronique, vol. 1, Strasbourg,
France, E410-1–E411-16, 1984.
- [Saysset'96] N. Saysset, N. Labat, A. Touboul, Y. Danto, J.-M. Dumas.
“Complementarity of drain current transient spectroscopy
(DCTS) and G-R noise analysis to detects traps in HEMTs”
Proc. ESSDERC'96, pp. 1005-1008. 1996.

- [Schiek'06] B. Schiek, I. Rolfes, H-J. Siweris,
“Noise in High-Frequency Circuits and Oscillators”
Published by John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey,
ISBN13 978 0 47 1 70607 6, 2006.
- [Schottky'18] W. Schottky,
“Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen
Elektrizitätsleitern”
Annalen der Physik, vol. 57, pp. 541-567, 1918.
- [Sikula'04] J. Sikula, M. Levinshstein,
“Advanced Experimental Methods for Noise Research in
Nanoscale Electronic Devices”
Kluwer academic publishers, ISBN 1 4020 2169 0, 2004.
- [Statz'74] H. Statz, H. A. Haus, and R. A. Pucel,
“Noise characterization of gallium arsenide field-effect
transistors”
IEEE Transactions on Electron Devices, vol.21, pp. 549-562,
1974.
- [Suray'87] C. Suray et T. Y. Hsiang,
“Surface mobility fluctuation in metal-oxide-semiconductor
field-effect transistors”
Phys. Rev. B, condens. Matter, vol. 35(12), pp. 6343-6347,
1987.
- [Sze'06] S. M. Sze, Kwok K. Ng,
“Physics of Semiconductor Devices”
Wiley-Blackwell; 3rd Edition, Hoboken, New Jersey.
ISBN-I 3: 978 0 47 1 1 4323 9, November 2006.
- [Tacano'00] M. Tacano, et al.,
“Dependence of Hooge parameter of InAs heterostructure on
temperature”
Microelectronics Reliability, vol. 40, p. 1921, 2000.
- [Tuzlukov'02] V. P. Tuzlukov,
“Signal Processing Noise”, p. cm. The electrical engineering
and applied signal processing series, ISBN 0 8493 1025 3,
2002.
- [Valenza'02] M. Valenza, J. C. Vildeuil et D. Rigaud
“Conduction and low frequency channel noise of GaAs based
pseudomorphic high electron mobility transistors”
J. App. Phys., vol. 91(5), pp. 3318-3323, March 2002.
- [Vandamme'76] L. K. J. Vandamme and R. P. Tijburg,
“ I/f noise measurements for characterizing multispot low-
ohmic contacts”
J. Appl. Phys., vol. 47, pp. 147, 1976.
- [Vandamme'86] L. K. J. Vandamme and S. Osterhoff,
“Annealing of ion-implanted resistors reduces I/f noise”
J. Appl. Phys., vol. 59, pp. 3169, 1986.

- [Vandamme'94] L. K. J. Vandamme,
"Noise as a diagnostic tool for quality and reliability of
electronic devices"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 41(11), pp.
2176-2187, November 1994.
- [VanderZiel'86] A. Van der Ziel,
"Noise in solid state devices and circuits"
John Wiley & Sons, 1986.
- [VanderZiel'71] A. Van der Ziel,
"Noise. Sources, Characterization, Measurement"
Prentice Hall, ISBN: 978-0136231653, March 1971.
- [VanEtten'05] W. C. Van Etten,
"Introduction to Random Signals and Noise"
John Wiley & Sons Ltd, The Atrium, Southern Gate,
Chichester. ISBN 13 978 0 470 02411 9 (HB), 2005.
- [VanVliet'94] C. M. Van Vliet,
"Macroscopic and microscopic methods for noise in devices"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 41(11), pp.
1902-1915, November 1994.
- [Vasilescu'05] G. Vasilescu,
"Electronic Noise and Interfering Signals Principles and
Applications"
Springer Berlin Heidelberg New York, ISBN 3 540 40741 3,
2005.
- [Vasilescu'99] G. Vasilescu,
"Bruit et signaux parasites"
Edition Dunod, Paris, ISBN 2 10 004205 X, 1999.
- [Weissman'88] M. B. Weissman,
" $1/f$ noise and other slow, non exponential kinetics in
condensed matter"
Rev. Mod. Phys., vol. 60, pp. 537-571, 1988.

Chapitre II

Quelques données sur les transistors en général et à base d'heterostructure AlGaAs/GaAs/AlGaAs en particulier

CHAPITRE II

QUELQUES DONNEES SUR LES TRANSISTORS EN GENERAL ET A BASE D'HETEROSTRUCTURES AlGaAs/GaAs/AlGaAs EN PARTICULIER

Sommaire

II.1.	Introduction	- 46 -
II.2.	Fonctionnement aux températures cryogéniques	- 47 -
II.3.	Les transistors à effet de champ (TEC)	- 48 -
II.4.	Les transistors à effet de champ à hétérojonction.....	- 50 -
II.4.1.	Motivation	- 50 -
II.4.2.	Propriétés du composé GaAs et de l'alliage AlGaAs.....	- 52 -
II.4.2.1.	Structure cristallographique	- 52 -
II.4.2.2.	Propriétés électroniques	- 53 -
II.4.3.	Hétérojonction AlGaAs/GaAs à modulation de dopage.....	- 58 -
II.4.3.1.	Formation d'un gaz d'électrons à deux dimensions	- 58 -
II.4.3.2.	Modulation de dopage	- 61 -
II.4.3.3.	Structure physique d'un HEMT AlGaAs/GaAs	- 62 -
II.4.3.4.	Avantages et inconvénients des transistors HEMT	- 64 -
II.4.4.	Paramètres physiques des HEMTs	- 65 -
II.4.4.1.	Mobilité et vitesse des porteurs	- 65 -
II.4.4.2.	Niveaux énergétiques dans le puits quantique.....	- 67 -
II.4.4.3.	Densité surfacique du gaz 2D	- 69 -
II.4.4.4.	Champ de claquage.....	- 71 -
II.5.	Contrôle de charge.....	- 72 -
II.5.1.	Contrôle de charge par la tension de grille	- 72 -
II.5.1.1.	Régime de faible inversion.....	- 73 -
II.5.1.2.	Régime de forte inversion	- 74 -
II.5.2.	Polarisation du drain.....	- 74 -
II.5.2.1.	Contrôle de charge en régime linéaire.....	- 76 -
II.5.2.2.	Contrôle de charge en régime non linéaire.....	- 78 -
II.6.	Les phénomènes parasites aux basses températures.....	- 79 -
II.6.1.	Les défauts profonds.....	- 80 -
II.6.2.	Les centres DX	- 81 -
II.6.2.1.	Effet Collapse	- 81 -
II.6.2.2.	Effet Kink	- 82 -
II.7.	Conclusion.....	- 83 -
	Références du chapitre II.....	- 84 -

II.1. INTRODUCTION

Actuellement, le domaine d'utilisation des composants électroniques à très basses températures (ou cryogéniques) devient très demandé pour un certain nombre d'applications de la recherche telle que l'astrophysique, l'océanographie ou la physique de basses températures, sans oublier les applications médicales [Gutierrez-D'01].

Les transistors à effet de champ à haute mobilité électronique (HEMTs) sont utilisés pour la détection de la matière noire en basse températures comme des préamplificateurs dans des capteurs cryogéniques (bolomètres) [Lee'89][Sze'94]. Les problèmes majeurs qui se posent dans ces applications sont l'aspect technologique des composants utilisés et leurs fiabilités dans leur utilisation à très basses températures. En effet, certains composants perdent certaines de leurs propriétés quand ils sont utilisés à certaines températures. Citons à titre d'exemple les transistors JFETs qui ne peuvent fonctionner à très basses températures [Kastalsky'86][Belache'89][Lee'89][Kolodzey'89] [Aniel'95].

Dans ce but, il nous est paru nécessaire de faire caractériser différentes hétérostructures destinées à la fabrication de préamplificateurs susceptibles de travailler aux températures cryogéniques du point de vue performances électriques et phénomènes parasites liés à l'abaissement de la température. C'est la technique du bruit basse fréquence qui sera utilisée comme méthode de caractérisation appliquées à des échantillons ayant des mobilités et des géométries différentes.

Dans le présent chapitre, nous allons présenter en premier lieu les transistors à effet de champ et leurs dérivés ; les transistors à hétérojonction à haute mobilité. Chacun de ces différents types de transistors présente un effet fondamental basé sur la modulation d'un courant par le biais d'une commande en tension. Puis, nous rappelons les avantages liés aux transistors composés III-V à effet de champs à haute mobilité par rapport aux transistors à base des semiconducteurs classiques (Si, Ge) et même vis-à-vis des transistors de la même famille (MESFETs). Et pour bien comprendre les hétérostructures constituant les transistors HEMTs, nous présentons les propriétés électroniques des composés GaAs et AlAs et de l'alliage ternaire AlGaAs, puis nous allons détailler la structure d'un HEMT en général et son principe de fonctionnement.

Nous définirons ensuite les paramètres électriques qui lui sont spécifiques, ce qui nous permettra de mettre en évidence quelques critères de performance de ce type de composant

: la haute mobilité et le mécanisme de modulation de dopage d'un gaz bidimensionnel ainsi que l'influence d'une polarisation extérieure sur les propriétés électroniques.

La fin de ce chapitre sera consacrée à la présentation des phénomènes parasites dans les transistors HEMTs dû à l'abaissement de la température et leur dépendance avec la fraction molaire de l'aluminium dans l'hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$.

II.2. FONCTIONNEMENT AUX TEMPERATURES CRYOGENIQUES

Lorsque la température du semiconducteur est abaissée, les densités de donneurs ou d'accepteurs ionisés diminuent progressivement de même que les densités de porteurs libres. Par conséquent, à des conditions cryogéniques, le gel des porteurs présente un handicap pour les transistors bipolaires à jonction (BJT) à cause de l'énergie d'activation des donneurs qui reste élevée [Lee'89].

La figure (II. 1) montre l'allure des courbes de variation de la densité d'électrons en fonction de la température ($1/T$) en échelle logarithmique [Sze'94][Mathieu'04]:

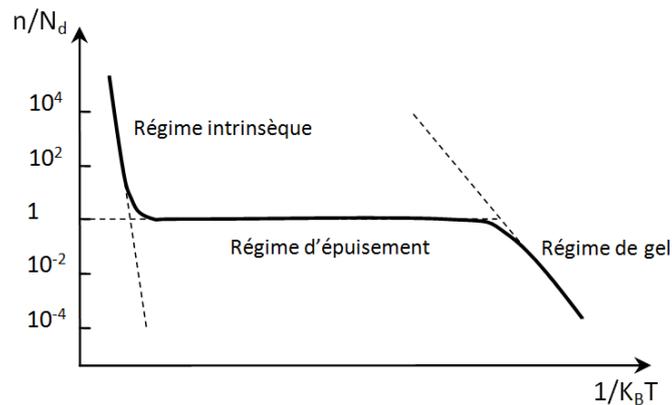


Figure (II. 1) : Allure de variation de la densité de porteurs libres en fonction de la température

On remarque trois régimes :

- 1) Régime intrinsèque : en hautes températures, les donneurs ne jouent plus aucun rôle significatif et la densité des porteurs ($n = p = n_i$) varie linéairement en fonction de $1/T$ avec une pente égale à $-E_g/2$.
- 2) Régime d'épuisement : Dans un intervalle de température situé approximativement entre 200 K et 500 K, la densité des électrons est constante et égale à la densité des donneurs ($n = N_d$).
- 3) En très basses températures, la densité de charge des porteurs majoritaires d'un semiconducteur de type (n) peut s'exprimer par:

$$n = \left[\frac{N_d \times N_c}{2} \right]^{1/2} \times \exp \left(- \frac{E_a}{2 \times k_B \times T} \right) \quad (\text{II. 1})$$

N_c : est la densité équivalente d'états dans la bande de conduction,

N_d : est la densité des donneurs,

E_a : est la différence d'énergie entre la bande de conduction et le niveau donneur, appelée aussi énergie d'activation thermique.

- $E_a = 45$ meV pour le silicium dans le cas d'un dopage par le phosphore (p), par conséquent sa conductibilité électrique se trouve réduite considérablement à 4 K,
- $E_a = 9$ meV pour le germanium dopé par le lithium,
- $E_a = 5,8$ meV pour le GaAs dopé par le silicium.

Dans cette gamme de température, la densité d'électrons varie linéairement en fonction de $1/T$ avec une pente égale à $-E_a/2$. Lorsque la température tend vers zéro tous les donneurs deviennent neutres ($n \rightarrow 0$), c'est le régime de gel des électrons [Mathieu'04] [Sze'07].

Les transistors à effet de champ à haute mobilité sont les candidats convenables pour l'amplification à basse température ($T \sim 120\text{K}$). Alors que le GaAs peut être dopé de sorte qu'une quantité substantielle de porteurs de charge existe même à la température de l'azote liquide (77 K). De plus, Il a été montré que la conductivité des transistors à effet de champ (TECs) passe par un maximum pour des températures inférieures à l'ambiante [Lee'89]. Un autre point intéressant est la diminution du courant de fuite de grille dans les transistors TECs, ainsi qu'une réduction du bruit de grenaille qui lui est associé [Verdier'97] [Lucas'02]. De plus, le gain des composants basés sur les porteurs de charge majoritaires (amplificateurs unipolaires), tel que les transistors à effet de champ, ne montrent pas une dépendance avec la température, ils peuvent donc être employés aux basses températures. Par contre, les transistors bipolaires à jonction présentent un gain en courant dépendant de la température ($G \approx 1$ à 4 K, $G \approx 100$ à 300K), car la concentration des porteurs de charge dans ces dispositifs chute à basse température.

II.3. LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP (TEC)

Le transistor à effet de champ (TEC) ou FET en Anglais "Field Effect Transistor" a été décrit pour la première fois par William Shockley en 1952 [Shockley'52]. Il a été initialement appelé transistor unipolaire par opposition au transistor bipolaire car un seul

type de porteur est utilisé. Il est préférable que le type de porteurs responsables de l'effet transistor soit celui présentant les meilleures propriétés de transport (mobilité, vitesse et coefficient de diffusion) et en ce sens, les électrons possèdent des propriétés plus intéressantes que les trous.

Carver et Mead, ont envisagé vers l'année 1966 la première réalisation des TECs à jonction Schottky sur l'arséniure de gallium (GaAs): le MESFET [Mead'66]. Ceci fut concrètement en 1970 [Drangeid'70]. Les performances du MESFET proviennent de l'utilisation des composés III-V en particulier le GaAs, dans lequel la mobilité des électrons est de six fois supérieure à celle dans le silicium, ainsi que l'existence d'un contact Schottky métal-semiconducteur au niveau de la grille du transistor.

L'effet fondamental des TECs est le suivant: le courant à contrôler circule dans un barreau de semiconducteur appelé le canal, dont la section est contrôlée par l'application d'un champ électrique. Il existe deux types de modulation du canal, soit par enrichissement, soit par appauvrissement (déplétion).

Sur ce principe, différentes structures de transistors à effet de champ correspondant à différents contacts de grille ont été élaborées [Neamen'03][Mathieu'04][Sze'07]:

- JFET "Junction Field Effect Transistor" : grille à jonction PN.
- MOSFET "Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor" : grille métallique isolée de la couche active par un oxyde isolant.
- MESFET "Metal Semiconductor Field Effect Transistor" : grille métallique à barrière Schottky.
- HEMT "High Electron Mobility Transistor".

Le domaine d'application des transistors à effet de champ est conséquent. La forte impédance d'entrée de ce type de transistors (plusieurs dizaines, voire centaines de mégohms) associée à un faible bruit propre les rend particulièrement bien adaptés à l'amplification des faibles signaux sous forte impédance, et à la commutation dans le domaine numérique.

En commutation, ils présentent par rapport aux transistors bipolaires certains avantages, comme un gain en puissance plus élevé et une impédance d'entrée aux faibles fréquences beaucoup plus forte, ce qui permet de réaliser de grandes constantes de temps avec des capacités assez faibles [Zhang'02].

II.4. LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP A HETEROJONCTION

Les premières réalisations de transistor HEMT "High Electron Mobility Transistor" (Japon) datent de 1980: parallèlement, deux équipes de Thomson-CSF [Delagebeaudeuf'80] et de Fujitsu (Japon) [Mimura'80] [Mimura'02] ont utilisé les propriétés de l'hétérostructure AlGaAs/GaAs, en particulier la forte mobilité de la couche d'électrons bidimensionnelle accumulée à l'interface de l'hétérojonction. La première démonstration expérimentale a été effectuée par R. Dingle et H. L. Störmer (Laboratoire Bell) en 1978 fondée sur le concept d'hétérojonction défini par H. Kroemer en 1957 [Dingle'78].

Le transistor à effet de champ à gaz bidimensionnel est souvent désigné par HEMT ou sous l'acronyme MODFET "MODulation Doped Field Effect Transistor" (Université de Illinois, USA), est aussi appelé TEGFET "Two-dimensional Electron Gaz Field Effect Transistor" (France), mais également appelé HFET "Heterojunction Field Effect Transistor". Ce dernier terme est toutefois généralement plutôt réservé à un autre composant à hétérostructure dans lequel le transport s'effectue dans un matériau dopé alors qu'il est non dopé pour le HEMT. Un autre nom est peu utilisé dans la littérature est celui de SDHT "Segregation Doped Heterojunction Transistor" (Bell Lab., USA) [Chen'98] [Roblin'02][Sze'07].

II.4.1. Motivation

Le HEMT apparaît comme une évolution du transistor MESFET "MEtal Semiconducteur Field Effect Transistor" élaboré à partir des semiconducteurs III-V de type GaAs ou InP ou le GaN [Lin'84][Lee'84][Mizuta'88]. Pour des applications en haute fréquence, la structure des MESFETs exige, pour la diminution de ses dimensions de surdoper son canal conducteur pour améliorer ses propriétés de conductivité. Malheureusement, lorsque l'épaisseur de la couche active est réduite (parallèlement à une diminution de la longueur de grille) le surdopage provoque un désordre cristallin total engendré par les chocs entre les impuretés ionisées et les atomes du matériau en raison d'interactions coulombiennes. Cela engendre des défauts qui augmentent les probabilités de collision, et diminuent la mobilité des porteurs de charge. Il en résulte une limitation des performances fréquentielles des MESFETs [Verdier'97]. Donc, la structure HEMT permet de contourner le problème en séparant les porteurs mobiles des charges fixes dont ils sont issus. Ceci permet de profiter des excellentes propriétés de transport des électrons confinés.

De plus la densité de ces porteurs est facilement contrôlable par un potentiel extérieur approprié sur la couche dopée par l'intermédiaire d'une grille Schottky ce qui est à l'origine de l'effet transistor recherché.

La figure (II. 2) présente la vitesse de l'état d'équilibre des électrons de plusieurs semiconducteurs en fonction du champ électrique [Li'06].

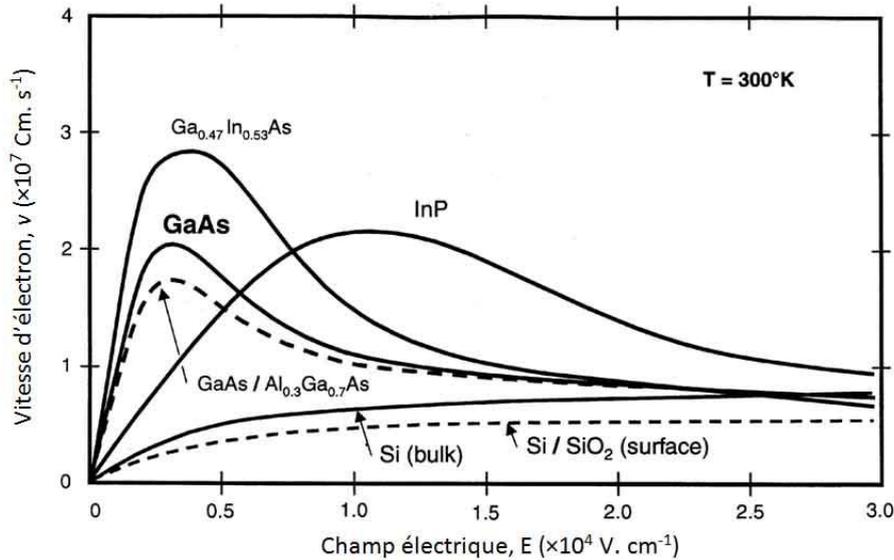


Figure (II. 2) : Vitesse d'électron en fonction du champ électrique [Sze'07]

Sur la figure ci-dessus, On voit clairement que pour des faibles champs électriques, la pente des graphes (qui représente la mobilité) pour les matériaux III-V est supérieure à celui du silicium ; le GaAs a une mobilité des électrons qui atteint $8500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à la température ambiante plus grande que celle des trous qui ne dépasse pas $400 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Ceci est dû à la différence entre les masses effectives des porteurs [Chen'98]. La haute mobilité signifie que la résistivité dans les matériaux III-V est faible, ce qui permet d'avoir des résistances d'accès plus faibles (la résistance d'accès est la résistance en série entre les contacts extérieurs et la région active interne).

L'arséniure de gallium (GaAs) s'impose comme matériau souvent utilisé dans les composés semiconducteurs III-V. Il a l'avantage sur le silicium d'avoir des électrons qui se déplacent plus rapidement sous l'action d'un même champ électrique accélérateur. Cela mène à des composants électroniques plus rapides si l'on fonctionne à même tension logique, ou à une puissance électrique consommée plus faible à vitesse égale, grâce à la réduction possible de tension [Chen'98].

Les transistors à haute mobilité mettent à profit les propriétés de haute mobilité d'un gaz bidimensionnel d'électrons formé à l'interface d'une hétérojonction. Récemment, les transistors HEMTs à base d'hétérostructures $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ ont été utilisés comme composants optiques et pour des applications de puissance à hautes fréquences grâce à la modulation de la fraction molaire (x) [Chen'98] que nous verrons par la suite.

II.4.2. Propriétés du composé GaAs et de l'alliage AlGaAs

II.4.2.1. Structure cristallographique

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

Chaque atome est l'origine de quatre liaisons orientées dans l'espace suivant les axes de symétrie d'un tétraèdre régulier, comme la montre la figure (II. 3) ainsi que la présentation de la première zone Brillouin d'un cristal Zinc Blende (figure II. 4) détaillé sur le tableau (II. 1) [Chen'98][Neamen'03]:

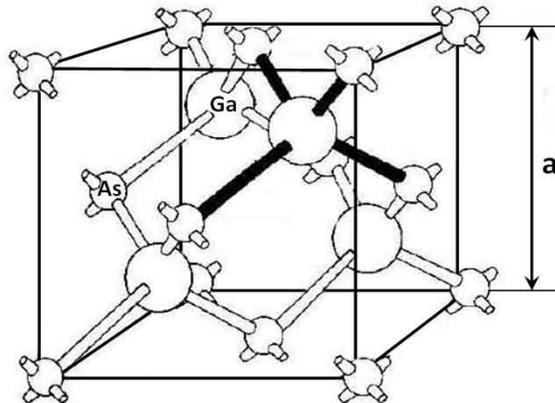


Figure (II. 3) : Mailles cristallographiques d'une structure Zinc Blende.

a : représente le paramètre de maille du réseau.

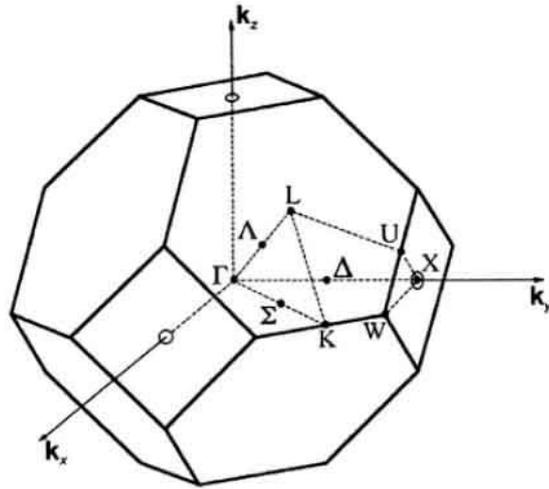


Figure (II. 4) : Première zone Brillouin d'un cristal Zinc Blende

Points		Directions	
Γ	Centre de zone (0,0,0)		
X	bord de zone dans la direction 100 et les directions équivalentes $(2\pi/a, 0, 0)$	Δ	100 et les directions équivalentes
L	bord de zone dans la direction 111 et les directions équivalentes $(\pi/a, \pi/a, \pi/a)$	Λ	111 et les directions équivalentes
K	bord de zone dans la direction 110 et les directions équivalentes $(3\pi/2a, 3\pi/2a, 0)$	Σ	110 et les directions équivalentes

Tableau (II. 1) : Points et directions de la première zone Brillouin d'un cristal Zinc Blende.

II.4.2.2. Propriétés électroniques

Le $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est un alliage de deux composés binaires GaAs et AlAs. Les deux matériaux ont la même structure cristalline. Les paramètres physiques de ces deux matériaux sont voisins et se rejoignent pour une température de 900 °C environ, dont la concentration relative en aluminium peut varier entre $x = 0$ (GaAs) et $x = 1$ (AlAs), les atomes d'aluminium et de gallium occupant des sites équivalents dans la maille de cet alliage cristallin. Bien que le paramètre de maille de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ varie linéairement avec x , le désaccord de maille existant entre GaAs et AlAs n'excède pas 0,15 %, ce qui permet d'obtenir un alliage de bonne qualité, l'une des raisons du succès et de la popularité du système AlGaAs/GaAs dans les applications électroniques et optoélectroniques. De plus, par la variation de la fraction molaire d'aluminium, il est possible de tirer partie des variations simultanées des propriétés électriques et optiques des matériaux (GaAs et AlAs) [Adachi'85].

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

Les propriétés physiques de l'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ sont obtenues par interpolation linéaire en utilisant celles de GaAs et AlAs. Par exemple, le paramètre de maille (constante du réseau cristallin) de l'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ peut se déduire par interpolation linéaire en utilisant les paramètres de maille de GaAs et de AlAs. Il est donné par la loi de Végard [Adachi'85] [Tiwari'92]:

$$a(Al_xGa_{1-x}Al_xGa_{1-x}As) = x \times a(AlAs) + (1-x) \times a(GaAs)x \quad (II. 2)$$

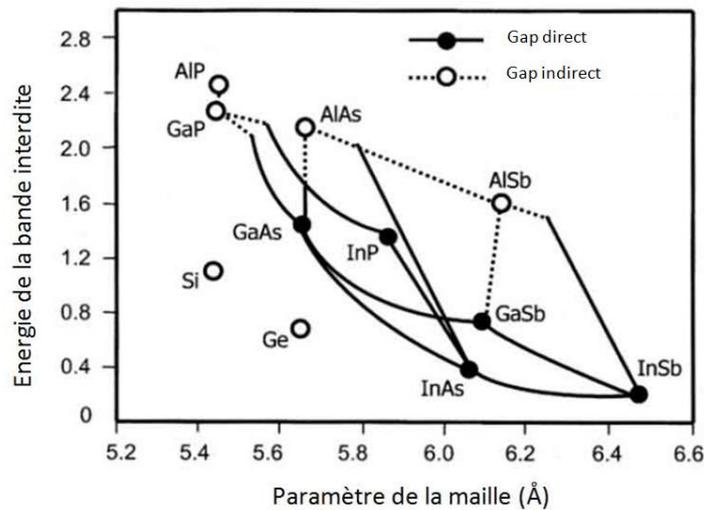


Figure (II. 5) : Energie de bande interdite des principaux binaires et ternaires III-V en fonction de leur paramètre de maille [Davies'98] [Yacobi'04]

L'énergie de bande interdite est une mesure de la quantité d'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction sous l'impulsion d'une excitation thermique ou autre. Cette quantité est un facteur de la capacité du matériau à supporter une forte température; elle définit la température maximale de fonctionnement du transistor. Donc, plus la largeur de bande est importante, plus le transistor peut fonctionner à haute température.

Le matériau sera appelé semiconducteur à petit gap (notée E_g), si la distance énergétique entre le bas de la bande de conduction et le sommet de la bande de valence, est inférieur à 2 eV. C'est le cas des matériaux GaAs, Ge, Si, InP. Le matériau est considéré comme un semiconducteur à grand gap pour des valeurs supérieures à 2 eV [Zce'07].

La figure (II. 6) présente le diagramme des bandes d'énergies de GaAs et AlAs. On remarque que le GaAs présente un gap direct alors que AlAs est à gap indirect [Chen'98].

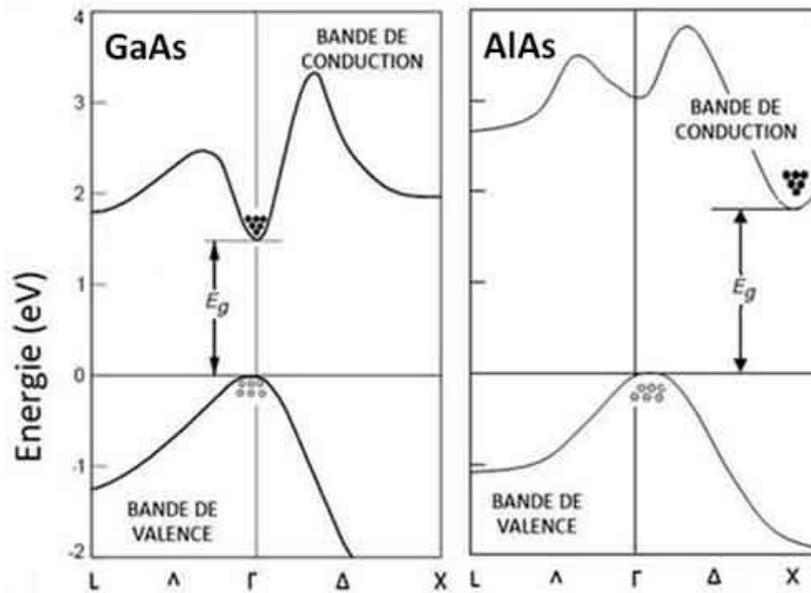


Figure (II. 6) : Structure de bande d'énergie pour le GaAs et le AlAs à 300K. [Chen'98]

A température ambiante ($T = 300\text{K}$), le gap de GaAs (E_g) est 1,424 eV ($x = 0$) alors que celui d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dépend de la composition x en aluminium [Chen'98] [Davies'98] [Adachi'85]:

$$E_g(x) = \begin{cases} 1,424 + 1,247x & 0 < x < 0,45 \\ 1,424 + 1,247x + 1,147(x - 0,45)^2 & 0,45 < x < 1 \end{cases} \quad (\text{II. 3})$$

L'énergie entre les différentes vallées (Γ , X et L) de la bande de conduction et le haut de la vallée Γ de la bande de valence sont données en (eV) par les équations suivantes [Saxena'80][Davies'98]:

$$E_{\Gamma-\Gamma} = 1,519 + 1,155x + 0,37x^2 \quad (\text{II. 4})$$

$$E_{X-\Gamma} = 1,900 + 0,125x + 0,143x^2 \quad (\text{II. 5})$$

$$E_{L-\Gamma} = 1,708 + 0,642x^2 \quad (\text{II. 6})$$

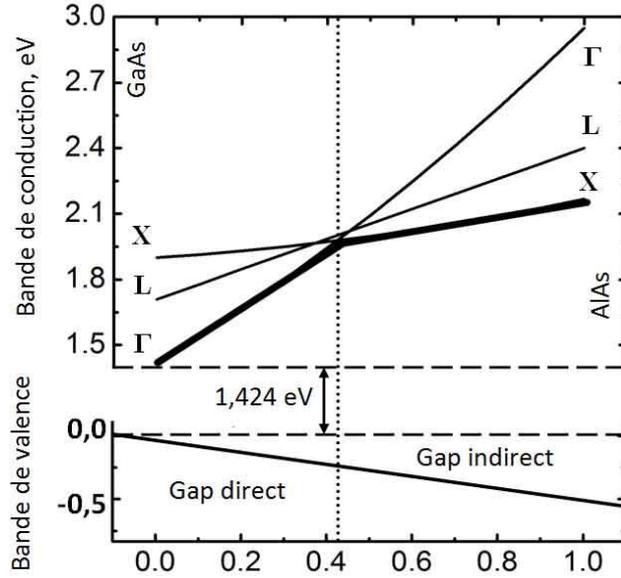


Figure (II. 7) : Energie de différentes vallées de la bande de conduction par rapport au point Γ de la bande de valence en fonction du taux d'aluminium [Davies'98][Saxena'80].

La nature de la transition énergétique de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ change selon le taux d'aluminium x ($0 < x < 1$). Pour une fraction d'aluminium $x \leq 0,43$ [Davies'98], la transition de l'alliage est identique à celle du GaAs caractérisée par une transition directe (le bas de la bande de conduction est la vallée Γ). Quand le taux d'aluminium devient supérieur à $\sim 0,45$ la transition devient indirecte comme celle de l'AlAs (le bas de la bande de conduction se déplace vers la vallée X). Donc, l'augmentation de la fraction molaire x d'aluminium a pour conséquence l'augmentation de la bande interdite de la couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ qui module la profondeur de l'hétérojonction, et l'épaisseur de la couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ influe aussi sur la forme du puits quantique.

La largeur de la bande interdite des énergies $E_{\Gamma-\Gamma}$, $E_{X-\Gamma}$, $E_{L-\Gamma}$ décroît avec la température, et ces variations peuvent être décrites approximativement par la formule empirique de Varshni [Aspnes'76][Li'06] pour des températures supérieures à 300 K:

$$E_{\Gamma-\Gamma}(T) = E_{\Gamma-\Gamma}(0) - 5,41 \times 10^{-4} \times \frac{T^2}{T + 204} \quad (\text{II. 7})$$

$$E_{X-\Gamma}(T) = E_{X-\Gamma}(0) - 4,6 \times 10^{-4} \times \frac{T^2}{T + 204} \quad (\text{II. 8})$$

$$E_{L-\Gamma}(T) = E_{L-\Gamma}(0) - 6,05 \times 10^{-4} \times \frac{T^2}{T + 204} \quad (\text{II. 9})$$

D'où les valeurs des énergies $E_{\Gamma-\Gamma}(0)$, $E_{X-\Gamma}(0)$, $E_{L-\Gamma}(0)$ à la température zéro degré Kelvin sont données par les équations (II. 4), (II. 5) et (II. 6).

On peut résumer les propriétés physique du AlAs et GaAs [Kayali'96] dans le tableau suivant [Chen'98][Yacobi'04] [Zce'07]:

	Symbole	AlAs	GaAs
Structure		Zinc-blend	Zinc-blend
Gap		Indirect	Direct
Paramètre de maille	a_0 [Å]	5,6611	5,6533
Energie interdite (de gap)	E_g [eV]	2,36 à 300K 2,23 à 0K	1,42 à 300K 1,52 à 0K
Concentration intrinsèque des porteurs	n_i [cm ⁻³]	10	2×10^6
Densité	d [g. cm ⁻³]	3,76	5,318
Mobilité des électrons	μ_n [cm ² .V ⁻¹ s ⁻¹]	280	8500
Mobilité des trous	μ_p [cm ² .V ⁻¹ s ⁻¹]	-	400
Champ de claquage	E_B [V.cm ⁻¹]	-	4×10^5
Vitesse de saturation	v_{sat} (10 ⁷ cm.s ⁻¹)	-	2
Constant de diffusion des électrons	D_n [cm ² .s ⁻¹]	5,2	220
Constant de diffusion des trous	D_h [cm ² .s ⁻¹]	2,6	10
Affinité d'électron	χ [V]	3,50	4,07
Masse effective des électrons	m_n^* [kg]	$0,146m_0$	$0,067m_0$
Masse effective des trous lourds	m_p^* [kg]	$0,76 m_0$	$0,45 m_0$
Température de fusion	T_f [K]	1870	1510

Tableau (II. 2) : Propriétés physiques du AlAs et GaAs à T=300K

Lors de la mise en contact d'une couche d'AlGaAs et d'une couche de GaAs, la différence en énergies ΔE_g [Adachi'85] des gaps est répartie d'une façon différente entre la bande de conduction (ΔE_c) et la bande de valence (ΔE_v) [Schubert'85]. La détermination exacte des affinités électronique est difficile, la mécanique quantique permet d'écrire pour l'hétérostructure AlGaAs/GaAs :

$$\Delta E_c = (0,85 \pm 0,03) \times \Delta E_g \quad (\text{II. 10})$$

$$\Delta E_v = (0,15 \pm 0,03) \times \Delta E_g \quad (\text{II. 11})$$

$\Delta E_g = E_{g_1} - E_{g_2}$: La discontinuité de la bande de conduction correspond à la différence des affinités électroniques des deux matériaux:

$$\Delta E_c = \chi_{GaAs} - \chi_{AlGaAs} \quad (\text{II. 12})$$

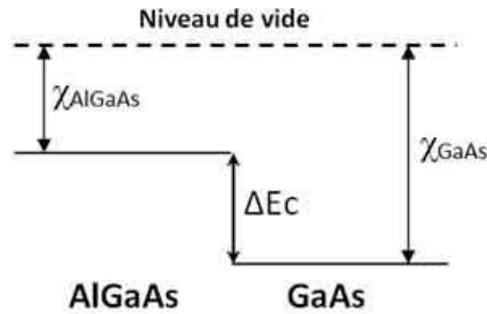


Figure (II. 8) : Discontinuité de la structure de bande de conduction entre AlGaAs/GaAs.

Quelques propriétés des électrons et des trous de GaAs et $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [Miller'85] [Adachi'85] sont présentées dans le tableau ci-dessous :

	Symbole	GaAs	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
Masse effective des électrons	m_n^* [kg]	$0,067 \times m_0$	$(0,067 + 0,083 \times x) \times m_0$
Masse effective des trous	m_p^* [kg]	$0,088 \times m_0$	$(0,088 + 0,049 \times x) \times m_0$
Constante diélectrique	ϵ [A.s/V.m]	12,85	$(3,59 - 0,71 \times x + 0,091 \times x^2) \times m_0$

Tableau (II. 3) : Constante diélectrique et masse effective des électrons et des trous dans le GaAs et $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

II.4.3. Hétérojonction AlGaAs/GaAs à modulation de dopage

II.4.3.1. Formation d'un gaz d'électrons à deux dimensions

L'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, est formé de la mise en contact par épitaxie d'une couche de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopée et d'une couche de GaAs non intentionnellement dopée (N.I.D). La différence des affinités électroniques entre les deux matériaux provoque une discontinuité de la bande de conduction (ΔE_c) à l'interface de l'hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ (typiquement de l'ordre de 200 à 280 meV pour des taux d'aluminium compris entre 0,25 et 0,35 [Sejalon'93][Aniel'95]).

Lorsque l'équilibre thermodynamique s'établit, on obtient une répartition spatiale de charges positives et négatives de part et d'autre de l'hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Cette séparation spatiale des porteurs crée un champ électrique interne qui est à l'origine de la courbure des bandes de conduction et de valence.

La figure (II. 9) présente les niveaux d'énergie de l'hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ mis en jeu dans chacun des matériaux de l'hétérojonction considérés séparément, c'est-à-dire avant contact. En effet, la bande interdite du GaAs étant plus petite que celle d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (respectivement 1,42 eV et 1,79 eV pour $x = 0,3$) et son affinité électronique étant plus grande.

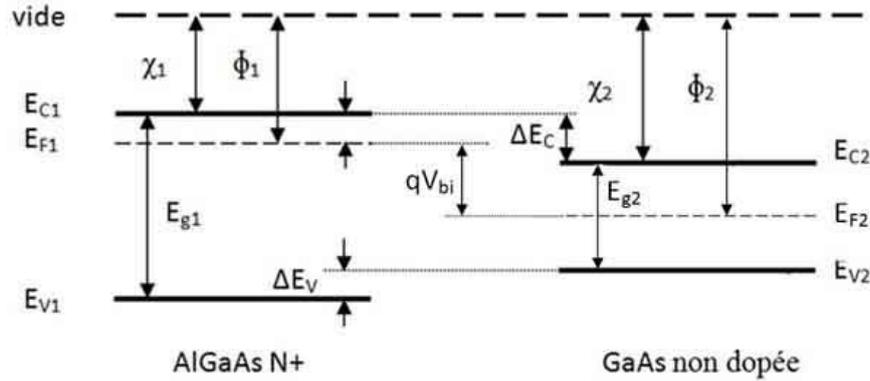


Figure (II. 9) : Diagrammes de bandes d'énergie de deux matériaux de gap différents et séparés.

On définit :

$$\chi_i = \phi_{vide} - E_{C_i} \quad \text{L'affinité électronique du matériau, avec } i:1, 2 \quad (\text{II. 13})$$

$$\phi_i = \phi_{vide} - E_{F_i} \quad \text{Le travail de sortie, avec } i:1, 2 \quad (\text{II. 14})$$

$$\Delta E_C = E_{C_1} - E_{C_2} \quad \text{La discontinuité des bandes de conduction} \quad (\text{II. 15})$$

$$\Delta E_V = E_{V_1} - E_{V_2} \quad \text{La discontinuité des bandes de valence} \quad (\text{II. 16})$$

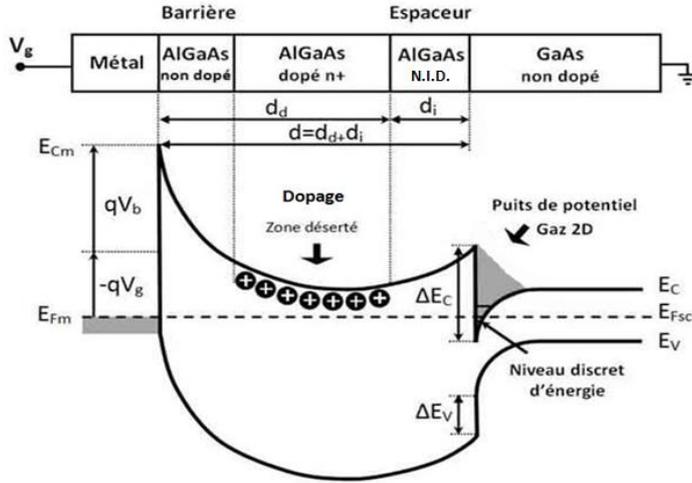
$$\Delta E_g = E_{g_1} - E_{g_2} \quad \text{La discontinuité des gaps d'énergie} \quad (\text{II. 17})$$

$$q.V_{bi} = E_{F_1} - E_{F_2} \quad \text{La différence des niveaux de Fermi où } V_{bi} \text{ est le} \quad (\text{II. 18}) \\ \text{potentiel de diffusion (built in) de la jonction Schottky}$$

D'après les règles d'Anderson [Anderson'62] : lorsque les deux matériaux sont assemblés et après équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi doivent s'aligner et le niveau du vide ne peut subir de discontinuité. Il en résulte des discontinuités des bandes de conduction et de valence à l'interface de l'hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Donc, il se crée un puits de potentiel de quelques dizaines d'Å de largeur dont le fond se trouve au-dessous du niveau de Fermi avec:

$$\Delta E_C \approx \chi_2 - \chi_1 = \Delta\chi \quad (\text{II. 19})$$

$$\Delta E_V \approx \Delta E_g - \Delta\chi \quad (\text{II. 20})$$



d_d : épaisseur de la zone dopée dans la barrière,

d_i : épaisseur de la couche AlGaAs non dopé (Espaceur),

$d=d_d+d_i$: l'épaisseur totale entre le gaz 2D et la grille,

V_{bi} : la tension de la barrière de Schottky,

V_g : la tension de la grille.

