

Présentée à l'École doctorale Sciences Exactes et Biologie

Pour obtenir le titre de :

Docteur de l'Université de Reims Champagne-Ardenne

Spécialité : Physique

Par

Rachid KHLIL

Étude d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs par des mesures courant-tension et bruit basses fréquences en température

Soutenue le 16 mai 2005 devant la commission d'examen :

Président :

F. DANNEVILLE, Professeur, IEMN, Lille

Rapporteurs :

R. BOUCHAKOUR, Professeur, École Polytechnique Universitaire de Marseille **M. VALENZA, Professeur,** Université de Montpellier II

Examinateurs :

R. PLANA, Professeur, Université de Toulouse

L. GIRAUDET, Professeur, UFR Sciences Exactes et Naturelles, Reims

Y. JIN, Chargé de Recherche, LPN/CNRS-UPR 20, Marcoussis

A. EL HDIY, Maître de Conférences, UFR Sciences Exactes et Naturelles, Reims

A mes parents : Hassan & Saida

A mon épouse : Kods

A mes frères : Kamal, Fatimazahra, Hicham, Simohamed et Abdelilah

A mes beaux parents : Hamid & Mimouna

A mes beaux frères et soeurs : Anasse, Youness & Dulce et Kabas

A ma famille :

KHLIL, MACHNOUA, BALLA, RAFIQ, MOULY, BENAJ, PETIT DIDIER, BEN ALI, ANWAKI, RAHILI, AGHARI, RACHDANI, SOUIDI, BECHCHAR, HAMADAT, WANTOUFI...

A mes amis :

Abderrahmane Rafiq, Rabiä, youssef, Simouhamed, Redouan, Djamal, Tristan, Abdelwahed, Abdellatif, Adil, Abdelilah, Anouar, Abdelhafid, Younnes, Omar, Tawfiq, M'hammed, Sofiane, Sami,...et tous mes amis (es) de la résidence Bures sur Yvette.

A tous ceux que j'aime

Remerciements

Cette thèse a été effectuée en collaboration entre le laboratoire de Microscopies et d'Étude de Nanostructures (LMEN/EA3799) faculté des sciences de Reims et le laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN-CNRS/UPR20). A ce titre, je souhaiterais remercier Messieurs Troyon directeur du laboratoire LMEN et J. E. Marzin directeur du LPN de m'avoir accueilli et m'avoir permis de travailler dans des conditions les plus favorables. Comme je voudrais sincèrement, remercier mon directeur de thèse (LMEN) A. El-Hdiy de la confiance qu'il m'accordée et de m'avoir conseillé et encadré tout au long de ces trois années. Ensuite pour sa disponibilité et son aide, qui se sont traduits par de franches et constructives critiques, que j'ai véritablement appréciées et sans lesquelles, certainement ce manuscrit ni le travail dont il découle n'auraient pu prendre leurs formes actuelles. Ainsi que Y. Jin codirecteur (LPN) de l'aide qui m'a qu'il m'a apportée pour mener à terme ce travail.

Je remercie Monsieur François Danneville, Professeur à l'Université de Lille d'avoir assuré la présidence du jury de thèse. Monsieur Mattéo Valenza, Professeur à l'Université de Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc et Monsieur Rachid Bouchakour, Professeur de l'École Polytechnique Universitaire de Marseille - Université de Provence d'une part, d'avoir accepté la délicate tâche d'être rapporteurs du présent travail, et d'autre part pour leurs conseils et critiques constructives. Merci à Monsieur Louis Giraudet, Professeur à l'Université de Reims et Monsieur Robert Plana, Professeur à l'Université de Toulouse d'avoir accepté d'être examinateurs de ce travail.

Cette thèse est aussi le fruit d'un travail de groupe, je souhaiterais remercier les quelques personnes qui y ont activement participé. Comme je souhaiterais aussi remercier tous les autres acteurs (des deux laboratoires) que j'ai côtoyés pendant ces trois années.

Enfin, je souhaiterais remercier mes compagnons de route les plus proches, avec lesquels j'ai partagé mon bureau et mon quotidien.

Mes parents, Comme je leurs dois tout, je crois qu'un merci dans son habit le plus simple suffirait. Depuis le début, ils ont toujours été là et sans eux je ne serais certainement pas là. Je voudrais les remercier pour tout.

Une pensée particulière à mon épouse, mes beaux parents pour leurs encouragements et leurs soutiens.