Figure (II. 10) : Formation du gaz bidimensionnel à l'interface de deux matériaux à grande et à petite largeurs de bande interdite [Chen'98].

Dans le matériau AlGaAs fortement dopé $n+$, des électrons en provenance de la partie dopée s'accumulent dans le puits de potentiel en franchissant le pic d'énergie ΔE_C et ils sont confinés dans la direction de l'axe de croissance mais libres de se déplacer dans le plan des couches formant ainsi le canal. D'autre part l'utilisation d'un semiconducteur de faible gap pour le substrat (ici le GaAs) permet de créer un second saut de potentiel qui améliore le confinement des électrons dans le canal en évitant leur fuite vers le substrat. Il faut préciser que le canal actif est formé à l'interface entre deux matériaux à gap différent. D'où l'appellation de gaz d'électrons à deux dimensions noté en anglais 2DEG "two Dimensional Electron Gas" pour qualifier le courant dans cette structure.

Pour une largeur de puits inférieure à la longueur d'onde de De Broglie [Chow'96] [Chen'98], apparaissent les effets quantiques. Ces effets se traduisent par la quantification des niveaux d'énergie des électrons et par la restriction du mouvement des porteurs dans un plan parallèle à l'hétérojonction. L'épaisseur limite du puits est déterminée par la longueur d'onde de De Broglie de l'électron thermique :

$$\lambda_{th} = \frac{h}{\sqrt{2 \times k_B \times T \times m^*}} \quad (\text{II. 21})$$

L'hétérojonction permet la séparation spatiale des atomes donneurs ionisés et des électrons libres. Ces électrons ne sont donc plus soumis aux interactions sur impuretés ionisées, et peuvent alors atteindre des mobilités importantes. Le HEMT bénéficie donc d'un transport électronique dans un gaz (quasi-bidimensionnel) bien supérieur à celui d'un matériau dopé. Le confinement des électrons est important et il provoque une quantification des niveaux d'énergie perpendiculaire à la hétéro-interface et on dit alors que l'électron a un comportement quantique [Isaki'69][Davies'98].

Dans le cas de l'application d'une tension de grille, il est possible de contrôler la densité du gaz d'électrons. Lorsque la tension de grille augmente, le puits de potentiel devient plus profond. Un plus grand nombre d'électrons libérés par les atomes donneurs peuvent alors se déplacer dans le canal. Inversement, lorsque la tension de grille diminue, le puits de potentiel diminue jusqu'à ce qu'il ne puisse plus contenir de porteurs. Le transistor est alors pincé [Sze'07].

II.4.3.2. Modulation de dopage

Le HEMT présente une hétérojonction, une jonction entre deux matériaux ayant des énergies de bande interdite différentes. Cette différence d'énergie dans l'hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ est à l'origine de la création d'un canal très étroit dans la région non dopée et de très faible gap, entraînant une importante augmentation de la mobilité électronique et la formation d'un gaz d'électrons à deux dimensions (2DEG).

L'effet fondamental résultant est lié au phénomène de variation de la densité de porteurs de ce gaz bidimensionnel d'électrons sous l'influence d'une tension appliquée à l'accès grille du composant. La valeur de la tension de polarisation peut dans certains cas mettre la couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en déplétion totale. L'application de la tension va faire de telle sorte que la bande de conduction du matériau à plus faible gap va se courber plus ou moins fortement et sera traversée par le niveau de Fermi E_F de la structure. De ce niveau va dépendre la concentration des porteurs dans le puits quantique qui regroupe toutes les charges libres responsables de la conduction dans le GaAs. La densité des porteurs dans le canal va dépendre aussi de la différence de gap entre les deux matériaux et du dopage de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Ce phénomène est également appelé: technique de modulation de dopage. Il améliore le transport électronique dans le canal.

II.4.3.3. Structure physique d'un HEMT AlGaAs/GaAs

Plusieurs travaux de recherches sur l'utilisation des matériaux semiconducteurs III-V dans des composants optoélectroniques par le développement des techniques d'épitaxie ont permis de recenser des couples de matériaux susceptibles de constituer des hétérojonctions présentant des interfaces de qualité tout à fait acceptable [Watanabe'84][George'92] [Roblin'02][Lefebvre'05][Dujardin'06]. Parmi ceux-ci, l'association AlGaAs/GaAs qui cumule de nombreux avantages : largeur de bande interdite relativement importante qui autorise un fonctionnement à haute température, mobilité électronique élevée qui permet d'atteindre de bonnes performances, mailles cristallines assez proches qui minimisent les recombinaisons parasites.

Dans les structures constituant le transistor HEMT, le transport électronique s'effectue essentiellement au voisinage de l'interface entre un premier matériau fortement dopé ayant la plus petite affinité électronique et le plus grand gap (AlGaAs) et un second matériau non intentionnellement dopé ayant la plus grande affinité électronique et le plus petit gap (GaAs). Lorsque la discontinuité de bande de conduction entre les deux matériaux est suffisante, elle permet de confiner une importante densité de porteurs dans le matériau intrinsèque où la mobilité et la vitesse électronique sont plus élevées.

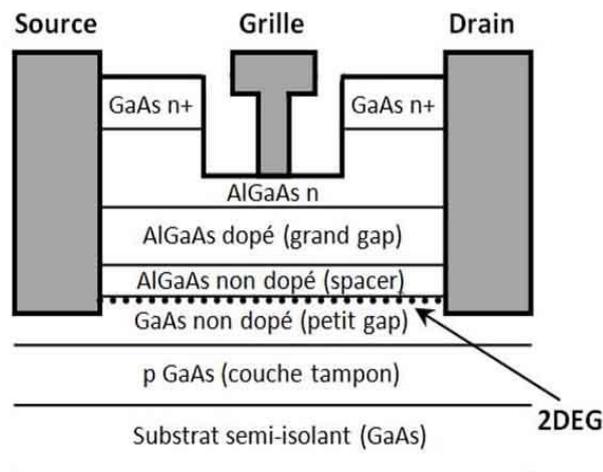


Figure (II. 11) : Schéma de principe du HEMT

- 1) La couche GaAs $n+$: c'est une couche superficielle "cap Layer" et elle n'existe pas sous la grille ; elle est formée par un matériau de faible bande interdite pour permettre la réalisation des contacts ohmiques de source et de drain. Cette couche est généralement fortement dopée afin de diminuer la valeur des résistances de contact et donc celle des résistances d'accès.

- 2) La couche AlGaAs : La couche à grand gap non dopée est destinée à la réalisation du contact Schottky de grille, qui est déposé après gravure de la couche superficielle (fossé de grille ou "recess"). Le "recess" de grille consiste à réduire l'épaisseur de la couche barrière sous la grille. Dans des conditions de fonctionnement optimal, cette couche doit être complètement désertée et aucun courant parasite à celui du canal ne doit y circuler.
- 3) La couche donneuse AlGaAs dopé : Cette couche de matériau à grand gap dopée a pour rôle de fournir les électrons libres à la structure. Les progrès technologiques en matière d'épitaxie par jet moléculaire permettent d'avoir des dopages planaires (δ), généralement réalisé par un plan de dopage silicium (Si). Ces dopages (δ) ont l'avantage de positionner les atomes donneurs près de l'interface qui permet d'avoir une plus forte concentration d'électrons dans le gaz bidimensionnel, cette technique permet de réduire la distance grille-canal (d) et d'améliorer le contrôle des porteurs sous la grille [Aniel'95].
- 4) Espaceur: "spacer" en anglais, est une couche de matériau non intentionnellement dopée ($\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$) insérée entre le puits quantique et la barrière de telle sorte d'avoir une empilement de ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$), cette couche assure l'isolation spatiale entre les atomes donneurs dans la couche barrière (charges positives fixes dans AlGaAs) et les électrons (charges négatives dans le GaAs) dans le puits quantique susceptibles de participer à la conduction dans le canal, pour réduire l'interaction Coulombienne entre eux, et ainsi améliorer les propriétés de transport des électrons [Lin'84]. Plus cette couche est épaisse, meilleure sera la mobilité des électrons dans le canal. Donc il faut que l'épaisseur de cette couche soit choisie de telle sorte que la mobilité soit optimale tout en ayant une densité relativement importante de porteurs.
- 5) La couche AlGaAs non dopé et le canal : le canal est situé à l'interface de la couche de matériau à petit gap non intentionnellement dopé. Cette couche, importante dans la mesure où elle reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons qui constitue le canal, détermine les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons qui la composent. Elle est séparée du substrat par une couche tampon non intentionnellement dopée.

- 6) La couche tampon: couramment appelée "buffer", elle permet d'améliorer le confinement des électrons dans le canal en réduisant l'injection des porteurs vers le substrat. Cette couche permet également d'éliminer les imperfections du substrat, afin d'avoir un matériau de bonne qualité cristallographique nécessaire à la croissance des couches supérieures. En effet, le paramètre essentiel qui conditionne une épitaxie de qualité est la différence de maille entre le substrat et le cristal de GaAs.
- 7) Le substrat semi-isolant (GaAs): les couches citées ci-dessus peuvent potentiellement fonctionner à des températures bien supérieures à leur limite pratique. L'insuffisance de la valeur de la résistivité du substrat entraîne l'existence d'un courant de fuite importante, ce qui augmente inutilement à haute température la consommation énergétique des circuits intégrés. L'utilisation d'un substrat plus isolant permet donc de réduire ce problème. Le choix du substrat doit se faire sur la base d'un compromis entre le niveau de performances, le coût et la fiabilité du dispositif [Kayali'96].

II.4.3.4. Avantages et inconvénients des transistors HEMT

Le transistor à effet de champ de type HEMT présente de nombreux avantages, et il est considéré comme un composant à faible bruit et à faible consommation d'énergie. Depuis son apparition, il est devenu un élément important pour les dispositifs électroniques à grande vitesse et les dispositifs optoélectroniques (modulateurs, détecteurs, et les lasers). Son comportement électronique est une source de courant contrôlée en tension. Parmi ces avantages et ces inconvénients on peut citer:

1) Avantage :

- Fonctionnement à des fréquences très hautes grâce à la haute mobilité des électrons,
- Courants de sortie importants ainsi que des transconductances et des résistances de sorties élevées,
- La barrière de Schottky est plus grande que dans le cas du MESFET car le dépôt du métal Schottky est réalisé sur l'AlGaAs à la place de l'GaAs,
- Des performances excellentes en bruit,
- Excellente conductivité thermique,
- Des performances en puissance adaptées surtout à des applications faibles tensions d'alimentation mais forts courants telles que les communications mobiles.

2) Inconvénients :

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

II.4.4. Paramètres physiques des HEMTs

La diode Schottky métal-GaAs et l'hétérostructure GaAlAs/GaAs sont polarisées par la triple action des différences des travaux de sortie métal-GaAlAs, et GaAlAs-GaAs et de la tension de grille (V_g) du métal.

Les électrons libérés par les donneurs de GaAlAs sont transférés dans le GaAs à l'interface de l'hétérojonction. La charge d'espace développée dans le GaAlAs correspond à un régime de déplétion et la charge d'espace développée dans le GaAs peut être qualifiée d'accumulation ou d'inversion suivant que le GaAs non dopé est résiduellement n - ou résiduellement p - [Mathieu'04]. Lorsque la couche GaAlAs est en déplétion totale, elle devient isolante ce qui permet, comme une capacité MOS, de commander la population d'électrons de la couche d'inversion de GaAs par la tension de grille V_g . Les niveaux de Fermi sont horizontaux, d'une part dans le métal et d'autre part dans les semiconducteurs, décalés l'un de l'autre de l'énergie ($-qV_g$) résultant de la tension de polarisation de la grille.

II.4.4.1. Mobilité et vitesse des porteurs

La mobilité est par définition une grandeur positive (notée μ ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)). Elle mesure l'aptitude des porteurs à se déplacer dans le réseau cristallin. Elle est d'autant plus grande que le cristal est pur et que la masse effective des porteurs est faible [Mathieu'04].

En effet, l'élévation de température, crée des perturbations dans le cristal et affecte la mobilité [Neamen'03].

$$\mu = \frac{q \times \tau}{m^*} \tag{II. 22}$$

$\tau = \tau_c / 2$: est le temps de relaxation, avec τ_c est le temps de collision.

Dans le domaine des faibles champs électriques, les porteurs libres sont en équilibre thermodynamique avec le réseau, et leur vitesse moyenne est proportionnelle au champ électrique (figure (II. 2)). En d'autres termes, la mobilité des porteurs est indépendante du champ électrique et la vitesse de dérive ou d'entraînement des électrons et des trous (notée $v(\text{cm.s}^{-1})$) s'écrit:

$$\vec{v}_n = -\mu_n \times \vec{E} \tag{II. 23}$$

$$\vec{v}_p = +\mu_p \times \vec{E} \tag{II. 24}$$

Lorsque le champ électrique devient important, les interactions des porteurs avec les vibrations du réseau entraînent une diminution de la mobilité des porteurs, la vitesse sature et tend vers la vitesse thermique ($v_T = \sqrt{3 \times k_B T / m^*}$). La loi de variation de la mobilité par rapport au champ électrique varie d'un matériau à l'autre et en fonction de la nature de la structure de bandes du semiconducteur, elle se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des porteurs :

$$\vec{v} = \mu(E) \times \vec{E} \tag{II. 25}$$

La densité de courant est définie comme la quantité de charge qui traverse l'unité de surface pendant l'unité de temps [Mathieu'04].

$$\vec{j} = -q \times n \times \vec{v} = -\sigma \times \vec{E} \tag{II. 26}$$

On définit $\sigma = q \times n \times \mu$ la conductivité du semiconducteur.

Le courant à l'abscisse x dans un barreau de semiconducteur de section $S(x)$ est donné par:

$$I = q \times n(x) \times v(x) \times S(x) \tag{II. 27}$$

On constate que la modulation du courant peut se faire de trois façons différentes :

- la variation de la section du barreau $S(x)$
- la variation de la densité de porteurs $n(x)$
- la variation de la vitesse des porteurs $v(x)$

Dans les semiconducteurs type n , la mobilité μ est contrôlée par l'interaction des électrons avec les impuretés et les phonons (dispersion par le réseau) exprimée par l'équation suivante :

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{imp}} + \frac{1}{\mu_{rés}} \quad (II. 28)$$

$$\mu_{imp} \propto T^{3/2} \text{ et } \mu_{rés} \propto T^{-\theta} \quad 1,5 \leq \theta \leq 2,5, \quad \theta = 2,1 \text{ pour le GaAs [Zce'07]}$$

La probabilité d'interaction avec les impuretés diminue quand la température augmente suivant la loi de puissance en température $T^{-3/2}$. À températures élevées les électrons ont une faible probabilité d'être capturés à nouveau par les ions positifs attractifs. La probabilité d'interaction avec les phonons croît avec la température suivant l'équation (II. 28), car les phonons sont plus excités à haute température [Gutierrez-D'01].

La figure suivante présente l'évolution de la mobilité des électrons dans le GaAs dans le cas d'un gaz 2D d'après Dang et al. [Dang'99].

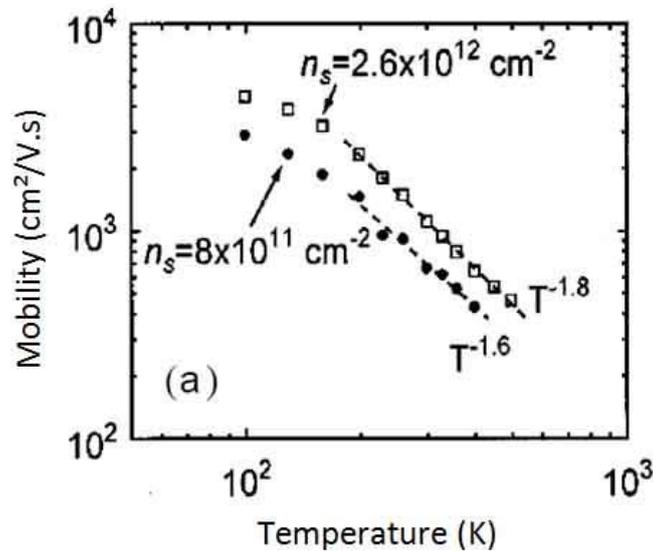


Figure (II. 12) : Variation de la mobilité en fonction de la température d'un gaz 2D d'après [Dang'99]

n_s : est la densité surfacique des porteurs dans le puits.

II.4.4.2. Niveaux énergétiques dans le puits quantique

Les porteurs libres dans le canal se comportent comme un gaz d'électrons bidimensionnel dont le mouvement est libre dans le plan (y, z) de la structure, et quantifié dans la direction (x) perpendiculaire. Il en résulte que le calcul classique de la distribution de ces porteurs libres en termes de structure de bandes et densités d'états tridimensionnelles est en défaut.

Une étude détaillée du comportement de ces porteurs passe par un traitement quantique du problème. La résolution de l'équation de Schrödinger [Chen'98] de ces électrons bidimensionnels dans l'approximation du potentiel triangulaire, montre que les états électroniques sont distribués dans des sous-bandes d'énergie données par [Mathieu'04][Li'06]:

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2 \times m_n^*} \right)^{1/3} \left[\frac{3}{2} \pi \times q \times E_{eff} \times \left(i + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3} \quad (\text{II. 29})$$

Avec $i=0, 1, 2, \dots$;

E_{eff} : est le champ électrique effectif présent dans la zone de charge d'espace, sa valeur moyenne est donnée par l'équation suivante:

$$E_{eff} = \frac{q \times \left(N_{dep} + \frac{n_s}{2} \right)}{\varepsilon} \quad (\text{II. 30})$$

N_{dep} : la charge de déplétion,

ε : permittivité diélectrique (ou constante diélectrique).

En régime d'inversion et dans la mesure où la couche GaAs n'est pas dopée, on peut négliger N_{dep} devant n_s de sorte qu'en explicitant E_{eff} dans l'équation (II. 29), E_i s'écrit :

$$E_i = A_i \times n^{2/3} \quad (\text{II. 31})$$

Avec :

$$A_i = \left(\frac{\hbar^2}{2 \times m_n^*} \right)^{1/3} \left[\frac{3\pi \times q^2}{4\varepsilon} \times \left(i + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3} \quad (\text{II. 32})$$

A_i : est une constante qui dépend du matériau.

Yochida [Yoshida'86] a démontré qu'au moins 80% des électrons dans le puits quantique occupent seulement les deux premières sous bandes E_0 et E_1 , les valeurs de A_1 et A_2 correspondantes sont respectivement [Li'06]:

$$A_0 = 2,5 \times 10^{-12} \text{ (S.I)} \text{ et } A_1 = 3,2 \times 10^{-12} \text{ (S.I)}$$

II.4.4.3. Densité surfacique du gaz 2D

Le premier modèle du transistor HEMT a été proposé par Delagebeaudeuf et Linh [Delagebeaudeuf'82], dont ils ont supposé une relation linéaire entre la densité surfacique n_s et la tension de grille V_g . Par la suite, Drummond et al. [Drummond'82] et Lee et al. [Lee'83] ont fait une extension de cette relation linéaire par la prise en compte de la variation du niveau de Fermi avec n_s . Malheureusement, ce modèle linéaire a échoué dans la prédiction du courant sous seuil dans les transistors HEMTs. Byun et al. [Byun'90] ont proposé un modèle unifié de contrôle de charge qui modélise correctement les deux régimes : linéaire et celui sous seuil. D'autres travaux ont réussi à trouver des modèles qui unifient le régime linéaire et de saturation [Rohdin'86][Ahn'94][Guan'95].

La quantité de charges transférée à travers l'interface est calculée à partir de l'équation de continuité du vecteur de déplacement à l'interface GaAlAs/GaAs. On peut exprimer la relation entre la concentration d'électrons par unité de surface (n_s) et la tension de grille par [Delagebeaudeuf'82][Drummond'82]:

$$n_s = \frac{\varepsilon}{q \times d} \times (V_g - V_{th}) \quad (\text{II. 33})$$

$$V_{th} = V_{bi} + \frac{E_F - \Delta E_c}{q} - \frac{q \times N_d}{2 \times \varepsilon} \times d_d^2 \quad (\text{II. 34})$$

ε : constante diélectrique relative du matériau de barrière (GaAlAs),

V_{th} : la tension de seuil, c'est la tension qui annule la charge surfacique liée au 2DEG,

V_{bi} : la hauteur de barrière de Schottky,

d_d : représente la largeur de désertion.

On peut calculer la tension de désertion par l'équation :

$$V_d = \frac{q \times N_d}{2 \times \varepsilon} \times d_d^2 \quad (\text{II. 35})$$

N_{2D} : le dopage par unité de surface dans la barrière,

La population électronique de chaque sous-bande est donnée par :

$$n_i = \frac{m^*}{\pi \times \hbar^2} k_B \times T \times \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_i}{k_B \times T} \right) \right] \quad (\text{II. 36})$$

La densité superficielle totale d'électrons dans le puits quantique s'écrit :

$$n_s = \frac{m_n^*}{\pi \times \hbar^2} \times k_B \times T \times \sum_i \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_i}{k_B \times T} \right) \right] \quad (\text{II. 37})$$

La densité surfacique de charges accumulées dans le puits de potentiel s'écrit donc [Li'06]:

$$n_s = D_{\text{état}} \times \frac{k_B \times T}{q} \times \ln \left\{ \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_0}{k_B \times T} \right) \right] \times \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_1}{k_B \times T} \right) \right] \right\} \quad (\text{II. 38})$$

$D_{\text{état}}$: la densité d'états dans l'espace des énergies.

La solution de l'équation (II. 38) permet de déterminer les valeurs de E_F en fonction de n_s pour une température donnée. Ces résultats sont reportés sur la figure suivante [Drummond'82][Abdel-Motaleb'90][Qu'99].

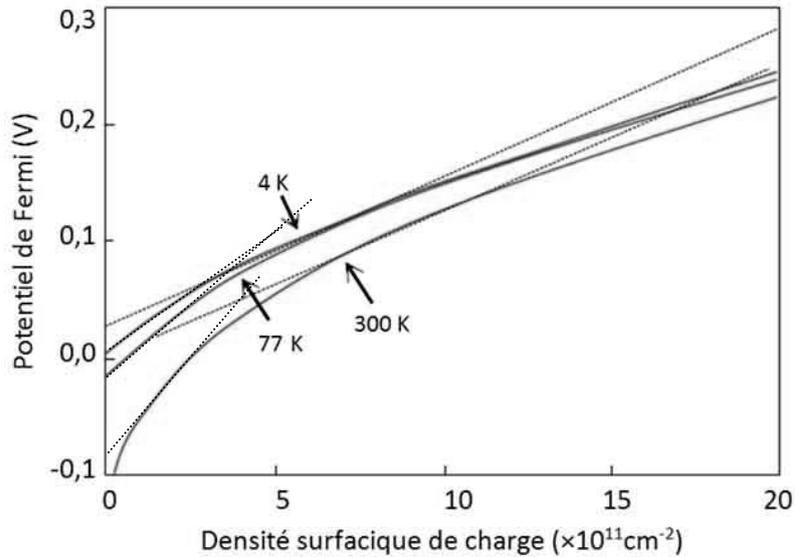


Figure (II. 13): Variation du potentiel de Fermi en fonction de la densité surfacique de charge selon Drummond et al. [Drummond'82].

Drummond et al. [Drummond'82] ont proposé une approximation linéaire dont le domaine de validité est valable pour des densités comprises entre $5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ et $1,5 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$. L'équation de linéarisation a la forme suivante :

$$E_F = \Delta E_{F_0}(T) + a \times n_s \quad (\text{II. 39})$$

$$\text{Avec, } a = 0,125 \times 10^{-16} \text{ eV.m}^2 \text{ et } \Delta E_{F_0}(T) = 0,03 \times \left(1 - \frac{T}{300} \right) \quad (\text{II. 40})$$

Cette approximation linéaire (équation II. 39) est valable aussi pour des densités (le cas de nos échantillons) comprises entre $1,5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ et $4 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ et aboutit au modèle linéaire de contrôle de charge, et l'équation (II. 38) s'écrit:

$$n_s = \frac{\varepsilon}{q \times (d + \Delta d)} \times (V_g - V_{th}) \quad (\text{II. 41})$$

$d (=d_i+d_d)$: est l'épaisseur totale entre le gaz 2D et la grille,

Δd : la distance effective entre l'hétérojonction et le 2DEG, ce facteur de correction introduit par Drummond et al [Drummond'82] prenant en compte le fait que la position du gaz 2D ne se limite pas exactement à l'interface de GaAs/AlGaAs. Il a une valeur approximative de l'ordre de 80\AA .

On définit la capacité effective grille-canal C_{eff} par unité de surface par l'équation suivante:

$$C_{eff} = \frac{\partial Q_s}{\partial V_g} = q \times \frac{\partial n_s}{\partial V_g} \quad (\text{II. 42})$$

A partir de l'équation (II. 41), on obtient:

$$C_{eff} = \frac{\varepsilon}{d + \Delta d} \quad (\text{II. 43})$$

La capacité effective grille-canal C_{eff} dépend des propriétés de la couche AlGaAs [Lee'83], l'équation (II. 41) s'écrit:

$$n_s = \frac{C_{eff}}{q} \times (V_g - V_{th}) \quad (\text{II. 44})$$

II.4.4.4. Champ de claquage

On définit un paramètre important dans le fonctionnement des HEMTs, à savoir le champ de claquage (Breakdown) ou champ critique (noté E_B). Ce paramètre est la valeur du champ ou de la tension maximum que peut supporter le transistor.

Les matériaux à grand gap ont un champ de claquage très important vis-à-vis du silicium ou de l'arséniure de gallium. La valeur de ce champ de claquage est directement liée à la largeur de bande interdite par la fonction suivante [Charboniaud'05]:

$$E_B \propto E_g^{3/2} \quad (\text{II. 45})$$

Ce qui signifie que plus le gap d'énergie est important, plus le champ de claquage est élevé. Néanmoins, le champ de claquage diminue lorsque la température augmente [Haddab'95].

Le fait d'avoir un gap important et donc un champ de claquage très élevé permet aux transistors à grand gap de supporter des tensions de polarisation importantes, ce qui est excellent pour les applications en puissance.

II.5. CONTROLE DE CHARGE

Les échantillons utilisés dans notre étude sont similaires à des transistors HEMT mais sans la grille de commande. Ils sont considérés comme une couche de résistance qui représente le canal d'un gaz bidimensionnel d'un GaAs. Ces structures ont subi les mêmes étapes technologiques de fabrication pour les HEMTs sauf la déposition de la grille.

Le paragraphe suivant présente l'effet de la tension de grille sur les propriétés de transport des électrons dans le puits quantique. Donc, cette partie a pour but de justifier l'importance d'éliminer l'effet de la grille dans notre étude de bruit dans l'hétérostructure AlGaAs/GaAs/AlGaAs.

II.5.1. Contrôle de charge par la tension de grille

Lorsqu'une tension V_g est appliquée sur la grille, les niveaux de Fermi dans le métal et dans le GaAs se séparent d'une valeur absolue égale à $q \times V_g$. En limitant la population électronique de la couche d'inversion aux deux premières sous-bandes et en tenant compte de la linéarité de la variation du niveau de Fermi avec n_s , nous obtenons [Mathieu'04]:

$$n_s = \left\{ \begin{array}{l} \frac{\varepsilon}{q \times d} \times (V_g - V_{th}) \\ D_{\text{état}} \times \frac{k_B \times T}{q} \times \ln \left\{ \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_0}{k_B \times T} \right) \right] + \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_1}{k_B \times T} \right) \right] \right\} \end{array} \right. \quad (\text{II. 46})$$

Le système (II. 46) ne présente pas de solution analytique exacte. Néanmoins on peut obtenir des solutions approchées dans deux gammes de polarisation spécifiques correspondant à deux gammes de densités électroniques dans la couche d'inversion:

II.5.1.1. Régime de faible inversion

Lorsque la tension V_{gs} augmente, le puits de potentiel devient de plus en plus profond, permettant à un nombre plus grand d'électrons de diffuser dans le canal GaAs. Comme pour les autres TECs, la tension V_{ds} (tension drain – source) crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant I_{ds} . Pour des tensions de grille suffisamment négatives, la densité de porteurs dans le canal devient négligeable et aucun courant significatif ne circule entre la source et le drain. Le HEMT est alors considéré bloqué (très peu de courant circule entre le drain et la source).

Pour des faibles densités d'électrons d'interface, le niveau de Fermi reste situé au dessous de la première sous-bande. Un développement limité permet d'écrire la deuxième équation du système (II. 46) par [Li'06]:

$$n_s = \frac{m_n^*}{\pi \times \hbar^2} \times \frac{k_B \times T}{q} \times \left[\exp\left(\frac{E_F - E_0}{k_B \times T}\right) + \exp\left(\frac{E_F - E_1}{k_B \times T}\right) \right] \quad (\text{II. 47})$$

E_0 et E_1 sont proportionnels à $n^{2/3}$ de sorte qu'en régime de faible inversion ces quantités sont inférieures à $k_B T$, et l'équation (II. 41) se réduit à :

$$n_s = 2 \times \frac{m_n^*}{\pi \times \hbar^2} \times k_B \times T \times \exp\left(\frac{E_F}{k_B \times T}\right) \quad (\text{II. 48})$$

Ainsi l'énergie de Fermi E_F est liée à la densité électronique par l'équation :

$$E_F = k_B \times T \times \ln\left(\frac{n_s}{2 \times m_n^* \times k_B \times T / \pi \times \hbar^2}\right) \quad (\text{II. 49})$$

En portant cette dernière expression de E_F dans la deuxième équation du système (II. 46) et après approximation, on peut trouver la valeur de la densité d'électrons en fonction de la tension de grille :

$$n_s = 2 \times \frac{m_n^*}{\pi \times \hbar^2} \times k_B \times T \times \exp\left(\frac{q \times (V_g - V_{th})}{k_B \times T}\right) \quad (\text{II. 50})$$

En régime de faible inversion, le puits de potentiel est profond et large, il en résulte que la quantification des états électroniques est faible. Dans nos échantillons, ce n'est pas le cas, car la largeur du canal est étroite (20 nm) ceci permet un bon confinement des électrons.

II.5.1.2. Régime de forte inversion

Lorsque la population électronique devient suffisamment importante, le niveau de Fermi passe au dessus du bas de la deuxième sous bande E_I . Les termes exponentiels dans le système d'équation (II. 46) deviennent donc très supérieurs à 1, ce qui permet d'écrire :

$$n_s = \frac{m_n^*}{\pi \times \hbar^2} \times (2 \times E_F - E_0 - E_I) \quad (\text{II. 51})$$

En explicitant E_0 et E_I en fonction de n_s , E_F s'écrit :

$$E_F = \frac{A_0 + A_1}{2} \times n_s^{2/3} + \frac{\pi \times \hbar^2}{2 \times m_n^*} \times n_s \quad (\text{II. 52})$$

Le terme linéaire en n_s est prépondérant de sorte que la densité d'électron en forte inversion suit une loi sensiblement linéaire donnée par :

$$n_s = \beta \times (V_g - V_{th}) \quad (\text{II. 53})$$

$$\text{Avec, } \beta = \frac{2 \times q \times \varepsilon \times m_n^*}{2 \times d \times q^2 \times m_n^* + \varepsilon \times \pi \times \hbar^2} \quad (\text{II. 54})$$

II.5.2. Polarisation du drain

Si on polarise le transistor HEMT par une tension drain-source (V_{ds}), la polarisation de la structure est distribuée longitudinalement et la densité d'électrons varie le long du canal et devient $n(y)$ donné, en régime de forte inversion par :

$$n(y) = \beta \times (V_g - V_{th} - V_{ds}(y)) \quad (\text{II. 55})$$

$V_{ds}(y) = 0$ coté source et $V_{ds}(y) = V_d$ coté drain.

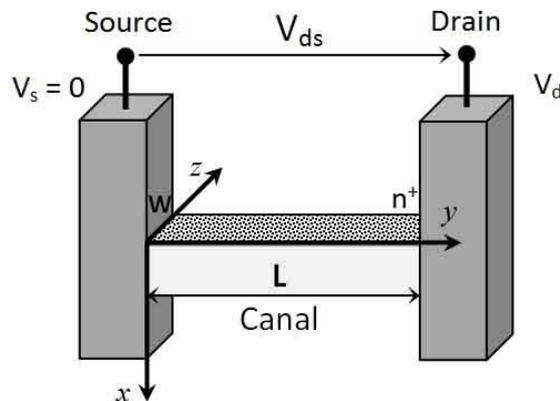


Figure (II. 14) : Variation de la densité d'électrons dans un canal d'une structure polarisée

Le courant de drain I_d , s'écrit :

$$I_d = w \times q \times n \times v \quad (\text{II. 56})$$

w : la largeur du canal,

v : la vitesse d'entraînement des porteurs donnée par :

$$v = -\mu \times E = \mu \times \frac{V_{ds}}{dy} \quad (\text{II. 57})$$

En explicitant la densité d'électrons, le courant de drain s'écrit :

$$I_d = w \times q \times \mu \times \beta \times (V_g - V_{th} - V_{ds}) \times \frac{V_{ds}}{dy} \quad (\text{II. 58})$$

Pour avoir $I_d(V_g, V_d)$, il suffit d'intégrer l'expression précédente sur toute la longueur du canal (L) :

$$I_d = \frac{w \times q \times \mu \times \beta}{L} \times \left[(V_g - V_{th}) \times V_d - \frac{V_d^2}{2} \right] \quad (\text{II. 59})$$

La mobilité des porteurs diminue quand la tension du drain V_d augmente, et pour une valeur $V_d = V_{dsat}$ la vitesse des porteurs n'augmente plus avec la tension de polarisation et atteint sa valeur de saturation, ce qui implique la saturation du courant du drain I_{dsat} et le champ électrique (dV_{ds}/dy) prend sa valeur maximal coté drain.

$$\left(\frac{dV_{ds}}{dy} \right)_{y=L} = E_s \quad (\text{II. 60})$$

E_s : le champ critique qui provoque la vitesse de saturation ($v=v_{sat}$) sur toute la longueur du canal

$$\left(\mu \times \frac{dV_{ds}}{dy} \right)_{y=L} = v_{sat} \quad (\text{II. 61})$$

La tension de saturation est donnée par :

$$V_{dsat} = V_g - V_{th} + V_s - \left[(V_g - V_{th})^2 + V_s^2 \right] \quad (\text{II. 62})$$

$V_s (=L \times E_s)$: la tension critique qui établirait le champ critique E_s .

Le courant de saturation s'écrit

$$I_{dsat} = g_0 \times \left\{ \left[(V_g - V_{th})^2 + V_s^2 \right]^{1/2} - V_s \right\} \quad (\text{II. 63})$$

$g_0 (= w \times q \times \beta \times v_s)$ a les dimensions d'une conductance.

	Canal long (V_s est très important)	Canal court ($V_s \ll V_g - V_{th}$)
V_{dsat}	$\approx V_g - V_{th}$	$\approx V_s$
I_{dsat}	$\approx g_0 \times (V_g - V_{th})^2 / 2 \times V_s$	$\approx g_0 \times (V_g - V_{th})$

Tableau (II. 4) : Approximation des tensions et courant de saturation dans le cas d'un canal long et court.

La transconductance du transistor est définie par $g_m = \partial I_d / \partial V_g$, qui traduit le contrôle de charge dans le canal par la tension de grille. Ce qui donne en régime de saturation :

$$g_m = g_0 \times \frac{V_g - V_{th}}{\left[(V_g - V_{th})^2 + V_s^2 \right]^{1/2}} \quad (\text{II. 64})$$

II.5.2.1. Contrôle de charge en régime linéaire

Afin d'avoir un accord entre la théorie présentée précédemment et l'expérience, plusieurs chercheurs ont développé des modèles en introduisant des paramètres d'ajustement pour rendre compte des comportements électriques des caractéristiques $I_{ds} - V_{ds}$ des transistors HEMTs [Drummond'82] [Lee'83][Stern'84] [Yoshida'86] [Py'96].

Nous présentons le modèle proposé par Py et al. [Py'96] qui permet d'établir l'expression du courant drain I_{ds} en régime ohmique en prenant en compte le contrôle linéaire de la densité des porteurs par la grille, la variation de la mobilité avec la densité des charges et les résistances d'accès.

$$I_{ds} = g_{ds} \times V_{ds} \quad (\text{II. 65})$$

g_{ds} : la conductance du canal est donnée par l'équation suivante:

$$g_{ds} = \sigma \times \frac{w}{L} = q \times \mu \times n_s \times \frac{W}{L} \quad (\text{II. 66})$$

σ : la conductivité du matériau.

Le courant drain en régime ohmique s'écrit ainsi:

$$I_{ds} = q \times \mu \times n_s \times \frac{w}{L} \times V_{ds} \quad (\text{II. 67})$$

En prenant en compte l'expression de n_s dans l'équation (II. 52) et l'expression de la mobilité donner par Py et al. [Py'96]:

$$\mu = \mu_0 \times \left(\frac{n_s}{n_{s0}} \right)^k \quad (\text{II. 68})$$

μ_0 : la mobilité à faible champ électrique,

n_{s0} : la densité de porteurs à l'équilibre thermodynamique.

L'équation (II. 65) devient:

$$I_{ds} = \eta \times (V_g - V_{th})^{1+k} \times V_{ds} \quad (\text{II. 69})$$

$$\text{avec } \eta = \frac{w}{L} \times \mu_0 \times q \times n_{s0} \times \left(\frac{C_{eff}}{q \times n_{s0}} \right)^{1+k} \quad (\text{II. 70})$$

L'évolution du courant I_{ds} en fonction de la tension V_{ds} et pour différentes valeurs de la tension de grille V_g est sensiblement la même que pour le MESFET. De plus, un effet de saturation de courant intervient également pour le HEMT. Il provient essentiellement de la saturation de la vitesse des porteurs [Li'06]. Lorsque la tension V_{ds} est suffisamment élevée ou la longueur géométrique de la grille est suffisamment courte, la composante longitudinale (dans la direction drain-source) du champ électrique dans la zone de quasi-pincement peut être suffisamment élevée pour que les porteurs atteignent leur vitesse de saturation. Le courant de saturation est dans ce cas un courant sous champ électrique "drift current" avec une vitesse maximale [Li'06][Sze'07].

On déduit la résistance du canal en régime ohmique:

$$R_{canal} = \frac{1}{\eta \times (V_g - V_{th})^{1+k}} \quad (\text{II. 71})$$

Ce modèle linéaire n'est valide que pour des polarisations de grille pour lesquelles les électrons restent dans le puits de potentiel à une distance fixe de l'hétérojonction.

II.5.2.2. Contrôle de charge en régime non linéaire

En régime normal, les zones de déplétion de la diode Schottky (métal-GaAlAs) et de l'hétérojonction GaAlAs/GaAs se recouvrent, le GaAlAs est donc en déplétion totale. La tension de polarisation de la grille V_g commande alors la densité d'électrons dans le canal conducteur situé dans le GaAs. Mais, lorsque la tension V_g augmente positivement, la barrière de potentiel GaAlAs-métal est abaissée et la zone de déplétion de la diode Schottky diminue.

Lorsque V_g atteint et dépasse une valeur de seuil V_m les deux zones de charge d'espace ne se recouvrent plus et un canal conducteur apparaît dans le GaAlAs. Dans ce cas, la tension de polarisation $V_g > V_m$ ne commande plus la conductivité du canal où la densité électronique est saturée à une valeur n_m , mais elle commande la largeur du canal conducteur (w_m) qui se manifeste dans le GaAlAs. Ce deuxième canal conducteur qui n'est autre que le canal du transistor MESFET constitué par l'électrode métallique et la couche de GaAlAs dopé n , c'est l'effet MESFET parasite.

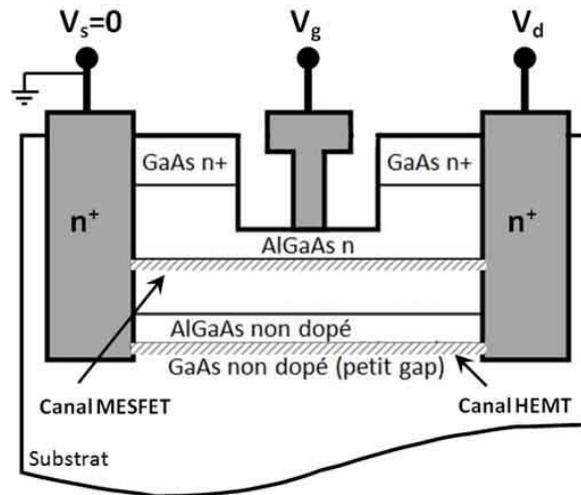


Figure (II. 15) : Effet MESFET parasite.

La largeur (w_s) de la zone de déplétion de la diode Schottky est donnée par :

$$w_s = \left[\frac{2 \times \epsilon}{q \times N_d} \times \left(V_b - V_g - \frac{kT}{q} \times \ln \frac{N_c}{N_d} \right) \right]^{1/2} \quad (\text{II. 72})$$

N_c : la densité équivalente d'état de la bande de conduction de GaAlAs.

La largeur (w_h) de la zone de déplétion de l'hétérojonction est donnée par :

$$w_h = \frac{n_s}{N_d} \quad (\text{II. 73})$$

La largeur (w_m) du canal du transistor MESFET s'écrit donc :

$$w_m = d - d_i - w_h - w_s \quad (\text{II. 74})$$

Soit :

$$w_m = d - d_i - \frac{n_s}{N_d} - \left[\frac{2 \times \varepsilon}{q \times N_d} \times \left(V_b - V_g - \frac{kT}{q} \times \ln \frac{N_c}{N_d} \right) \right]^{1/2} \quad (\text{II. 75})$$

La tension V_m à partir de laquelle l'effet MESFET parasite se manifeste est la tension V_g pour laquelle $w_m=0$. Soit

$$V_m = V_1 - \left(V_1^2 - V_2^2 \right)^{1/2} \quad (\text{II. 76})$$

Avec :

$$V_1 = V_{th} + \frac{(d - d_i) \times N_d}{\beta} - \frac{\varepsilon \times N_d}{q \times \beta^2} \quad (\text{II. 77})$$

$$V_2 = \left[\left(V_{th} + \frac{(d - d_i) \times N_d}{\beta} \right)^2 - \left(V_b - \frac{kT}{q} \times \ln \frac{N_c}{N_d} \right) \times \frac{2 \times \varepsilon \times N_d}{q \times \beta^2} \right]^{1/2} \quad (\text{II. 78})$$

II.6. LES PHENOMENES PARASITES AUX BASSES TEMPERATURES

Le comportement des transistors HEMTs aux basses températures a été largement étudié [Drummond'83][Kolodzey'89][Verdier'96]. L'objectif de ces travaux était d'examiner si l'amélioration de la mobilité de la vitesse dans la zone active non dopée et pour les températures cryogéniques a un effet sur les performances statiques et dynamiques des transistors HEMTs.

Néanmoins, il s'avère tout de même qu'à basse température, le transistor HEMT présente des anomalies à cause des phénomènes parasites dus aux pièges résultant de l'existence d'impuretés ou de défauts dans le réseau cristallin et de la surface. Deux effets essentiels sont à prendre en considération lors de la fabrication [Tachikawa'84][Subramanian'86][Zimmer'92][Siligaris'04] :

- L'effet d'états de surface dans le GaAs: une partie des électrons introduits par le dopage se place dans ces états de surface, ce qui crée un champ électrique entre la surface et la région dopée. Donc, La plus grande partie du dopage introduite sert toujours à remplir ces états de surface et ne participe donc pas directement au transfert de charge à l'interface barrière-canal. Ce qui explique le phénomène de blocage du niveau de Fermi "Fermi level pinning".
- L'effet de la présence des centres profonds.

II.6.1. Les défauts profonds

Toute perturbation du réseau cristallin du semiconducteur se manifeste par la présence d'états d'énergie dans la bande interdite du composant. Ces états peuvent être occupés par des porteurs libres qu'ils retiennent pendant un temps donné, et ne peuvent pas participer à la conduction; d'où le nom de pièges. Ce phénomène résulte de l'existence d'impuretés ou de défauts dans le réseau cristallin [Neamen'03][Li'06].

On distingue deux types de pièges: les donneurs et les accepteurs.

- 1) Un piège de type donneur est chargé positivement (ionisé) lorsqu'il est vide, et neutre quand il est rempli. Un donneur rempli (neutre) peut émettre un électron ou capturer un trou. Un donneur vide (positif) peut capturer un électron ou émettre un trou.
- 2) Un piège de type accepteur est neutre quand il est vide, et chargé négativement quand il est rempli d'un électron. Un accepteur plein peut émettre un électron ou capturer un trou. Un accepteur vide peut capturer un électron ou émettre un trou.

Quand ces niveaux de piège sont proches de la bande de conduction ou de la bande de valence, ils correspondent à des impuretés dopantes qui établissent une conductivité de type respectivement N ou P. Quand ils sont proches du centre de la bande interdite, ces niveaux sont appelés pièges profonds. Ils ont une incidence directe sur les propriétés électriques du semiconducteur et des dispositifs associés. En effet, les pièges modifient de façon plus ou moins importante les propriétés optiques et électriques des semiconducteurs.

Ces défauts peuvent s'introduire dans la structure lors de la croissance du matériau (contamination dans la chambre de croissance, la pureté des produits de base), pendant les processus de réalisation du composant (gravures des couches) ou même au cours du fonctionnement du composant (vieillessement du composant) [Gassoumi'06].

II.6.2. Les centres DX

La présence des centres DX est liée aux taux d'aluminium (x) dans le l'hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. D'après plusieurs travaux de recherches [Schubert'84][Mizuta'85] [Subramanian'86] [Mooney'90], l'augmentation du taux d'aluminium permet d'accroître la bande interdite de la couche dopée, ce qui permet d'accentuer la discontinuité ΔE_c de la bande de conduction et favorise le transfert de charge vers le GaAs. En effet, pour des taux d'aluminium $x > 0,22$, les atomes dopants (Si) forment avec les atomes voisins dans le réseau cristallin AlGaAs des complexes ioniques dits centres donneurs profonds, généralement dénommé centre DX (car considéré originellement comme un complexe formé d'un atome donneur substitutionnel (D) et d'un défaut de maille inconnu (X) [Lang'77][Lang'79] [Byun'90] qui réduit fortement la concentration des électrons libres par rapport à la concentration des dopants.

En ce qui concerne l'énergie d'activation pour l'émission thermique d'un électron depuis un niveau DX à la bande de conduction, des mesures de DLTS à capacité constante ont montré qu'elle était indépendante de la composition de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et du dopage [Mizuta'85][Mooney'90] [Tachikawa'84]. Par ailleurs, il est à noter que cette énergie d'activation dépend de la nature des atomes donneurs [Thorne'82].

Dans les HEMTs, la présence de ces états profonds est à l'origine de trois effets parasites observables à basse température [Mizuta'88]: effet "Collapse", bruit de génération recombinaison et l'effet "kink".

II.6.2.1. Effet Collapse

Les phénomènes parasites liés à l'abaissement de la température affectant le fonctionnement des transistors HEMTs sur GaAs. Le principal effet propre aux basses températures et susceptible de dégrader fortement les performances électriques des ces composants est le phénomène de "collapse". Il est caractérisé par le décalage de la tension seuil et apparaît seulement pour les faibles tensions. Pour des températures inférieures à 77 K, Drummond et al. [Drummond'83] ont observé un effondrement de la caractéristique I-V des HEMTs quand ceux-ci sont en obscurité. Cet effondrement appelé "collapse" est observé pour des tensions V_{ds} inférieures à 0,5 V. La caractéristique I-V devient normale quand la tension V_{ds} s'approche de 1V.

A. Kastalsky et Kiehl [Kastalsky'86] ont expliqué le "collapse" par la détermination des causes de décalage de la tension de seuil avec la température en obscurité et sous illumination d'une part et d'autre part l'effet de la tension grille sur l'effondrement de la caractéristique I-V. Ce groupe a suggéré que la partie entre la source et le drain de la zone désertée du AlGaAs (couche donneuse) est le siège d'un champ électrique élevé, et que tous les électrons à l'intérieur de cette couche sont capturés par les centres DX.

Les électrons sont assez énergétiques pour vaincre la barrière de potentiel intrinsèque avant d'être capturés par les centres DX. Par conséquent, les électrons commencent à s'accumuler sur un côté laissant les centres DX positifs sur l'autre côté. Quand la tension drain augmente, la charge polarisée reste gelée pour les faibles champs ce qui réduit la conductivité. La caractéristique I-V reprend son comportement normal quand la tension V_{ds} augmente car les électrons acquièrent de l'énergie [Khlil'05.1].

L'illumination fait disparaître l'effet "collapse" par la génération de paires électron-trou dans la couche AlGaAs. Des travaux de recherche [Drummond'83][Verdier'96] ont montré que l'utilisation de conditions appropriées de polarisation sur le drain permettait de s'affranchir de ce phénomène.

II.6.2.2. Effet KINK

Cet effet a été observé dans les transistors HEMTs [Zimmer'92][Somerville'00] comme dans les transistors MOSFETs à 4 K [Dierickx'88], L'effet "Kink" est défini comme une augmentation brutale de courant de drain-source (I_{ds}) en régime de saturation pour une certaine valeur de tension de drain, entraînant une augmentation de la conductance de drain g_d et une compression de la transconductance g_m , dégradant ainsi les performances des transistors HEMTs [Siligaris'04].

L'ionisation par impact dans la zone de fort champ électrique située à l'extrémité de la grille près du drain est supposée être à l'origine de ce phénomène parasite. Lorsque V_{ds} dépasse la tension "Kink" qui peut être de l'ordre du volt [Dierickx'88], des paires électron-trou sont générées par les électrons de conduction qui possèdent une énergie cinétique suffisante. Sous l'effet du champ électrique engendré par V_{ds} , les trous sont conduits vers la source et se recombinent. Les trous générés ne sont pas tous recombinés, des trous se déplacent vers la grille dans le matériau à petite largeur de bande interdite. La quasi-neutralité dans l'hétérostructure oblige les électrons additionnels à remplir le canal pour compenser les trous qui ne sont pas déplacés dans la direction verticale au canal.

L'ionisation par impact apporte ainsi une quantité additionnelle d'électrons à l'état stationnaire qui se traduit par un courant (I_{ds}) supérieur à sa valeur en saturation [Khilil'05.1].

II.7. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons justifié notre choix pour l'utilisation des transistors à effet de champ vis-à-vis des transistors bipolaires classiques et même par rapport aux transistors de la même famille des TECs. Nous avons rappelé les principales propriétés physiques et cristallines des composés III-V, plus précisément le composé GaAs et l'alliage AlGaAs et de l'hétérostructure AlGaAs/GaAs/AlGaAs, à savoir les diagrammes énergétiques ainsi que les énergies caractéristiques telles que la susceptibilité (χ) et la largeur de la bande interdite (E_g), puis la variation de la structure de bande en fonction de la température et sous une polarisation électrique (champ électrique externe). Nous avons aussi décrit la notion de la mobilité et de la densité d'un gaz 2D et l'avantage de la modulation de dopage d'un gaz 2D et son évolution en fonction des différents paramètres du transistor HEMT sous l'effet d'un champ électrique extérieur.

A la fin de ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la présentation des phénomènes parasites créés par les centres profonds et qui provoquent des dégradations remarquables sur les caractéristiques électriques en basse température.

En résumé, ce chapitre peut être considéré comme un état de l'art sur l'hétérostructure AlGaAs/GaAs et loin d'être exhaustif du point de vue du mécanisme de fonctionnement du transistor HEMT.

REFERENCES DU CHAPITRE II

- [Adachi'85] S. Adachi,
"GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Material parameters for use in research and device applications"
J. Appl. Phys., vol. 58(3), pp. R1–R29, August 1985.
- [Ahn'94] H. Ahn, M. El Nokali,
"An analytical model for high electron mobility transistors"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 41, pp. 874-878, 1994.
- [Anderson'62] R. L. Anderson,
"Experiments in Ge-GaAs Heterojunctions"
Solid-State Electron, vol. (3), pp. 341-351, 1962.
- [Aniel'95] F. Aniel,
"Les transistors à effet de champ à hétérojonction sur GaAs et grille ultra-courte aux basses températures. Evolution des propriétés électriques et physiques"
Thèse de doctorat, Université Paris XI, Orsay, France, 1995.
- [Aspnes'76] D. E. Aspnes,
"GaAs lower conduction-band minima: Ordering and properties"
Phys. Rev. B. vol.14, pp. 5331-5343, 1976.
- [Baba'83] T. Baba, T. Mizutani and M. Ogawa;
"Elimination of Persistent Photoconductivity and Improvement in Si Activation Coefficient by Al Spatial Separation from Ga and Si in Al–Ga–As:Si Solid System - a Novel Short Period AlAs/n-GaAs Superlattice"
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 22, pp. L627-L629, 1983.
- [Belache'89] A. Belache,
"Etude des propriétés physiques et performances potentielles en basses températures du transistor à effet de champ à haute mobilité électronique AlGaAs/GaAs"
Thèse de doctorat, Université Sciences et Techniques de Lille, France, 1989.
- [Byun'90] Y. H. Byun, K. Lee, M. Shur,
"Unified charge control model and subthreshold current in heterostructure field-effect transistors"
IEEE Electron Devices Letters, vol. 11 (1), pp. 50-53, 1990.
- [Charbonniaud'05] C. Charbonniaud,
"Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l'amplification de puissance micro-onde"
Thèse de doctorat, EDS, Université de Limoges, France, octobre 2005.

- [Chen'98] Y. Chen,
“Investigation of generation – recombination noise and related processes in aluminium gallium arsenide TEGFET and Hall structures with quantum wells”
Thèse, Génie électrique, université international de Florida, USA. 1998.
- [Chow'96] T. P. Chow, D. K. Gaskill, C.D. Brandt, R. J. Nemanich,
“III-Nitride, SiC, and Diamond Materials for Electronic Devices”
Mat. Res. Society Symposium Proc., Pittsburgh, PA. 423, pp 69-73, 1996.
- [Dang'99] X. Z. Dang, P. M. Asbeck, and E. T. Yu,
“Measurement of drift mobility in AlGaN/GaN heterostructure field-effect transistor”
Appl. Phys. Lett., vol. 74(25), 3890-3892, 1999.
- [Davies'98] J. H. Davies,
“The physics of low-dimensional semiconductors - an introduction”
Cambridge university press, United Kingdom, ISBN 0-521-48148-1, 1998.
- [Delagebeaudeuf'80] D. Delagebeaudeuf, P. Delescluse, P. Etienne, M. Laviron, J. Chaplart, N. T. Linh,
“Two-dimensional electron gas MESFET structure”,
Electronics Letters, vol. 16(17), pp. 667-668, August 1980.
- [Delagebeaudeuf'82] D. Delagebeaudeuf, N. T. Linh,
“Metal-(n) AlGaAs-GaAs two-dimensional gas FET”
IEEE Trans. on Elect. Dev., vol. 29(6), pp.955-960, 1982.
- [Dierickx'88] B. Dierickx, L. Warmerdam, E.R. Simoen, J. Vermeiren, C. Claeys,
“Model for hysteresis and kink behavior of MOS transistors operating at 4.2 K”
IEEE Transactions on Electron Devices, vol.35(7), pp. 1120-1125, July 1988.
- [Dingle'78] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann,
“Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices”
Appl. Phys. Lett, vol. 33(7), pp. 665-667. October 1978.
- [Drangeid'70] K. Drangeid, R. Sommerhalder, W. Walter,
“High speed gallium arsenide Schottky barrier field effect transistor”, Electronics letters, vol. 6, pp. 228-229, April 1970.
- [Drummond'82] T.J. Drummond, H. Morkoc, K. Lee, M. Shur,
“Model for modulation doped field effect transistor”
IEEE Electron Device Letters, vol. 3(11), pp. 338-341, November 1982.

- [Drummond'83] T. J. Drummond, R.J. Fischer, W.F. Kopp, H. K. Morkoc, M.S. Lee Shur,
"Bias dependence and light sensitivity of (Al,Ga)As/GaAs MODFET's at 77K"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 30(12), pp. 1806 - 1811, December 1983.
- [Dujardin'06] R. Dujardin,
"Epitaxie par jets moléculaires de nanostructures isolées de germanium sur silicium"
Thèse, Physique, Université Joseph Fourier de Grenoble, France, décembre 2006.
- [Gassoumi'06] M. Gassoumi,
"Etude des défauts électriquement actifs dans les composants hyperfréquences de puissance dans les filières SiC et GaN"
Thèse de Doctorale, INSA-Lyon, France, juin 2006.
- [George'92] J. George,
"Preparation of Thin Films"
Marcel Dekker Inc, ISBN-13: 978-0824781965, 1992.
- [Guan'95] L. Guan, A. Christou, G. Halkias, D. F. Barbe,
"Modeling of current-voltage characteristics for strained and lattice matched HEMT's on InP substrate using a variational charge control model"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 42(4), pp. 612-617, April 1995.
- [Gutierrez-D'01] E. A. Gutierrez-D, M. J. Deen, C. L. Claeys,
"Low temperature electronics—Physics, Devices, Circuits, and applications"
Academic Press.USA, ISBN: 0-12-310675-3, 2001.
- [Haddab'95] Y. Haddab,
"Etude des niveaux profonds dans des transistors à Gaz bidimensionnel d'électrons sur substrats de GaAs et InP"
Thèse, physique, N°: 1387, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1995.
- [Hughes'87] W. A. Hughes et C. M. Snowden,
"Nonlinear charge control in AlGaAs/GaAs modulation-doped FETs"
IEEE Trans. Electron Devices, vol. 34 (8), pp. 1617-1625, August 1987.
- [Abdel-Motaleb'90] I. M. Abdel-Motaleb and T.-L. Syu,
"An analytical charge control model for AlGaAs modulation doped field effect transistors"
Journal of Applied Physics, vol. 67(6), pp. 3141-3147, March 1990.

- [Kastalsky'86] A. Kastalsky et R. A. Kiehl,
"On the low-temperature degradation of (AlGa)As/GaAs modulation-doped field-effect transistors"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 33(3), pp. 414-423, March 1986.
- [Kayali'96] S. Kayali, G. Ponchak, R. Shaw,
"GaAs MMIC Reliability Assurance Guideline for Space Applications"
JPL Publication 96-25, National Aeronautics and Space Administration, Jet Propulsion Lab., California Inst. of Technology Pasadena, California, 1996.
- [Khlil'04] R. Khlil, A. El Hdiy, A. Cavanna, F. Laruelle, et Y. Jin
"Electric transport in a AlGaAs/GaAs structure from 300 K to 4.2 K"
J. Appl. Phys., vol. 96 (5), pp. 3023-3024, September 2004.
- [Khlil'05.1] R. Khlil,
"Étude d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs par des mesures courant-tension et bruit basses fréquences en température"
Thèse en physique, Université de Reims, France. 2005.
- [Kolodzey'89] J. Kolodzey, J. Laskar, S. Boor, S. Reis, A. Ketterson, I. Adesida,
"Cryogenic temperature performance of modulation-doped field-effect transistors"
Electronics Letters, vol. 25 (12), pp. 777-779, June 1989.
- [Lang'77] D. V. Lang and R. A. Logan,
"Large-Lattice-Relaxation Model for Persistent Photoconductivity in Compound Semiconductors"
Phys. Rev. Lett., vol. 39, pp. 635- 639, 1977.
- [Lang'79] D. V. Lang and R. A. Logan,
"Trapping characteristics and a donor-complex (DX) model for the persistent-photoconductivity trapping center in Te-doped Al_xGa_{1-x}As"
Phys. Rev. B, vol 19(2), pp.1015- 1030, 1979.
- [Lee'83] K. Lee, M. S. Shur, T. J. Drummond, Hadis-Morkoc,
"Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of modulation-doped field-effect transistors"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 30 (3), pp. 207-212, March 1983.
- [Lee'84] K. Lee, M. Shur, T.J. Drummond, H. Morkoç,
"Parasitic MESFET in AlGaAs/GaAs Modulation Doped FET's and MODFET characterization"
IEEE Transactions on electron Devices, vol. ED-31(1), pp. 29-35, January 1984.

- [Lee'89] A. T. Lee,
“Broadband cryogenic preamplifiers incorporating GaAs MESFETs for use with low-temperature particle detectors”
Review of Scientific Instruments, vol. 60(10), pp. 3315-3322, October 1989.
- [Lefebvre'05] E. Lefebvre,
“Croissance métamorphique par Epitaxie par Jets Moléculaires et caractérisations physiques pour Transistor Bipolaire à Hétérojonction InP/InGaAs sur GaAs”
Thèse, physique, Université des sciences et technologies de Lille, France, juin 2005.
- [Li'06] Sheng S. Li,
“Semiconductor Physical Electronics”
University of Florida, USA, ISBN 10: 0-387-28893-7, 2006.
- [Lin'84] B. J. F. Lin, D. C. Tsui, M. A. Paalanen and A. C. Gossard,
“Mobility of the two-dimensional electron gas in GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures”
Appl. Phys. Lett., vol 45, pp. 695, September 1984.
- [Lucas'02] T. Lucas et Y. Jin.
“Investigations on the low-power and low-frequency noise performance of pHEMT at 4.2K”.
Proceedings of the 5th European Workshop on Low Temperature Electronics, vol., 12 (3), pp. 121-124, 2002.
- [Mathieu'04] H. Mathieu,
“Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques”
ISBN 2 10 048633 0, 5^{ème} édition. Dunod, 2004.
- [Mead'66] C.A. Mead et al.,
“Schottky barrier field effect transistor”,
Proceeding of the IEEE, vol. 54, 307, February 1966.
- [Miller'85] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, A.C. Burrus,
“Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures”
Phys. Rev. B., vol. 32, pp. 1043-1060, 1985.
- [Mimura'80] T.Mimura, S. Hiyamisu, T. Fujii and K. Nanbu,
“A New Field-effect transistor with selectively doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As heterojunctions”
Jpn J. Appl. Phys, vol. 19, pp. L225-L227, 1980.
- [Mizuta'85] M. Mizuta, M. Tachikawa, H. Kukimoto and S. Minomura,
“Direct Evidence for the DX Center Being a Substitutional Donor in AlGaAs Alloy System”
Japanese journal of applied physics, vol. 24(2), pp. L143-L146, February 1985.

- [Mizuta'88] M. Mizuta and K. Mori,
"Characterization of the DX center in the indirect $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ alloy"
Phys. Rev. B, vol. 37, pp. 1043-1046, 1988.
- [Mooney'90] P. M. Mooney,
"Deep donor levels (DX centers) in III-V semiconductors"
J. Appl. Phys., vol. 67(3), pp. R1- R26, 1990.
- [Neamen'03] D.A. Neamen,
"Semiconductor Physics and Devices - Basic Principles"
Published by McGraw-Hill, ISBN 0-07-232107-5, New York, 2003.
- [Ng'89] G-I. Ng, D. Pavlidis, M. Jaffe, J. Singh, H.F. Chau,
"Design and Experimental Characteristics of Strained $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(x=0.53)$ HEMTs"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 36(10), pp. 2249-2259, October 1989.
- [Ng'96] G.I. Ng and D. Pavlidis,
"Frequency Dependent Characteristics and Trap Studies of Lattice-Matched ($x=0.53$) and Strained ($x=0.53$) $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ HEMTs"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 38(4), pp. 862-870, April 1991.
- [Py'96] M. A. Py, H. J Buehlmann,
"Evidence for screening effects on the $1/f$ current noise in GaAs/AlGaAs modulation doped field effect transistors"
J. Appl. Phys., vol.80 (3), pp. 1583-1593, August 1996.
- [Qu'99] G. Qu,
"Characterising Intermodulation in High Electron Mobility Transistors"
Thèsis for the degree of Doctor of Philosophy, Department of Electronics Division of Information and Communication Sciences, Macquarie University Australia, February 23, 1999.
- [Roblin'02] P. Roblin, H. Rohdin,
"High-speed heterostructure devices From device concepts to circuit modeling"
Published in the United States of America by Cambridge University Press, New York. ISBN-13 978-0-511-06903-1 eBook (EBL), 2002.
- [Rohdin'86] H. Rohdin, P. Roblin,
"A MODFET dc model with improved pinchoff and saturation characteristics"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol.33 (5), pp.664-672, May 1986.

- [Saxena'80] A. K. Saxena,
"The conduction band structure and deep levels in $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ alloys from a high-pressure experiment"
J. Phys. C: Solid State Phys., vol.13, pp. 4323-4334, 1980.
- [Schubert'84] E. F. Schubert, K. Ploog,
"Shallow and deep donors in direct-gap n-type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}:\text{Si}$ grown by molecular-beam epitaxy",
Phys. Rev. B, vol. 30, pp. 7021-7029, 1984.
- [Schubert'85] E. F. Schubert, A. Fischer, and K. Ploog,
"Electron-impurity tunneling in selectively doped n-type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructures"
Phys. Rev. B, vol. 31, pp. 7937- 7946, 1985.
- [Sejalon'93] F. Sejalon,
"Conception et réalisation d'amplificateurs cryogéniques faible bruit à base de transistor à effet de champ dans la bande 16-20 GHz"
Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, France, 1993.
- [Shockley'52] W. Shockley,
"A unipolar field effect transistor",
Proc. of the IRE, vol. 40, pp. 1365, 1952.
- [Siligaris'04] A. Siligaris, G. Dambrine, F. Danneville,
"Non-Linear Modeling of the Kink Effect in Deep Sub-micron SOI MOSFET"
12th GAAS Symposium, Amsterdam, 2004.
- [Somerville'00] M. H. Somerville, A. Ernst, and J. A. del Alamo,
"A Physical Model for the Kink Effect in InAlAs/InGaAs HEMT's"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 47(5), pp.922-930, May 2000.
- [Stern'84] F. Stern, S. D. Sarma,
"Electron energy levels in $\text{GaAs-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ heterojunctions"
Physical Review B Condensed Matter. vol.30 (2), pp. 840-848, July 1984.
- [Subramanian'86] S. Subramanian, A.S. Vengurlekar, A.A. Diwan,
"Effect of shallow and deep donors on the equilibrium electron density of the two-dimensional electron gas in a modulation-doped field-effect transistor"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 33 (5), pp. 707- 711, May 1986.
- [Sze'94] S. M. Sze,
"Semiconductor Sensors"
Wiley-Interscience, ISBN: 978-0471546092, October 1994.

- [Sze'07] S. M. Sze, Kwok K. Ng,
"Physics of Semiconductor Devices"
Published by John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey. ISBN-I 3: 978 0 47 1 1 4323 9, 2007.
- [Tachikawa'84] M. Tachikawa, M. Mizuta and H. Kukimoto,
"DX Deep Centers in Al_xGa_{1-x}As Grown by Liquid-Phase Epitaxy"
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 23, pp. 1594-1597, 1984.
- [Thorne'82] R. E. Thorne, T. J. Drummond, W. G. Lyons, R. Fischer, and H. Morkoç,
"An explanation for anomalous donor activation energies in Al_{0.35}Ga_{0.65}As"
Appl. Phys. Lett., vol. 41(2), pp. 189-191, July 1982.
- [Tiwari'92] S. Tiwari and D.J. Frank,
"Empirical fit to band discontinuities and barrier heights in III-V alloy systems"
Appl. Phys. Lett, vol. 60(5), pp. 630-632, February 1992.
- [Verdier'96] J. Verdier, O. Llopis, J.M. Dienot, R. Plana, Ph. Andre and J. Graffeuil,
"Collapse and large signal modelling of GaAs field effect transistors at 77 K"
Journal de Physique IV, Colloque C6 Supplément au Journal de Physique III, vol. 4, juin 1994.
- [Verdier'97] J. Verdier,
"Etude et modélisation des transistors à effet de champ microondes à basse température. Application à la conception d'oscillateur à haute pureté spectrale".
Thèse, Composants micro-ondes, Université Paul Sabatier de Toulouse, France, 1997.
- [Watanabe'84] M. O. Watanabe, K. Morizuka, M. Mashita, Y. Ashizawa and Y. Zohta,
"Donor Levels in Si-Doped AlGaAs Grown by MBE"
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 23, pp. L103-L105, 1984.
- [Yacobi'04] B. G. Yacobi,
"Semiconductor Materials, An Introduction to Basic Principles"
Kluwer academic publishers, University of Toronto, Canada, ISBN: 0-306-47361-5, 2004
- [Yoshida'86] J. Yoshida,
"Classical versus quantum mechanical calculation of the electron distribution at the n-AlGaAs/GaAs heterointerface"
IEEE Trans. Elect. Dev., vol. 33(1), pp. 154- 156, January 1986.

- [Zhang'02] N. Zhang,
"High voltage GaN HEMTs with low on-resistance for switching applications"
Thèse, Génie électrique, université de California, USA. 2002.
- [Zimmer'92] T. Zimmer, D. O. Bodi, J. M. Dumas, N. Labat, A. Touboul et Y. Danto,
"Kink effect in HEMT structures: A trap related semi-quantitative model and empirical approach for spice simulation"
Solid State Electronics. 35 (10), pp. 1543-1548, October 1992.

Chapitre III

Contribution à l'analyse du bruit en $1/f$ dans une hétérostructure AlGaAs/GaAs/AlGaAs

CHAPITRE III

CONTRIBUTION A L'ANALYSE DU BRUIT EN $1/f$ DANS UNE HETEROSTRUCTURE AlGaAs/GaAs/AlGaAs

Sommaire

III.1. Introduction	- 94 -
III.2. Description succincte des échantillons étudiés.....	- 94 -
III.2.1. Dopage planaire	- 96 -
III.2.2. Mobilité et densité des porteurs	- 97 -
III.2.3. Elaboration des contacts électriques	- 99 -
III.3. Présentation de la procédure de mesure en température.....	- 101 -
III.3.1. Problèmes de mesure en température	- 102 -
III.3.1.1. Vitesse de refroidissement.....	- 102 -
III.3.1.2. Evolution des caractéristiques I-V à basse température	- 102 -
III.3.2. Précautions de mesure en température	- 104 -
III.4. Mesures de bruit en basse fréquence	- 105 -
III.5. Présentation des résultats expérimentaux	- 109 -
III.5.1. Effet de la tension de polarisation	- 109 -
III.5.2. Effet de la température	- 110 -
III.6. Bruit thermique.....	- 112 -
III.7. Décomposition du bruit total	- 114 -
III.8. Bruit en $1/f$	- 115 -
III.8.1. Paramètres de Hooge (α_H et γ).....	- 115 -
III.8.1.1. Evolution des paramètres de Hooge en fonction de la température	- 116 -
III.8.1.2. Evolution des paramètres de Hooge en fonction de la longueur du canal	- 117 -
III.8.2. Type de fluctuations ($\Delta\mu$ ou Δn)	- 119 -
III.8.3. Application du modèle de Handel	- 122 -
III.9. Conclusion.....	- 128 -
REFERENCES DU CHAPITRE III.....	- 129 -

III.1. INTRODUCTION

Comme nous l'avons souligné dans le premier chapitre, le bruit dans les semiconducteurs (ou composants à semiconducteur) peut généralement être composé de plusieurs contributions. Citons, parmi elles, le bruit en $1/f$, le bruit de génération-recombinaison (G-R) et le bruit thermique. Pour ce qui concerne les échantillons que nous avons étudiés, il s'avère qu'à basse fréquence, nous sommes en présence principalement de trois contributions, et que le bruit thermique, bien qu'il soit présent, reste négligeable à toute température. Quant au bruit de G-R, il est toujours présent quelque soit la température.

Vu la complexité d'analyse des spectres de bruit obtenus, il nous a semblé pertinent de ne traiter dans ce chapitre que le bruit en $1/f$, auquel nous allons appliquer un modèle quantique connu sous le nom du modèle de Handel [Handel'75][Handel'80] [Handel'94] que nous présenterons après. Auparavant, nous présentons une description succincte sur nos échantillons, suivie d'une présentation de la procédure de mesure et par la suite, nous présentons nos résultats analysés et une discussion concentrée autour du bruit en $1/f$. Nous présentons aussi des données sur le bruit thermique. Le bruit de G-R, bien que ses caractéristiques aient été obtenues simultanément que celles des autres contributions, sera traité séparément en chapitre (IV).

III.2. DESCRIPTION SUCCINCTE DES ECHANTILLONS ETUDIES

Trois séries S420, S436, S438 feront l'objet de notre étude. Elles ont des mobilités et des géométries différentes. Ces échantillons sont des hétérojonctions qui mettent en jeu la juxtaposition des deux matériaux : le AlGaAs à large bande interdite et le GaAs à faible largeur de bande.

Pour réduire au mieux certains effets tels que l'effet "Collapse" et l'effet "Kink" [Kolodzey'89][Mottet'89], le taux d'aluminium introduit dans le GaAs est inférieur à 21%. En ce qui concerne le dopage, les densités utilisées pour nos échantillons sont comprises entre $1,5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (dopage planaire). Le transfert de charge, dans ce cas, ne dépend que de l'espaceur et de la discontinuité de la bande de conduction à l'interface.

La structure en couche de ces séries est donnée au tableau suivant :

	S436	S438	S420
Couche superficielle (GaAs)	100 Å	100 Å	100 Å
Barrière (AlGaAs)	150 Å	150 Å	150 Å
Taux d'Al (x)	19,6 %	19,6 %	20,3 %
Dopage (δ) SiAs	8×10^{12} At.cm ⁻²	8×10^{12} At.cm ⁻²	10^{13} At.cm ⁻²
Barrière (AlGaAs)	350 Å	350 Å	450 Å
Taux d'Al (x)	19,6 %	19,6 %	20,3 %
Dopage (δ) Si	10^{12} At.cm ⁻²	10^{12} At.cm ⁻²	10^{12} At.cm ⁻²
Espaceur AlGaAs	400 Å	400 Å	300 Å
Taux d'Al (x)	19,6 %	19,6 %	20,3 %
Canal (GaAs/AlGaAs)	200 Å	200 Å	200 Å
Couche tampon (p GaAs)	5000 Å	10000 Å	11000 Å
Substrat (GaAs)	450 µm	450 µm	450 µm

Tableau (III. 1) : Structure en couche des échantillons S420, S436, S438

Les échantillons étudiés dans ce travail ont été fabriqués de façon identique et ils ont subi les mêmes procédures de fabrication d'un transistor HEMT, la seule différence est l'absence de l'électrode de grille. Généralement, ces échantillons peuvent être considérés comme des résistances qui représentent le canal d'un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG). La figure (III. 1) présente les différentes couches d'un transistor HEMT sans l'électrode de la grille avec des contacts en dentelles.

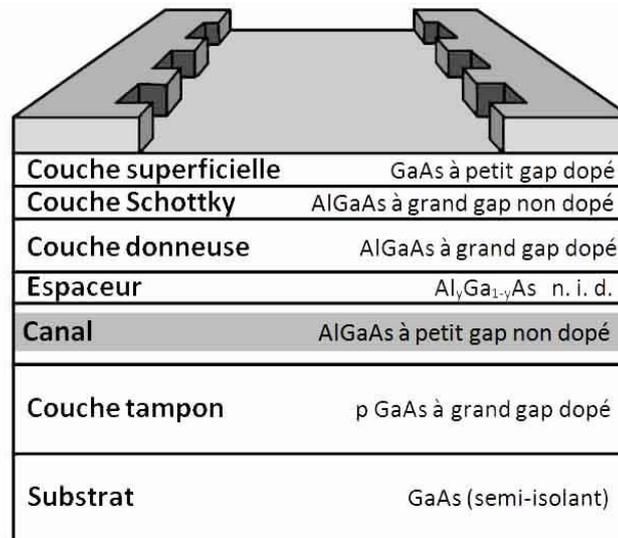


Figure (III. 1) : Transistor HEMT sans l'électrode de la grille

1. La couche superficielle : elle est formée par un matériau à faible bande interdite (GaAs). Les contacts ohmiques de source et drain sont réalisés sur cette couche. La nature diffusif de l'eutectique permet au contact d'atteindre la couche active. L'épaisseur de cette partie superficielle est de 100 Å pour tous les échantillons.
2. Au dessous de la couche superficielle, on trouve la couche AlGaAs à large bande interdite. Dans le cas d'un HEMT, le contact Schottky de la grille est réalisé sur cette couche après gravure "recess".
3. L'espaceur vient se situer après la barrière AlGaAs dopée (couche donneuse), il permet l'isolation spatiale entre les ions donneurs dans la couche barrière et les électrons dans le puits quantique, et ainsi améliorer la mobilité de ces derniers [Stormer'81]. Cette amélioration est d'autant plus intéressante que l'épaisseur de l'espaceur est grande, mais à l'inverse, le transfert des électrons de la couche donneuse vers le canal est favorisé par un espaceur fin.

III.2.1. Dopage planaire

Un dopage planaire nommé aussi dopage delta (δ), consiste à localiser les atomes dopants sur un seul plan atomique (couche) par l'interruption de la croissance par le mécanisme d'épitaxie par jets moléculaires "MBE : Molecular Beam Epitaxy" [Wood'80] durant laquelle on dépose le dopant. Cette technique consistant à envoyer un ou plusieurs jets moléculaires (silicium par exemple) vers un substrat préalablement choisi (GaAs) pour réaliser une croissance épitaxiale. En plus de la création d'une barrière plane de dopage et la réduction de la diffusion coulombienne, l'utilisation de ce dopage planaire permet d'obtenir un gaz d'électrons de très forte mobilité. Cependant, l'aspect planaire n'est pas rigoureux car lorsque la croissance reprend, une partie des atomes de silicium (Si) quitte le plan du dopage transversalement à la croissance, d'autant plus que la température est élevée et que la concentration du (Si) est importante [Castagne'88]. Dans la technique d'épitaxie par jets moléculaires, le dopage de l'arséniure de gallium (GaAs) de type (p) est choisi parmi les impuretés acceptrices possibles (Zn, Mg, Cd, Be) de la colonne (II). Du fait que le béryllium (Be) a le meilleur coefficient de collage, celui-ci se met en site gallium (Ga). Si les impuretés sont des éléments de la colonne (VI) (S, Se et Te), elles se mettent en site arsenic (As) pour donner un dopage (n).

2	IIA	13	IIIA	14	IVA	15	VA	16	VIA		
4	9.0122		5	10.811	6	12.011	7	14.007	8	15.999	
Be			B		C		N		O		
BÉRYLLIUM			BORE		CARBONE		AZOTE		OXYGÈNE		
12	24.305		13	26.982	14	28.086	15	30.974	16	32.065	
Mg			Al		Si		P		S		
MAGNÉSIIUM			ALUMINIUM		SILICIUM		PHOSPHORE		SOUFRE		
20	40.078	30	65.38	31	69.723	32	72.64	33	74.922	34	78.96
Ca		Zn		Ga		Ge		As		Se	
CALCIUM		ZINC		GALLIUM		GERMANIUM		ARSENIC		SÉLÉNIIUM	
38	87.62	48	112.41	49	114.82	50	118.71	51	121.76	52	127.60
Sr		Cd		In		Sn		Sb		Te	
STRONTIUM		CADMIUM		INDIUM		ÉTAIN		ANTIMOINE		TELLURE	
56	137.33	80	200.59	81	204.38	82	207.2	83	208.98	84	(209)
Ba		Hg		Tl		Pb		Bi		Po	
BARIUM		MERCURE		THALLIUM		PLOMB		BISMUTH		POLONIUM	

Figure (III. 2) : Eléments des colonnes II à VI de la table de Mendeleïev

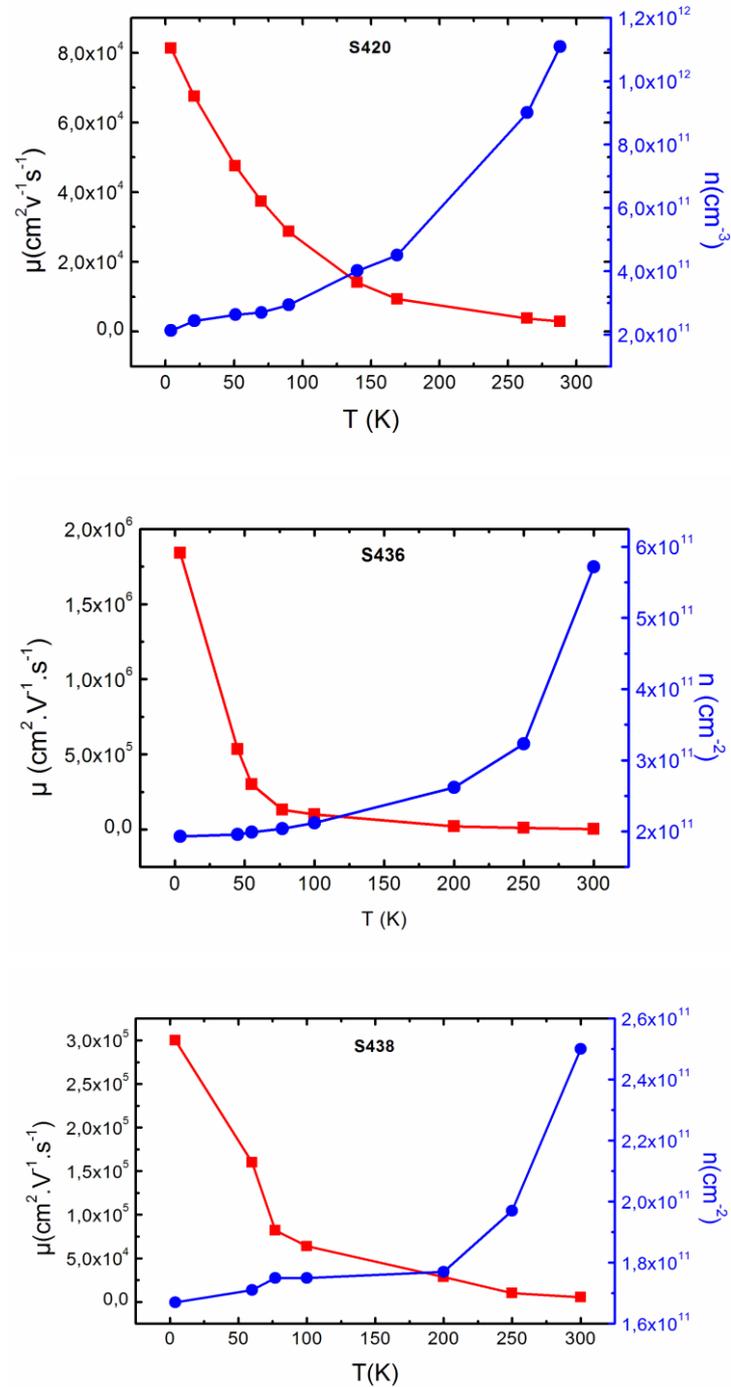
On peut aussi envisager un dopage par les éléments de la colonne (IV). En effet, si un élément de valence (IV) se met plutôt en site arsenic il produit un dopage (p) comme le cas pour le carbone (C). Si en revanche, il se place plutôt en site gallium, il donne un dopage (n), c'est le cas du silicium (Si). En plus, le silicium a l'avantage de diffuser peu dans le GaAs ($D = 4 \times 10^{-8} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$: coefficient de diffusion) [Etienne'87] et il possède un coefficient de collage voisin de 1 pour des températures inférieures à 950 °C.