Table des matières

Table des matières	i
Liste des symboles	iv
Introduction générale	1
Chapitre I : Cryoélectronique : vers un préamplificateur cryogénique	

I.	Introduction	6
II.	Principe de fonctionnement des FETs	10
II.1.	Le JFET et le MESFET (modulation de la section du canal)	11
II.2.	Le MOSFET et le HEMT (modulation de la densité de porteurs)	12
II.3.	Contrôle linéaire de charge	14
II.4.	Contrôle non linéaire de charge	22
II.5.	Critère de basse fréquence	23
III.	Caractérisation par le bruit	23
III.1.	Différents types de bruit	25
III.2.	Les sources de bruit dans les transistors à effet de champ	28
III.3.	Le bruit basse fréquence dans différents transistors	30
IV.	Conclusion	36

Chapitre II : Description des échantillon

I.	Introduction	44
II.	Propriétés du GaAs et AlGaAs.	45
II.1.	Le composé GaAs.	45
II.2.	L'alliage AlGaAs.	46
III.	Notion sur le dopage (planaire et volumique)	49
IV.	Description succincte du contact ohmique	51
V.	Anomalies à basse température	52
VI.	Échantillons	54
VI.1.	Séries disponibles	55
VI.2.	Les différents motifs (TLM, Croix de Hall et Transistors sans grille)	57
VII.	Conclusion	61

I.	Introduction	65
II.	Résistivité du canal et résistance d'accès	66
II.1.	Influence de la géométrie	70
II.2.	Influence de la diffusion de l'alliage	74
II.3.	Influence de la structure en dentelles	75
III.	Résultats expérimentaux à la température ambiante	76
III.1.	Séries à densité moyenne : Mesure de la résistivité du canal et de la résistance d'accès	77
III.1.1	Effet de la direction cristalline	79
III.1.2	Détermination de la longueur de diffusion latérale	80
III.2.	Séries à faible densité : mesure de la résistivité du canal et de la résistance d'accès	84
IV.	Procédure de mesure en température.	85
IV.1.	Problèmes liés à la vitesse de refroidissement.	85
IV.2.	Comportement vis à vis des champs électriques forts et reproductibilité des mesures	86
IV.3.	Relaxation	87
IV.4.	Protocole de mesure	88
V.	Résultats à 4K.	89
V.1.	Séries à densité électronique moyenne : Résistivité et résistance d'accès	90
V.2.	Séries à faible densité électronique : Résistivité et résistance d'accès	91
VI.	Évolution en fonction de la température.	94
VI.1.	Paramètres donnés par la technique Van Der Pauw.	94
VI.2.	Résistivité et résistance d'accès	96
VI.3.	Saturation	98
VI.4.	Intérêt de la structure en dentelles	104
VII.	Conclusion	106
	Chapitre IV : Caractérisation d'un gaz bidimensionnel d'électrons par la technique de bruit	
т	Introduction	111

Chapitre III :	Contribution	n à l'étude	du transport	électronique
1			1	1

I .	Introduction	111
II.	Le bruit dans les transistors	111
II.1.	Les différents types de bruit	112
II.2.	Le bruit basses fréquences	117
III.	Études antérieures	117
IV.	Montage expérimental	118
V.	Mesures et résultats	122
V.1.	Étude du bruit à la température ambiante	122
V.2.	Étude du bruit en température	129

V.3.	Identification des différentes contributions au bruit basses fréquences	132
V.3.1	Bruit de génération–recombinaison	133
V.3.2	Bruit en 1/f	136
V.3.2.1	Résultats de mesures	138
V.3.2.2	Évolution du bruit en 1/f en température	142
V.3.2.3	Origine physique du bruit en 1/f dans nos échantillons	144
VI.	Conclusion	145
	Conclusion générale	152
	Annexes	155

Liste des symboles

<u>Symboles</u>	<u>Signification</u>
А	Série H288
Ad	Contact avec dentelle
AlAs	Composé arséniure d'aluminium
AlGaAs	Alliage arséniure aluminium gallium
В	Série PB02
\vec{B}	Champ magnétique
B _C	Bas de la bande de conduction
BJT	Transistor bipolaire à jonction
B_V	Haut de la bande de valence
С	Série T802
C _{eff}	Capacité effective entre la grille et le canal
СН	Croix de Hall
Cox	Capacité d'une structure MOS
d	Épaisseur de la couche AlGaAs (d=d _i +d _d)
D	Série S420
d_d	Épaisseur de la couche donneuse AlGaAs dopée
Détat	Densité d'états dans l'espace des énergies
\mathbf{d}_{i}	Épaisseur de la couche AlGaAs non dopée 'Espaceur'
E	Série S436
\vec{E}	Champ électrique
E(k)	Relation de dispersion
Ea	Énergie d'activation thermique caractérisant le piège
Ec	Énergie de la bande de conduction
E _D	Énergie du niveau donneur
Ěď	Différence d'énergie entre la bande de conduction et le niveau de donneur
$E_{\rm F}$	Énergie du niveau de Fermi
Eg	Énergie de la bande interdite
E_{Γ}	Énergie de la vallée Γ
$E_{\Gamma-\Gamma}$	Différence d'énergie entre la vallée Γ de la bande de conduction et la vallée Γ de la bande de valence.
E _H	Champ électrique de Hall
Ei	Énergie de la sous-bande 'i' référencée au bas de la bande de conduction à l'interface canal/espaceur
E_{L}	Énergie de la vallée L
E _{L-Γ}	Différence d'énergie entre la vallée L de la bande de conduction et la vallée Γ de la bande de valence.