III.2.2. Mobilité et densité des porteurs

La caractérisation électrique des échantillons sur des structures en croix de Hall a permis la mesure de la résistivité, l'estimation de la résistance d'accès ainsi que la mesure de la densité et de la mobilité des porteurs quand les mesures sont faites sous champ magnétique (mesure d'effet Hall) [Khilil'05.1]. La dépendance de la mobilité en température pour les trois séries d'échantillons montre bien qu'il y a formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) dans ces structures. En effet, le fait que la mobilité soit élevée à basse température ($T < 100 \text{ K}$) par rapport à celle obtenue à 300 K est une particularité de la présence d'un gaz bidimensionnel d'électrons [Pfeiffer'89][Harris'90] [Saku'91][Umansky'97].

L'augmentation de la mobilité à basse température sans saturation est due à la présence de l'espaceur du canal non dopé qui réduit l'effet de la diffusion sur les impuretés ionisées et qui diminue la mobilité à basse température dans les semiconducteurs massifs conventionnels [Dingle'78][Stormer'81].

Cet important résultat est une assurance que l'interaction électron-électron, qui limite la mobilité à basse température, est négligeable et que les interfaces entre les couches épitaxiées sont de bonne qualité.



Figures (III. 3) : Mobilités et densités des porteurs de charge mesurées en fonction de la température.

Les résultats présentés sur les figures (III. 3) montrent bien l'intérêt du gaz bidimensionnel d'électrons pour les transistors à haute mobilité électronique :

- 1) La mobilité peut dépasser $10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à 4 K par exemple dans le cas de l'échantillon S436.
- 2) La densité de charge à basse température est relativement élevée, comparée à ce qu'elle pourrait être dans un matériau de GaAs massif.

III.2.3. Elaboration des contacts électriques

Les contacts (que soit coté drain ou source) sont enterrés sous la surface de l'échantillon. Ils sont réalisés par des structures multicouches, la première phase consiste à dessiner en lithographie UV (Ultra-violet) négative un quadrillage afin de localiser la reprise de contact pour ne pas risquer de provoquer un court-circuit avec le contact.

Ensuite la gravure humide par une solution $\text{H}_3\text{PO}_4 / \text{H}_2\text{O}_2 / \text{H}_2\text{O}$ permet d'atteindre la zone fortement dopée. Ce procédé de gravure fait intervenir un processus d'oxydation réalisé par H_2O_2 qui oxyde la surface du semiconducteur. Cette couche oxydée est ensuite attaquée par l'acide [Williams'90]. L'eau joue le rôle de solvant et permet de contrôler la cinétique de gravure.

La dernière phase consiste à faire diffuser une séquence d'empilement (couche tampon dopé n^{++}) à l'endroit gravé, de Ni 100 Å, Ge 600 Å, Au 1200 Å, Ni 200 Å, Au 1000 Å. Le dépôt des contacts ohmiques est toujours suivi d'un recuit thermique rapide ; lors du recuit, il se forme un eutectique or-germanium [Callegari'85][Williams'90]. Ce type de dépôt met en jeu l'eutectique or-germanium avec un rapport massique de 88% d'or et de 12% de germanium. La température de fusion de l'eutectique n'est en effet que de 361 °C. Le germanium joue le rôle de dopant à l'interface contact ohmique/semiconducteur car il diminue l'épaisseur de la zone de désertion du semiconducteur créée sous les plots de métallisation. Cet effet a pour but de faciliter le passage du courant tunnel à travers les contacts ohmiques. En effet, plus la zone de désertion est étroite, plus la résistance du contact ohmique sera faible [Erickson'79][Callegari'85][Jin'91][Huang'02].

Le recuit rapide à une température de l'ordre de 400 °C permet d'une part de former l'eutectique AuGe et d'autre part de le faire diffuser dans le GaAs dopé (n) [Crofton'92] [Shen'92]. Cet eutectique d'AuGe est généralement séparé du GaAs par une couche de nickel et on redépose sur l'ensemble deux films métalliques, respectivement nickel et or comme le montre la figure suivante :

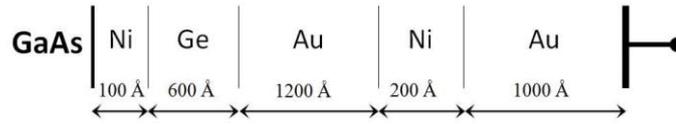


Figure (III. 4) : Dépôt métallique du contact ohmique

La technique d'évaporation thermique pour les contacts ohmiques consiste à chauffer par effet Joule ou par bombardement électronique un matériau qui sera vaporisé et qui va se déposer sur la surface de la couche. La charge du matériau à déposer est placée dans un creuset qui résiste à la température. Le contrôle de l'épaisseur des couches déposées se fait à l'aide d'une balance à quartz. Le principe de celle-ci consiste à détecter la dérive de la fréquence d'oscillation du quartz par la modification de sa masse lors de la croissance de la couche déposée.

L'expression de la résistance spécifique de contact (ρ_c) en fonction de la densité de courant J est donnée par l'équation suivante [$\Omega \cdot \text{cm}^2$]:

$$\rho_c = \left(\frac{\partial J}{\partial V} \right)_{V=0}^{-1} \quad (\text{III. 1})$$

À l'interface se forme une barrière de potentiel s'opposant au passage du courant. Sur la figure (III. 5), nous schématisons les trois principaux mécanismes régissant l'expression du courant [Salzenstein'96].

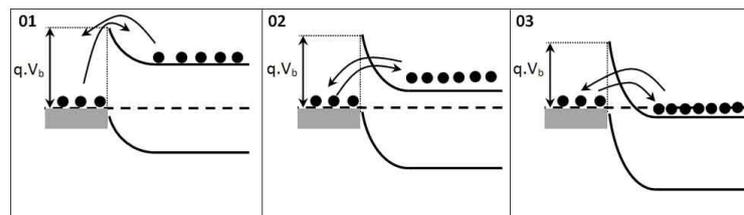


Figure (III. 5) : Mécanisme de franchissement de barrière de potentiel.

V_b : la tension de la barrière de Schottky

1. Le franchissement de la barrière par émission thermo-ionique : dominant dans les semiconducteurs peu dopés ($n_d < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). La zone désertée qui se forme près du contact est étendue. Elle joue le rôle d'une barrière de potentiel large, ce qui rend le passage par effet tunnel peu probable.

2. Le franchissement de la barrière par effet tunnel assisté thermiquement: dans le cas des semiconducteurs moyennement dopés. L'émission thermo-ionique et l'effet tunnel jouent alors un rôle important dans les mécanismes de conduction.
3. Le franchissement de la barrière par effet tunnel pur: qui intervient dans le cas des semiconducteurs fortement dopés ($n_d > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Le semiconducteur étant très dopé, la zone déserte est plus petite et donc la probabilité de passage par effet tunnel pur n'est plus négligeable, entraînant un mode de conduction par effet tunnel prédominant.

III.3. PRESENTATION DE LA PROCEDURE DE MESURE EN TEMPERATURE

Le système de mesure en température est constitué des éléments suivants:

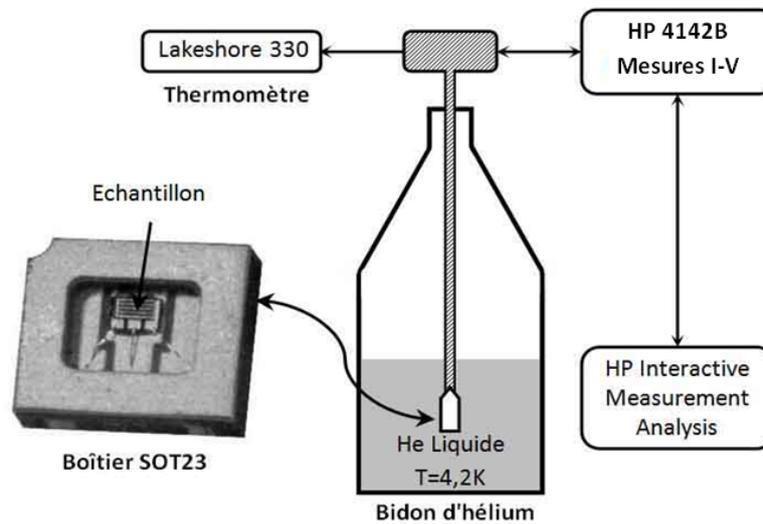


Figure (III. 6) : Système de mesure en température.

- 1) Bidon d'hélium : bidon métallique peut contenir jusqu'à 60 litres d'hélium liquide. Son utilisation est économique d'un point de vue consommation, mais la précision de contrôle de la température est moins bonne comparée aux cryostats qui chauffent le milieu cryogénique pour les mesures en température.
- 2) Canne métallique: elle assure la communication entre l'échantillon à étudier et le système électronique (Lakeshore 330 - HP 4142B - HP IMA) qu'il se trouvant à température ambiante (300 K), l'échantillon a été arrangé dans des boîtiers de montages (SOT23) sur un support en plastique (socket) placé à l'extrémité de la canne dans le bidon d'hélium. À l'autre extrémité de la canne, on trouve un boîtier métallique contenant les prises pour les connexions coaxiales pour les mesures courant-tension (I-V) effectuées par l'unité HP 4142B.

- 3) Lakeshore 330 : régulateur de la température.
- 4) HP 4142B : Alimentations programmables en tension et courant en mode statique et pulsé.
- 5) HP IMA "Interactive Measurement Analysis".

III.3.1. Problèmes de mesure en température

III.3.1.1. Vitesse de refroidissement

Les mesures en température dans notre système présenté sur la figure (III. 6) sont basées sur la vitesse et le temps de plongée de la canne. Une vitesse rapide qui fait subir au composant un gradient de température important génère une condensation qui peut être fatale pour l'échantillon et un temps de plongée court peut donner des réponses erronées du fait que l'échantillon n'est pas en équilibre thermodynamique avec le milieu. Malgré ces contraintes, le bidon d'hélium en revanche a l'avantage de conserver plus longtemps une température constante à un niveau donné d'emplacement de la canne. En outre, il joue le rôle d'une cage de Faraday et de boîte noire, ce qui est indispensable pour les mesures de bruit. En effet, ce système protège l'échantillon de tous les effets parasites liés aux champs électromagnétiques environnants et à la lumière. Par conséquent, les mesures s'effectueront dans l'obscurité [Khilil'05.1].

III.3.1.2. Evolution des caractéristiques I-V à basse température

Les mesures à température ambiante restent un point important pour la caractérisation (I-V) et présentent un avantage du fait qu'elles sont directes et rapides. Ceci rend la mesure à cette température comme un premier test indispensable pour la vérification du bon fonctionnement de l'échantillon après les étapes technologiques de fabrication.

La figure (III. 7) présente une caractéristique I-V typique de l'échantillon (S420) pris comme exemple pour des températures allant de 4 K jusqu'à la température ambiante:

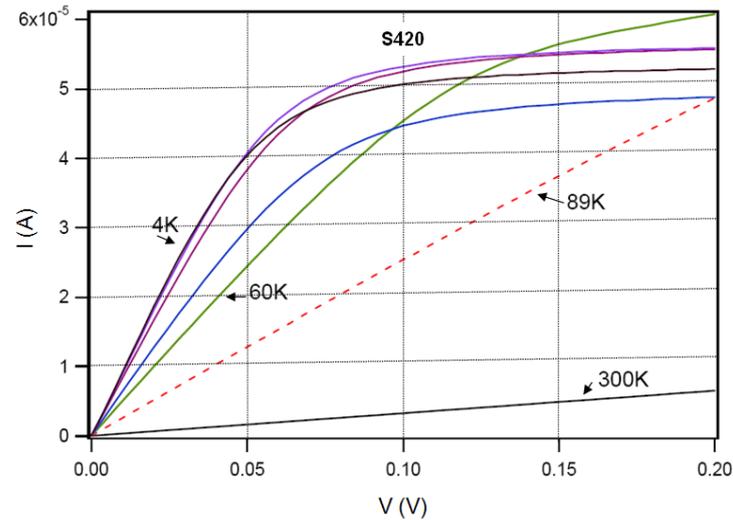


Figure (III. 7) : Caractéristiques I-V en fonction de la température pour l'échantillon S420
[Khilil'04][Khilil'05.1]

L'évolution linéaire de la caractéristique I-V pour des températures supérieures à ~ 90 K traduit un comportement ohmique du gaz bidimensionnel incluant les résistances de contact. Par contre, une saturation du courant est observée à des températures généralement inférieures à 70 K et pour de faibles champs électriques. Ce comportement est semblable à celui d'une diode Gunn dans laquelle la saturation du courant est essentiellement due au changement de la conduction électrique ; c'est-à-dire à la transformation d'électrons légers en électrons lourds.

Les électrons de conduction dans nos échantillons forment un gaz 2D, les propriétés de transport électronique dépendent essentiellement de la structure de la bande de conduction la plus basse (B_C) et de celle de la bande de valence la plus élevée (B_V). En effet, la structure de bandes des semiconducteurs III-V, montre des bandes de conduction et de valence multiples. Dans le cas du GaAs, la transition est directe et la mobilité des électrons du minimum (Γ) est suffisante pour que les électrons de conduction accélérés par le champ électrique sautent dans les minima équivalents situés à plus haute énergie, appelées vallées satellites. On note également la présence de deux vallées latérales sur la bande de conduction : vallée (L) dans la direction $[111]$ et vallée X dans la direction $[100]$, il existe quatre vallées de type (L) équivalentes et trois de type (X).

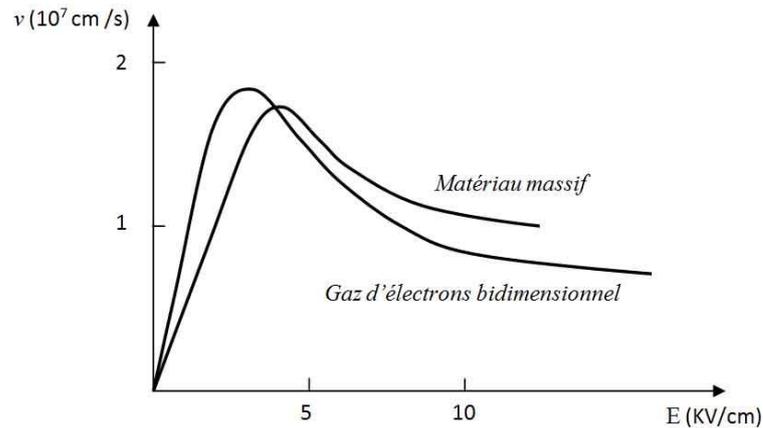


Figure (III. 8): Lois de variation $v(E)$ dans un gaz d'électrons bidimensionnel et dans un matériau massif [Yokoyama'86]

- 1) A faible champ électrique tous les électrons sont dans le minimum (Γ) où leur masse effective est très faible et par conséquent, la mobilité électronique est très importante. Dans ce cas, la vitesse des électrons augmente linéairement avec le champ électrique.
- 2) Quand le champ électrique augmente et dépasse une certaine valeur de seuil (E_m), certains électrons sont transférés dans les vallées satellites où leur mobilité diminue. Les électrons transférés voient leur énergie cinétique diminuer de l'énergie de transfert. La masse effective devient élevée et ils sont alors brusquement ralentis. Cette situation est à l'origine de la saturation de vitesse de transport (v) des électrons, et probablement aussi à l'origine de la saturation dans la courbes I-V mesurée à des températures inférieure à 70 K pour l'échantillon S420.

III.3.2. Précautions de mesure en température

Pour éviter tout problème lié à une variation brusque de température, la température de l'échantillon est abaissée jusqu'à $T = 4$ K, en descendant lentement la canne dans le bidon d'Hélium et avec une vitesse constante. La procédure de refroidissement de 300 K à 4 K prend environ 40 minutes ($2 \text{ cm} \cdot \text{min}^{-1}$). Une fois que l'échantillon est à 4 K, les mesures de la variation du courant en fonction du temps écoulé I-t (relaxation) sont commencées sous un champ électrique de l'ordre de $2,4 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$. Cette première relaxation est suivie d'une mesure I-V jusqu'à saturation, puis l'échantillon subit à nouveau une deuxième relaxation (identique à la première) afin de vérifier la stabilité du courant. Après cette mesure de relaxation, nous effectuons une deuxième mesure I-V pour la comparer à la première. Ayant subi toutes ces mesures, l'échantillon doit être progressivement sorti du bidon et laissé à la température ambiante pour qu'il retrouve son état initial.

Les résultats obtenus [Khilil'04][Khilil'05.1], nous permettent de conclure que nos échantillons présentent une bonne stabilité électrique, c'est-à-dire une parfaite reproductibilité des caractéristiques I-V entre les deux mesures sous un champ électrique faible.

III.4. MESURES DE BRUIT EN BASSE FREQUENCE

Les mesures de bruit mettent en évidence la fluctuation d'une grandeur physique (courant ou tension) autour d'une valeur moyenne. D'une façon générale, le bruit peut se décomposer en deux grandes parties: bruit blanc et le bruit en excès (principalement: bruit en $1/f$ et le bruit génération-recombinaison) [Costa'92][Arnaboldia'04].

La mise en place d'un système de mesures de bruit basse fréquence est une procédure délicate en raison de la nécessité d'éviter les sources de bruit parasites. D'où la nécessité de blinder l'appareillage contre les champs électriques et magnétiques extérieurs. On utilise pour cela divers métaux : aluminium et cuivre principalement pour réduire le champ électrique.

L'élimination des champs magnétiques est plus délicate, et nécessite l'utilisation de blindage en alliage spécifique. La qualité des contacts revêt une grande importance pour qu'ils ne produisent pas de bruit parasite, ainsi que les soudures doivent être faites avec le plus grand soin. Par ailleurs, un bon contact thermique doit être assuré pour que la température dans un contact donné soit homogène, afin d'éviter la création de tensions thermoélectriques génératrices de bruit.

La figure (III. 9) montre le bloc diagramme d'un montage électrique utilisé pour la mesure du bruit dans nos échantillons. Le dispositif expérimental est polarisé au point V_{ds} à l'aide d'un potentiomètre alimenté par des piles pour diminuer les bruits provenant des sources d'alimentation.

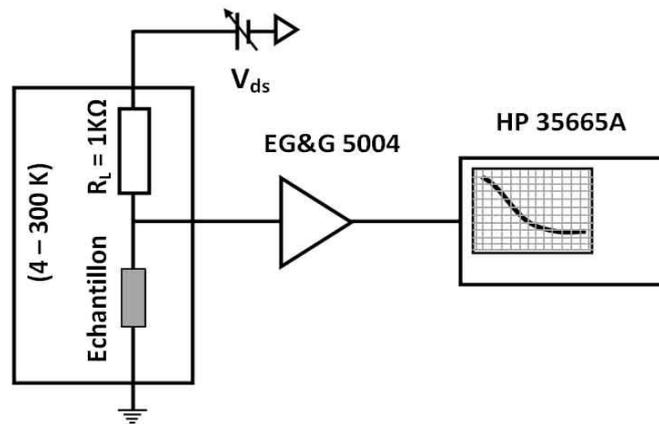


Figure (III. 9) : Bloc diagramme d'un montage électrique utilisé pour la mesure du bruit

1) Analyseur de spectre (HP 35665A): permet de traiter les signaux dans le domaine fréquentiel, il contient deux voies qui possèdent trois modes de fonctionnement optionnels : analyse par octave, analyse par ordre et sinusoïde wobulée. Les résultats obtenus en fonction de la fréquence peuvent être exploités dans le domaine temporel. L'objectif est d'extraire le spectre de bruit ; pour cela, l'analyseur de spectre a été utilisé en mode d'analyse FFT, ce mode permet d'accéder au spectre de puissance du signal, calculé par la transformée de Fourier de l'enregistrement temporel. Selon la durée de l'enregistrement temporel, cet instrument est capable de déterminer des spectres sur plus de deux décades de fréquences dont la fréquence minimale est 244 μ Hz et celle maximale est de 102,4 kHz.

2) EG&G 5004 : c'est un préamplificateur à faible bruit et de gain $G_{\text{Amp}} = 10^3$, il permet d'amplifier le signal d'entrée selon deux modes différents (Isolate ou Ground) pour qu'il soit détectable par l'analyseur HP 35665A. Le mode (Isolate) a été utilisé pour toutes les mesures parce qu'il présente moins de perturbations du fait que même si l'amplificateur est isolé du système, la masse est unique et proche de l'échantillon. Cependant dans l'autre mode (Ground), on se trouve en présence de deux masses, l'une près de l'échantillon et l'autre près de l'amplificateur. Le EG&G 5004 a les spécifications suivantes :

- Une bande passante qui s'étend de 0,5 Hz à 1 MHz,
- L'impédance d'entrée est constituée d'une résistance de 50 M Ω en parallèle avec une capacité de 50 pF.
- Des valeurs de bruit équivalent en entrée en tension et en courant e_{Amp} et I_{Amp} du préamplificateur fournies par le constructeur sont respectivement de 0,8 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ et 92 fA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ pour une fréquence $f = 1$ kHz.

3) La résistance $R_L (= 1k\Omega)$: est une résistance en film mince, son bruit est purement thermique.

Sur le montage électrique utilisé pour la mesure du bruit (figure (III. 9)) on remarque qu'il y a trois sources principales de bruit: l'échantillon étudié, la résistance R_L et le préamplificateur et tous le reste du circuit (câbles, canne,...). Ces derniers contribuent au spectre total par la quantité $S_{résiduel}$ appelé bruit résiduel.

Les échantillons utilisés dans notre étude sont des transistors sans grille assimilables à des résistances (dipôles). Donc, pour accéder au bruit des échantillons étudiés, il faut prendre en compte le bruit résiduel $S_{résiduel}$ et le fait que la résistance $R_L = 1K\Omega$ se trouve en parallèle avec l'échantillon exprimé par R_T , ce qui donne la contribution $S_{(R_T//R_L)}$. Les deux contributions supposées non corrélées ($S_{résiduel}$ et $S_{V(R_T//R_L)}$) sont prises à l'entrée du préamplificateur qui génère un bruit total S_V (en V^2/Hz) s'exprimant comme la somme de ces deux contributions multipliée par le carré du gain du préamplificateur :

$$S_V = \left[\left(S_{R_T // R_L} \right) + S_{résiduel} \right] \times G_{Amp}^2 \quad (III. 2)$$

Le bruit résiduel s'obtient en court-circuitant l'emplacement de l'échantillon. Ce type de bruit a été mesuré en température et a été trouvé indépendant de celle-ci comme le montre la figure suivante:

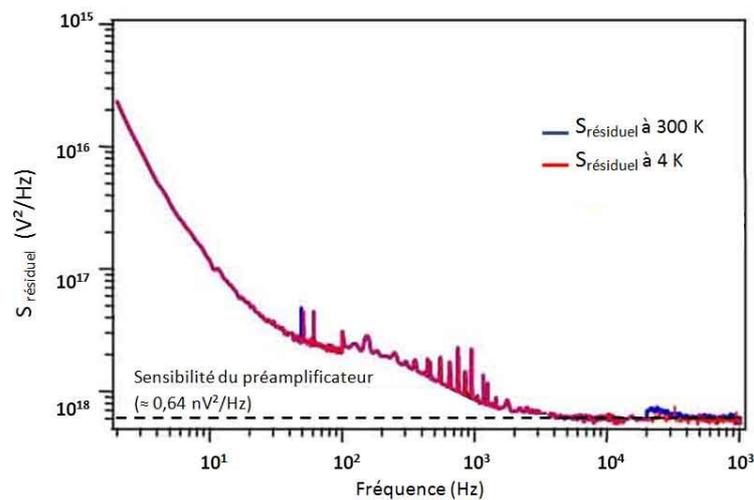


Figure (III. 10) : Bruit résiduel ($S_{résiduel}$) pris à 300 K et 4 K d'après [Khli'05.1].

L'évolution de la résistance totale (R_T) des trois échantillons en fonction de la température a montré que celle-ci est souvent faible comparable à R_L et ne dépasse pas la valeur de 200 Ω .

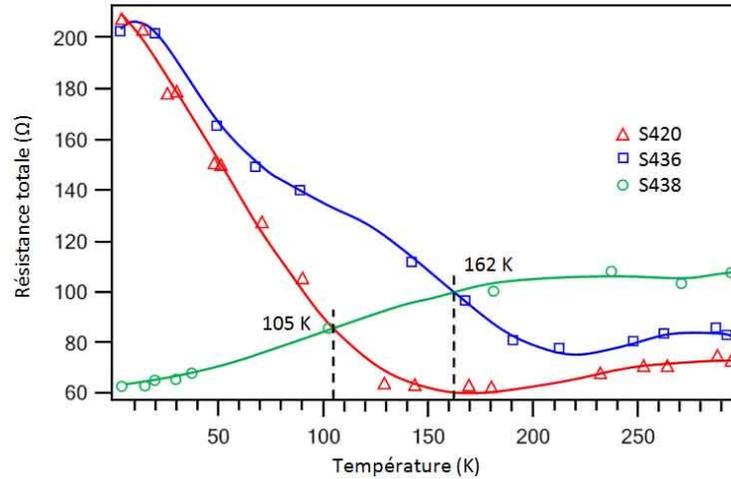


Figure (III. 11) : Variation de la résistance des échantillons étudiés en température [Khilil'05.1].

La résistance totale (R_T) de l'échantillon et la résistance R_L sont mises en parallèle dans le montage, donc la contribution de R_L au bruit total est négligeable devant celle de R_T .

En effet :

$$S_{V(R_T // R_L)} = (R_T // R_L)^2 \times (S_{I(R_L)} + S_{I(R_T)}) = (R_T // R_L)^2 \times \left(\frac{4 \times K_B \times T}{R_L} + S_{I(R_T)} \right) \quad (\text{III. 3})$$

$$\Rightarrow S_{V(R_T)} = S_{V(R_T // R_L)} \times \left(\frac{R_T}{R_T // R_L} \right)^2 - \left(\frac{4 \times K_B \times T \times R_T^2}{R_L} \right) \quad (\text{III. 4})$$

Le rapport $\frac{4 \times K_B \times T \times R_T^2}{R_L}$ varie entre 0,1 et 0,2 nV²/Hz pour $R_L = 1 \text{ K}\Omega$, dans une gamme de température comprise entre 300 K et 4 K. Ces valeurs ne présentent que 20 % du bruit thermique engendré par la résistance R_T ($R_T // R_L < 0,2$). D'autre part la quantité $\frac{R_T}{R_T // R_L}$ est proche de l'unité (entre 1,13 et 1,45). La faible augmentation du bruit est compensée par $\frac{4 \times K_B \times T \times R_T^2}{R_L}$. Ceci nous permet de négliger le bruit thermique provoqué par la résistance R_L dans le bruit total.

$$S_{V(R_T // R_L)} \approx S_{V(R_T)} = S_n \quad (\text{III. 5})$$

Où $S_{RT} = S_n$ (V²/Hz) est la densité spectrale de bruit de l'échantillon étudié.

À la sortie du préamplificateur, le bruit s'écrit :

$$S_V = (S_n + S_{\text{résiduel}}) \times G_{\text{Amp}}^2 \quad (\text{III. 6})$$

Ceci nous permet d'extraire la valeur de S_n , sachant que S_V et $S_{\text{résiduel}}$ sont deux grandeurs mesurables et $G_{\text{Amp}}=10^3$.

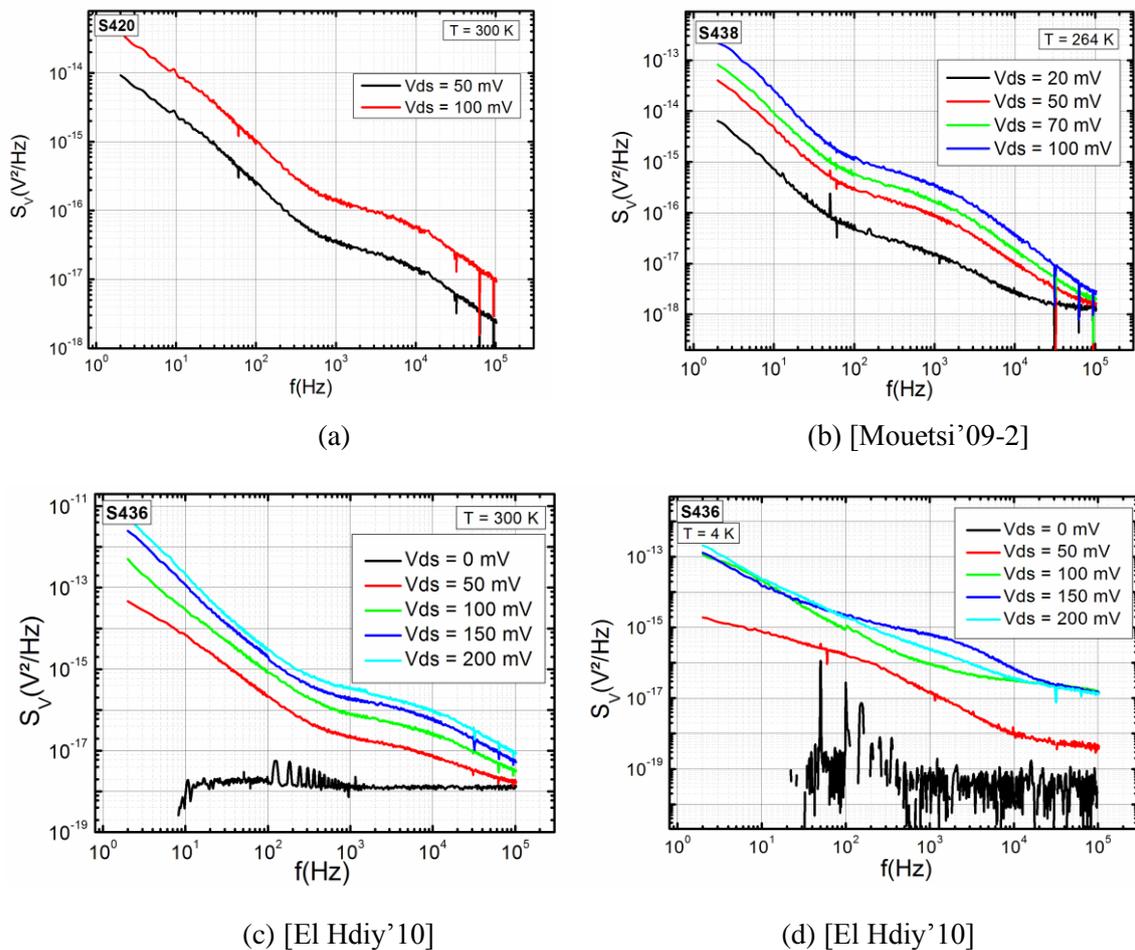
$$S_n = \frac{S_V}{G_{\text{Amp}}^2} - S_{\text{résiduel}} \quad (\text{III. 7})$$

III.5. PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous présentons dans cette partie, l'effet de la tension de polarisation et de la température [Mouetsi'09.2] sur nos échantillons (S420, S436 et S438) en tenant compte du bruit résiduel et du gain de l'amplificateur présentés dans le paragraphe précédent.

III.5.1. Effet de la tension de polarisation

Dans ce paragraphe nous présentons l'effet de la tension de polarisation (V_{ds}) sur l'évolution du bruit total en tension (S_V). Les figures (III. 12) montrent l'évolution de la densité spectrale du bruit en tension en fonction de la variation de la tension de polarisation à des températures différentes.



Figures (III. 12): Spectre de bruit à différentes tensions de polarisation pour les trois séries.

Nos échantillons peuvent être considérés comme des résistances, ce qui explique la dépendance régulière de la tension de polarisation et avec la température [Tacano'00]. Sur les figure (III. 12, a, b et d), l'augmentation de la tension de polarisation engendre une nette augmentation de la DSP surtout autour de l'ambiante, sauf pour les températures cryogéniques où nous constatons une situation complètement différente. Cet effet lié à la température sera traité dans le paragraphe suivant.

Néanmoins, nous pouvons constater la relation de linéarité en V_{ds}^2 de la densité de bruit à température ambiante montrée en figure (III. 13).

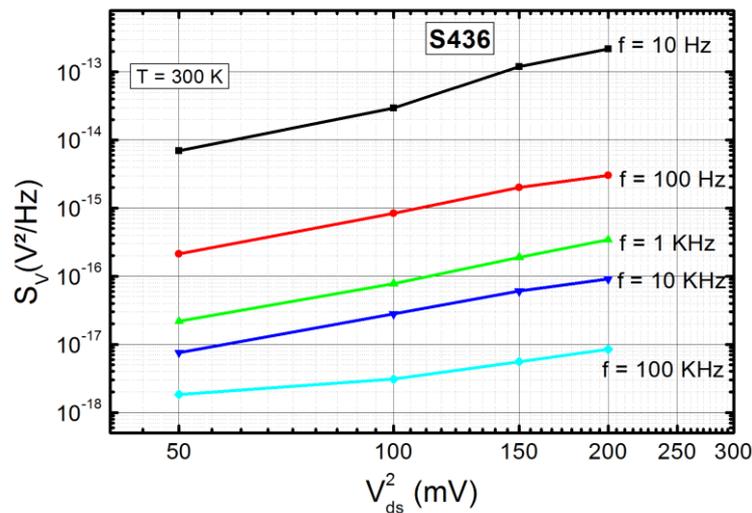


Figure (III. 13) : Bruit total en fonction de V_{ds}^2 pour différentes fréquences.

Remarquons que cette relation de proportionnalité est vérifiée même pour des fréquences aussi élevées que 10 kHz, voire 100 kHz. L'effet de la tension de polarisation sur l'intensité du bruit est bien évident. Cette linéarité traduit le fait que le bruit provient majoritairement du canal. Dans ces structures à gaz bidimensionnel d'électrons, on suppose que c'est le bruit en $1/f$ qui domine.

III.5.2.Effet de la température

Nous avons constaté qu'aux basses températures, la dépendance de la densité spectrale de bruit à la tension de polarisation n'est pas toujours linéaire comme dans le cas pour la température ambiante ; ceci nous oblige à scruter l'effet de la température.

Les figures (III. 14) présentent l'effet de la température (4 K – 300 K) sur la densité spectrale de bruit pour les trois échantillons S420, S436 et S438 respectivement :

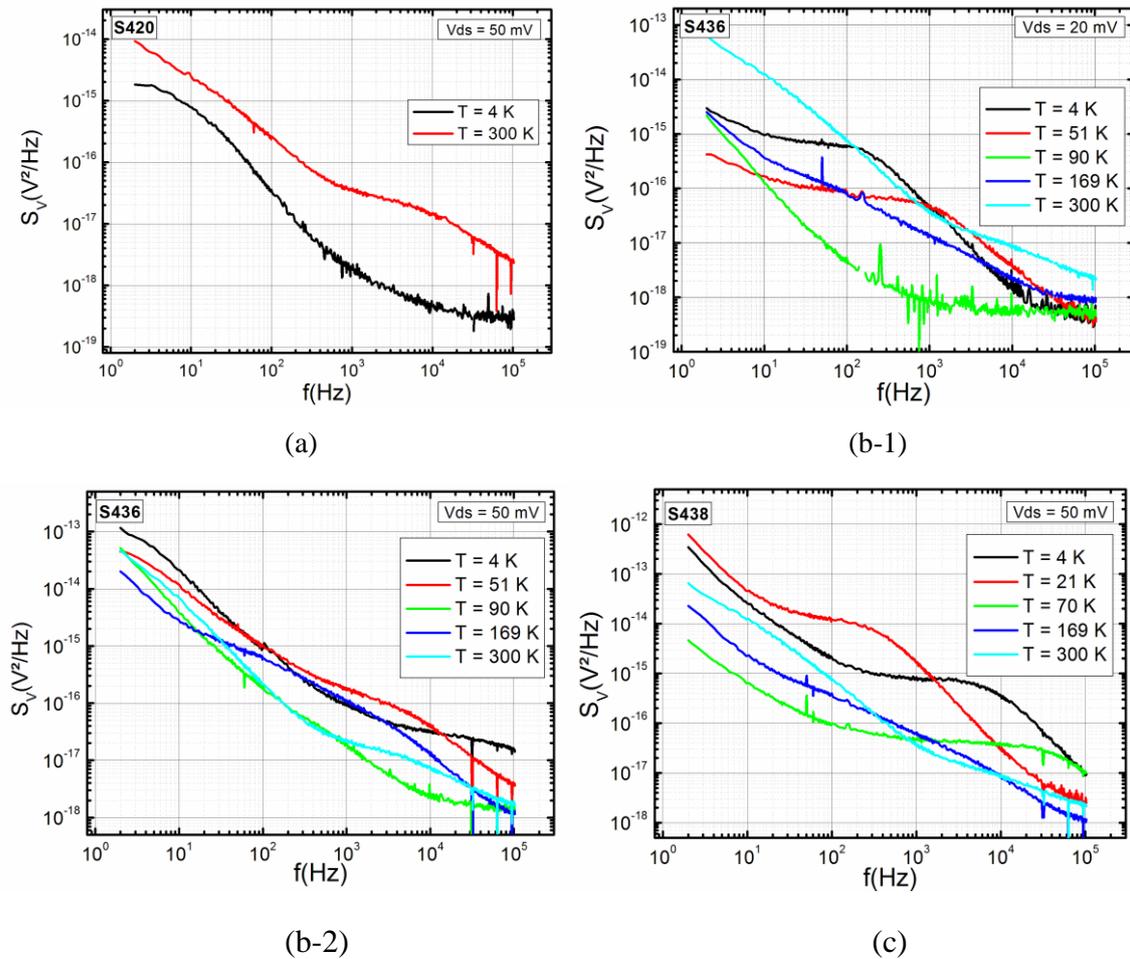


Figure (III. 14) : Spectre de bruit à différentes températures pour les trois séries.

Nous nous attendons à ce que le bruit diminue de façon régulière quand on abaisse la température. Néanmoins, les résultats expérimentaux obtenus pour les trois échantillons montrent clairement que l'évolution de la densité de bruit en fonction de la température n'est pas régulière. Pour des températures intermédiaires, le bruit peut avoir un niveau encore plus bas que celui mesuré à 4 K (70 K par exemple pour l'échantillon S438) résultat bien observé ultérieurement [Dutta'81]. En fait, cette évolution qui nous paraît irrégulière peut être expliquée par au moins deux processus:

1. La réponse tardive de certains bruits de G-R, ce qui s'explique par un déplacement des fréquences de coupure vers les basses fréquences lorsque la température diminue [Delseny'94][Grassi'01][Camin'02].
2. L'apparition de nouveaux niveaux de pièges à basse température pourrait mener au même effet.

Quand au deuxième processus, et qui nous paraît le plus probable, peut être énoncé comme suit : étant donné que la théorie de base [McWhorter'57] explique que le bruit en $1/f$ peut être considéré comme résultant de la contribution de plusieurs bruits Lorentziens ou bruit de G-R, on peut imaginer la réduction de ce nombre lorsque la température diminue, à savoir que ce type de bruit de G-R est associé à la présence des niveaux de pièges qui seront identifiés thermiquement par la suite.

III.6. BRUIT THERMIQUE

En l'absence de courant, une résistance, n'est pas dans un état d'équilibre, elle est le siège d'une agitation thermique qui entraîne un déplacement d'électrons à l'intérieur de cette résistance avec une vitesse moyenne nulle, mais dont la quadratique moyenne est proportionnelle au produit de la température, exprimée en degrés Kelvin, et de la constante de Boltzmann (k_B) [Nyquist'28].

$$S_{Th}(f) = 4 \times k_B \times T \times R \quad (\text{III. 8})$$

La résistance totale regroupe à la fois la résistance du canal (R_c) et les deux résistances de contacts (drain et source) appelées aussi résistances d'accès (R_{acc}). Nous présentons sur la figure suivante les résultats expérimentaux d'une étude faite pour mesurer le bruit thermique en fonction des différentes valeurs de la longueur du canal (L) à la température ambiante.

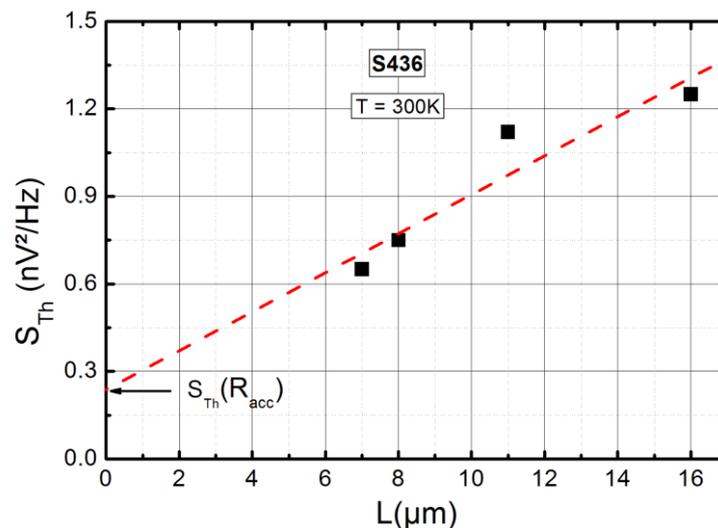


Figure (III. 15): Bruit thermique mesuré en fonction de la longueur du canal [Mouetsi'10.1].

On remarque sur la figure (III. 15) que le bruit thermique mesuré à 300 K présente une variation linéaire en fonction de la longueur du canal. Cette propriété nous permet d'accéder à partir de la pente, à la valeur de la résistivité (ρ) du canal ; elle nous permet également de calculer la densité spectrale du bruit due aux résistances d'accès ainsi qu'à la valeur de ces résistances grâce à l'ordonnée à l'origine, car les résistances d'accès sont indépendantes de la longueur du canal (L) [Mouetsi'09-1].

$$S_{Th}(R_T) = S_{Th}(R_c) + 2 \times S_{Th}(R_{acc}) \quad (\text{III. 9})$$

Pour prévoir le comportement de la conduction des électrodes métalliques en fonction de la température, nous présentons sur la figure (III. 16), la résistance totale (R_T) calculée à partir des valeurs mesurées de la densité thermique (S_{Th}) et d'en déduire la valeur de la résistance du canal à partir des valeurs de la mobilité et de la densité des électrons en fonction de la température [Mouetsi'10.1].

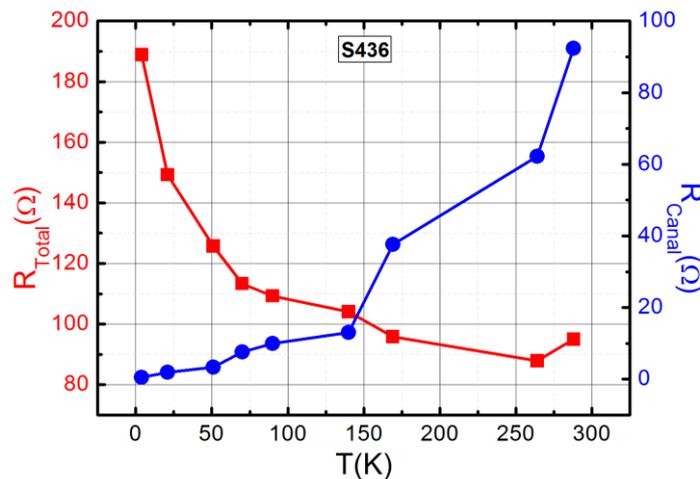


Figure (III. 16): Résistance total et résistance du canal en fonction de la température (L = 16 μm)

D'après la figure (III. 16), on constate que lorsque la température diminue, la résistance totale (R_T) augmente tandis que la résistance du canal (R_c) diminue. Cela indique que l'augmentation de la résistance totale est due à l'augmentation des résistances de contact montrant de ce fait une dégradation des contacts ohmiques à basse température.

Notre but n'est pas d'utiliser la technique de bruit pour estimer les valeurs de résistances d'accès (R_{acc}). Pour cela, il existe d'autres méthodes simples qui peuvent nous donner des bons résultats, telles que les mesures I-V par la méthode de quatre points. Mais, l'objectif est de montrer que la technique de bruit est une méthode de caractérisation fiable et permet d'avoir des résultats en très bon accord avec ceux obtenus par les techniques classiques.

III.7. DECOMPOSITION DU BRUIT TOTAL

En plus du bruit thermique, qui constitue une limite inférieure au niveau de bruit, vient s'ajouter le bruit en excès engendré par des défauts présents dans le matériau ou injectés au cours de la phase de fabrication. On distingue en général le bruit de génération-recombinaison (S_{G-R}) et le bruit en $1/f$ ($S_{1/f}$).

La polarisation des échantillons étudiés présente des spectres en puissance du bruit dans lesquels on peut distinguer la contribution des différents types de bruit (le bruit en $1/f$, le bruit thermique et le bruit de G-R) [Mouetsi'09-1].

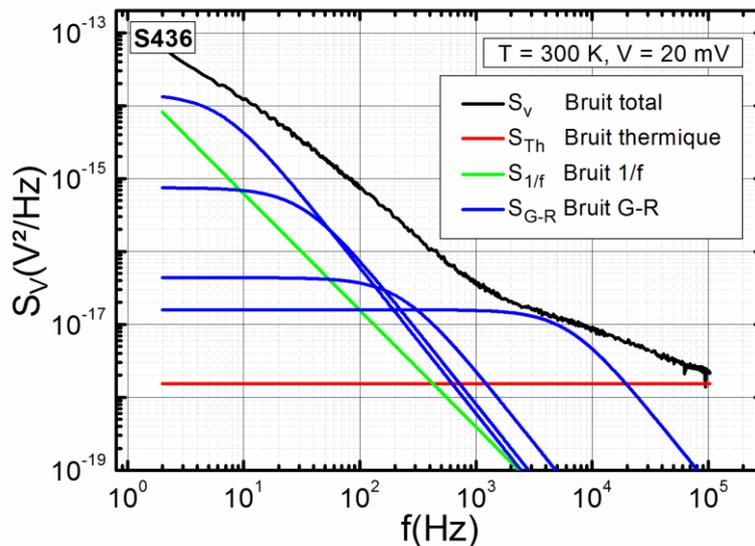


Figure (III. 17): Décomposition du spectre de bruit en tension ($L = 16\mu\text{m}$).

Le bruit thermique présente un spectre constant indépendant de la fréquence appelé spectre blanc ; à basse fréquences, ce type de bruit est masqué par le bruit en excès, et peut être négligé ($\sim 1.5 \times 10^{-18} \text{ V}^2/\text{Hz}$ à 300 K et $\sim 7.3 \times 10^{-20} \text{ V}^2/\text{Hz}$ à 4 K) dans certains calculs. Par contre, le bruit en $1/f$ domine uniquement à basses fréquences. La présence d'imperfections dans les composants électroniques (pièges), donne naissance à des centres de génération-recombinaison qui se traduit par des spectres Lorentziens. Sur la figure (III. 17), on peut distinguer quatre spectres du bruit de G-R caractérisés par quatre fréquences de coupures ($f_{ci} = 1/(2\pi \times \tau_i)$) différentes.

Tenant compte des différentes contributions de bruit total en tension (S_{Th} , $S_{1/f}$, plusieurs spectres de bruit de S_{G-R}), la décomposition du spectre total (S_V) est effectuée par l'utilisation d'une équation mathématique regroupant les différentes contributions [Jones'94][Haddab'99], L'implantation de cette équation notée (I. 63) dans le chapitre (I) dans un calculateur numérique (IGOR) utilisant des méthodes itératives, permet l'ajustement des résultats obtenus par rapport aux points expérimentaux. Le bon choix des paramètres initiaux de l'équation (I. 63) permet d'avoir une bonne précision et de réduire le temps de convergences des résultats.

III.8. BRUIT EN $1/f$

La relation de Hooge est généralement utilisée pour quantifier le niveau de bruit en $1/f$ dans les différents types de matériaux [Hooge'69.1][Hooge'81][Kleinpenning'81][Jindal'81]:

$$S_{1/f}(f) = \frac{\alpha_H \times V_{ds}^2}{N \times f^\gamma} \quad (\text{III. 10})$$

Pour examiner l'origine du bruit $1/f$ donnée par Hooge il faut vérifier :

- 1) Le spectre de la densité spectrale de bruit $S_V(f)$ décroît en $1/f^\gamma$.
- 2) Le niveau de bruit $S_V(f)$ est proportionnel à V_{ds}^2 , ce qui montre que le bruit est lié à la fluctuation de la résistance.

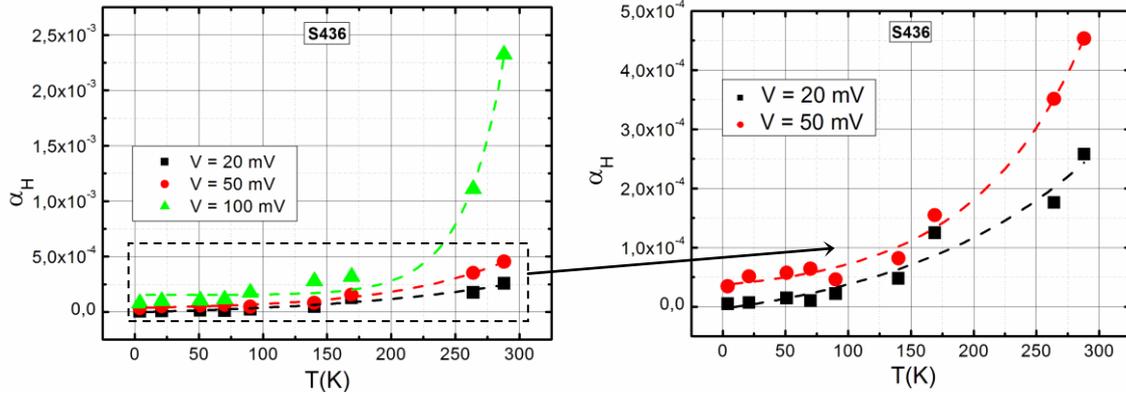
Dans ce qui suit, on déduira les paramètres de Hooge (α_H et γ) et on montrera le type de fluctuation générant le bruit en $1/f$ et la dépendance de la densité de ce type de bruit au carré de la tension de polarisation (V_{ds}^2).

III.8.1. Paramètres de Hooge (α_H et γ)

Le modèle de Hooge permet d'exprimer le comportement en $1/f$ du bruit aux basses fréquences. Selon l'équation (III. 11), le bruit en $1/f$ est caractérisé par deux paramètres : le paramètre de Hooge (α_H) qui traduit le niveau de bruit et l'exposant (γ) traduisant le caractère $1/f$ avec $0,8 < \gamma < 1,8$ [Dutta'81][Leung'03][Wu'05][Bora'08][Koverda'09][Mouetsi'09.1].

III.8.1.1. Evolution des paramètres de Hooge en fonction de la température

Dans ce paragraphe, nous présentons l'évolution des paramètres de Hooge (α_H et γ) en fonction de la température :



Figures (III. 18): Variation du paramètre de Hooge α_H en fonction de la température [Mouetsi'09.1]

D'après les figures (III. 18), les valeurs de paramètre de Hooge (α_H) sont similaires aux valeurs citées dans la littérature [Chen'97][Berntgen'00][Tacano'00][Kruppa'04], et ils montrent une augmentation exponentielle en fonction de la température décrite par l'expression $\sim \exp(T/T_0)$, où T_0 dépend de la tension de polarisation ($T_0 \sim 31$ K à 100 mV, $T_0 \sim 89$ K à 50 mV et $T_0 \sim 154$ K à 20 mV). Cette augmentation en température a déjà été observée ultérieurement [Berntgen'00][Tacano'00][Sakr'08] [Bora'08]. L'augmentation de la tension de polarisation conduit à une valeur de T_0 de plus en plus faible et à une valeur de α_H relativement plus élevée, et donc à une grande intensité de bruit en $1/f$. En d'autres termes, la température de seuil T_0 à partir de laquelle le bruit en $1/f$ pourrait être significatif est réduite par l'augmentation de la tension appliquée.

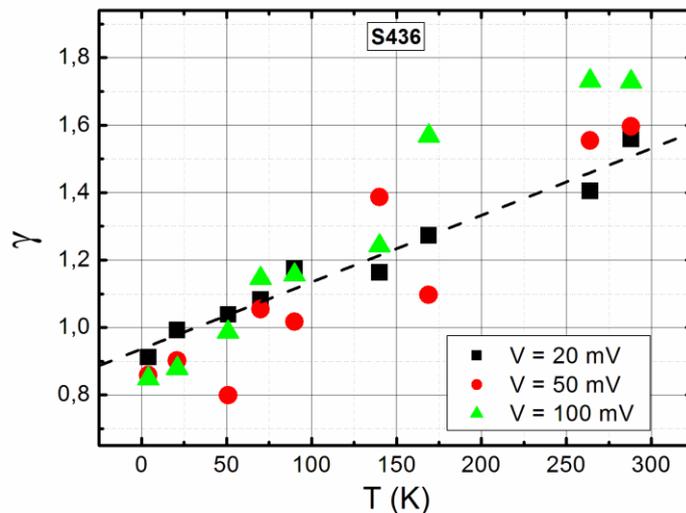


Figure (III. 19): Variation de l'exposant (γ) en température pour $L = 16 \mu\text{m}$ [Mouetsi'09-1].

Pour les trois valeurs de la tension de polarisation (20, 50 et 100 mV), l'exposant (γ) varie linéairement avec la température et peut avoir des valeurs allant de 0,8 à 1,8 [Dutta'81][Weissman'88][Wu'05]. Ce résultat indique que lorsque (γ) a des valeurs au-delà de l'unité, le bruit en $1/f$ tend à se transformer en bruit de G-R surtout quand (γ) se rapproche de la valeur 2 autour de la température ambiante.

III.8.1.2. Evolution des paramètres de Hooge en fonction de la longueur du canal

Généralement, l'effet du bruit de G-R devient plus en plus important au-delà de 100 Hz. Ce type de bruit est caractérisé par des déformations du spectre total à des fréquences proches de 100 Hz (figure (III. 19) pour $L = 16 \mu\text{m}$). Même constatations pour des longueurs du canal inférieures à $16 \mu\text{m}$ comme le montre la figure suivante :

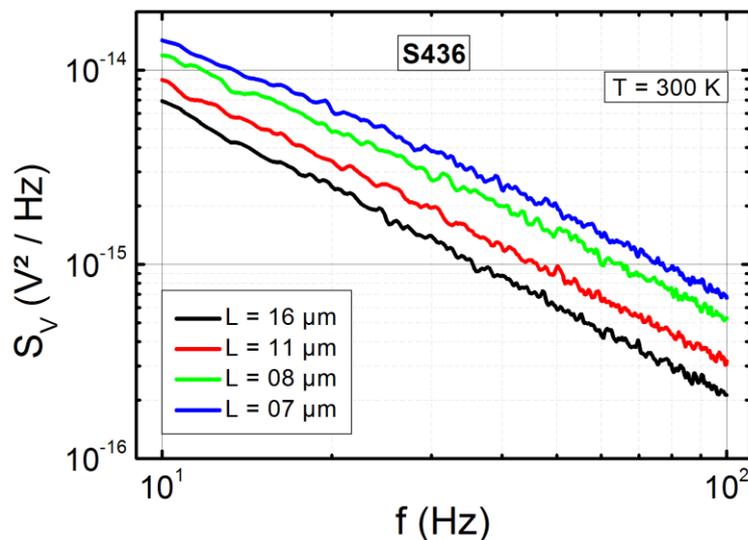
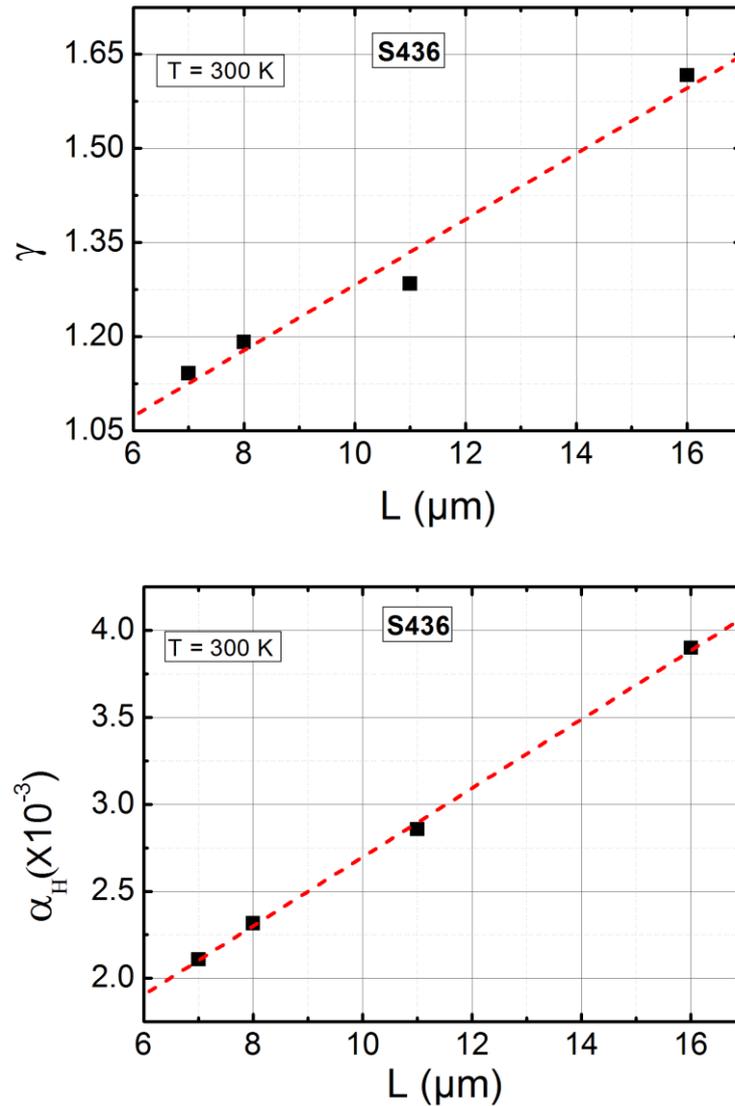


Figure (III. 20) : variation de la densité spectrale de bruit en fonction de la longueur du canal ($V = 50 \text{ mV}$)

Donc, pour montrer l'effet de la longueur du canal sur le spectre total de bruit, nous limitons notre étude à des fréquences inférieures à 100 Hz pour minimiser l'effet du bruit de G-R et de réduire les éventuelles erreurs dans la détermination des paramètres de Hooge. Tous les spectres sont ajustés par le modèle de Hooge (équation III. 10) afin d'extraire les paramètres (α_H et γ), et nous veillons à ce que les valeurs obtenues par le modèle de Hooge coïncident avec les valeurs expérimentales à température ambiante.

A partir des spectres de la figure (III. 20), nous avons extrait les valeurs de α_H et γ en fonction de la longueur du canal (L) en basse fréquences ($\leq 100 \text{ Hz}$) présentées sur les figures suivantes :



Figures (III. 21) : variation des paramètres de Hooge en fonction du longueur du canal ($V = 50$ mV).

Malgré que la densité de bruit en tension soit inversement proportionnelle à la longueur du canal (L) comme le montre la figure (III. 21), la variation de l'exposant (γ) montre une augmentation linéaire avec la longueur du canal et peut avoir des valeurs proches de 2. Ceci indique l'apparition davantage de bruit de G-R pour le même type d'échantillon possédant des longueurs du canal supérieures à $16 \mu\text{m}$ à température ambiante. La même observation pour la variation de α_H qui présente aussi une augmentation linéaire avec (L).

III.8.2. Type de fluctuations ($\Delta\mu$ ou Δn)

L'origine du bruit basse fréquence a été associée aux différents paramètres (internes ou externes) en fonction de type des dispositifs étudiés ; par exemple, plusieurs études sur le bruit basse fréquence dans les composants semiconducteurs ont mis en évidence la corrélation entre certains paramètres extrinsèques du dispositif étudié et l'apparition de bruit en $1/f$ [Chen'97][Camin'02][Bora'08]. En conséquence, la mesure du bruit basse fréquence peut être utilisée non seulement pour déterminer les paramètres de bruit minimum des composants, mais aussi pour l'identification des défauts induits par le processus de croissance et de fabrication [Jones'94][Rumyantsev'03].

Pour nos échantillons, et pour distinguer entre les deux modèles : l'un basé sur la fluctuation de la mobilité ($\Delta\mu$) et l'autre sur la fluctuation du nombre de porteurs (Δn). On suppose la domination des fluctuations de la mobilité, car dans la pratique, une valeur de α_H de l'ordre de 10^{-4} est souvent observée quand le bruit en $1/f$ est du aux fluctuations de la mobilité ($\Delta\mu$) [Harris'90][Hooge'94]. Pour cela on suit la méthode expérimentale proposée par Hooge [Hooge'94] pour les semiconducteurs homogènes en partant de la règle de Matthiessen exprimant la mobilité mesurée (μ_{mes}) en fonction des mobilités de différents mécanismes de dispersion [Matthiessen'64][Hooge'94][Mermin'03] pour justifier notre hypothèse.

Dans les semiconducteurs, deux modes de dispersion sont généralement actifs : la dispersion par le réseau (phonons) avec une mobilité qui lui correspond (μ_{res}), et la dispersion par impuretés (μ_{imp}). L'expression générale de la mobilité est donnée par:

$$\mu_{mes} = \frac{1}{\frac{1}{\mu_{res}} + \frac{1}{\mu_{imp}}} \quad (\text{III. 11})$$

Si on applique l'opérateur de fluctuation (Δ) sur les deux membres de l'équation (III. 11) et en tenant compte que [Hooge'94]:

$$\Delta\left(\frac{1}{\mu_i}\right) = \frac{S_\mu(f)}{\mu_i^2} = \frac{\alpha_i}{N \times f^\gamma} \quad (\text{III. 12})$$

L'indice (i) fait référence à un mécanisme de dispersion (réseau ou impureté) ou à la valeur mesurée. L'équation (III. 12) devient:

$$\frac{S_{\mu}(f)}{\mu_{mes}^2} = \left[\frac{S_{\mu}(f)}{\mu_{res}^2} \right] \times \frac{\mu_{mes}^2}{\mu_{res}^2} + \left[\frac{S_{\mu}(f)}{\mu_{imp}^2} \right] \times \frac{\mu_{mes}^2}{\mu_{imp}^2} \quad (\text{III. 13})$$

Les fluctuations de la mobilité se trouvent donc dans $\Delta\mu_{imp}$ et $\Delta\mu_{rés}$, et le paramètre de Hooge α_H s'écrit [Hooge'94][Tacano'00]:

$$\alpha_H = \left(\frac{\mu_{mes}}{\mu_{res}} \right)^2 \times \alpha_{res} + \left(\frac{\mu_{mes}}{\mu_{imp}} \right)^2 \times \alpha_{imp} \quad (\text{III. 14})$$

α_{res} , α_{imp} : les coefficients de Hooge dus à la dispersion par phonons et impuretés respectivement, ($\alpha_H = \alpha_{mes}$).

Donc, nous avons la contribution de deux types de paramètres dans le bruit en $1/f$: les phonons et les impuretés:

1. Si l'effet de bruit des impuretés est négligeable ($\Delta\mu_{imp} = 0$), on aura:

$$\alpha_H = \left(\frac{\mu_{mes}}{\mu_{res}} \right)^2 \times \alpha_{res} \quad (\text{III. 15})$$

$$\text{Donc, } \frac{S_{\mu}(f)}{\mu_{mes}^2} = \frac{\alpha_H}{N \times f^{\gamma}} = \frac{\alpha_{res} \times (\mu_{mes}/\mu_{res})^2}{N \times f^{\gamma}} \quad (\text{III. 16})$$

2. Si l'effet de bruit des impuretés n'est pas négligeable ; dans ce cas, on traite séparément la domination de chaque paramètre (fluctuations des phonons et impuretés) par rapport à l'autre en supposant qu'il n'existe pas une corrélation entre les deux type de mobilité [Hooge'94]. La prédominance d'un paramètre par rapport à l'autre dépend de l'échantillon étudié ; pour les échantillons purs, les fluctuations des phonons domine, mais pour l'échantillon contenant des impuretés ou défauts, les valeurs de α_H calculées à partir des valeurs mesurées de la mobilité est due essentiellement à α_{imp} [Hooge'94]. Cependant, dans notre échantillon, nous considérons que la densité d'impuretés est particulièrement très faible (gaz 2D) quand la température diminue ce qui est prouvé par la haute augmentation de la mobilité des électrons comme nous l'avons déjà le mentionné.

Tacano et al. [Tacano'00] ont confirmé que si les valeurs de paramètre de Hooge α_H diminuent avec la diminution de la température (figure III. 18), le premier terme de l'équation (III. 14) va dominer pour les dispositifs pure ou non dopé ($\alpha_{res} \gg \alpha_{imp}$) ; et si les

valeurs de α_H augmentent avec la diminution de la température, le premier terme est négligeable pour les dispositifs assez dopé ($\alpha_{imp} \gg \alpha_{res}$).

Tenant compte de deux suggestions de Tacano et al., et comme la mobilité (μ) augmente fortement lorsque la température diminue pour nos échantillons, nous supposons que α_H ne peut être exprimée que par le premier terme de l'équation (III. 14) à une température donnée, en négligeant le deuxième terme à condition que $\alpha_{res} \gg \alpha_{imp}$.

En pratique, si la représentation graphique de $\text{Log}(\alpha_H)$ en fonction de $\text{Log}(\mu)$ donne une pente de valeur 2, le bruit en $1/f$ est dû aux fluctuations de la mobilité ($\Delta\mu$). Cette confirmation est valable même lorsque la pente a des valeurs proches de 2, car la différence enregistrée est due à l'approximation faite sur la faible fluctuation des impuretés (μ_{imp}) [Hooge'94].

Les courbes de la figure suivante présentent le $\log(\alpha_H)$ en fonction de $\log(\mu)$ de l'échantillon S436 à des températures différentes:

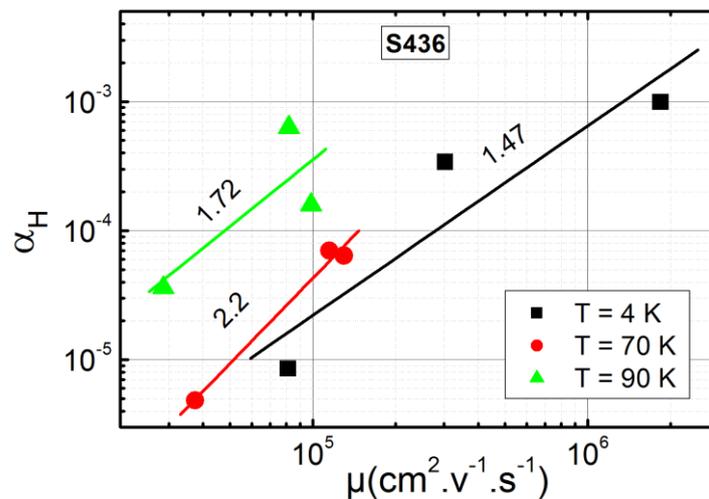


Figure (III. 22) : Dépendance du paramètre de Hooge α_H en μ^2

Les courbes de la figure (III. 22) donnent une pente moyenne égale à 2 (carré de la mobilité) à $T = 70$ K. Pour l'écart remarquable dans les deux autres cas ($T = 4$ K et 90 K), il exprime la faible fluctuation de la mobilité due aux impuretés. Ces résultats confirment que les fluctuations de la mobilité sont dues principalement à la dispersion par le réseau. Ce résultat, a été trouvé par Ren et Leys [Ren'91] qui ont montré que les fluctuations dans un transistor à effet de champ à base de n-GaAs sont de type ($\Delta\mu$), et ils ont trouvé que le paramètre de Hooge α_H est proportionnel au carré de la mobilité (μ) [Ren'91] [Berntgen'00].

III.8.3. Application du modèle de Handel

Nous avons décrit le bruit en $1/f$ par l'utilisation du modèle de Hooge. Nous avons aussi décrit l'évolution des paramètres principaux à savoir α_H et γ . Nous avons aussi donné une explication quand à l'origine du bruit en $1/f$. Néanmoins, la démarche que nous avons suivie, n'est pas tout à fait satisfaisante bien qu'elle montre que ce bruit résulte de la fluctuation de la mobilité due aux phonons. C'est pourquoi, nous pensons qu'il est judicieux de trouver un autre moyen susceptible de nous aider à avoir une idée relativement plus précise sur l'origine du bruit en $1/f$.

Pour ce faire, il nous a semblé que l'application du modèle modifié de Handel [Van der Ziel'89] pourrait nous aider dans ce sens. Selon la théorie de Handel [Handel'75] [Handel'80][Handel'94], le bruit en $1/f$ dans les composants électroniques est associé au Bremsstrahlung basse fréquence émis par les électrons accélérés ou décélérés, et que ce bruit reste décrit par l'équation de Hooge avec un coefficient α_H décrit à son tour par une expression donnée par la théorie de Handel. En d'autres termes, les équations de Handel donnant le paramètre de Hooge α_H sont non seulement applicables au bruit en $1/f$ du aux collisions dans les semiconducteurs mais aussi au bruit en $1/f$ du à l'accélération dans des semiconducteurs de grandes dimensions. Ceci vient du fait que selon Handel, le paramètre de Hooge dépend seulement du processus de Bremsstrahlung. D'ailleurs, ceci peut expliquer le fait que l'expression de Handel pour α_H est souvent en accord avec les mesures expérimentales. Handel a introduit la notion d'états quantiques cohérent et incohérent du bruit en $1/f$. Nous donnerons dans ce qui suit, les expressions relatives aux deux processus.

Auparavant, nous donnons quelques définitions sur les états cohérent et incohérent du bruit en $1/f$:

1. Un état cohérent du bruit (ou bruit en phase, bruit organisé) se dit des bruits qui se présentent comme des ondes relativement régulières.
2. Un état incohérent du bruit (ou bruit de battement) se dit des bruits qui présentent des variations temporelles dans leur intensité. En d'autres termes, ce type de bruit se compose d'une multitude de composantes fréquentielles avec des phases et des amplitudes aléatoires. Ces différentes composantes se combinent d'une façon incohérente ce qui donne des variations temporelles de l'intensité du bruit en $1/f$.

Avant tout, nous notons que les valeurs de α_H sont inférieures à la valeur proposée par Handel pour les échantillons à large dimension. Cette valeur est donnée par l'équation de Handel (ou équation cohérente) dans le cas de l'état quantique cohérent du bruit en $1/f$ (c.à.d. bruit lié à la mobilité) :

$$\alpha_{H\text{coh}} = \frac{2 \times \alpha}{\pi} \approx 4,6 \times 10^{-3} \quad (\text{III. 17})$$

Avec $\alpha = q^2/4\pi \times \varepsilon_0 \times \hbar \times c \approx 1/137$: est constante de structure fine de Sommerfeld,

q : est la charge élémentaire,

$\hbar = h/(2\pi)$: la constante de Planck réduite,

c : la célérité de la lumière dans le vide,

ε_0 : la permittivité du vide.

La valeur de α_H donnée par l'équation (III. 17) est généralement obtenue pour des échantillons de grandes dimensions. D'ailleurs, nos valeurs sont inférieures à celle-ci. Tenant compte de la petitesse des dimensions de nos échantillons, il aurait été logique à ce que le bruit en $1/f$ trouvé dans nos échantillons soit décrit par le modèle de Handel dans le cas de l'état quantique incohérent du bruit en $1/f$. Mais dans ce cas, nous aurions trouvé des valeurs aussi faibles de α_H de l'ordre de (10^{-9} - 10^{-5}). Nos valeurs sont légèrement supérieures malgré le fait que nous avons étudié un gaz 2D. Cette différence pourrait être liée au design et aux dimensions du canal comme suggéré ultérieurement [Berntgen'00].

Si l'on suppose que le bruit en $1/f$ dans le canal est de type incohérent, vu que la longueur du canal de nos échantillons est de l'ordre de $L = 7$ à $16 \mu\text{m}$, l'application du modèle incohérent donne [Handel'75][Handel'80] [Handel'94]:

$$\alpha_{H\text{incoh}} = \frac{4\alpha \langle \Delta v^2 \rangle}{3\pi c^2} \quad (\text{III. 18})$$

$\langle v^2 \rangle$ présente la variation dans la vitesse des porteurs dans le canal résultant de la collision responsable du bruit. Van der Ziel et al. [Van der Ziel'89] ont suggéré une extension de l'expression de Handel et ils ont proposé pour les semiconducteurs dégénérés ou même pour les semiconducteur à bande étroite, l'expression suivante:

$$\alpha_{H\text{incoh}} = \frac{4\alpha}{3\pi} \left[\frac{h}{m_e a c} \right]^2 \approx 1.3 \times 10^{-5} \quad (\text{III. 19})$$

a : est le paramètre de maille.

Cette valeur est inférieure à la valeur expérimentale de α_H que nous avons trouvée à la température ambiante. Finalement, nos valeurs de α_H se trouvent entre les valeurs correspondant à l'état incohérent et les valeurs correspondant à l'état cohérent ($\alpha_{Hincoh} < \alpha_H < \alpha_{Hcoh}$).

Selon la proposition de Van der Ziel et al. [Van der Ziel'89], l'introduction de l'effet de la tension de polarisation du gaz bidimensionnel (2DEG) modifie l'équation (III. 19) en :

$$\alpha_{Hincoh} = \frac{4\alpha}{3\pi} \left[\frac{L}{c \times \tau} \right]^2 \quad (\text{III. 20})$$

L est la longueur du canal et τ est le temps moyen entre deux collisions. Ce dernier est donné par:

$$\tau(T) = \frac{m_e}{q} \times \mu(T) = 3,8 \times 10^{-13} \times \mu(T) \quad (\text{III. 21})$$

Expérimentalement, nous avons trouvé que :

$$1,4 \times 10^{-9} \text{ s} < \tau < 7 \times 10^{-7} \text{ s} \quad (\text{III. 22})$$

Ces valeurs de τ sont très supérieures aux valeurs généralement acceptables pour les semiconducteurs qui sont de l'ordre de 10^{-12} s.

Les valeurs données de τ par l'équation (III. 22) correspondent à des larges libres parcours moyens. Ceci est probablement lié au fait que l'étude est faite à des températures cryogénique car la basse de température réduit le processus de collision entre les porteurs dans un gaz 2DEG.

Les valeurs de τ calculées donnent des valeurs de α_{Hincoh} inférieures à 10^{-11} pour $L = 16 \mu\text{m}$. En conséquence, les valeurs expérimentales de α_H sont plus proches de α_{Hcoh} que α_{Hincoh} . Handel a proposé une expression de α_H comme une combinaison d'états cohérents et incohérents du bruit en $1/f$ [Handel'94]:

$$\alpha_H = \alpha_{Hincoh} \times \frac{1}{1+S} + \alpha_{Hcoh} \times \frac{S}{1+S} \quad (\text{III. 23})$$

Le paramètre S est donnée par :

$$S = \frac{2 \times q^2 \times N'}{4\pi \times \varepsilon_0 \times m_e \times c^2} = 5,62 \times 10^{-13} \times \frac{N'}{\delta} \approx 8,4 \times 10^{-12} \times N' \quad (\text{III. 24})$$

N' : est la densité des porteurs dans un 2DEG par unité de longueur et $\delta = m_e/m = 0,067$ pour le GaAs.

S ne dépend que de N' , et ce dernier dépend également de la température. En effet, nous l'avons déjà signalé que la densité 2DEG dans une structure AlGaAs/GaAs/AlGaAs varie avec la température [Etienne'87][Saku'91].

Compte tenu de ce qui a été dit précédemment, le premier terme de l'équation (III. 23) est faible, parce que les valeurs expérimentales de α_H pour nos échantillons sont plus élevées que ceux correspondant au bruit quantique incohérent. Les valeurs de α_{Hcoh} peuvent être déduites de l'équation (III. 24) simplifié comme suit:

$$\alpha_{Hcoh} = \frac{2 \times \alpha}{\pi} = \beta(T) \times \alpha_H(T) \times \frac{1 + S(T)}{S(T)} \approx 4,6 \times 10^{-3} \quad (\text{III. 25})$$

Considérant que α_{Hcoh} est indépendant de la température, car il ne dépend que de α (constante de structure fine de Sommerfeld), nous introduisons un facteur de correction $\beta(T)$ qui pourrait être considéré comme un facteur d'idéalité indiquant le décalage de la mesure α_H par rapport à α_{Hcoh} , et en montrant que le bruit en $1/f$ ne dépend pas seulement des dimensions de l'échantillon, mais également d'autres paramètres comme la température, la tension de polarisation appliquée et, éventuellement des impuretés. En d'autres termes, $\beta(T)$ exprime l'effet de tous ces paramètres sur le bruit en $1/f$.

Le rapport $[(1 + S(T))/S(T)]$ n'a plus d'importance, car il varie de ~ 5 (à 300 K) à ~ 10 (à 4 K). On peut définir $\beta(T)$ comme étant un facteur d'idéalité qui estime la variation des valeurs mesurées de α_H entre α_{Hincoh} et α_{Hcoh} . Les variations du paramètre β en fonction de la température (T) est donnée sur la figure suivante:

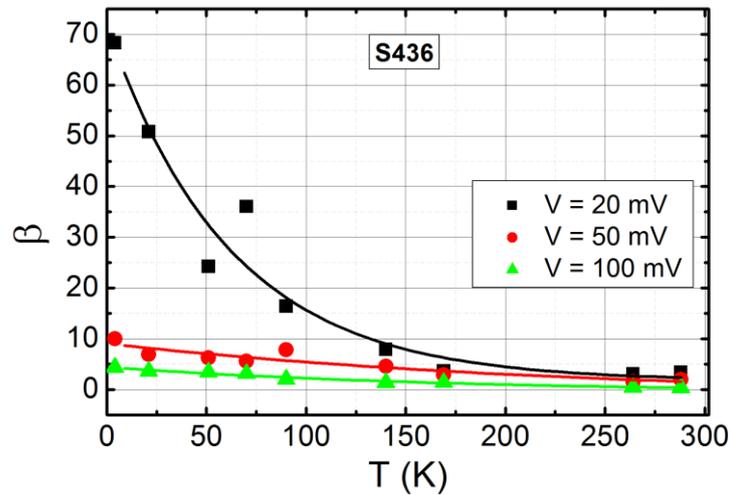


Figure (III. 23) : Variation du facteur d'idéalité (β) en fonction de la température pour trois tensions de polarisations différentes

D'après la figure (III. 23), le facteur d'idéalité (β) augmente lorsque la température diminue, et cette augmentation dépend de l'intensité du champ appliqué. En effet, à une température donnée, les données sur la figure (III. 23) indiquent que l'augmentation de la tension de polarisation appliquée conduit à la réduction des valeurs de β , indiquant ainsi une augmentation des valeurs mesurées de α_H s'approchant de α_{Hcoh} .

Dans une étude ultérieure, nous avons montré que le bruit en $1/f$ était dû à la fluctuation de la mobilité du réseau [Khilil'05.1][Mouetsi'09.1]. La question qui se pose : est-ce que le paramètre $\beta(T)$ décrit aussi ce processus? Si c'est le cas, $\beta(T)$ pourrait être considérée comme une fonction de la mobilité des porteurs $\mu(T)$. Pour cela, on présente $\beta(T)$ en fonction de $\mu(T)$ sur la figure suivante :

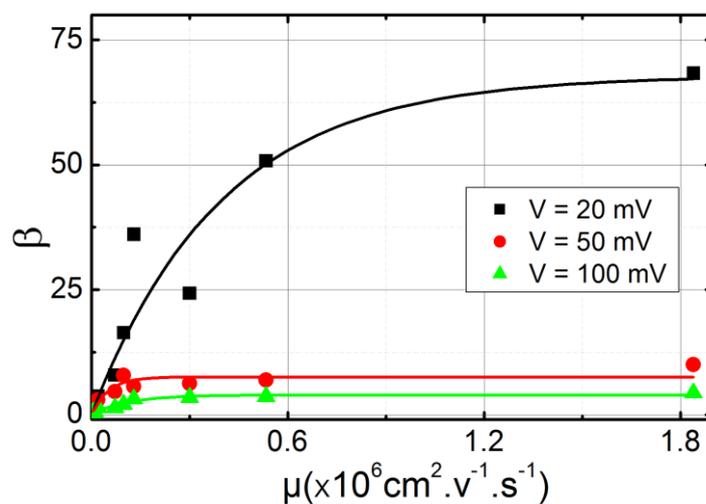


Figure (III. 24) : Variation du paramètre d'idéalité en fonction de la mobilité

L'ajustement des graphes présentés sur la figure (III. 24) permet d'avoir une relation empirique entre $\beta(T)$ et $\mu(T)$ de la forme: $\beta_0 \times (1 - \exp(-\mu/\mu_0))$, avec $\mu_0 \approx 1.8 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$; celle-ci semble être indépendante du champ électrique régnant dans le canal ($E = V_{ds}/L$), et le paramètre β_0 est inversement proportionnelle au carré du champ électrique comme le montre la figure suivante :

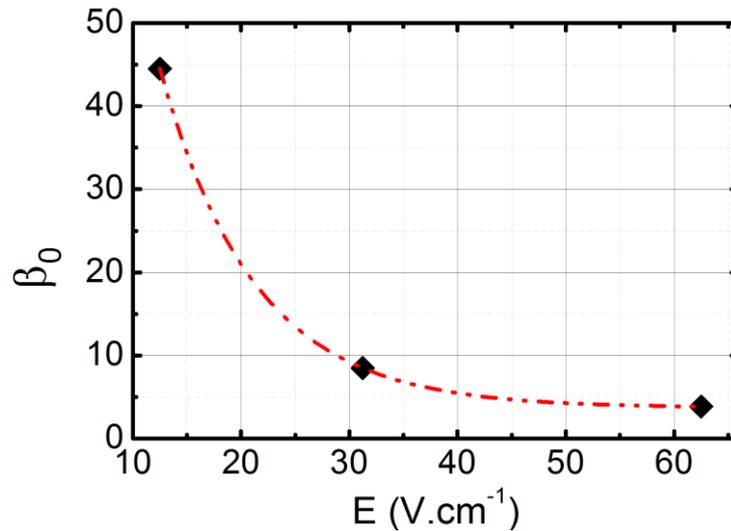


Figure (III. 25): Le paramètre β_0 en fonction du carré du champ électrique.

Ainsi, l'augmentation de $\beta(T)$ avec $\mu(T)$ pour des faibles tensions de polarisation, permet de considérer qu'il existe une corrélation entre la diminution de $\beta(T)$ (ou le rapprochement des valeurs de α_H mesurées à celle de α_{Hcoh}) et l'augmentation des fluctuations de la mobilité. Ceci est en accord avec le fait que α_{Hcoh} est liée aux fluctuations de la mobilité du réseau [Handel'75][Handel'80][Handel'94].

III.9. CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre en premier lieu les échantillons utilisés dans notre étude ainsi que quelques notions physiques de base (dopage plaire, l'élaboration des contacts électrique et l'épitaxie par jets moléculaires "MBE").

Par la suite, la technique de mesure de bruit à basse fréquence a été détaillée avec le dispositif expérimental utilisé. Une étude de la densité spectrale totale de bruit issue de plusieurs expériences réalisées sur trois types d'échantillons différents en fonction de la température et de la tension de polarisation a été montrée. Le bruit thermique mesuré en l'absence de la tension de polarisation (V_{ds}) a été présenté et nous avons démontré l'utilité de la technique de bruit pour estimer les valeurs des résistances de contact. La méthode d'ajustement appliquée sur les différents spectres de bruit en tension, nous a permis de les décomposer en trois types principaux de bruit (bruit thermique, bruit en $1/f$ et bruit G-R).