Srésiduel	Densité spectrale du bruit résiduel
E_s	Champ électrique de surface
\mathbf{S}_{th}	Densité spectrale du bruit thermique
E_X	Énergie de la vallée X
$E_{X-\Gamma}$	Différence d'énergie entre la vallée X de la bande de conduction et la vallée Γ de la bande de valence.
f	Fréquence en Hz
F	Série S438
\overrightarrow{F}	Force de Lorentz
$F_{1\ldots N}$	Facteur de bruit de l'ensemble d'un amplificateur
fc	Fréquence de coupure
FET	Transistor à effet de champ
Fi	Facteur de bruit du ième étage
$g(\tau_i)$	Fonction de distribution normalisée de pièges
$g(\tau)$	Fonction d'autocorrélation
GaAs	Arséniure de gallium
G_{Amp}	Gain de l'amplificateur
Gaz 2D	Gaz bidimensionnel d'électrons
g _{ds}	Conductance du dipole drain-source
Ge	Germanium
G_i	Gain du ième étage
g _m	Transconductance
G-R	Génération-recombinaison
h	Gonflement du canal au niveau de l'intersection avec le bras de la croix de Hall
ħ	Constante de plank/ 2π
HEMT	Transistor à haute mobilité électronique
HFET	Transistor à effet de champ à hétérojonction
Ι	Courant moyen
I _{ds}	Courant drain-source
InGaAs	Arséniure gallium indium
InP	Phosphure d'indium
JFET	Transistor à effet de champ à jonction
Κ	Degré kelvin
k _B	Constante de Boltzmann = $1,381.10^{-23}$
L	Longueur du canal
L _{eff}	Longueur effective pour une structure en dentelle
LFNM	Mesures de bruit basse fréquence
Lg	Longueur de la grille
MBE	Épitaxie par jet moléculaire
m _e	Masse effective de l'électron

MESFET	Transistor à effet de champ à barrière Schottky
MODFET	Transistor à effet de champ à dopage modulé
MOS	Capacité métal oxyde semiconducteur
MOSFET	Transistor à effet de champ à grille isolée
n	Densité des porteurs de charge (cm ⁻³)
Ν	Nombre de porteurs
N _A	Densité des accepteurs
N _{acc}	Quantités de charges libres qui passent à travers les résistances d'accès
N _c	Densité équivalente d'états présentant le nombre de places disponibles pour les électrons dans la bande de conduction
N _{canal}	Quantités de charges libres qui passent à travers le canal
N _D	Densité des donneurs
N _d	Dopage de la couche ternaire AlGaAs
ni	Concentration d'électrons correspondant au niveau quantique i
N _i	Densité du niveau piège i
n _s	Densité surfacique du gaz 2D (cm ⁻²)
n _{s0}	Densité de porteurs à l'équilibre thermodynamique
$N_t(E_F)$	Densité d'états d'interface par unité d'énergie
PHEMT	HEMT pseudomorphique
q	Charge élémentaire de l'électron (1,6.10 ⁻¹⁹ C)
Q_i	Densité de charge des états d'interface (C/cm ²)
Qs	Quantité de charge surfacique (C/cm ²)
R _{acc}	Résistance d'accès
R _{canal}	Résistance du canal
R _{eq}	Résistance équivalente = résistance de contact + résistance résiduelle
$R_{\rm H}$	Coefficient de Hall
$R_{\rm L}$	Résistance de charge
RMN	Résonance magnétique nucléaire
R _r	Résistance résiduelle
R_{sp}	Résistance spécifique
R _T	Résistance totale
S	Section du canal
S_{μ}	Densité spectrale du à la fluctuation de la mobilité
S _{acc}	Densité spectrale (zone d'accès)
S _{canal}	Densité spectrale (canal)
S_d	Sans dentelle