Une étude détaillée de l'effet de la température et de la tension de polarisation sur les spectres de bruit a été présentée et a été suivie d'une analyse des paramètres de bruit en $1/f$ (α_H et γ) en fonction de la température et de la longueur du canal. Cette analyse a permis d'avoir des relations empiriques décrivant convenablement le comportement de ces paramètres.

Finalement, sur la base de la théorie de Handel [Handel'75][Handel'80][Handel'94] modifiée par Van der Ziel [Van der Ziel'89], les résultats obtenus sur le bruit en $1/f$ ont montré l'existence simultanée de deux états quantiques du bruit en $1/f$: des états cohérent (lié à la fluctuation de la mobilité) et incohérent (qui serait lié à la fluctuation de la densité). L'introduction d'un nouveau paramètre $\beta(T)$ (coefficient d'idéalité) a permis de soulever la difficulté et de distinguer entre ces deux états dans nos échantillons étudiés. La variation de ce nouveau paramètre avec la mobilité des porteurs a tendance à souligner la prédominance des fluctuations de la mobilité sur le bruit en $1/f$.

REFERENCES DU CHAPITRE III

- [Arnaboldia'04] C. Arnaboldia, A. Fascillaa, M. W. Lundb, G. Pessinaa,
 "Temperature characterization of deep and shallow defect centers of low noise silicon JFETs"
 Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A 517, pp. 313-336, 2004.
- [Berntgen'00] J. Berntgen, A. Behres, J. Kluth, K. Heime, W. Daumann, U. Auer, F.J. Tegude,
 "Hooge parameter of InGaAs bulk material and InGaAs 2DEG quantum well structures based on InP substrates"
 Microelectronics Reliability, vol. 40, pp. 1911-1914, November 2000.
- [Bora'08] A. Bora and A. K. Raychaudhuri,
 "Low-frequency resistance fluctuations in metal films under current stressing at low temperature ($T < 0.3T_{\text{melting}}$)"
 Physical review B, vol. 77(7), pp. 075423.1-075423.9, February 2008.
- [Callegari'85] A. Callegari, E.T-S. Pan, et M. Murakami,
 "Uniform and thermally stable AuGeNi ohmic contacts to GaAs"
 Applied Physics Letters, vol. 46 (12), pp 1141-1143, June 1985.
- [Camin'02] D. V. Camin, C. F. Colombo and V. Grassi,
 "Low frequency noise versus temperature spectroscopy of Ge JFETs, Si JFETs and Si MOSFETs",
 Journal de physique IV, vol. 94, pp. 3.37-3.44, 2002.
- [Castagne'88] J. Castagne, E.Bedel, C. Fontaine, A. Munoz-Yague,
 "Si-substrate preparation for GaAs/Si molecular-beam epitaxy at low temperature under a Si flux"
 Journal of Applied Physics, volume 64(1), pp.246-248, July 1988.
- [Chen'97] X. Y. Chen, F. N. Hooge, M. R. Leys,
 "The temperature dependence of $1/f$ noise in InP"
 Solid-State Electronics, vol.41(9), pp. 1269-1275, September 1997.
- [Costa'92] D. Costa and J. S. Harris,
 "Low-frequency noise properties of n-p-n AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors"
 IEEE Trans. on Electron Devices, vol. 39(10), pp. 2383-2393, October 1992.
- [Crofton'92] J. Crofton, P. A. Barnes, M. J. Bozack,
 "Quantum mechanical tunneling in an ohmic contact"
 American journal of physics, vol. 60 (6), pp. 499-502, June 1992.

- [de Murcia'96] M. de Murcia, E. Richard, P. Llinares, F. Pascal, J. Vanbremeersch,
 "Carrier concentration effects on hot electron noise in $n^+n^+n^+$ Al_{0.25}Ga_{0.75}As devices (microwave transistors)"
 Electronics Letters, IEEE, vol. 32(2), pp.137- 138, 18 January 1996.
- [Dingle'78] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann,
 "Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices"
 Applied Physics Letters, vol. 33, pp. 665-667, October 1978.
- [Dutta'81] P. Dutta, P. M. Horn,
 "Low-frequency fluctuations in solids: $1/f$ noise"
 Rev. Mod. Phys., vol. 53, pp. 497-516, 1981.
- [El Hdiy'10] A. El Hdiy and S. Mouetsi,
 "Identification of traps in an epitaxied AlGaAs/GaAs/AlGaAs quantum well structure"
 Journal of Applied Physics, vol. 108(3), pp. 034513-1, 2010. doi:10.1063/1.3460162.
- [Erickson'79] L. Erickson, A. Waseem et G. Y. Robinson,
 "Characterization of ohmic contacts to InP"
 Thin Solid Films, vol. 64 (3), pp. 421- 426, December 1979.
- [Etienne'87] B. Etienne, E Paris,
 "Two-dimensional electron gas of very high mobility in planar doped hétérostructures"
 Journal de Physique, vol. 48 (12), pp. 2045-2052, 1987.
- [Grassi'01] V. Grassi, C. F. Colombo, and D. V. Camin,
 "Low Frequency Noise versus Temperature Spectroscopy of Recently Designed Ge JFETs"
 IEEE Trans. Electron Devices, vol. 48(12), pp. 2899 - 2905, 2001.
- [Haddab'99] Y. Haddab , A. P. Friedrich, R. S. Popovic,
 "Observation of dopant-vacancy defects by low-frequency noise measurements in heavily doped n^+/p^+ silicon diodes"
 Solid-State Electronics, vol. 43(2), pp. 413-416, 1999.
- [Handel'75] P. H. Handel,
 " $1/f$ Noise-An "Infrared" Phenomenon"
 Phys. Rev. Lett., vol. 34(24), pp.1492-1495, 1975.
- [Handel'80] P. H. Handel,
 "Quantum approach to $1/f$ noise"
 Phys. Rev. A. vol. 22(2), pp. 745-757, 1980.

- [Handel'94] P. H. Handel,
 "Fundamental Quantum $1/f$ Noise in Small Semiconductor Devices"
 IEEE Trans. Electron Devices, ED-41, pp. 2023-2033, 1994.
- [Harris'90] J. J. Harris, C.T. Foxon, D. Hilton, J. Hewett, C. Roberts and S. Auzoux,
 "Acoustic phonon scattering in ultra-high mobility, low carrier density GaAs/(Al, Ga)As heterojunctions"
 Surface Science, vol. 229(1-3), pp. 113-115, April 1990.
- [Hooge'69.1] F. N. Hooge,
 " $1/f$ noise is no surface effect"
 Physics Letters A, vol. 29, pp. 139-140, 1969.
- [Hooge'81] F. N. Hooge, T. G. M. Kleinpenning, L. K. J. Vandamme,
 "Experimental studies on $1/f$ noise"
 Rep. Prog. Phys., vol. 44, p. 479-532, 1981.
- [Hooge'94] F. N. Hooge,
 " $1/f$ Noise Sources"
 IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 41(11), pp. 1926 - 1935, November 1994
- [Huang'02] J. S. Huang, C. B. Vartuli, T. Nguyen, N. Bar-Chaim, J. Shearer, C. Fisher, S. Anderson,
 "Correlation of resistance and interfacial reaction of contacts to n-type InP"
 Journal of Materials Research, vol. 17(11), pp. 2929-2934, November 2002.
- [Jin'91] Y. Jin,
 "Ohmic contact to n-type bulk and δ doped $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ MODFET type heterostructures and its applications"
 Solid State Electronics, 34 (2), pp. 117-121, 1991.
- [Jindal'81] R. P. Jindal and A. Van Der Ziel,
 "Phonon fluctuation model for flicker noise in elemental semiconductors"
 J. Appl. Phys., vol. 52(4), pp. 2884-2888, 1981.
- [Jones'94] B. K. Jones,
 "Low-Frequency Noise Spectroscopy"
 IEEE Trans. Electron Devices, vol. 41(11), pp. 2188 - 2197, 1994.
- [Khlil'04] R. Khlil, A. El Hdiy, A. Cavanna, F. Laruelle, et Y. Jin
 "Electric transport in a AlGaAs/GaAs structure from 300 to 4.2 K"
 Journal of Applied Physics, vol. 96 (5), pp. 3023-3024, September 2004.

- [Khlil'05.1] R. Khlil,
 “Étude d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs par des mesures courant-tension et bruit basses fréquences en température”
 Thèse de l'Université de Reims, physique, France. 2005.
- [Kleinpenning'81] T. G. M. Kleinpenning and L. K. J. Vandamme,
 “Model for $1/f$ noise in metal-oxide-semiconductor transistors”
 Journal of Applied Physics, vol. 52, pp. 1594-1596, March 1981.
- [Kolodzey'89] J. Kolodzey, J. Laskar, S. Boor, S. Reis, A. Ketterson, I. Adesida,
 “Cryogenic temperature performance of modulation-doped field-effect transistors”
 Electronics Letters, vol. 25 (12), pp. 777-779, June 1989.
- [Koverda'09] V. P. Koverda , V.N. Skokov,
 “Statistics of avalanches in stochastic processes with a $1/f^\alpha$ spectrum”
 Physica A, vol. 388, pp. 1804-1812, 2009.
- [Kruppa'04] W. Kruppa, J. B. Boos, B. R. Bennett and B. P. Tinkham
 “Low-frequency noise characteristics of AlSb/InAsSb HEMTs”
 Solid-State Electronics, vol. 48(10-11), pp. 2079-2084 October-November 2004.
- [Leung'03] B. H. Leung, W. K. Fong, C. Surya,
 “Study of low-frequency excess noise in GaN materials”
 Optical Materials, vol. 23, pp. 203-206, 2003.
- [Mathieu'04] H. Mathieu,
 “Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques”
 ISBN 2 10 048633 0, 5^{ème} édition. Dunod, 2004.
- [Matthiessen'64'] A. Matthiessen, and C. Vogt,
 “On the influence of temperature on the electric conductive-power of alloys”
 Philosophical Transactions of the Royal Society of London, vol. 154, pp. 167-200. 1864.
- [Mermin'03] N. D Mermin , N. W. Ashcroft,
 “Physique des solides”
 EDP Sciences, ISBN: 2-86883-577-5, 2003.
- [Mouetsi'09.1] S. Mouetsi, A. El Hdiy, M. Bouchemat.
 “The $1/f$ noise in a Two-Dimensional Electron Gas: Temperature and Electric Field Considerations”
 Journal of Electronics and Electrical Engineering, ISSN 1392–1215, No. 4(92). Indexed in SCI-E, 2009.

- [Mouetsi'09.2] S. Mouetsi, A. El Hdiy, R. Khilil, Y. Jin and M. Bouchemat,
 "Temperature and voltage effects on the $1/f$ noise in a two-dimensional electron Gas"
 32nd International Convention MIPRO, Opatija, Adriatic Coast, Croatie. May 25-29, 2009.
- [Mouetsi'10.1] S. Mouetsi, A. El Hdiy.
 "Using low frequency noise method to characterize an AlGaAs/GaAs high electron mobility heterostructure"
 5th International Conference On Design & Technology of Integrated Systems in Nanoscale Era. Hammamet, Tunisie. 23-25, mars 2010.
- [Mottet'89] S. Mottet, J. M. Dumas, J. E Viallet, A. Belhadj et P. Audren,
 "Etude des effets parasites affectant le fonctionnement des transistors à effet de champ à gaz d'électrons bidimensionnel"
 Revue de physique appliquée, vol. 24(6), pp. 649-658, juin 1989.
- [Nyquist'28] H. Nyquist,
 "Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors"
 Phys. Rev., vol. 32, pp. 110-113. 1928
- [Pfeiffer'89] L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer, and K. W. Baldwin,
 "Electron mobilities exceeding 10^7 cm²/V.s in modulation-doped GaAs"
 App. Phys. Lett., vol. 55 (18), pp. 1888-1890, October 1989.
- [Ren'91] L. Ren, M. R. Leys,
 " $1/f$ noise at room temperature in n-type GaAs grown by molecular beam epitaxy"
 Physica B, vol. 172, pp. 319 -323, 1991.
- [Rumyantsev'03] S. L. Rumyantsev, Y. Deng, S. Shur, M. E. Levinshtein, M. Asif Khan, G. Simin, J. Yang, R. Gaska,
 "On the low frequency noise mechanisms in GaN/AlGaN HFETs" Semiconductor science and technology, vol. 18(6), pp. 589-593, 2003.
- [Saku'91] T. Saku, Y. Hirayama and Y. Horikoshi,
 "High Electron Mobility in AlGaAs/GaAs Modulation-Doped Structures"
 Jpn. J. Appl. Phys., vol. 30 pp. 902-905, March 1991.
- [Sakr'08] M. R. Sakr and X. P. A. Gao,
 "Temperature dependence of the low frequency noise in indium arsenide nanowire transistors"
 App. Phys. Lett., vol. 93(20), pp. 203503.1-.3, 2008.

- [Salzenstein'96] P. Salzenstein,
 "Technologie des composants à hétérostructures pour les têtes de réception aux longueurs d'ondes millimétriques"
 Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, France, Electronique, 1996.
- [Shen'92] T. C. Shen, G. B. Gao, H. Morkoç,
 "Recent developments in ohmic contacts for III-V compound semiconductors"
 Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures, vol. 10 (5), pp.2113-2132, September 1992.
- [Stormer'81] H. L. Stormer, A. Pinczuk, A. C. Gossard, W. Wiegmann,
 "Influence of an undoped (AlGa)As spacer on mobility enhancement in GaAs-(AlGa)As superlattices"
 Applied Physics Letters, vol. 38 (9), pp. 691-693, May 1981.
- [Tacano'00] M. Tacano, M. Ando, I. Shibusaki, S. Hashiguchi, J. Sikula, T. Matsui,
 "Dependence of Hooge parameter of InAs heterostructure on temperature"
 Microelect. Reliability, vol. 40, pp. 1921-1924, 2000.
- [Umansky'97] V. Umansky, R. de-Picciotto, and M. Heiblum,
 "Extremely high-mobility two dimensional electron gas: Evaluation of scattering mechanisms"
 Appl. Phys. Let., vol. 71, pp. 683-685, August 1997.
- [Vandamme'94] L. K. J. Vandamme,
 "Noise as a Diagnostic Tool for Quality and Reliability of Electronic Devices"
 IEEE Trans. Electron Devices, vol. 41(11), pp. 2176-2187, 1994.
- [Van der Ziel'89] A. Van der Ziel, A. D. van Rheenen, and A. N. Birbas,
 "Extensions of Handel's $1/f$ noise equations and their semiclassical theory"
 Phys. Rev. B, vol. 40(3), pp 1806-1809, July 1989.
- [Weissman'88] M. B. Weissman,
 " $1/f$ noise and other slow, nonexponential kinetics in condensed matter"
 Rev. Mod. Phys., vol. 60, pp. 537-571. 1988,
- [Williams'90] R. E. Williams,
 "Modern GaAs Processing Methods"
 Artech House Publishers, Boston-London, ISBN-13: 978-0890063439, July 1990.

- [Wood'80] C. E. C. Wood, G. Metze, J. Berry, L. F. Eastman,
"Complex free carrier profile synthesis by 'atomic-
plane' doping of MBE GaAs"
Journal of Applied Physics, vol. 51(1), pp. 383-387,
1980.
- [Wu'05] J. Wu, T. Tshepe, J. E. Butler, J. R. M. Hoch,
" $1/f$ noise in semiconducting and just-metallic boron-
implanted diamond"
Physical review B, vol. 71(11), pp. 113108.1-113108.4,
2005.

Chapitre IV

Contribution à l'identification des pièges dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs/AlGaAs : bruit de génération – recombinaison

CHAPITRE IV

CONTRIBUTION A L'IDENTIFICATION DES PIEGES DANS DES HETEROSTRUCTURES AlGaAs/GaAs/AlGaAs : BRUIT DE GENERATION - RECOMBINAISON

Sommaire

IV.1. Introduction.....	- 137 -
IV.2. En cas de présence de bruit de G-R.....	- 138 -
IV.3. Choix de la tension de polarisation	- 138 -
IV.4. Evaluation de la contribution du bruit de G-R.....	- 138 -
IV.5. Identification des pièges	- 140 -
IV.5.1. Détermination des fréquences de coupure.....	- 140 -
IV.5.1.1. Méthode de la dérivée.....	- 140 -
IV.5.1.2. Méthode itérative.....	- 142 -
IV.5.2. Méthode d'identification des pièges responsables du bruit de G-R.....	- 142 -
IV.6. Résultats et discussion.....	- 143 -
IV.7. Conclusion	- 147 -
REFERENCES DU CHAPITRE IV	- 148 -

IV.1. INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous avons exposé le spectre du bruit total obtenu à des températures données et sous des tensions de polarisations différentes. Nous avons montré que le bruit thermique reste négligeable. Et nous avons analysé le bruit en $1/f$ sur la base du modèle de Handel [Handel'75][Handel'80][Handel'94] modifié [Van der Ziel'89]. A travers ce modèle et à travers la variation de α_H en fonction de la mobilité électronique, nous avons tenté de montrer que le bruit en $1/f$ est principalement dû à la fluctuation de la mobilité.

Dans le présent chapitre, nous étudions la troisième composante du bruit ; à savoir, le bruit de génération- recombinaison (G-R). L'analyse de ce dernier nous permet d'identifier des pièges (ou impuretés) grâce à la détermination de leurs caractéristiques telles que la section efficace (σ_s) de capture et l'énergie d'activation thermique (E_a). En effet, ces deux paramètres permettent d'identifier chaque type de piège présent dans nos structures. Les structures ont été caractérisées dans une plage de température allant de 300 K à 4 K et en fonction de la tension de polarisation appliquée aux bornes du gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG), nous allons montrer que le bruit de G-R est présent sur une large plage de température et de fréquence. Et grâce à la détermination des fréquences de coupure, nous allons accéder aux paramètres cités ci-dessus (l'énergie d'activation et la section efficace) grâce à un diagramme d'Arrhenius présentant la fréquence de coupure (ou la constante de temps qui lui correspond) en fonction de la température. Cette procédure va permettre l'identification de six pièges.

Avant de présenter les résultats, nous allons rappeler, dans le paragraphe qui suit, le rôle joué par la présence du bruit de G-R dans les matériaux semiconducteurs. Puis nous présentons certains de nos résultats et après extraction de E_a et σ_s , nous proposons des pièges sur la base des données de la littérature.

IV.2. EN CAS DE PRESENCE DE BRUIT DE G-R

De nombreuses études expérimentales sur le bruit électrique dans les composants à semiconducteurs ont permis de mettre en évidence une dépendance directe entre l'apparition du bruit, plus particulièrement le bruit de G-R, et certains paramètres externes (température et tension de polarisation) et même des paramètres internes du matériau (en particulier, les défauts et impuretés)[Vandamme'94][Jones'94][Vaitneia'98][deMurcia'99][Mohammadi'00][Rumyantsev'02][Jones'02][Arnaboldia'04][Khilil'05.2]. Ces défauts et impuretés peuvent être identifiés par leur sections de capture et leurs énergies d'activation par la méthode d'analyse du bruit de G-R [Vandamme'94][Jones'94][de Murcia'99][Haddab'99][Rumyantsev'03][Arnaboldia'04]. C'est pourquoi, la mesure du bruit basse fréquence peut être utilisée non seulement pour déterminer les paramètres de bruit minimal pour les appareils et composants semiconducteurs, mais également pour l'identification de l'hétérogénéité et des défauts induits par le processus de croissance et de fabrication.

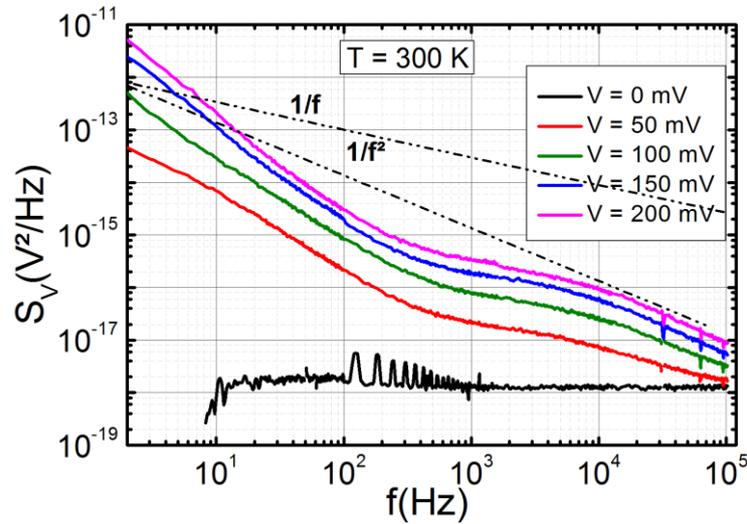
IV.3. CHOIX DE LA TENSION DE POLARISATION

On mesure le bruit total d'une hétérostructure épitaxiée AlGaAs/GaAs en fonction de la température (de 300 K à 4 K) et pour différentes tensions de polarisation (0, 50, 100, 150 and 200 mV), et on analyse spécialement le bruit de G-R pour des tensions de polarisation inférieures à 50 mV. Nous avons choisi cette plage de tensions parce que les caractéristiques courant - tension (I-V) effectuées sur nos échantillons montrent un comportement purement ohmique (une variation linéaire) à basse température pour des tensions de polarisation inférieures à 50 mV, et une saturation des courbes au-delà de cette tension. Une étude détaillée a été présentée dans le chapitre précédent pour expliquer cet effet de saturation du courant dont nous rappelons l'origine ; à savoir la saturation due à l'effet Gunn et à la forte augmentation de la mobilité des électrons en basse température [Khilil'05.3].

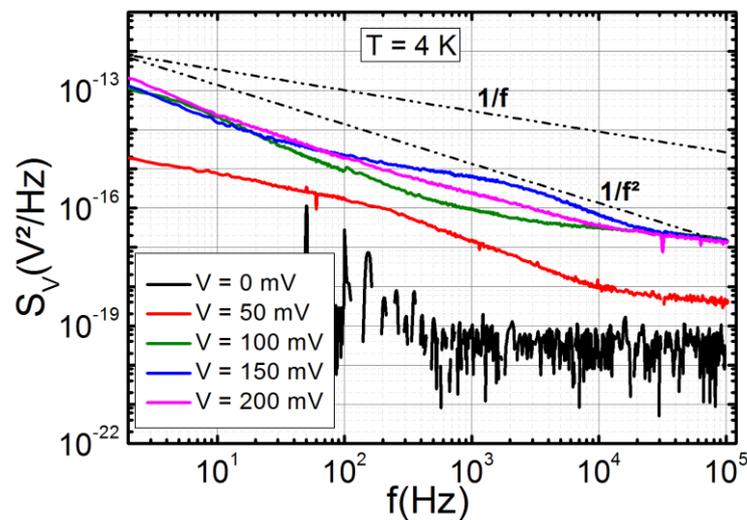
IV.4. EVALUATION DE LA CONTRIBUTION DU BRUIT DE G-R

La procédure de mesure de bruit en basse fréquence présentée dans le chapitre (III), nous a permis d'identifier les différentes contributions de bruit dans le spectre total en tension (bruit $1/f$, bruit thermique et bruit de G-R).

La décomposition du spectre total a montré des faibles valeurs (négligeables) du bruit thermique par rapport au bruit en excès (bruit en $1/f$ et bruit de G-R), ce qui est souvent le cas et ce qui a été montré ultérieurement [Khilil'05.2][Grassi'01][Chen'97]. D'autre part, le bruit en $1/f$ est présent uniquement à très basse fréquence quelque soit la température de mesure. Par contre, le bruit de G-R est présent dans une large gamme de fréquence (de 1 Hz à 100 kHz) et pour différentes valeurs de température [Chen'00][Chen'98].



(a)



(b)

Figures (IV. 1): Spectres de bruit typique mesuré à $T = 300$ K (a) et à $T = 4$ K (b) pour différentes tensions de polarisation [El Hdiy'10]

Les figures ci-dessus présentent des spectres du bruit total à différentes tensions de polarisation à la température ambiante et à $T = 4$ K. Comme nous l'avons décrit dans le chapitre précédent, l'évolution du spectre du bruit basse fréquence en fonction de la température n'est pas régulière. Ceci est compréhensible puisque les différentes contributions ($1/f$, G-R) y sont présentes selon leur intensité. En d'autres termes, bien que le bruit en $1/f$ domine à très basse fréquence, le bruit de G-R peut coexister à la fois à très basse fréquence et à basse température. Nous devons donc tenir compte, dans nos analyses et dans les décorrélations auxquelles on procède, de la présence de toutes les contributions afin d'identifier au mieux les différents bruit de G-R.

IV.5. IDENTIFICATION DES PIEGES

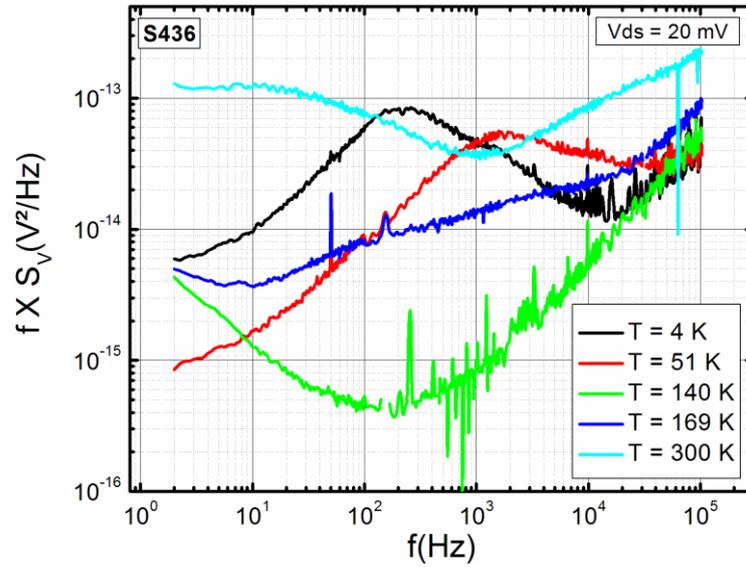
L'étude de bruit de G-R permet d'identifier les pièges responsables de ce type de bruit par l'extraction de leurs énergie thermique d'activation (E_a) et de leurs section efficace (σ_s) de capture [Haddab'99][Chen'00][Grassi'01][Khlil'05.2]. Pour cette raison, il faut déterminer au préalable les fréquences de coupure à partir du spectre de bruit total selon l'une de deux méthodes suivante :

IV.5.1. Détermination des fréquences de coupure

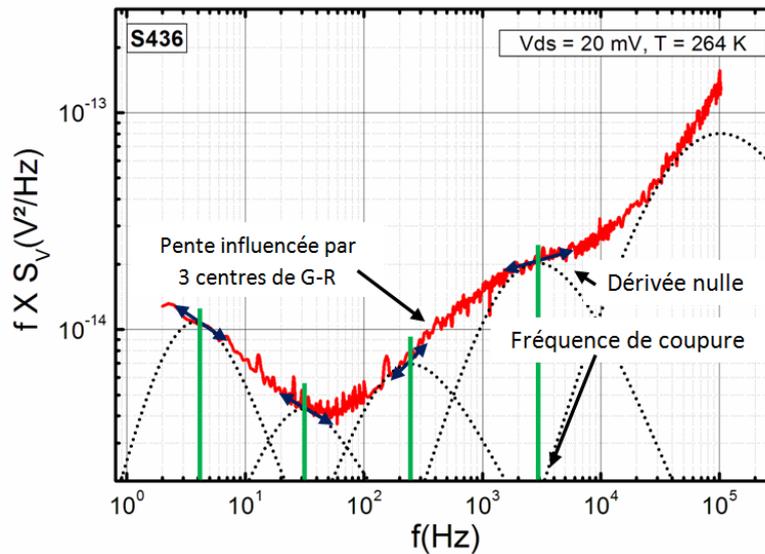
L'extraction des fréquences de coupure (f_c) est une tâche très importante vue leurs exploitations pour la détermination des énergies thermique d'activation et des sections efficaces des pièges. Deux méthodes peuvent être utilisées [Rupani'08][Mouetsi'10.1]:

IV.5.1.1. Méthode de la dérivée

Il est possible de faire apparaître les fréquences de coupure en traçant le produit ($f \times S_v$) en fonction de la fréquence comme le montrent les figures typiques suivantes :



(a)



(b)

Figures (IV. 2) Détermination des fréquences de coupure par la méthode $f \times S_v$
 [Mouetsi'09-2]

Les pics (où les dérivées du spectre total sont nulles), correspondent aux fréquences de coupure. Le produit (bruit en $1/f$) $\times f$ est présenté théoriquement (pourvu que γ soit proche de l'unité) par une droite parallèle à l'axe des fréquences. Cependant, cette méthode ne nous semble pas précise comme le montrent les figures (IV.2).

IV.5.1.2. Méthode itérative

Cette technique est basée sur l'ajustement des points expérimentaux du spectre de bruit total présentée précédemment (Chapitre III) par l'équation suivante:

$$S_v(f) = S_{1/f} + \sum_{i=1}^n S_{G-R} + S_{Th} = \frac{\alpha_H \times V_{ds}^2}{N \times f^\gamma} + \sum_{i=1}^n \frac{A_i \times \tau_i \times V_{ds}^2}{1 + (2\pi \times \tau_i \times f)^2} + S_{Th} \quad (IV. 1)$$

Après un certain nombre d'itérations, et selon le bon choix des paramètres initiaux, la convergence du spectre calculé nous donne tous les éléments de l'équation utilisée y compris les valeurs des fréquences de coupure :

$$f_{ci} = \frac{1}{2\pi \times \tau_i} \quad (IV. 2)$$

Cette méthode nous semble plus précise par rapport à la première, surtout lorsque certaines fréquences de coupures sont les unes des autres. De ce fait nous avons donc adopté la deuxième méthode [Mouetsi'09.2].

IV.5.2. Méthode d'identification des pièges responsables du bruit de G-R

Les pièges sont souvent indésirables car leur impact sur la conduction d'un composant est néfaste et difficile à évaluer en raison de leur cinétique d'émission et de capture des porteurs libres. Ils modifient de façon plus ou moins importante les propriétés de conduction dans les semiconducteurs [de Murcia'99][Chen'00] : par leur capacité à émettre ou capturer les porteurs libres, ils peuvent compenser les niveaux donneurs ou accepteurs introduits intentionnellement et donc réduire la concentration de porteurs libres. Les niveaux profonds peuvent interagir avec les porteurs des deux bandes, et ils sont classés selon leur état de charge à l'équilibre. Les accepteurs sont neutres quand ils sont vides et ils sont chargés négativement quand ils sont remplis. Les donneurs sont chargés positivement quand ils sont vides.

Considérons les pièges de type donneur dont le niveau d'énergie est situé dans la bande interdite du semiconducteur à une énergie (E_t) repérée par rapport au minimum de la bande de conduction. Le piège est dit profond si la condition suivante est vérifiée:

$$E_a = E_c - E_t \gg k_B T \quad (IV. 3)$$

Une définition analogue peut être établie pour un piège de type accepteur. Sous l'effet d'un apport d'énergie supérieur à (E_a), la probabilité d'activation des pièges augmente ; les porteurs libres sont transférés des états excités dans la bande de valence ou dans la bande de conduction le cas échéant. Un niveau vide peut aussi bien capturer un électron dans la bande de valence, qu'un niveau plein peut libérer un trou dans la bande de valence.

Les défauts localisés dans les cristaux, ainsi que la présence d'impuretés cristallines sont la cause des effets de pièges dans les composants semiconducteurs. Ces défauts sont classés en deux catégories :

- Défauts propres du cristal tels que les lacunes, c'est l'absence d'atomes dans les sites qui devraient les contenir,
- Les défauts interstitiels, c'est la présence d'un atome en dehors d'un nœud du réseau cristallin, et les anti-sites : un matériau contenant des atomes différents A et B, A peut occuper la place de B et inversement.

Selon les travaux de Shockley et Read [Shockley'52], la constante de temps τ_i ($= 1/f_i$) des pièges dépend de la température. Cette caractéristique thermique des pièges en fonction de la constante de temps, a permis aux d'autres chercheurs d'avoir une relation directe entre la constante de temps (τ) et les signatures des pièges (section efficace et énergie d'activation) selon l'équation suivante [Bosman'82][Chen'00][Grassi'01]:

$$\frac{1}{\tau} = \Gamma \times \sigma_s \times T^2 \times \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \quad (\text{IV. 4})$$

Γ : est une constante qui dépend du matériau.

Une méthode présentée par Lartigau et al. [Lartigau'07] permet d'identifier les défauts responsables de bruit de G-R en traçant $\ln(f_i/T^2)$ en fonction de $1000/T$. Les pentes des courbes d'Arrhenius à des températures différentes permettent d'extraire les valeurs d'énergie d'activation (E_a), et les intersections des courbes avec l'axe des ordonnées donnent les sections efficaces de capture (σ_s). Ainsi, les pièges sont identifiés.

IV.6. RESULTATS ET DISCUSSION

Pour extraire les deux paramètres conduisant à l'identification des pièges, nous avons tracé le diagramme d'Arrhenius présenté ci-dessus, comme le montre la figure suivante [El Hdiy'10]:

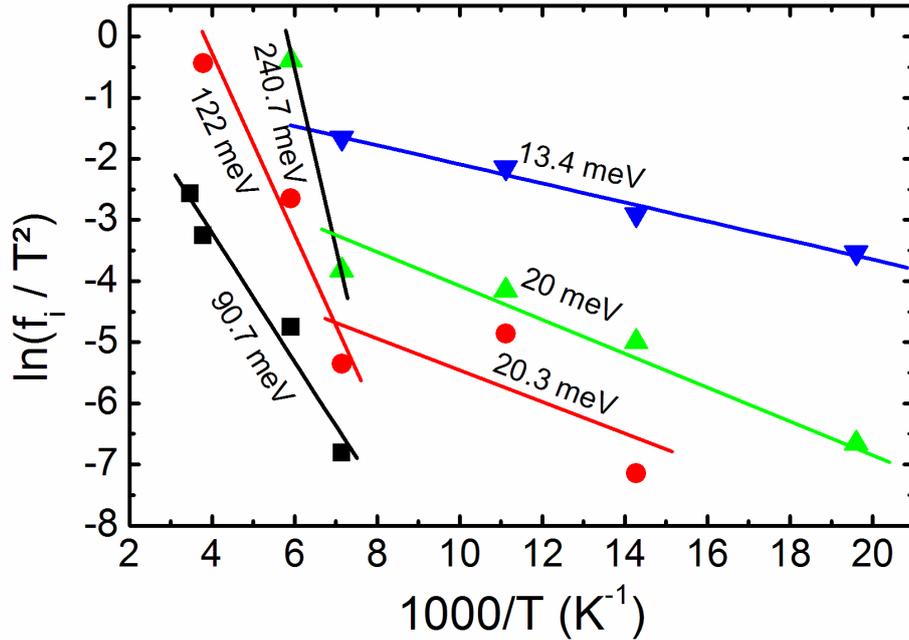


Figure (IV. 3) : Energies d'activation et section efficace des pièges trouvés par la méthode d'analyse de bruit de G-R [Mouetsi'10.1][Mouetsi'10.2][El Hdiy'10]

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau (IV. 1) ci-dessous. Les pièges (ou impuretés) identifiés portent les symboles *I1*, *I2*, *I3*, *I4*, *I5*, et *I6* [El Hdiy'10]:

Niveau de profondeur	E_a (meV)	σ_s (cm ²)
I1	90,7	$9,6 \times 10^{-20}$
I2	~122	$\sim 6 \times 10^{-18}$
I3	20,3	$1,4 \times 10^{-21}$
I4	240,7	$3,5 \times 10^{-13}$
I5	~20	$5,5 \times 10^{-21}$
I6	13,4	2×10^{-20}

Tableau (IV. 1) : Energies d'activation et sections efficaces de capture des pièges.

Les valeurs de l'énergie d'activation trouvées dans notre étude sont inférieures à celles correspondant aux centres DX (défauts inconnus ou complexes : formés par des atomes de silicium et des atomes du réseau AlGaAs), comme le résume la référence [Khli'05.2].

Sur la base de données de la littérature, nous suggérons quelques pièges qui pourraient être des candidats plausibles correspondant aux valeurs obtenues pour E_a et σ_s . Néanmoins, nous pouvons d'ores et déjà constater que pour les pièges *I1* et *I2*, nous n'avons pas trouvé de données correspondant à la fois aux valeurs des énergies d'activation et des sections efficaces de capture. Cependant, si on limite la comparaison à l'énergie d'activation, le piège *I1*, caractérisé par $E_a = 90,7$ meV (et $\sigma_s \approx 9,6 \times 10^{-20}$ cm²), semble être électriquement similaire au piège *P*1* caractérisé par $E_a = 91$ meV (et $\sigma_s = 1,7 \times 10^{-18}$ cm²) trouvé dans l'hétérostructure GaAs/Al_{0,78}Ga_{0,22}As contenant ~78% d'Al [Qurashi'07]. Par contre, les sections efficaces sont différentes. En outre, le piège *P*1* est décelé à basse température (~100 K), alors que dans nos échantillons, le piège *I1* apparaît pour des températures élevées. En plus la quantité d'aluminium (Al) est limitée à 19,6% dans nos échantillons. Nous pouvons constater que parmi les pièges cités dans le tableau (IV. 1), les pièges *I1* et *I2* pourraient être considérés comme deux états correspondant à un même piège selon la démarche suivante : *I1* avec $E_a = 90,7$ meV et $\sigma_s \approx 9,6 \times 10^{-20}$ cm² présenterait un état de charge neutre du défaut, alors que *I2*, avec $E_a = 122$ meV et $\sigma_s \approx 6 \times 10^{-18}$ cm², présenterait un état de charge négative du même défaut. Pour relier ces deux états à un défaut qui serait susceptible d'avoir ces caractéristiques, nous suggérons l'explication suivante : il s'agirait de la présence d'atomes de germanium (Ge) occupant des sites de galium (Ga). Ce processus viendrait de la diffusion du Ge dans la couche isolante de GaAs à proximité des électrodes au cours du chauffage de l'échantillon à 400 ° C. En effet, le rayon covalent de Ge (0,122 nm) est supérieur à celui de l'arsenic (As) (0,118 nm), mais plus petit que celui du Ga (0,126 nm). Dans ce cas, le Ge aurait tendance à occuper des sites du réseau de Ga. Cette hypothèse est supportée par le fait que plusieurs sites de Ga sont disponibles durant la croissance par épitaxie par jets moléculaires (MBE) et en plus ce type de croissance est riche en As.

Pour les pièges *I3*, *I5* et *I6*, nous constatons qu'ils sont détectés à basse température ($T < \sim 130$ K), ils sont caractérisés par de faibles sections efficaces de capture ($1,4 \times 10^{-21}$ cm² à 2×10^{-20} cm²) et aussi avec des énergies d'activation faibles (13,4 meV à 20,3 meV). Ces valeurs sont similaires à celles trouvées par Li et al. [Li'04] dans des dispositifs submicroniques de GaAs/AlGaAs à effet Hall. Li et al. ont suggéré que ces faibles valeurs de E_a et de σ_s sont dues à la présence d'un bruit de G-R causé par un échange de porteurs activé thermiquement entre le GaAs (puits) et les impuretés dopantes se trouvant dans la

couche d'AlGaAs et qui sont donc relativement éloignées du puits. Et c'est donc cet échange qui serait responsable du bruit.

Pour ce qui nous concerne, le gaz bidimensionnel étudié se trouve isolé de la couche dopante, puisque celle-ci se trouve sous forme d'une lame (δ -doping) séparée par une couche d'AlGaAs relativement épaisse. Par conséquent, le processus d'échange est peu probable, surtout à basse température. Nous considérons donc que ces pièges activés thermiquement se trouvent dans le puits quantique (dans le canal GaAs). Nous considérons également que ces impuretés se comportent comme des pièges neutres en raison de leurs faibles sections. D'autre part, nous pouvons constater que les pièges *I3* et *I5* pourraient décrire la même impureté (ou défaut) qui présenterait une distribution étroite, étant donné que leurs sections efficaces et leurs niveaux d'énergie sont comparables. Ce type de piège (*I3* ou *I5*) est similaire au piège *P1* cité par Qurashi et al. [Qurashi'07]

Le piège *I4* est caractérisé par son énergie d'activation qui vaut $E_a = 240,7$ meV et une section efficace $\sigma_s = 3,5 \times 10^{-13}$ cm². L'ordre de grandeur de la section efficace de ce type de piège, nous permet de le considérer comme étant un piège coulombien attractif. Il pourrait être similaire au piège *EL2* (250 meV) qui a été observé par la technique de spectroscopie transitoire des niveaux profonds (DLTS) [Tabib-Azar'89] et qui a été liée au piège antisite As_{Ga} [Look'90][Weber'03]. D'autres valeurs d'énergie associées au As_{Ga} ont été rapportées dans la littérature et qui sont de l'ordre de 0,54 à 0,81 eV [Yano'03] mais ne sont pas en accord avec nos valeurs. D'autre part, les antisites d'arsenic sont des donneurs dont le niveau d'énergie se trouve au milieu de la bande interdite du GaAs (censé être isolant) dont la bande interdite est égale à 1,43 eV. Sur cette base, le niveau d'énergie du piège *I4* ($E_a = 240,7$ meV) se trouve dans la partie supérieure de la bande interdite de GaAs et il agirait comme un piège coulombien attractif pour les électrons, et par conséquent il pourrait être associé à l'antisite As_{Ga}.

IV.7. CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre la méthode de caractérisation de bruit en basse fréquence d'une hétérostructure AlGaAs/GaAs/AlGaAs. L'étude a été réalisée à des températures différentes, allant de 300 K à 4 K en fonction des tensions de polarisation inférieure à 50 mV pour éviter des problèmes de saturation du courant à basse température.