S_{G-R}	Densité spectrale du bruit de génération-recombinaison
S_{I}	Densité spectrale du bruit en courant en (A2/Hz)
S_n	Bruit total à la sortie
$\mathbf{S}_{\mathbf{N}}$	Densité spectrale du à la fluctuation du nombre de porteurs
S_R	Densité spectrale du à la fluctuation de la résistance
S_V	Densité spectrale de puissance en (V ² /Hz)
T TEGFET TLM UV \vec{v}	Température absolue Transistor à effet de champ à gaz d'électrons Méthode de lignes de transmission Rayonnement ultraviolet Vitesse des électrons Tansion de polarisation
v Vh	Potentiel de la barrière Schottky
$V_{canal}(x)$ V_{d}	Le potentiel en un point du canal d'abscisse x Tension de désertion
V _{ds}	Tension drain-source
V _{ds(int)}	Polarisation intrinsèque drain-source
V _{dsat}	Tension de saturation
V _G	Tension de grille effective (= $V_{gs} - V_{th}$)
V_{gs}	Tension grille-source
V _{gs(int)}	Polarisation intrinsèque grille-source
V_{H}	Tension de Hall
V _p	Tension de pincement
V_{th}	Tension de seuil
V_{Tm}	Tension seuil de l'apparition de l'effet MESFET parasite
W	Largeur du canal
X(f)	Transformée de Fourier du signal x
x(t)	Signal
X(t)	Variable aléatoire
<u>X</u>	Moment d'ordre 1 (valeur moyenne)
X^2	Moment d'ordre 2 (variance)
Zin	Impédance d'entrée

- (1) Direction cristalline [I I 0]
- (2) Direction cristalline [I $\overline{I} 0$]
- (3) Direction cristalline [I 0 0]
- (4) Direction cristalline [0 I 0]

μ	Mobilité mesurée
μ_0	Mobilité à faible champ électrique
μ_{imp}	Mobilité liée aux impuretés
$\mu_{rés}$	Mobilité liée au réseau (phonons)
α	Paramètre de la dispersion de la mobilité à la surface (Vs/C)
$\alpha_{\rm H}$	Paramètre de Hooge
α_{acc}	Paramètre de Hooge dans les résistances d'accès
α_{canal}	Paramètre de Hooge dans le canal
χ	Affinité électronique
ΔN^2	Variance du nombre d'électrons fluctuants
ΔN	Fluctuation du nombre de porteurs
ΔE_{C}	Discontinuité de la bande de conduction
Δd	Distance effective entre l'hétérojonction et le gaz 2D
ΔE_V	Discontinuité de la bande de valence
ΔL	Longueur latérale de diffusion de l'alliage
3	Permittivité (F/cm)
γ	Exposant (caractérisant le bruit en 1/f)
Γ	Vallée Γ
η	Facteur d'idéalité du courant en faible inversion.
λ	Paramètre d'effet tunnel relatif au piège
σ	Conductivité
Х	Vallée X
ξ	Coefficient d'autocorrélation
Γ(υ)	Transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation
φ	Travail de sortie
ϕ_i	Fonction d'onde
$\rho(z)$	Densité de charge dans le puis de potentiel
$ au_i$	Constante de temps caractéristique du niveau piège i

Introduction générale

Introduction générale

Le paradoxe des composants électroniques est qu'ils irriguent la vie économique et façonnent les comportements sociaux tout en ayant une existence quasi confidentielle. Peu d'objets sont aussi discrets qu'une puce de silicium. Pourtant depuis notre réveil par la radio jusqu'à l'extinction des lumières, nous sommes environnés d'objets dont les fonctionnalités n'existent que grâce aux composants électroniques. Cette abstraction nous amène à oublier que ces composants sont à la fois un condensé de science et de développement technologique de très haut niveau et, dans le même temps, un facteur de progrès socio-économique sans égal depuis la généralisation de l'électricité [Sénat 2003].

Les semi-conducteurs sont omniprésents dans notre vie quotidienne et ont un poids décisif dans l'économie. Ils ont été à la source d'une révolution tranquille qui a porté une grande part de la croissance de l'économie mondiale depuis un demi-siècle, notamment grâce à l'invention du transistor.

Les principes scientifiques du transistor à semi-conducteurs ont été posés en 1947 et leur production commerciale a démarré dès 1954. Mais c'est la réalisation des premiers circuits intégrés à partir des années soixante (puis des circuits à grande intégration dix ans plus tard) qui a donné un essor décisif à cette industrie. Cette évolution a été rendue possible par un effort de miniaturisation qui a réduit, depuis 1960, la taille des composants d'un facteur dix mille.

R. Feynman, Prix Nobel de physique en 1965, demandait à la fin des années 50, dans un discours prononcé à l'Institut de technologie de Californie « pourquoi ne pourrions-nous pas transcrire les 24 volumes de l'encyclopédie Britannica sur la tête d'une épingle ? ». L'appel de Feynman a eu pour écho les formulations de Moore, qui en 1965, puis 1971, a énoncé, à l'appui des travaux sur les transistors, puis les microprocesseurs, sa célèbre loi aux termes de laquelle le nombre de transistors par circuit de même taille doublerait tous les dix-huit mois. Le secteur des semi-conducteurs a répondu à cette axiomatique ambitieuse en réussissant, par sauts technologiques successifs, à organiser la réduction géométrique des composants. Ce

succès résulte en grande partie d'un savoir faire et d'une maîtrise technologique de plus en plus poussés de l'élément fondamental de la microélectronique : le silicium. Même si le silicium reste le matériau de base le plus largement utilisé dans le secteur des semiconducteurs, on constate l'émergence rapide de nouveaux marchés demandant des matériaux spécifiques. Le besoin de nouveaux composants pour les hyperfréquences, la logique rapide, l'optoélectronique et la cryoélectronique a poussé le développement des matériaux III-V dont les propriétés de transport électronique et les propriétés optiques ne sont pas accessibles au silicium.

L'arséniure de gallium s'impose comme matériau souvent utilisé dans la filière III-V. Il possède sur le silicium l'avantage 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. Malheureusement, les circuits intégrés en arséniure de gallium reviennent beaucoup plus cher : le matériau ne s'obtient qu'en plaquettes de 3 à 4 pouces de diamètre (de 7,5 à 10 cm) au maximum, ce qui limite le nombre de circuits intégrés fabriqués en parallèle ; sa physicochimie se prête moins bien que le silicium aux associations de matériaux (semiconducteurs, isolants, métaux) requis par les circuits intégrés, ce qui rend les méthodes de fabrication plus délicates et les rendements de fabrication plus faibles. Ces handicaps limitent l'arséniure de gallium aux utilisations où il est indispensable, à savoir lorsque l'on veut des circuits fonctionnant à des fréquences d'horloge supérieures à 1 gigahertz, ou bien lorsque la puissance dissipée par un circuit nécessite un refroidissement par fluide au lieu d'un refroidissement par ventilation à air. L'utilisation des circuits intégrés en arséniure de gallium a pris de l'essor au début des années 1990 grâce à l'apparition de ces utilisations spécialisées.

L'intensification des recherches sur les matériaux semiconducteurs III-V, déclenchée par l'essor des dispositifs optoélectroniques, et le développement simultané des techniques d'épitaxie ont permis de recenser des couples de matériaux susceptibles de constituer des hétérojonctions présentant des interfaces de qualité tout à fait acceptable. Parmi ceux-ci, l'association GaAlAs/GaAs qui cumule de nombreux avantages : largeur de bande interdite relativement importante qui autorise un fonctionnement à haute température, mobilité électronique élevée qui permet d'atteindre de bonnes performances, mailles cristallines assez proches qui minimisent les recombinaisons parasites. Beaucoup de composants ont bénéficié de ces performances notamment le transistor HEMT qui est apparu grâce au bon confinement

des charges séparées de leurs donneurs. Outre le domaine des hyperfréquences, le HEMT trouve son application dans d'autres champs comme l'électronique à très basse température (cryoélectronique).

Cette discipline qui date de plus d'un siècle, n'a trouvé d'applications dans des domaines autres que la science qu'à partir des années 60. Au début, la construction et le maintien des réfrigérateurs cryogéniques (ou cryostats) étaient chers sans avoir une garantie de les faire fonctionner. Depuis lors, les applications de la cryoélectronique se sont améliorées et aujourd'hui, elles touchent une grande partie des domaines (recherche et applications). L'électronique qui peut fonctionner sûrement en états de basse température est exigée pour un certain nombre d'applications de la recherche telle que l'astrophysique, l'océanographie, la physique de basses températures et la conquête spatiale, aussi bien que dans des domaines commerciaux tels que la médecine. Récemment, la cryoélectronique a été employée à la détection de la matière noire par l'utilisation des transistors HEMTs comme préamplificateurs dans des bolomètres. Dans tous ces cas, se posent les questions de la réduction du bruit, de la fiabilité des composants et de la facilité de leur fabrication.

Cependant, à basse température $T \sim 4$ K, les transistors ayant un faible niveau de bruit à basse fréquence et un faible niveau de consommation sont actuellement absents pour les applications que nous avons citées.