Nous nous sommes intéressés essentiellement à l'analyse de bruit de génération - recombinaison (G-R) afin de d'identifier les pièges responsables de processus d'émission et de capture des porteurs. Cette analyse a permis de caractériser ces pièges responsables du bruit de G-R en déterminant leurs énergies d'activation et ses sections efficaces. Et pour identifier la nature physico-chimique des pièges trouvés, une étude comparative avec les données de la littérature a été présentée, et des pièges ont été proposés comme candidats plausibles à l'origine du bruit de G-R.

REFERENCES DU CHAPITRE IV

- [Arnaboldia'04] C. Arnaboldia, A. Fascillaa, M. W. Lundb, G. Pessinaa,
 "Temperature characterization of deep and shallow defect centers of
 low noise silicon JFETs"
 Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A 517, pp.
 313-336, 2004.
- [Bosman'82] G. Bosman, R. J. J. Zijlstra,
 "Generation-recombination noise in p-type silicon"
 Solid State Electronics, vol. 25(4), pp. 273-280, 1982.
- [Chen'00] Y. Chen, C. M. Van Vliet, G. L. larkins, Jr., and H. Morkoç,
 "Generation-recombination noise in nongated and gated
 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ TEGFETs in the range 1Hz to 1MHz"
 IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 47(11), pp. 2045-2053,
 November 2000.
- [Chen'97] X. Y. Chen, F. N. Hooge, M. R. Leys,
 "The temperature dependence of 1/f noise in InP"
 Solid-State Electronics, vol. 41(9), pp. 1269-1275, September 1997.
- [Chen'98] Y. Chen,
 "Investigation of generation – recombination noise and related
 processes in aluminium gallium arsenide TEGFET and Hall
 structures with quantum wells"
 Thèse de l'Université international de Florida, USA, Génie
 électrique. 1998.
- [de Murcia'99] M. de Murcia, F. Pascal, E. Richard,
 "Noise spectroscopy of deep levels in n^+nn^+ AlGaAs devices"
 IEE proceeding. pp. 247-250. 1999.
- [El Hdiy'10] A. El Hdiy and S. Mouetsi,
 "Identification of traps in an epitaxied AlGaAs/GaAs/AlGaAs
 quantum well structure"
 Journal of Applied Physics, vol. 108(3), pp. 034513-1, 2010.
 doi:10.1063/1.3460162.
- [Grassi'01] V. Grassi, C. F. Colombo, and D. V. Camin,
 "Low Frequency Noise versus Temperature Spectroscopy of
 Recently Designed Ge JFETs"
 IEEE Trans. Electron Devices, vol. 48(12), pp. 2899 - 2905, 2001.
- [Haddab'99] Y. Haddab , A. P. Friedrich, R. S. Popovic,
 "Observation of dopant–vacancy defects by low-frequency noise
 measurements in heavily doped n+/p+ silicon diodes"
 Solid-State Electronics, vol. 43(2), pp. 413-416, 1999.
- [Handel'75] P. H. Handel,
 "1/f Noise-An 'Infrared' Phenomenon"
 Phys. Rev. Lett., vol. 34(24), pp.1492-1495, 1975.

- [Handel'80] P. H. Handel,
 "Quantum approach to 1/f noise"
 Phys. Rev. A. vol. 22(2), pp. 745-757, 1980.
- [Handel'94] P. H. Handel,
 "Fundamental Quantum 1/f Noise in Small Semiconductor Devices"
 IEEE Trans. Electron Devices, ED-41, pp. 2023-2033, 1994.
- [Jones'94] B. K. Jones,
 "Low-Frequency Noise Spectroscopy"
 IEEE Trans. Electron Devices, vol. 41(11), pp. 2188 - 2197, 1994.
- [Jones'02] B. K. Jones,
 "Electrical noise as a reliability indicator in electronic devices and components"
 IEE Proc. Circuits Devices Syst., vol. 149(1), February 2002.
- [Khlil'05.2] R. Khlil, A. El Hdiy, and Y. Jin,
 "Deep levels and low-frequency noise in AlGaAs/GaAs heterostructures"
 J. Appl. Phys., vol. 98(9), pp. 093709.1-093709.4, 2005.
- [Khlil'05.3] R. Khlil, A. El Hdiy, A. Cavanna, F. Laruelle, and Y. Jin
 "An unusual nonlinearity in current-voltage curves of a bidimensional electron gas at low temperatures"
 J. Appl. Phys. 98(12), pp. 123701-123701(5), 2005.
- [Lartigau'07] I. Lartigau, J. M. Routoure, W. Guo, B. Cretu, R. Carin, A. Mercha, C. Claeys, and E. Simoen,
 "Low temperature noise spectroscopy of 0.1 μm partially depleted silicon on insulator metal-oxide-semiconductor field effect transistors"
 J. Appl. Phys., vol. 101(10), pp. 104511.1-104511.5, 2007.
- [Li'04] Y. Li, C. Ren, P. Xiong, S. von Molnár, Y. Ohno, and H. Ohno,
 "Modulation of Noise in Submicron GaAs/AlGaAs Hall Devices by Gating"
 Physical review letters, vol. 93(24), pp. 246602.1-246602.4, 2004.
- [Look'90] D. C. Look and D. C. Walters,
 "Anomalous Hall-effect results in low-temperature molecular-beam-epitaxial GaAs: Hopping in a dense EL2-like band"
 Phys. Rev. B, vol. 42(6), pp. 3578-3581, 1990.
- [Mohammadi'00] S. Mohammadi, D. Pavlidis, B. Bayraktaroglu,
 "Relation between low-frequency noise and long-term reliability of single AlGaAs/GaAs power HBTs"
 IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 47(4), pp. 677 - 686, April 2000.
- [Mouetsi'09.2] S. Mouetsi, A. El Hdiy, R. Khlil, Y. Jin and M. Bouchemat.
 "Temperature and voltage effects on the 1/f noise in a two-dimensional electron Gas"
 32nd International Convention MIPRO, Opatija, Adriatic Coast, Croatie. May 25-29, 2009.

- [Mouetsi'10.2] S. Mouetsi, A. El Hdiy, M. Bouchemat,
"Generation-recombination noise analysis in ungated HEMT structure to determinate the activation energy and capture cross-section of traps"
10^{ème} Conférence Internationale en Physique de la Matière Condensée et Physique Statistique,
25-26 mars 2010. Béni-Mellal, Maroc
- [Qurashi'07] U. S. Qurashi, N. A. Naz, M. N.Khan, N. Zafar, M. Z. Iqbal, P. Krispin, R. Hey,
"Deep levels in GaAs/Al_{0.78}Ga_{0.22}As heterostructures"
Physica B: Condensed Matter, vol. 401-402, pp. 266-269, December 2007.
- [Rumyantsev'02] S. L. Rumyantsev, N. Pala, M. S. Shur, R. Gaska, M. E. Levinshtein, P. A. Ivanov, M. Asif Khan, G. Simin, X. Hu and J. Yang,
"Concentration dependence of the $1/f$ noise in AlGaN/GaN heterostructure field effect transistors"
Semiconductor Science and Technology, vol. 17(5), pp. 476 - 479, Mai 2002.
- [Rumyantsev'03] S. L. Rumyantsev, Y. Deng, S. Shur, M. E. Levinshtein, M. Asif Khan, G. Simin, J. Yang, R. Gaska,
"On the low frequency noise mechanisms in GaN/AlGaN HFETs"
Semiconductor science and technology, vol. 18(6), pp. 589-593, 2003.
- [Shockley'52] W. Shockley and W. T. Read, Jr,
"Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons"
Phys. Rev., vol. 87(5), pp. 835-842, 1952.
- [Tabib-Azar'89] M. Tabib-Azar, F.Hajjar,
"Deep-level transient spectroscopy of Al_xGa_{1-x}As/GaAs using nondestructive acousto-electric voltage measurement"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 36(6), pp. 1189 - 1195, June 1989.
- [Vaitneia] J. F. Vaitneia, J. A. Canido, J. I. Izpura,
" $1/f$ noise in InGaAs/GaAs linear graded buffer layers"
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 45(6), pp. 1201 - 1206, June 1998.
- [Vandamme'94] L. K. J. Vandamme,
"Noise as a Diagnostic Tool for Quality and Reliability of Electronic Devices"
IEEE Trans. Electron Devices, vol. 41(11), pp. 2176-2187, 1994.
- [Van der Ziel'89] A. Van der Ziel, A. D. van Rheenen, and A. N. Birbas,
"Extensions of Handel's $1/f$ -noise equations and their semiclassical theory"
Phys. Rev. B, vol. 40(3), pp. 1806-1809, July 1989.

- [Yano'03] R. Yano, Y. Hirayama, S. Miyashita, N. Uesugi, and S. Uehara,
“Arsenic pressure dependence of carrier lifetime and annealing
dynamics for low-temperature grown GaAs studied by pump–probe
spectroscopy”
Journal of Applied Physics, vol. 94(6), pp. 3966-3971, 2003.
- [Weber'03] E. R. Weber,
“Understanding defects in semiconductors as key to advancing
device technology”
Physica B: Condensed Matter, vol. 340-342, pp. 1-14, December
2003.

Conclusion générale

CONCLUSION GENERALE

L'objectif de notre travail était d'étudier le bruit basse fréquence (BF) d'un gaz d'électrons bidimensionnel dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs/AlGaAs à modulation de dopage.

Dans la première partie de ce travail, les principaux types de bruit pouvant être rencontrés dans les composants à semi-conducteurs ont été décrits en essayant de préciser leurs origines et leurs comportements fréquentiels. Nous avons donné le formalisme mathématique qui permet de présenter les différentes sources existantes de bruit et plus particulièrement dans les transistors à effet de champ (TEC). Nous avons aussi expliqué dans le deuxième chapitre, les principaux avantages des hétérostructures à modulation de dopage par rapport aux transistors bipolaires classiques et aux transistors MESFETs. Nous avons rappelé les principales propriétés physiques et cristallines des composés III-V, et le processus de formation du gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG). Cette deuxième partie a été clôturée par une présentation générale des phénomènes parasites qui provoquent des anomalies remarquables sur les caractéristiques électriques des transistors à basse température.

La troisième partie a été dédiée à la présentation des échantillons utilisés dans notre travail. Une étude détaillée a été élaborée au niveau du laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN-CNRS/UPR20) de Marcoussis, et a permis une bonne connaissance des propriétés électriques des échantillons par des mesures I-V faites sur des structures TLM (Méthode de lignes de transmission), des croix de Hall et sur des transistors sans grille et dans une plage de température allant de 4 à 300 K. Des mesures de bruit ont été effectuées au LPN grâce au dispositif expérimental présenté dans la même partie, et notre travail consistait à les analyser. Les résultats expérimentaux ont permis l'étude de l'évolution de la densité spectrale de bruit total en fonction de la température et de la tension de polarisation. La décomposition du bruit basse fréquence total a mis en évidence trois principaux types de bruit dans nos échantillons : bruit thermique, bruit de génération-recombinaison (G-R) et bruit en $1/f$.

Le bruit thermique mesuré est trouvé négligeable par rapport au bruit en excès ($1/f$ et le bruit de G-R). Néanmoins, l'étude de variation du bruit thermique en fonction de la longueur du canal nous a permis de déduire le bruit généré par les deux contacts (drain et

source) et sur l'hypothèse qu'il n'y ait pas de corrélation entre le bruit thermique du canal et des contacts, nous avons pu calculer les résistances des contacts.

Étant donnée que notre travail vise le bruit basse fréquence, nous avons pu extraire les paramètres de Hooge (α_H : le facteur de Hooge et γ : l'exposant de la pente) expliquant le bruit en $1/f$ ainsi que leur variation en fonction de la température et de la tension de polarisation où nous avons mis à jour des résultats originaux et utiles pour les domaines d'utilisation de ce type de composant. Une étude approfondie de la contribution du bruit en $1/f$, a montré que la mobilité joue un rôle dominant. Cette suggestion a été proposée par le modèle de Hooge [Hooge'69.1][Hooge'81] et le modèle modifié de Handel qui a été proposé par Van der Ziel et al. [Handel'75][Handel'80][Van der Ziel'89] [Handel'94].

La dernière partie de notre travail a été consacrée à l'étude de bruit de génération-recombinaison (G-R) qui nous a permis d'identifier les défauts et impuretés présents dans nos échantillons par l'extraction de leurs énergies d'activation thermique (E_a) ainsi que leurs sections efficaces de capture (σ_s). Ces défauts et impuretés ont été proposés sur la base de données de la littérature. A l'exception d'une impureté que nous avons suggérée pour compléter notre analyse, et qui a été acceptée par les référés lors de la publication de notre dernier papier [El Hdiy'10].

Ce qui pourrait être considéré comme nécessitant plus d'analyse dans ce travail est l'évolution du bruit en $1/f$. En effet, celui-ci présente beaucoup de difficultés, et nous sommes conscient que l'application du modèle de Hooge [Hooge'69.1] et celui de Handel [Handel'75][Handel'80][Handel'94] ne fait que suggérer une réponse. En d'autres mots, nous avons suggéré que le bruit en $1/f$ est du '**essentiellement**' à la fluctuation de la mobilité, mais il est clair que la fluctuation de la densité pourrait y contribuer même si cette contribution reste très faible. La preuve en est que le facteur 2 que nous devons trouver dans la représentation graphique logarithmique du coefficient α_H en fonction de la mobilité, n'est pas exactement égal à 2.

La présence de défauts dans un gaz d'électrons bidimensionnel (dans le canal), révélée par l'analyse du bruit de génération - recombinaison montre que probablement la procédure d'élaboration des contacts doit être re-étudiée. En effet, il s'avère que la diffusion d'éléments tels que le gallium (Ga) va au-delà des contacts. Ce qui compromet le comportement électrique du contact à basse température.

Annexes

1. Abdelillah El Hdiy and Souheil Mouetsi,
“Identification of traps in an epitaxied AlGaAs/GaAs/AlGaAs quantum well structure”
Journal of Applied Physics, vol. 108(3), pp. 034513-1, 2010. doi:10.1063/1.3460162.
2. S. Mouetsi, A. El Hdiy, M. Bouchemat,
“The $1/f$ noise in a Two-Dimensional Electron Gas: Temperature and Electric Field Considerations”
Journal of Electronics and Electrical Engineering, ISSN 1392–1215, 2009. No. 4(92). Indexed in SCI-E
3. S. Mouetsi, A. El Hdiy, M. Bouchemat,
“Generation-recombination noise analysis in ungated HEMT structure to determinate the activation energy and capture cross- section of traps”
10^{ème} Conférence Internationale en Physique de la Matière Condensée et Physique Statistique, 25-26 mars 2010. Béni-Mellal, Maroc.
4. S. Mouetsi, A. El Hdiy,
“Using low frequency noise method to characterize an AlGaAs/GaAs high electron mobility heterostructure”
5th International Conference On Design & Technology of Integrated Systems in Nanoscale Era. 23-25, 2010 mars, Hammamet, Tunisie.
5. S. Mouetsi, A. El Hdiy, R. Khlil, Y. Jin and M. Bouchemat,
“Temperature and voltage effects on the $1/f$ noise in a two-dimensional electron Gas”
32nd International Convention MIPRO,

Identification of traps in an epitaxied AlGaAs/GaAs/AlGaAs quantum well structure

Abdelillah El Hdiy^{1,a)} and Souheil Mouetsi^{1,2}

¹Laboratoire de Microscopies et d'Etude de Nanostructures (EA 3799), Bat. 6, Case no 15, UFR Sciences, Université de Reims Champagne-Ardenne, Boîte postale 1039, 51687 Reims Cedex 2, France

²Département d'Electronique, LMI, Faculté des Sciences de l'Ingénieur, Université Mentouri de Constantine, Algeria

(Received 12 May 2010; accepted 5 June 2010; published online 10 August 2010)

An epitaxied AlGaAs/GaAs/AlGaAs heterostructure is studied by using the low frequency noise technique over a wide range of temperature from 300 K down to 4 K as a function of bias. Emphasis is placed on the generation—recombination noise because it is present on a wide range of temperature and frequency. Thermal activation energies and capture cross sections of traps responsible for this kind of noise are extracted from an arrhenius plot. Six kinds of traps have been identified and their electrical nature has been suggested. © 2010 American Institute of Physics. [doi:10.1063/1.3460162]

I. INTRODUCTION

The present study reports the use of the low frequency noise technique to investigate an epitaxied AlGaAs/GaAs/AlGaAs heterostructure which will be assigned to the elaboration of high mobility electron transistors (HEMTs) intended to be used in cryogenic applications. We are interested on the generation-recombination (G-R) noise because it can be used to identify some physical parameters. Indeed, several studies on the electrical noise in semiconductor devices have reported strong relation between some parameters of material—in particular, the electrically active defects which it generally contains—and the presence of the G-R noise.^{1–10} Those defects and impurities can be identified by their capture cross sections and their activation energies by the use of the G-R noise analysis.^{1,2,4,8–11} So, the noise measurement can be used not only to determine the minimum noise parameters of the devices but also for the identification of heterogeneity and defects induced by the growth process and manufacturing.

In this work, we measure the total noise of an epitaxied AlGaAs/GaAs/AlGaAs heterostructure from 300 K down to 4 K and for different applied voltages (0, 50, 100, 150, and 200 mV), and we especially analyze the G-R noise at 50 mV. The choice of this bias voltage is linked to the fact that current-voltage curves show an Ohmic behavior and a linear variation at low temperature for bias voltages lower than 50 mV and a not linear variation for higher voltages. This effect has been previously studied and considered be linked to the strong increase in the electron mobility combined to the Gunn effect.¹² The G-R noise is present in a wide range of frequency (from 1 Hz to 100 kHz) and temperature.

II. SAMPLE ELABORATION

The sample used in this study was grown on a semi-insulating <100> GaAs substrate by molecular-beam epitaxy

(MBE). The AlGaAs/GaAs/AlGaAs heterostructure consists of a 10 nm GaAs cap layer, a 15 nm Al_xGa_{1-x}As layer ($x = 19.6\%$) followed by a delta doping layer Si (δ -doping) with a density of $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, an Al_xGa_{1-x}As layer of 35 nm thick ($x = 19.6\%$) with a Si δ -doping density of 10^{12} cm^{-2} , an Al_xGa_{1-x}As spacer layer of 40 nm, followed by a GaAs well of 20 nm, and an Al_xGa_{1-x}As ($x = 19.6\%$) layer. Different lengths L have been defined by the e-beam JBX-5DII nanolithography writer system. The general lithographic steps were: the AlGaAs/GaAs wafer was first spun on a poly-methyl methacrylate resist and baked at 170 °C; then it was exposed by the electron beam with a dose of about $400 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ and developed in methyl isobutyl ketone-isopropyl alcohol. The device was realized as follows: first, the active two-dimensional electron gas (2DEG) area was defined by mesa with a chemical wet etching in H₂O₂:H₃PO₄:H₂O, then Ohmic contacts for the source and the drain were obtained by the Au/Ge eutectic alloy as following: the electrodes were made by evaporation of Ni on the GaAs layer followed by evaporation of Au/Ge eutectic. Two metallic layers of Ni and Al were then successively deposited. Finally, the samples were heated to about 400 °C to allow Ge to diffuse through GaAs. This diffusion reduces the created depletion layer under metallic contacts. The samples are similar to HEMTs but without control gate. Each sample is similar to a sheet resistance represented by a GaAs channel with a 2DEG. The dimensions of the sheet resistance are: length $L = 16, 11, 8, \text{ and } 7 \mu\text{m}$ and the width $W = 500 \mu\text{m}$. A schematic structure of the device is given in Fig. 1.

III. EXPERIMENTAL SETUP

The device under test (DUT) is inserted in the simplified experimental setup shown in Fig. 2 which was previously described in Refs. 10 and 12. The bias polarization is delivered by batteries in order to avoid the noise contribution of the power supply. The procedure used to extract the DUT noise is also described in Ref. 10. The measurements of

^{a)}Electronic mail: abdelillah.elhdiy@univ-reims.fr.

	GaAs (cap layer)	10 nm
Si δ -doping	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 19.6\%$)	15 nm
	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 19.6\%$)	35 nm
	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 19.6\%$)	40 nm
	GaAs (quantum well)	20 nm
	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 19.6\%$)	
	Insulating GaAs (substrate)	

FIG. 1. A schematic representation of the heterostructure.

spectral noise are performed at various temperatures from 300 K down to 4 K as a function of bias. The voltage noise is amplified by an EG&G 5004 low noise amplifier, which amplification is fixed to $G=10^3$, equivalent noise voltage of $0.8 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, and equivalent noise current of $92 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ at 1 kHz. Noise measurements are performed using a HP 35665A spectrum analyzer in the frequency range of 1 Hz–100 kHz. The sample is mounted on a sample holder located at the end of a cryogenic cane that can be directly put in a helium reservoir. The temperature is measured by a 330 lake shore controller. The sample is maintained at a long enough time ($\approx 10 \text{ min}$) at a given temperature before making each measurement in order to be sure that the thermodynamic equilibrium is reached. Indeed, preliminary measurements show that there is no change in the spectral noise when the sample is maintained at a given temperature for a time longer than 10 min. All measurements are made in the dark condition.

IV. RESULTS AND DISCUSSION

We measure all the low frequency noise contributions ($1/f$ noise, thermal noise, and G-R noise). We find that the thermal noise is usually dominated by $1/f$ and G-R noise as reported by Refs. 10, 11, 13, and 14. On the other hand, the $1/f$ noise is present only at very low frequency whatever the temperature as shown in Figs. 3 and 4, while the G-R noise is present at each frequency, but remains negligible at low frequency ($<100 \text{ Hz}$). Our aim is to study only the G-R

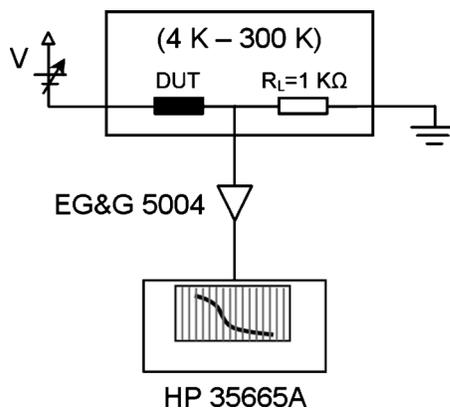


FIG. 2. A simplified experimental setup used to perform low frequency noise measurements. The bias voltage is delivered by batteries.

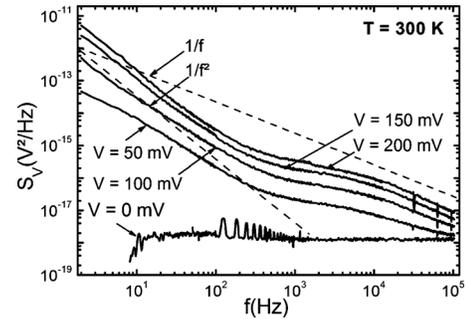


FIG. 3. Typical noise spectra measured 300 K for different applied voltages.

noise to identify traps contributing to its presence. It is well evident that the G-R noise is always present whatever the temperature and the frequency. The presence or appearance of this Lorentzian noise at low temperature can be explained as follows: the basic theory of $1/f$ noise explains the $1/f$ contribution as superposition of many Lorentzian (or G-R) events. At low temperature, only a discrete number of G-R contributions are visible. This underlines the fact that the noise associated to the presence of traps and interfaces (including electric contacts) in the device is always strongly temperature activated. Indeed, comparison between Figs. 3 and 4 shows that the noise level at 4 K is more or less two orders of magnitude lower than that the one at room temperature and agrees with the assumption suggesting that many of the events contributing at room temperature for the lowest frequencies disappear at 4 K lowering the total noise intensity.

To identify the traps, experimental noise data are fitted to extract the characteristic frequency (f_i) of each trap contributing to the G-R noise. We only analyze the spectra obtained for a bias voltage of 50 mV. According to the previous work of Shockley and Read,¹⁵ the time constant $\tau_i = 1/f_i$ of the trap giving origin to the G-R process, depends on the temperature. A method proposed in Ref. 16 allows identifying the defects responsible of G-R noise by plotting $\ln(f_i/T^2)$ versus $1000/T$. The thermal activation energy E_a which is defined as the energy of the trap measured from the GaAs conduction band and the capture cross section σ which is the effective area within which a carrier passes in order to be captured by a trap could be extracted. Both parameters lead to identification of the trap. As shown in Fig. 5, the trap activation energy is extracted from the slope of the Arrhenius plot. The

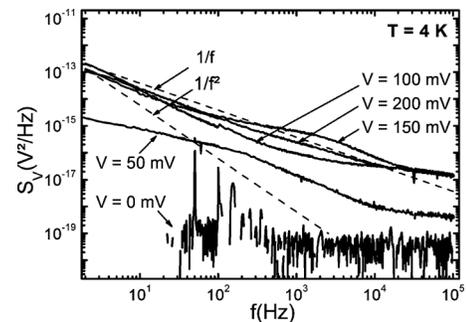


FIG. 4. Typical noise spectra performed at 4 K for the same bias voltages than Fig. 3.

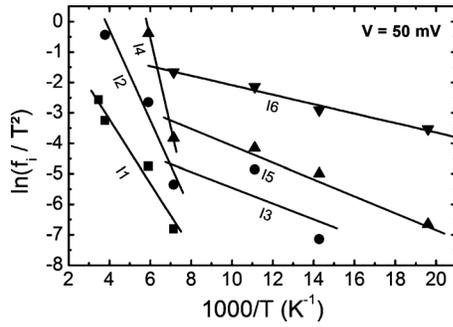


FIG. 5. Arrhenius plot of the corner frequency vs temperature to extract thermal activation energy and capture cross section of traps responsible of the G-R noise.

trap capture cross section is calculated from the intercept with the vertical axis. Values of E_a and σ allow identifying traps responsible of the G-R noise. Results are summarized in Table I and the identified traps (or impurities) are labeled I1, I2, I3, I4, I5, and I6. Note that E_a and σ corresponding to trap I3 are not fairly accurate and must carefully considered. The activation energy values found in this work are lower than those corresponding to DX centers (defect unknown/complex; ionic complexes formed by silicon atoms and the atoms of the AlGaAs network), as summarized in Ref. 10. In the following, we suggest some traps which would be considered as candidates in the basis of the literature data. For traps I1 and I2, we do not find corresponding data for both activation energy and capture cross section in the literature. However, if we limit the investigation to the activation energy, the trap I1, with $E_a=90.7$ meV (and $\sigma \approx 9.6 \times 10^{-20}$ cm²), seems to be electrically similar to the trap P*1 characterized by 91 meV and 1.7×10^{-18} cm² (Ref. 17) found in GaAs/Al_{0.78}Ga_{0.22}As. However, the capture cross sections are different. Moreover, P*1 occurred at low temperature (~ 100 K). In our samples, the Al proportion is limited to 19.6%, and I1 appears for high temperatures. We notice that among the present traps, I1 and I2 can be considered describing the same defect in two charge states; I1 with $E_a=90.7$ meV and $\sigma \approx 9.6 \times 10^{-20}$ cm² is a neutral charge state of the defect, while I2, with $E_a=122$ meV and $\sigma \approx 6 \times 10^{-18}$ cm², is a negative charge state of the same defect. To suggest a physicochemical nature to this defect, we assume that it is related to the presence of Ge which occupy Ga sites during diffusion in the insulating GaAs near the electrodes during heating the sample to 400 °C. Indeed, the covalent radius of Ge (0.122 nm) is larger than that of As

(0.118 nm) and smaller than Ga (0.126 nm). Therefore, Ge will tend to occupy Ga lattice sites. The tendency of Ge to occupy Ga sites is further supported by the fact that more Ga sites are available since MBE is an arsenic-rich growth process.

For I3, I5, and I6, we note that they are detected at low temperature ($T < \sim 130$ K) and are characterized by weak cross-sections (1.4×10^{-21} cm² to 10^{-19} cm²) and weak energies (13.4 to 20.3 meV). These values are similar to those found by Li *et al.*¹⁸ in submicron GaAs/AlGaAs Hall devices. Li *et al.* suggested that the thermally activated switching processes related to remote impurities (in n-AlGaAs) were responsible for the noise behavior. Since the present 2DEG system is isolated from the δ -doping impurities, we consider that these low thermal activated traps are in the GaAs quantum well. We also consider that these impurities act as neutral traps because of their weak cross-sections. On the other hand, traps I3 and I5 could describe the same impurity or defect which would present a narrow distribution, since their cross-sections and their energy levels are comparable. This trap (I3 or I5) is similar to the trap P1 quoted in Ref. 17. The trap I4 is characterized by the activation energy of $E_a=240.7$ meV and by $\sigma=3.5 \times 10^{-13}$ cm². The value of its capture cross section suggests that it is a very Coulomb attractive trap. It could be similar to trap EL2 (250 meV) which was observed by the deep level transient spectroscopy technique¹⁹ and which was related to As_{Ga} antisite defects.²⁰ Other energy values associated to the As_{Ga} are reported in the literature which are in the range of 0.54–0.81,^{21,22} values which are not consistent with the present value. On the other hand, the arsenic antisites are midgap donors in the insulating GaAs whose band gap is equal to 1.43 eV. So the energy level of the trap I4 ($E_a=240.7$ meV) is in the upper part of the GaAs band gap and in this case, it is a Coulomb attractive trap for electrons and can be easily related to the As_{Ga} antisite.

V. CONCLUSION

In a summary, an epitaxied AlGaAs/GaAs/AlGaAs heterostructure has been characterized through the low frequency noise method. The study was made at various temperatures, ranging from 300 K down to 4 K as a function of bias. The dominating noise, namely, the G-R noise has been analyzed and traps responsible for capture and emission of carriers contributing to this noise were characterized by their activation energies and cross-sections. Comparison of these parameters with data of the literature allowed identification of the traps.

TABLE I. Thermal activation energy and capture cross section of traps responsible of the capture/emission process in the G-R noise.

Deep level	E_a (meV)	σ (cm ²)
I1	90.7	9.6×10^{-20}
I2	~ 122	$\sim 6 \times 10^{-18}$
I3	20.3	1.4×10^{-21}
I4	240.7	3.5×10^{-13}
I5	~ 20	5.5×10^{-21}
I6	13.4	2×10^{-20}

¹L. K. J. Vandamme, *IEEE Trans. Electron Devices* **41**, 2176 (1994).

²B. K. Jones, *IEEE Trans. Electron Devices* **41**, 2188 (1994).

³J. F. Valtueña, J. A. Garrido, and J. I. Izpura, *IEEE Trans. Electron Devices* **45**, 1201 (1998).

⁴V. P. Kunets, R. Pomraenke, J. Dobbert, H. Kissel, U. Müller, H. Kostial, E. Wiebicke, G. G. Tarasov, Y. I. Mazur, and W. T. Masselink, *IEEE Sens. J.* **5**, 883 (2005).

⁵S. Mohammadi, D. Pavlidis, and B. Bayraktaroglu, *IEEE Trans. Electron Devices* **47**, 677 (2000).

⁶S. L. Rumyantsev, N. Pala, M. S. Shur, R. Gaska, M. E. Levinstein, P. A. Ivano, M. A. Khan, G. Simin, X. Hu, and J. Yang, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 476 (2002).

- ⁷B. K. Jones, *IEE Proc.: Circuits Devices Syst.* **149**, 13 (2002).
- ⁸S. L. Romyantsev, Y. Deng, S. Shur, M. E. Levinshtein, M. A. Khan, G. Simin, J. Yang, X. Hu, and R. Gaska, *Semicond. Sci. Technol.* **18**, 589 (2003).
- ⁹C. Arnaboldia, A. Fascillaa, M. W. Lundb, and G. Pessinaa, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **517**, 313 (2004).
- ¹⁰R. Khilil, A. El Hdiy, and Y. Jin, *J. Appl. Phys.* **98**, 093709 (2005).
- ¹¹Y. Haddab, A. P. Friedrich, and R. S. Popovic, *Solid-State Electron.* **43**, 413 (1999).
- ¹²R. Khilil, A. El Hdiy, A. Cavanna, F. Laruelle, and Y. Jin, *J. Appl. Phys.* **98**, 123701 (2005).
- ¹³V. Grassi, C. F. Colombo, and D. V. Camin, *IEEE Trans. Electron Devices* **48**, 2899 (2001).
- ¹⁴X. Y. Chen, P. M. Koenraad, F. N. Hooge, and J. H. Wolter, *Phys. Rev. B* **55**, 5290 (1997).
- ¹⁵W. Shockley and W. Read, *Phys. Rev.* **87**, 835 (1952).
- ¹⁶I. Lartigau, J. M. Routoure, W. Guo, B. Cretu, R. Carin, A. Mercha, C. Claeys, and E. Simoen, *J. Appl. Phys.* **101**, 104511 (2007).
- ¹⁷S. U. Qurashi, N. A. Naz, M. N. Khan, N. Zafar, M. Z. Iqbal, P. Krispin, and R. Hey, *Physica B* **401–402**, 266 (2007).
- ¹⁸Y. Li, C. Ren, P. Xiong, S. Von Molnar, Y. Ohno, and H. Ohno, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 246602 (2004).
- ¹⁹M. Tabib-Azar and F. Hajjar, *IEEE Trans. Electron Devices* **36**, 1189 (1989).
- ²⁰E. R. Weber, *Physica B* **340–342**, 1 (2003).
- ²¹D. C. Look, D. C. Walters, M. O. Manasreh, J. R. Sizelove, C. E. Stutz, and K. R. Evans, *Phys. Rev. B* **42**, 3578 (1990).
- ²²R. Yano, Y. Hirayama, S. Miyashita, N. Uesugi, and S. Uehara, *J. Appl. Phys.* **94**, 3966 (2003).

energy density functional. Our work relates directly to recent experimental work on III-phosphide compounds. The ground-state properties such as lattice parameter, bulk modulus and its pressure derivative as well as the structural phase stability. Along with previous work, we now have enough theoretical results to support a different systematics of the high-pressure phases of III-phosphide compounds.

T3-P13 Generation-recombination noise analysis in ungated HEMT structure to determine the thermal activation energy and capture cross-section of traps

S. Mouetsi^{1,2,3}, A. El Hdiy², M. Bouchemat³

¹ Département de génie électrique, FSSI, Université Ibn Khaldoun, Tيارت. Algérie.

² Laboratoire de Microscopies et d'Etude de Nanostructures (EA 3799), Université de Reims, Champagne-Ardenne, 51687 Reims Cedex 2, France.

³ Laboratoire de Microsystème et Instrumentation (LMI), Université Mentouri, Constantine. Algérie.
E-mail: souheil25m@yahoo.fr

Low frequency noise of ungated GaAs/AlGaAs two-dimensional electron gas (2 DEG) heterostructure grown by molecular beam epitaxy (MBE) was investigated over a wide range of temperatures from 4 K to 300 K. In the frequency range from 1 Hz to 100 KHz, noise power spectral densities (PSD) can be described as superposition of flicker noise, thermal noise and several generation-recombination (G-R) noise components. The temperature dependence of the (G-R) noise arising from the traps was used to deduce the thermal activation energies and cross sections. The present results are compared to those of the literature to identify the physico-chemical nature of traps responsible of the G-R noise.

Keywords: GaAs/AlGaAs, 2DEG, low frequency noise, g-r noise, activation energy, cross section, traps.

T3-P14 Comparative study of structural properties of semiconductor ternary alloys Cd_{1-x}Zn_xTe thin films prepared by hot wall evaporation and rf-sputtering deposition techniques

A. Arbaoui^{a*}, G.El hallani^a, M. Lohgmarti^a, N.Hassanaine^a, A.Mzerd^a, F.Miloua^b, N. Achargui^c and Y. Laaziz^d

^a LPM, Département de Physique, Faculté des Sciences de Rabat, Université Mohammed V-AGDAL, Maroc

^b Laboratoire d'Elaboration et de Caractérisation de Matériaux, Université Djillali Liabès, Sidi-Bel-Abbès, Algérie

^c Département de Physique, Faculté des Sciences et Techniques de Marrakech, Université Cadi Ayyad, Maroc

^d Département Télécoms & Electronique, Ecole Nationale des Sciences Appliquées - Tanger, Université Abdelmalek Essaadi, Maroc

The purpose of this work is to grow Cd_{1-x}Zn_xTe thin films of different compositions using either a hot wall evaporation and rf-sputtering techniques. The structural characterizations of films were determined by a standard XRD technique, energy dispersive analysis of X-rays (EDAX), scanning electron microscopy (SEM) and XPS analysis. The present work is directed to study and compare the structural properties of the ternary solid solution Cd_{1-x}Zn_xTe in thin film form prepared by the two techniques. It is found that there is a threshold value of concentration of zinc which affects the structure of the ternary Cd_{1-x}Zn_xTe. The role of the technique used for preparing the semiconductors films of the ternary Cd_{1-x}Zn_xTe is discussed. Correlation with our previous results and with the results obtained from calculations of phase diagram using an associated solution model is carried out for films prepared by the two techniques.

T3-P15 Optical characterization of reverse biased (In,Ga)N/(Al,Ga)N/GaN LEDs Grown on silicon carbide SiC

Haddou El Ghazi^(1,2), Ahmed Akouibaa⁽¹⁾, Tarik Akil⁽¹⁾, Anouar Jorio⁽¹⁾, Izeddine Zorkani⁽¹⁾

¹ Solid state physics laboratory, Faculty of sciences, Dhar El Mehrez, B.P 1796, Fes-Atlas, Morocco

² Mathématiques spéciales, CPGE Taza, Morocco

Email: hadghazi@gmail.com

The optical characterization of In_xGa_{1-x}N / Al_yGa_{1-y}N / GaN grown on silicon carbide SiC is reported in this work. Room temperature electroluminescence (EL) was obtained for reverse bias (27V ,350μ A) at 2.86eV (Blue luminescence) and at 1.98eV . At low temperature the yellow luminescence (YL) peaked at 2.16eV is also observed. The BL band is mostly given by electron-hole recombination in (In,Ga)N corresponding to the indium concentration equal to 15% (theoretically) and 13% (experimentally). The YL is more consistent with oxygen implication and can be explained by DAP transition in which (V_{Ga} -O_N)⁻ is involved.

Using low frequency noise method to characterize an AlGaAs/GaAs high electron mobility heterostructure

S. Mouetsi

1. Département de génie électrique, Faculté des sciences,
Université Ibn Khaldoun, Tiaret. Algérie.
2. LMI, Département d'Electronique,
Faculté des Sciences de l'Ingénieur,
Université Mentouri de Constantine, Algérie.
E-mail: souheil.mouetsi@univ-reims.fr

A. El Hdiy

Laboratoire de Microscopies et d'Etude de Nanostructures
(EA 3799),
Bat. 6, case n°15, UFR Sciences, Université de Reims,
Champagne-Ardenne, 51687 Reims Cedex 2, France.

Abstract—The low frequency noise (LFN) method was used to characterize a two-dimensional electron gas (2DEG) in a double AlGaAs/GaAs/AlGaAs heterojunction from room temperature to cryogenic one. Measurements on noise presented by the power spectral density (PSD) of drain voltage are analyzed as a function for different applied voltages and temperatures in the frequency range from 1 Hz to 100 kHz. PSD can be considered as a sum of different contributions (thermal noise, generation- recombination noise and 1/f noise). The experimental results of the thermal noise versus device length of the sample permitted us to estimate the contribution of the contact noise and the results showed the good quality of contacts. The generation recombination noise is studied and traps responsible for capture and emission of carriers are identified by their activation energy and capture cross-section.

I. INTRODUCTION

Noise is still considered as a hampering limitation of the device performance for electronic. However it is well accepted as a very sensitive measure of the quality and reliability of electronic devices [1-3]. Furthermore, conduction fluctuations often give information about the scattering process. It soon became clear that a better understanding of the most important failure mechanisms affecting electron devices and systems was required in order to improve their reliability. Among device characterization methods, the low frequency noise is usually used because it is a sensitive and non destructive reliability indicator [2, 3].

High electron mobility heterostructure is an important device for high speed, low noise applications in analog and digital circuits, especially for low temperature applications (e.g. bolometer). This is the reason why we are interested to the study of the low frequency noise at various temperatures and for different applied voltages.

The applied voltages were fixed at 0, 50 and 100 mV, and the temperature has been swept from 300 K down to 4 K. Furthermore, we extracted the corner frequencies from a generation-recombination (G-R) noise which has a thermal activated behavior whose activation energy was determined.

II. EXPERIMENTAL SETUP AND SAMPLE STRUCTURE

In our experiments, we used a sample (see Fig. 1) which was grown on a semi-insulating <100> GaAs substrate by molecular-beam epitaxy (MBE). The AlGaAs/GaAs heterostructure consists of a 10 nm GaAs (n+) cap layer, a 15 nm $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ layer ($x = 19.6\%$) followed by a delta doping layer Si δ -doping with a density of $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. An $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ layer of 35 nm thick ($x = 19.6\%$) with a Si δ -planar doping density of 10^{12} cm^{-2} , an $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ spacer layer of 40 nm, followed by a GaAs well of 20 nm, and an $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 19.6\%$) layer.

	n ⁺ GaAs (cap layer)	10 nm
	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 19.6\%$)	15 nm
Si δ -doping	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 19.6\%$)	35 nm
	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 19.6\%$)	40 nm
	GaAs (quantum well)	20 nm
	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 19.6\%$)	
	Insulating GaAs (substrate)	

Figure 1. A schematic representation of the studied structure.

To create electrical contacts, Ni was deposited by evaporation on the GaAs layer followed by evaporation of Au/Ge eutectic. Two metallic layers made of Ni and Al were then successively deposited.

Finally, the samples were heated to about 400 °C to allow Ge to diffuse through GaAs. This diffusion reduces the created depletion layer under metallic contacts. The experimental procedure is well described in [4]. The studied sample is similar to a sheet resistance represented by a GaAs channel with a two-dimensional electron gas (2DEG). In other word, the sample is similar to a HEMT (high electron mobility

transistor) without a control gate. The sample dimensions are: $L = 7, 8, 11, 16 \mu\text{m}$, and the width is $W = 500 \mu\text{m}$.

The low frequency noise measurement was made by a simplified experimental setup given in Fig. 2.