L'intérêt principal de la cryoélectronique au début était de connaître les propriétés fondamentales des matériaux aux températures cryogéniques. En plus des applications spatiales, beaucoup de domaines de commerce ont manifesté leur grand intérêt pour l'électronique à basse température. Dans les systèmes de détections des réactions à faibles variations d'énergie (bolomètre) il est souvent nécessaire de refroidir un échantillon pour éviter de noyer le signal utile dans le bruit thermique. Ceci se produit quand l'énergie thermique k_BT (25,9 meV à 300 K et 0,36 meV à 4,2 K) devient égale ou supérieure à l'unité de l'énergie de l'interaction. Par conséquent les conditions sur l'amplificateur dans des expériences de basse température deviennent plus exigeantes. De telles expériences, exigent des températures de l'ordre de 4 K voir même au-dessous. Habituellement, elles sont effectuées dans des cryostats. L'échantillon est monté à l'intérieur du cryostat et puis relié à un préamplificateur se trouvant à la température ambiante. Le préamplificateur doit remplir la fonction importante d'accorder l'échantillon et le préamplificateur se fait avec des câbles coaxiaux. Ces câbles agissent inévitablement en tant que capacités qui avec la résistance de

sortie équivalente composent un filtre passe bas limitant la largeur de bande du système. Les câbles capturent également le bruit ambiant toujours présent et le bruit microphonique. En plaçant le préamplificateur à l'intérieur du cryostat, on peut réduire ces effets indésirables puisque les longueurs de câble sont réduites. Le préamplificateur qui connecte l'échantillon au système de mesure, fournit également un gain au signal en le rendant moins sensible au bruit capturé. Un autre avantage d'un amplificateur placé dans le milieu cryogénique est la réduction de son bruit interne. Ce type de bruit provient des charges se déplaçant aléatoire est abaissé, ayant pour résultat un bruit inférieur. Cette réduction du bruit touche aussi d'autres types de bruit comme le bruit de grenaille (shot noise) et le bruit microphonique qui sont également affectés par la température de l'environnement.

Les températures caractéristiques des différents équipements cryogéniques peuvent se regrouper en trois grandes parties. La première gamme qui s'étale de la température ambiante à la température de l'azote liquide 77 K, intéresse les applications commerciales. La deuxième plage concerne les applications spatiales, elle regroupe les températures comprises entre la température de l'Azote liquide et la température de l'Hélium liquide 4,2 K. Le dernier domaine comprend les températures inférieures à 4,2 K jusqu'à quelques mK.

Dans le but d'aller vers un préamplificateur susceptible de travailler à très basse température, avec un minimum de bruit et une bonne fonctionnalité, il nous est paru nécessaire de caractériser différentes hétérostructures destinées à la fabrication de transistors à haute mobilité électronique (HEMTs), constituants principaux de préamlificateurs.

Notre objectif est donc d'utiliser le bruit comme méthode de caractérisation en plus des mesures standards en température sur différents échantillons ayant des mobilités et des géométries différentes. Le début de cette étude a fait l'objet d'une thèse soutenue au LPN (T. Lucas 2003). Le travail consistait en l'étude du bruit des HEMTs pseudomorphiques pour des applications bien définies en imposant comme critère, en plus du bon fonctionnement du composant à basse température, un faible bruit à basses fréquences, une faible dissipation et un fort gain en tension. L'étude a été faite principalement à 4 K et à la fréquence de 1 KHz. Dans cette étude il a été montré que le bruit lié à la fluctuation de la mobilité par les phénomènes de diffusions avec les impuretés peut être réduit en augmentant la mobilité. A partir de cette conclusion vérifiée expérimentalement on a structuré la présente thèse autour d'une étude en mobilité mais cette fois-ci en température et pour toute une gamme de fréquences [1 Hz – 100 kHz]. Le but est de chercher les conditions optimales du

fonctionnement du composant d'un point de vue technologique et d'essayer de comprendre les propriétés intrinsèques du bruit dans le gaz bidimensionnel d'électrons (gaz 2D) d'un point de vue physique. Dans cette optique on a organisé la thèse autour de deux axes principaux : dans un premier temps la vérification électrique des paramètres physiques en commençant par des structures plus basiques puis faire l'étude du bruit dans les transistors sans grille ce qui revient en quelque sorte à étudier le bruit dans le gaz 2D d'électrons.

Cette présente thèse s'inscrit dans ce cadre de recherche. L'étude, ayant un intérêt pluridisciplinaire, vise à explorer les limites physique et technologique sur les performances électriques et spécialement celles du bruit dans des dispositifs basés sur un gaz 2D d'électrons. D'un point de vue fondamental, cette étude nous permettra de mieux connaître les propriétés de transport d'électrons dans un système bidimensionnel.

Le chapitre I sera consacré à une étude générale sur les différents FETs et le bruit dans ces composants, le chapitre II a pour but de donner les différents paramètres des matériaux composant les hétérostructures ainsi qu'une description des échantillons, et le chapitre III présente les principaux résultats expérimentaux obtenus suite aux mesures de courant-tension ainsi que les interprétations que nous étions amenés à faire. Enfin, le chapitre IV sera consacré à l'étude du bruit, et ce en température et en polarisation électrique. Notre conclusion donnera une idée sur les perspectives d'avenir dans le domaine.

Le travail mentionné ci-dessus a été effectué pendant environs deux années au LPN (UPR20) de Marcoussis. Auparavant (pendant mon stage de DEA et la première année de thèse), nous avons entamé une étude de caractérisation expérimentale sur des structures MOS (métal–oxyde–silicium) à oxyde ultra–mince (épaisseur $\approx 2-3$ nm). Dans cette étude, nous nous sommes intéressés au vieillissement électrique procédé par des injections unidirectionnelles et bidirectionnelles d'électrons à travers l'oxyde de grille. Des résultats probants ont été obtenus, néanmoins, il nous a semblé opportun de ne pas en détailler la description sous forme de chapitre (s) et de nous limiter à l'étude décrite dans les quatre premiers chapitres. Ce travail sur les diodes MOS tunnel a donné lieu à des publications dans des revues internationales avec référés. Elles sont inclues à la fin de ce mémoire.

Chapitre I Cryoélectronique : Vers un préamplificateur cryogénique

Chapitre I : Cryoélectronique : vers un préamplificateur cryogénique

I.	Introduction	6
II.	Principe de fonctionnement des FETs	10
II.1.	Le JFET et le MESFET (modulation de la section du canal)	11
II.2.	Le MOSFET et le HEMT (modulation de la densité de porteurs)	12
II.3.	Contrôle linéaire de charge	14
II.4.	Contrôle non linéaire de charge	
II.5.	Critère de basse fréquence	23
III.	Caractérisation par le bruit	23
III.1.	Différents types de bruit	25
III.2.	Les sources de bruit dans les transistors à effet de champ	
III.3.	Le bruit basse fréquence dans différents transistors	
IV.	Conclusion	

<u>Chapitre I</u> <u>Cryoélectronique : vers un préamplificateur</u> <u>cryogénique</u>

I. Introduction

Pour les expériences où la détection se fait à très basse température pour des faibles signaux et des temps de réponse longs (basses fréquences), une connaissance du bruit du composant occupant le premier étage de l'amplificateur est d'une importance primordiale [1 - 4]. On montre, selon la formule de Friss [5], que le facteur de bruit $F_{1...N}$ de l'ensemble d'un amplificateur constitué de N étages est donné par (Eq 1) :

$$F_{I\dots N} = F_{I} + \frac{F_{2} - 1}{G_{I}} + \frac{F_{3} - 1}{G_{I} \times G_{2}} + \frac{F_{4} - 1}{G_{I} \times G_{2} \times G_{3}} + \dots Eq \ 1$$

Pour augmenter la sensibilité d'un amplificateur, on voit qu'il est important d'optimiser le facteur de bruit du premier étage (étage d'entrée ; le préamplificateur) tout en ayant un gain élevé. En effet, un gain élevé permet d'amplifier le signal tout en rendant négligeable les facteurs de bruit des étages suivants (division par G_1). Ceci nous amène à considérer que le signal amplifié par le premier étage est insensible aux bruits des quadripôles qui suivent.

Le préamplificateur le plus simple serait composé d'un seul transistor à effet de champ. Ce dernier doit posséder un bruit équivalent à l'entrée le plus faible possible, un gain intrinsèque G suffisamment élevé, pour rendre négligeable les facteurs de bruit des étages d'amplification après le préamplificateur. La puissance de dissipation doit être inférieure à quelques dizaines de μ W, car la valeur maximale supportée par les cryostats de basses températures est de l'ordre de 1 mW.

Les candidats potentiels pour l'amplification à bas bruit basse fréquence dans des conditions cryogéniques se limitent aux amplificateurs unipolaires comme nous le verrons dans ce qui suit. Sur le marché des semiconducteurs la plupart des amplificateurs opérationnels disponibles dans le commerce et presque tous les transistors discrets sont faits en silicium. Le gel des porteurs à basse température présente un handicap pour le silicium à cause de l'énergie d'activation des donneurs qui reste élevée (45 meV dans le cas d'un dopage par le phosphore 'p'), par conséquent sa conductibilité électrique se trouve réduite considérablement à 4 K. Alors que le GaAs peut être dopé de sorte qu'une quantité substantielle de porteurs de charge existe même à 4 K. De plus, la plupart des amplificateurs

opérationnels utilisent les transistors bipolaires à jonction (BJT). Le fonctionnement de ces transistors est basé sur le principe des porteurs de charge minoritaires. Puisque la concentration des porteurs de charge minoritaires chute à basse température, ces dispositifs présentent un gain en courant près de l'unité une fois refroidi, comparé à 100 et plus à la température ambiante. Les composants basés sur les porteurs de charge majoritaires (amplificateurs unipolaires), tel que les transistors à effet de champ FETs (Field Effect Transistor), ne montrent pas cette dépendance avec la température, ils peuvent donc être employés aux basses températures. Par conséquent, la famille des FETs sur GaAs se présente comme le meilleur candidat pour l'utilisation cryogénique.