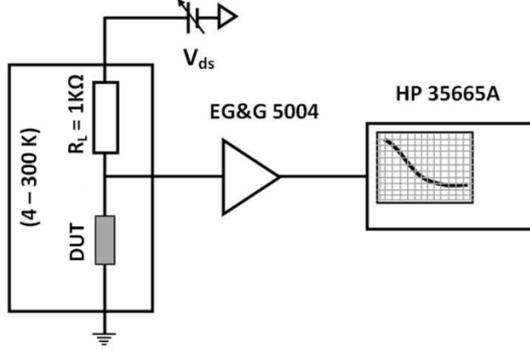


Figure 2. A Simplified experimental setup for the low frequency noise measurements.

This system is polarized by a DC bias fixed between 0 and 100 mV. The voltage noise is amplified by an EG&G 5004 low-frequency noise voltage amplifier, of which amplification is fixed to $G = 10^3$, equivalent noise voltage of the order of $0.8 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, and equivalent noise current of $92 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ at 1 kHz. Noise measurements are performed using a HP 35665A spectrum analyzer in the frequency range of 1 Hz - 100 kHz. The sample is mounted on a sample holder located at the end of a cryogenic cane that can be directly put in a helium reservoir. The temperature is measured by a 330 lake shore controller. The sample is maintained at a long enough time ($\approx 10 \text{ min}$) at a given temperature before making each measurement in order to be sure that the thermodynamic equilibrium is reached. All measurements are made in the dark condition.

III. RESULTS AND DISCUSSION

A. Applied voltage and temperature effect

We present in Fig. 3 the impact of the applied electric field taken at 0, 50 and 100 mV on the PSD ($S_v(f)$) measured at 300 K. In Fig. 4, we show the effect of temperature.

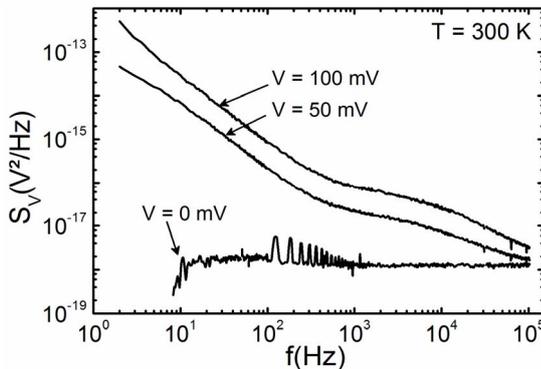


Figure 3. The noise spectral density for 0, 50 and 100 mV taken at 288 K.

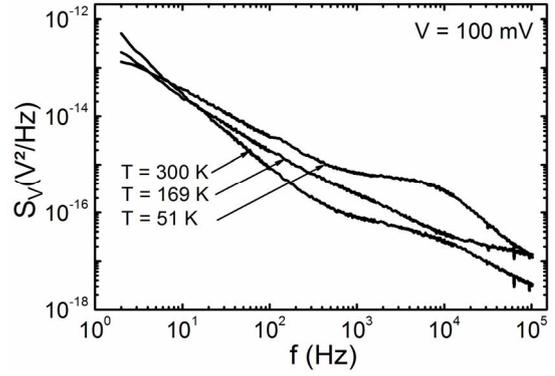


Figure 4. The noise spectral density taken at 4, 51 and 288 K for 100 mV.

The shape of spectra in Fig. 3 and 4, showing inverse dependence of the PSD as a function of frequency, allows us to predict existence of $1/f$ noise. Fluctuations at 0 mV in Fig. 3 confirms the presence of thermal noise, and bumps throughout the all frequency domain are due to the generation-recombination (G-R) noise. Noise in semiconductor is affected by various parameters such as conductivity, defects, temperature, doping concentration, and bias voltage. Indeed, in Fig. 3, the total noise increases with the applied voltage following the ohm's law as well known and as reported in the literature [5]. However, the temperature effect is not clear, especially at low frequency as shown in Fig. 4 and as reported in the literature [6, 7]. But, it is not easy to give a clear explanation of this variation. The reason is that the total PSD spectrum results from a combination of some noise contribution, especially different G-R noises and $1/f$ noise. Indeed, if the $1/f$ noise is present at each temperature, the G-R noise can occur sometimes at very low frequency [8, 9]. Indeed, when the temperature is reduced, the corner frequency of some existing G-R noises can be shifted to low frequencies [6, 8, 9]. One also expects appearance of a new G-R process at low temperature. This process comes from the fact that the Fermi level, situated above the bottom of the conduction band, approaches this bottom leading carrier exchange with occupied traps and generating other G-R noise.

B. Decomposition of the PSD spectrum

To understand the effect of each component of total noise, we fitted the experimental PSD spectra by [10]:

$$S_v(f) = \frac{\alpha_H \times V^2}{N \times f^\gamma} + \sum_{j=1}^n \frac{A_j \times \tau_j \times V^2}{1 + (2\pi \times \tau_j \times f)^2} + S_{th} \quad (1)$$

Where S_v is the voltage PSD noise, A_j is proportional to the variance of the fluctuating number of carriers, α_H is an empirical constant called Hooge parameter, V is an applied voltage, N ($= n_s \times L \times W$, where n_s is the 2DEG density) is the number of carriers in the sample and γ is a frequency exponent.

The second expression in the right of (1) represents S_{G-R} resulting from a sum of n distinct trap levels. At a given temperature, each trap level is characterized by a specific time constant (τ) [11]. So we get the decomposition shown in Fig. 5 in which we can observe: Thermal noise (S_{Th}), $1/f$ noise ($S_{1/f}$) and one or several G-R noise components (S_{G-R}).

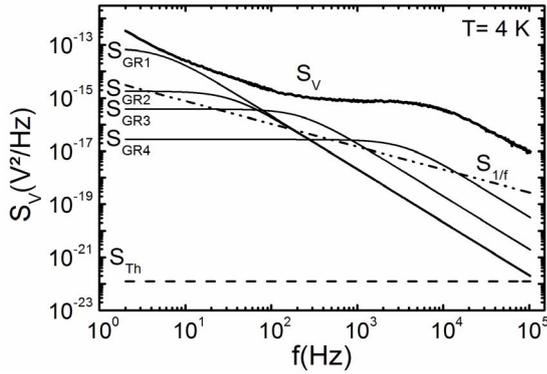


Figure 5. Decomposition of the PSD into $S_{1/f}$, S_{Th} and S_{G-R} noise's for $V = 50$ mV at $T = 4$ K

1) Thermal noise

The thermal noise is caused by random of current carriers. The spontaneous fluctuations across a resistor due to the Brownian motion of carriers have a white spectrum given by [4, 10]:

$$S_{Th} = 4 \times k_B \times T \times R_T \quad (2)$$

k_B is the Boltzmann constant, T is the absolute temperature, and R_T is the total resistance.

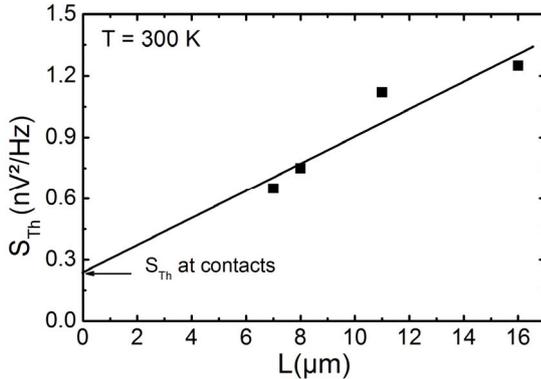


Figure 6. Measured thermal noise as a function of the length of the channel at 300 K for $V = 50$ mV.

Fig. 3 gives a typical example of the thermal noise measured at 300 K in the absence of any electric bias. The thermal noise is negligible in the experimental spectra ($\sim 1.25 \times 10^{-22}$ at 4 K and $\sim 1.54 \times 10^{-18}$ V^2/Hz at 300 K) as we can see in Fig. 3 and 5. This noise is usually dominated by the $1/f$ and G-R noises and it includes the contribution of the contacts and channel resistances. The total resistance (R_T) can be considered as the sum of the channel resistance (R_{ch}) and the contact resistance (R_c).

$$R_T = 2 \times R_{ch} + R_c \quad (3)$$

The contact resistance does not depend on the channel length (L). Its thermal noise value is given by the intersection of the extrapolation of the curve with the y axis as shown in Fig. 6.

At room temperature (300 K), and if there is no correlation between contact noise and channel noise the thermal noise due to the contacts is $\sim 2.3 \times 10^{-19}$ V^2/Hz corresponding to $R_c \sim 7$ Ω (we assume that both source and drain contacts are similar). This low value proves that the electrical contacts are very good at room temperature.

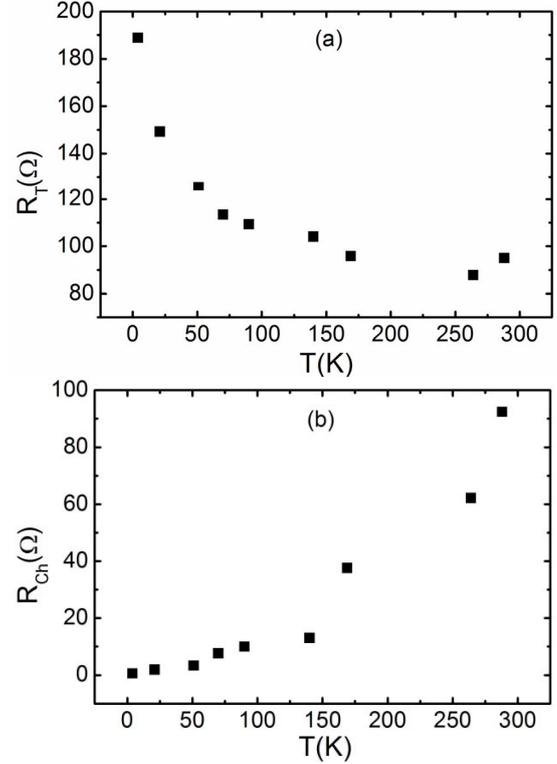


Figure 7 (a, b). The sample resistance variation as a function of the temperature.

In Figs. 7 (a) and (b), we give the variation of the total resistance and the channel resistance respectively. R_T increases while R_{ch} decreases when the temperature decreases. This indicates that the contact resistance increases resulting from degradation of the ohmic contacts in the Au/Ni/Ge structure constituting the electrodes. Since R_c is extracted from thermal noise, we can expect an increase of this noise. However, we note that S_{th} remains lower than the other noise contributions (G-R and $1/f$ noises). Let us note that other techniques like as four point method or TLM method can be made to measure the contact resistance. Here, we only show the one of various applications of the noise technique.

2) Generation-recombination noise

G-R noise can be used as a tool to characterize traps in the semiconductor. These traps, responsible for capture and emission of carriers, are described by their activation energy. For this, the use of (1) allows us to extract the corner frequency (f_c) or characteristic time constant τ ($=1/2\pi f_c$) of a G-R noise [12].

According the theory developed by various authors and summarized in [8], the characteristic time constant τ of trap giving origin to the generation-recombination process depends exponentially on the temperature.

$$\ln(T^2 \times \tau) \propto \left(\frac{\Delta E_a}{k_B \times T} \right) \quad (4)$$

This equation shows the correlation between the trap's thermal activation energy measured from the appropriate band edge ΔE_a and τ . By plotting $\ln(T^2 \times \tau)$ as a function of $1000/T$, the trap activation energy ΔE_a is extracted from the slope of Arrhenius plot.

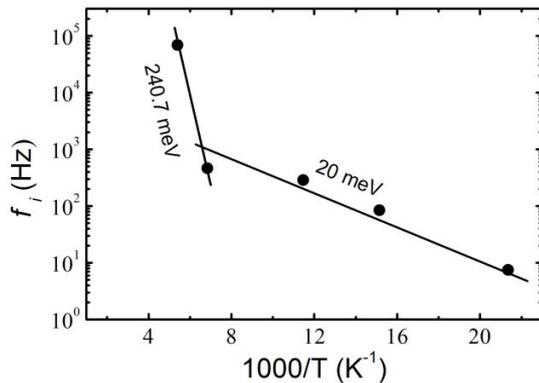


Figure 8. Typical Arrhenius plot of the corner frequency obtained from the G-R noise.

In Fig. 8, the typical example of Arrhenius plot gives the following information:

- Activation energy of ~ 20 meV at low temperature ($T < 130$ K) which is similar to the trap P1 [13] and to those found by Li et al. [14].
- For high temperature, we found an activation energy value equal to 240.7 meV. This value is similar to trap EL2 quoted in [15].

IV. CONCLUSION

We have measured the PSD noise as a function of frequency in a wide temperature range and for different applied voltages. The effect of the applied voltage was well evidenced. However, the temperature effect remains difficult to be elucidated. This was due to the appearance of new G-R noise and to the shift to low frequencies of the corner frequency of some existing G-R noises. We also studied the electric

resistance contact which shown to increase when the temperature decreases but its corresponding noise remains lower than G-R and $1/f$ noises. Traps responsible of G-R noise were identified by their thermal activation energy.

REFERENCES

- [1] Y. Haddad, A. P. Friedrich, R. S. Popovic, "Observation of dopant-vacancy defects by low-frequency noise measurements in heavily doped n+/p+ silicon diodes," *Solid-State Electronics*, vol. 43, issue 2, pp. 413-416, 1999.
- [2] C. Ciofi, B. Neri, "Low frequency noise measurements as a characterization tool for degradation phenomena in solid-state devices," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 33, n°21, pp. R199-R216, 2000.
- [3] B. K. Jones, "Electrical noise as a reliability indicator in electronic," *IEE Proc. Circuits Devices and Syst.*, vol. 149, n° 1, pp. 13-22, 2002.
- [4] R. Khilil, A. El Hdiy and Y. Jin, "Deep levels and low-frequency noise in AlGaAs/GaAs hétérostructures," *J. Appl. Phys.*, vol. 98, issue 9, pp. 093709.1-093709.4, 2005.
- [5] M. Tacano, M. Andoa, I. Shibusakib, S. Hashiguchic, J. Sikulad and T. Matsui, "Dependence of Hooge parameter of InAs heterostructure on temperature," *Microelec. Reliab.* vol. 40, pp. 1921-1924, 2000.
- [6] C. Delseny, F. Pascal, S. Jarrix, G. Lecocq, J. Dangla, C. D. chavallier, "Excess Noise in AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors and Associated TLM Test Structures," *IEEE Trans. Elect. Dev.* vol. 41, No. 11, pp. 2000-2005, 1994.
- [7] P. Dutta, P. M. Horn, "Low-frequency fluctuations in solids: $1/f$ noise," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 53, pp. 497-516, 1981.
- [8] V. Grassi, C. F. Colombo, and D. V. Camin, "Low Frequency Noise versus Temperature Spectroscopy of Recently Designed Ge JFETs," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 48, N° 12, pp. 2899-2905, 2001.
- [9] D. V. Camin, C. F. Colombo and V. Grassi, "Low frequency noise versus temperature spectroscopy of Ge JFETs, Si JFETs and Si MOSFETs," *J. Phys. IV*, vol. 94, pp. 3.37-3.44, 2002.
- [10] B. K. Jones, "Low-Frequency Noise Spectroscopy," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 41, N° 11, pp. 2188-2197, 1994.
- [11] L. K. J. Vandamme, "Noise as a Diagnostic Tool for Quality and Reliability of Electronic Devices," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 41, N° 11, pp. 2176-2187, 1994.
- [12] R. A. Rupani, S. Ghosh, X. Su, P. Bhattacharya, "Low frequency noise spectroscopy in InAs/GaAs resonant tunneling quantum dot infrared photodetectors," *Microelectronics Journal*, vol. 39, p. 307-313, 2008.
- [13] E. K. Kim, J. S. Park, J. S. Kim, I. K. Han and J.D. Song, "Electrical Characterization of GaAs/AlGaAs Multi-Quantum Wells for Quantum Cascade Laser," *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 45, pp. 5478-5480, 2006.
- [14] Y. LI, C. Ren, P. Xiong, V.M. Stephan, O. Yuzo, O. Hideo, "Modulation of Noise in Submicron GaAs/AlGaAs Hall Devices by Gating," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93(24), p. 246602-1, 2004.
- [15] E.R. Weber, "Understanding defects in semiconductors as key to advancing device technology", *Physica B*, vol. 340-42, pp. 1-14, 2003.

TEMPERATURE AND VOLTAGE EFFECTS ON THE $1/f$ NOISE IN A TWO-DIMENSIONAL ELECTRON GAS

S. Mouetsi^{1,3}, A. El Hdiy¹, R. Khilil¹, Y. Jin² and M. Bouchemat³

1. Laboratoire de Microscopies et d'Etude de Nanostructures (EA 3799),

Bat. 6, case n°15, UFR Sciences, Université de Reims, Champagne-Ardenne, 51687 Reims Cedex 2, France.

Phone: 00 33 326913223 E-mail: souheil.mouetsi@univ-reims.fr

2. Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN),

Centre National de la Recherche Scientifique /

Unité Propre de Recherche (CNRS/UPR20), Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France.

3. LMI, Département d'Electronique, Faculté des Sciences de l'Ingénieur, Université Mentouri de Constantine, Algérie.

Abstract - Low frequency noise characterization of AlGaAs/GaAs high electron mobility heterostructure has been performed to investigate the potential of two-dimensional electron gas application from room temperature to cryogenic one. The thermal, generation-recombination and $1/f$ noise contributions have been identified. The $1/f$ noise Hooge's parameters have been determined and analyzed. They decreased with the temperature despite of the presence of fluctuations which were attributed to deep levels and to the non uniformity of the trap distribution. By analyzing the data taken at different temperatures we have been able to determine the level of traps associated to generation-recombination noise.

I. INTRODUCTION

Low-frequency electrical noise is well accepted as a very sensitive measure of the quality and reliability of electronic devices [1, 2]. Furthermore, conduction fluctuations often provide information about the scattering process. It soon became clear that a better knowledge of the most important failure mechanisms affecting electron devices and systems was required in order to improve their reliability. In many semiconductor and semiconductor devices, fluctuations in $1/f$ or flicker noise dominate at low frequencies and it depends on the material, temperature, contact quality, surface treatment, mobility fluctuations and carrier concentration fluctuations. The influence of temperature and external electric field on the flicker noise observed in devices can be investigated to study the trapping/emission mechanisms [1 - 4].

In this work we are interested to the $1/f$ noise at very low frequency at various temperatures and for different applied voltages. The aim of these experiments is to extract Hooge's parameters α_H and γ and to explain the contribution of extrinsic parameters (temperature, applied voltage) effect on them. The dc applied voltages noted V were fixed at 0, 20, 50, 70 and 100 mV, and the temperature has been swept from 300 K down to 4 K. Furthermore, we extracted the corner frequencies from a generation-recombination (G-R) noise which has a thermal activated behaviour whose activation energy was determined.

II. EXPERIMENTS

The sample used in this study was grown on a semi-insulating $\langle 100 \rangle$ GaAs substrate by molecular-beam

epitaxy (MBE). The AlGaAs/GaAs heterostructure consists of a 10 nm GaAs cap layer, a 15 nm $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ layer ($x = 19.6\%$) followed by a delta doping layer Si δ -doping with a density of $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. An $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ layer of 35 nm thick ($x = 19.6\%$) with a Si δ -doping density of 10^{12} cm^{-2} , an $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ spacer layer of 40 nm, followed by a GaAs well of 20 nm, and an $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 19.6\%$) layer. To create electrical contacts, Ni was deposited by evaporation on the GaAs layer followed by evaporation of Au/Ge eutectic. Two metallic layers made of Ni and Al were then successively deposited. Finally the samples were warmed at about 400 °C to allow Ge to diffuse through GaAs. This diffusion reduces the created depletion layer under metallic contacts. The experimental procedure is well described in [5].

The studied sample is similar to a sheet resistance represented by a GaAs channel with a two-dimensional electron gas (2DEG). In other word, the sample is similar to a HEMT (high electron mobility transistor) without a control gate. The sample dimensions are: $L = 16 \mu\text{m}$, and the width $W = 500 \mu\text{m}$.

III. RESULTS AND DISCUSSION

In Fig. 1., we present a typical result showing the temperature dependence of noise spectral density as a function of frequency for an applied voltage of 100 mV.

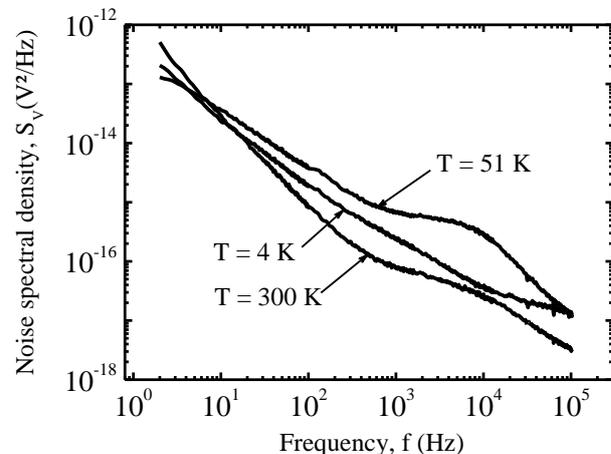


Fig. 1. The density noise spectrum for 4, 51 and 300 K taken for 100 mV.

The $1/f$ Noise in a Two-Dimensional Electron Gas: Temperature and Electric Field Considerations

S. Mouetsi, A. El Hdiy

Université de Reims, Champagne-Ardenne,

Laboratoire de Microscopies et d'Etude de Nanostructures (EA 3799), Bât. 6, case n°15, UFR Sciences, 51687 Reims Cedex 2, France, phone: +33 326913223, e-mail: souheil.mouetsi@univ-reims.fr

M. Bouchemat

LMI, Département d'Electronique, Faculté des Sciences de l'Ingénieur, Université Mentouri, Constantine, Algérie

Introduction

The principal operation of semiconductor devices is based on the motion of carriers in the conduction and valence bands. The presence of defects and impurities causes damages and large fluctuations in the electric conductivity via fluctuations in the carrier density [1] or in their mobility [3], or in the both [3–5]. For this reason, the control and the evaluation of the reliability of materials and devices are necessary in microelectronic and optoelectronic fields. Better knowledge of the most important failure mechanisms affecting electron devices and systems was required in order to improve their reliability. Experiments on many systems have shown that the noise level rises as a device degrades during its life, and also that a device which, immediately after manufacture, shows high levels of noise has a short life. Among device characterization methods, the low frequency noise is usually used because it is a sensitive and non destructive reliability indicator [6].

This paper is concerned with low frequency measurement of $1/f$ noise (i. e. with a frequency spectrum proportional to $1/f^\gamma$ with $0.8 < \gamma < 1.8$) made on an AlGaAs/GaAs structure which is similar to a HEMT (high electron mobility transistor) but without a control gate.

We report on the measurements of noise power spectral density (PSD) of the studied sample. Fitting curve decomposition of the total PSD gives different noise contributions: $1/f$ noise ($S_{1/f}$), generation - recombination noise (S_{G-R}) and thermal noise (S_{Th}).

We are essentially interested in the study of $1/f$ noise at various temperatures and for different applied voltages. That is why; we only study the variation of Hooge's parameters (α_H , γ) with temperature. Furthermore, we calculate the contact resistances from the thermal noise wherein allows us to get the values of the channel resistance and its variation with temperature.

Experiment Details

The sample used in this study was grown on a semi-

insulating $\langle 100 \rangle$ GaAs substrate by molecular-beam epitaxy (MBE). The AlGaAs/GaAs heterostructure consists of a 10 nm GaAs cap layer, a 15 nm $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ layer ($x = 19.6\%$) followed by a delta doping layer Si δ -doping with a density of $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. An $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ layer of 35 nm thick ($x=19.6\%$) with a Si δ -doping density of 10^{12} cm^{-2} , an $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ spacer layer of 40 nm, followed by a GaAs well of 20 nm, and an $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 19.6\%$) layer. A detailed description of the sample elaboration can be found elsewhere [7] and are presented in the table 1.

Table 1. Structure layer of low density heterojunction

Cap layer	GaAs	10 nm
Barrier	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 19.6\%$)	15 nm
δ -doping	SiAs	$8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
Barrier	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 19.6\%$)	35 nm
δ -doping	Si	10^{12} cm^{-2}
Spacer layer	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 19.6\%$)	40 nm
channel	GaAs	20 nm
	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 19.6\%$)	10 nm
Superlattice		250 nm
	GaAs	500 nm
	$\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$ ($y \sim 10\%$)	12 nm
	AlAs	10 nm
	GaAs	60 nm
Substrate	GaAs	45 nm

The plot electrodes were made by evaporation of Ni on the GaAs layer followed by evaporation of Au/Ge eutectic. Two metallic layers made of Ni and Al were then successively deposited. Lastly, the sample was warmed at about 400°C to allow Ge to diffuse through GaAs.

This diffusion reduces the created depletion layer under metallic contacts. The studied sample is similar to a sheet resistance represented by a GaAs channel with a two-dimensional electron gas (2DEG). In other word, the sample is similar to a HEMT without a control gate. The sample dimensions are: $L = 16 \mu\text{m}$, and the width $W = 500 \mu\text{m}$.

The low frequency noise of device under test (DUT)

is measured with the simplified experimental setup shown in Fig. 1.

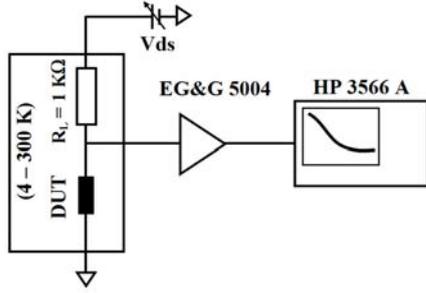


Fig. 1. A Simplified experimental setup for the low frequency noise measurements

This system is polarized by a dc bias fixed at a given value: 0 and 100 mV. The voltage noise is amplified by an EG&G 5004 low-frequency noise voltage amplifier, of which amplification is fixed to $G = 10^3$, equivalent noise voltage of the order of $0.8 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, and equivalent noise current of $92 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ at 1 kHz. Noise measurements are performed using a HP 35665A spectrum analyzer in the frequency range of 1 Hz–100 kHz. The sample is mounted on a sample holder located at the end of a cryogenic cane that can be directly put in a helium reservoir. The temperature is measured by a 330 lake shore controller. The sample is maintained at a long enough time ($\approx 10 \text{ min}$) at a given temperature before making each measurement in order to be sure that the thermodynamic equilibrium is reached. All measurements are made in the dark condition.

Experimental Results

The noise spectral density was measured at 51 and 264 K for 0 and 100 mV as shown in Fig. 2.

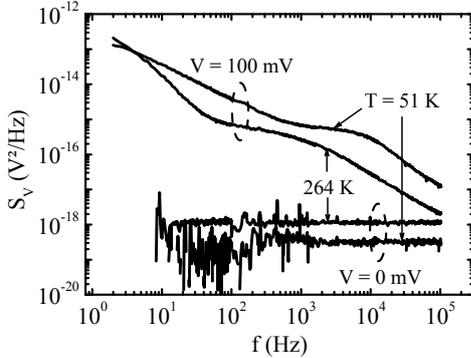


Fig. 2. Total noise spectra at 0 and 100 mV for 51 and 264 K

A sample spectrum, showing $1/f$ noise and other contributions, Noise in semiconductor is affected by various parameters such as conductivity, defect density, temperature, doping concentration, and bias voltage. However, when bias or temperature are varied, the semiconductor properties are no longer constant, why the value of the total noise increases with the applied voltage related through ohm's law as well known and as reported in the literature [8], but when the temperature is lowered, a shift of the cutoff frequencies towards lower values occurs, new levels appear [9]. However the sample spectrum according to variations of temperature was unexplained [10].

A typical decomposition of the power noise spectral density to different components is shown in Fig. 3 wherein we can observe: Thermal noise (S_{Th}), $1/f$ noise ($S_{1/f}$) and one or several G-R noise components (S_{G-R}).

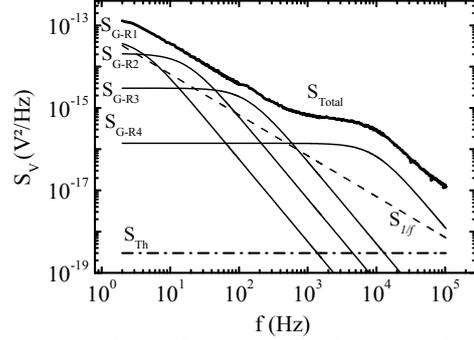


Fig. 3. Decomposition of the PSD into $S_{1/f}$, S_{Th} and S_{G-R} noise's at $V = 100 \text{ mV}$ for $T = 51 \text{ K}$

The results of Fig. 3 are obtained by fitting the experimental noise PSD data using the following equation:

$$S_v(f) = \frac{\alpha_H V^2}{N f^\gamma} + \sum_{j=1}^n \frac{A_j \tau_j V^2}{1 + (2\pi \tau_j f)^2} + S_{th}, \quad (1)$$

where S_v – the voltage noise power spectral density; A_j – proportional to the variance of the fluctuating number of charge carriers; α_H – an empirical constant (Hooge parameter); V – the applied voltage; N – the number of carriers in the sample; γ – the frequency exponent. The second term in the right of equation (1) represents S_{G-R} resulting from a sum of n distinct trap levels. At a given temperature, each trap level is characterized by a specific time constant (τ_j) [11].

As we mentioned above, we are interested essentially on the $1/f$ noise. And because the resistance varies with the inverse of mobility and charge, fluctuations in one of these two quantities generates $1/f$ noise. This has led to the two major principles on which most $1/f$ theories are based: carrier density fluctuation and mobility fluctuation modeling [1–5]. In that case the noise fluctuations in a given resistance are given by the Hooge empirical expression [1, 9–11]:

$$S_{1/f}(f) = \frac{\alpha_H V^2}{N f^\gamma}. \quad (2)$$

The Hooge parameter has been investigated as a measure of the $1/f$ noise amplitude, because it is possible to use it as a reliability characterization of a device.

Fig. 4. gives the variation of α_H and of γ as a function of the temperature at $V = 100 \text{ mV}$.

Evolution of the both Hooge's parameters is fluctuating as a function of temperature which they show a relative decrease with temperature as shown in Fig. 4. Our results are consistent with those of [8, 12] for α_H and for γ where it was shown that despite fluctuations, α_H and γ varies with temperature.

As we noted in the introduction that the low frequency electrical noise is well accepted as a very sensitive measure of the quality and reliability of electronic devices [8]. Thus the thermal noise could be used to

characterize the electric contacts, by extracting contact resistance values.

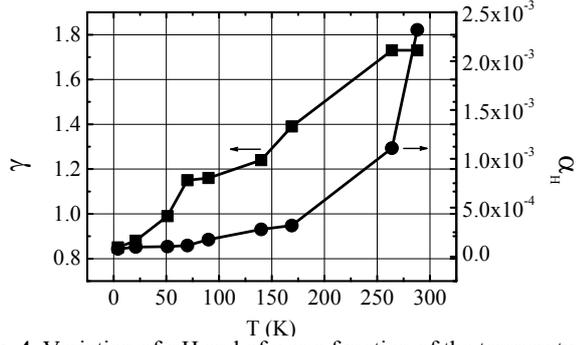


Fig. 4. Variation of α_H and of γ as a function of the temperature

The thermal noise is caused by random of current carriers. The spontaneous fluctuations in voltage across a resistor due to the Brownian motion of carriers have a white spectrum given by [13]:

$$S_{Th} = 4kTR_T, \quad (3)$$

where k_B – the Boltzmann constant; T – the temperature; R – the total resistance of the ohmic sample. Which the resistance R_T consists of two parts: contacts resistances (R_a) independent of sample length (L), and a channel resistance (R_c) related to the material and having an L dependency

$$R_T = 2 \times R_a + R_c. \quad (4)$$

In equation (1), the thermal noise is negligible in the experimental spectra as previously quoted in [7] ($\sim 1.3 \times 10^{-18} \text{ V}^2/\text{Hz}$ at $\sim 300 \text{ K}$ and $\sim 4.17 \times 10^{-20} \text{ V}^2/\text{Hz}$ at 4 K) and shown in Fig. 3. This noise is usually dominated by the $1/f$ and G-R noises [9] and it includes the contribution of the contacts resistance and the channel resistance (whose noise can be calculated from the channel conductivity; $R_C \propto \sigma^{-1} = (qn_s\mu)^{-1}$; where q is the electronic charge, n_s the surface density of the 2DEG in the channel and μ is its mobility).

The deduced total resistance at 300 K is $\sim 97 \Omega$ and at 4 K is $\sim 330 \Omega$. The variation of S_{Th} in equation (3) is approximately linear as a function of R_T measured in the absence of any electric bias. In another way S_{th} varies linearly with the length of the channel ($R = \rho L/W$, ρ is the resistivity), and this allows us to access to the thermal noise resulting from the contacts. The thermal noise due to the contacts is $\sim 10^{-20} \text{ V}^2/\text{Hz}$ and if there is no correlation, this gives $R_a \approx 0.36 \Omega$, where R_a is the contact resistance at the source or the drain (we assume that the both contacts are similar), which allows us to neglect the effect of the contacts on the noise. In addition, this proves that the electrical contacts are very good at room temperature. To verify the conduction behavior of the metallic electrodes, we present in Fig. 5 the total resistance R_T from the thermal noise S_{th} as a function of temperature and deduced the contact resistance ($2 \times R_a$) by subtracting the calculated channel resistance from R_T . R_T increases while the R_c decreases when decreasing the temperature.

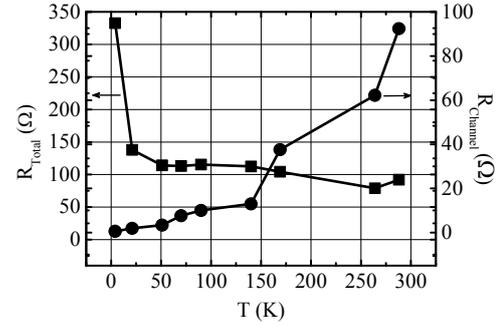


Fig. 5. The sample resistance (channel and total resistance) variation as a function of the temperature

This indicates that the contact resistance increases resulting from degradation of ohmic contacts in the Au/Ni/Ge structure constituting the electrodes.

Conclusion

In the present paper, we have studied the low frequency noise in the AlGaAs/GaAs heterostructure as a function of frequency in wide temperature range and for different applied voltages, the measured PSD shows that:

1. Different noise contributions exist in the total noise: $1/f$ noise ($S_{1/f}$), generation - recombination noise (S_{G-R}) and thermal noise (S_{Th}).
2. $1/f$ frequency and bias voltage dependence of PSD in the temperature range $4 - 300 \text{ K}$.
3. Dependence of the both Hooge's parameters (α_H, γ) on temperature.
4. Possibility to deduct the value of contacts resistances by studying the variation of thermal noise as a function of channel length.
5. A weak contribution of the contacts resistances in the total noise.

References

1. **Hooge F. N.** $1/f$ noise is no surface effect // Phys. Lett. A – 1969. – Vol. 29. – P. 139–140.
2. **Marin M., et al.** Low frequency noise characterization in $0.13 \mu\text{m}$ p-MOSFETs. Impact of scaled-down $0.25, 0.18$ and $0.13 \mu\text{m}$ technologies on $1/f$ noise // Microelect. Reliab. – 2004. – Vol. 44. – P. 1077–1085.
3. **McWhorter A. L.** $1/f$ noise and germanium surface properties // In Semiconductor Surface Physics, edited by R. H. Kingston, University of Pennsylvania, Philadelphia. – 1957. – P. 207–228.
4. **Mikoshiha H.** $1/f$ noise in n-channel silicon-gate MOS transistors // IEEE-Trans. Electron Dev. 29, 965 (1982).
5. **Van der Ziel A., Tong H.** Low frequency noise predicts when a transistor will fail // Electronics. – 1996. – Vol. 39. No. 24. – P. 95–97.
6. **Ciofi C., Neri B.** Low-frequency noise measurements as a characterization tool for degradation phenomena in solid-state devices // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2000. – Vol. 33. – P. R199–R216.
7. **Khilil R., El Hdiy A., Jin Y.** Deep levels and low-frequency noise in AlGaAs/GaAs heterostructures // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 98. – P. 093709-1–093709-4.
8. **Tacano M., et al.** Dependence of Hooge parameter of InAs heterostructure on temperature // Microelec. Reliab. – 2000. – Vol. 40. – P. 1921–1924.

9. **Delseny C., et al.** Excess Noise in AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors and Associated TLM Test Structures // IEEE Trans. Elect. Dev. – 1994. – Vol. 41. No. 11. – P. 2000–2005.
10. **Voss R. F., Clarke J.** Flicker ($1/f$) noise: Equilibrium temperature and resistance fluctuations // Phys. Rev. B. – 1976. – Vol. 13. – P. 556–573.
11. **Kar S., Raychaudhuri A. K.** Temperature and frequency dependence of flicker noise in degenerately doped *Si* single crystals // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2001. – Vol. 34. – P. 3197–3202.
12. **Berntgen J., et al.** Hooge parameter of InGaAs bulk material and InGaAs 2DEG quantum well structures based on InP substrates // Microelectronics Reliability. – 2000. – Vol. 40. – P. 1911–1914.
13. **Johnson J. B.** Thermal Agitation of Electricity in Conductors // Nature. – 1927. – Vol. 119. – P. 50–51.

Received 2009 02 15

S. Mouetsi, A. El Hdiy, M. Bouchemat. The $1/f$ Noise in a Two-Dimensional Electron Gas: Temperature and Electric Field Considerations // Electronics and Electrical Engineering. – Kaunas: Technologija, 2009. – No. 4(92). – P. 3–6.

A two-dimensional electron gas in an AlGaAs/GaAs heterostructure has been characterized by the low frequency noise method for various temperatures. Different contributions (thermal noise, generation – recombination noise and $1/f$ noise) have been identified. The $1/f$ noise has been extracted from the total noise and Hooge's parameters have been determined and analyzed on a function of temperature. The parameters showed a decrease with the temperature. Measurements of the thermal noise versus device length of the sample permitted us to estimate the contribution of the contact noise and the results showed the good quality of contacts. Ill. 5, bibl. 13 (in English; summaries in English, Russian and Lithuanian).

C. Моуетси, А. Ел Гди, М. Боухемат. $1/f$ шум в двумерном электронном газе: влияние температуры и электрического поля // Электроника и электротехника. – Каунас: Технология, 2009. – № 4(92). – С. 3–6.

Были исследованы характеристики низкочастотного шума двумерного электронного газа в AlGaAs/GaAs гетероструктурах при различных температурах. Установлены различные воздействия тепловых, рекомбинационных и $1/f$ шумов. Из общего шума выделены $1/f$ шумы и определены Нооге параметры, которые проанализированы при различных температурах. Установлено, что при уменьшении температуры шумы уменьшаются. Измерение теплового шума позволило отделить шумы контактов и подтвердить хорошее качество указанных контактов. Ил. 5, библи. 13 (на английском языке; рефераты на английском, русском и литовском яз.).

S. Mouetsi, A. El Hdiy, M. Bouchemat. Temperatūros ir elektrinio lauko įtaka $1/f$ triukšmui dvimatėse elektroninėse dujose // Elektronika ir elektrotechnika. – Kaunas: Technologija, 2009. – Nr. 4(92). – P. 3–6.

Žemojo dažnio triukšmo metodu apibūdintos dvimatės elektroninės dujos AlGaAs/GaAs heterostrukūrose esant įvairioms temperatūroms. Nustatyti skirtingi poveikiai (terminių triukšmų, rekombinacijos triukšmų ir $1/f$ triukšmo). $1/f$ triukšmas buvo išskirtas iš bendro triukšmo. Hooge parametrai, kurie buvo nustatyti ir išanalizuoti kaip temperatūros funkcija, mažėja mažėjant temperatūrai. Terminių triukšmų matavimo duomenys palyginti su pavyzdžio matavimo duomenimis. Gauti rezultatai parodė gerą kontaktų kokybę. Il. 5, bibl. 13 (anglų kalba; santraukos anglų, rusų ir lietuvių k.).

Résumé

Le travail présenté dans ce mémoire a pour objet la caractérisation d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans une hétérostructure AlGaAs/GaAs/AlGaAs par la méthode de bruit basse fréquence à des différentes tensions de polarisation et à différentes températures (4 - 300K).

Plusieurs sources de bruit contribuant au spectre total de bruit (bruit thermique, bruit de génération - recombinaison (G-R) et bruit en $1/f$) ont été identifiés. Grâce au bruit thermique, nous avons montré qu'il est possible d'accéder aux résistances de contact. L'analyse du bruit de G-R a permis d'identifier des défauts sources de ce type de bruit. Pour ce faire, il a fallu déterminer les énergies d'activation thermiques et les sections efficaces de capture caractérisant ces défauts. L'étude du bruit en $1/f$ a été faite de deux manières ; d'abord l'application du modèle de *Hooge* a permis de montrer que ce bruit est causé essentiellement par la fluctuation de la mobilité du réseau. Puis, l'application du modèle modifié de *Handel* a permis de renforcer la proposition de la fluctuation de la mobilité.

Mots clés: *AlGaAs/GaAs/AlGaAs, gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG), bruit basse fréquence, bruit de génération recombinaison, activation thermique bruit en $1/f$, modèle de Handel.*

Abstract

The study presented in this manuscript is devoted to characterize a two dimensional electron gaz (2DEG) in a AlGaAs/GaAs/AlGaAs heterostructure by using the low frequency noise technique. The study was made for different bias voltages and at different temperatures (4 - 300 K).

Several noise sources (thermal noise, generation-recombination noise (G-R) and $1/f$ noise) contributing to the total spectrum were identified. With thermal noise, we have shown that it was possible to access to the contact resistances. Analysis of the G-R noise has allowed identification of defects responsible of this noise. To do this, it was necessary to determine thermal activation energies and capture cross sections characterizing these defects. The study of $1/f$ noise was made in two ways: first, application of the *Hooge* model showed that this noise is mainly caused by the network mobility fluctuation. Then, applying the modified model of *Handel* has strengthened the proposal fluctuation of the mobility.

Key-words: *AlGaAs/GaAs/AlGaAs, two-dimensional electron gaz (2DEG), low frequency noise, generation-recombination noise, thermal activation, $1/f$ noise, Handel model*