À la condition cryogénique plusieurs avantages peuvent être cités pour le fonctionnement des composants microélectroniques. Il a été montré que la conductivité dans le cas des FETs passe par un maximum pour des températures inférieures à l'ambiante [6, 7]. Un autre point intéressant est la diminution du courant (de fuite) de grille dans les transistors FETs, ainsi qu'une réduction du bruit de Grenaille qui lui est associé [8]. Mais la descente en température peut aussi être néfaste pour le fonctionnement de ces composants. En effet, dans un environnement à très basse température (T < 4 K), des contraintes supplémentaires sont imposées à l'amplificateur. Les constituants du préamplificateur doivent pouvoir fonctionner naturellement pour une température T <4 K sans l'aide de moyens de chauffage. La dissipation thermique doit être inférieure à la puissance dissipée par le transistor ne dépasse pas la capacité de refroidissement du cryostat. Pour les composants électroniques, il s'agit de s'assurer que la descente en température de 300 K à 4 K ne provoque pas la diminution de façon trop importante de la densité des porteurs participant à la conduction électrique.

Le paramètre le plus important pour le fonctionnement des composants à semiconducteurs à des températures cryogéniques est la conductivité $\sigma = q \times \mu \times n$ où on constate l'effet combiné de la densité des porteurs et de leur mobilité.

A basse température, la densité de charge des porteurs majoritaires peut s'exprimer par [6] :

$$n = \left[\frac{N_C \times (N_D - N_A)}{2}\right]^{\frac{1}{2}} \times exp(-\frac{E'_d}{2 \times k_B \times T}) \qquad Eq \ 2$$

 $\dot{E}_{d} = E_{C}-E_{D}$ est la différence d'énergie entre la bande de conduction et le niveau de donneur. N_C, N_D et N_A sont respectivement la densité équivalente d'états dans la bande de

conduction, la densité des donneurs et la densité des accepteurs. Dans le cas d'un silicium dopé par le phosphore, on a une énergie d'activation $E'_d = 45$ meV, dans le cas du germanium dopé par le lithium $E'_d = 9,3$ meV et pour le GaAs dopé par le silicium $E'_d = 5,8$ meV. N_C a une dépendance en T^{3/2} avec la température. Ceci augmente la densité d'états avec la température. Pour des dopages raisonnables, GaAs et Ge ne sont pas trop affectés par l'effet de gel, alors que les porteurs dans le silicium subissent ce gel à partir de la température de l'azote liquide, ce qui affecte la conductivité.

Concernant la mobilité, on se rend compte de son effet grâce aux équations suivantes [9] :

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{imp}} + \frac{1}{\mu_{rés}}$$

$$\mu = \frac{\mu_{imp} \times \mu_{rés}}{\mu_{imp} + \mu_{rés}} \qquad \text{avec } \mu_{imp} \propto T^{\frac{3}{2}} \quad \text{et } \quad \mu_{rés} \propto T^{-\theta} (1, 5 \le \theta \le 2, 5)$$

$$Eq 3$$

Où μ_{imp} est la mobilité due aux impuretés ionisées et $\mu_{rés}$ est la mobilité due à l'interaction avec les phonons (dispersion par le réseau). On peut se rendre compte que pour des faibles densités d'impuretés la dispersion par impuretés devient négligeable si bien que la mobilité augmente quand la température diminue comme le prédit l'expression de $\mu_{rés}$ ci-dessus. Dans le cas du GaAs [9], l'exposant θ prend la valeur 2,1. À la température ambiante la majorité des donneurs (accepteurs) est ionisée, la mobilité se trouve réduite à cause de l'interaction des électrons avec les phonons et les donneurs ionisés.

Les figures ci-dessous montrent l'évolution de la mobilité des électrons dans le GaAs dans le cas d'un gaz 2D (Fig 1 a) et dans le cas d'une distribution volumique de porteurs (Fig 1 b).



Fig 1 : Variation de la mobilité en fonction de la température : a : dans le cas d'un gaz bidimensionnel ; d'après Dang et al. [10], b : dans le cas d'une distribution volumique de porteurs de charge ; d'après plusieurs auteurs cités dans la référence [11].

En combinant l'effet de la mobilité avec celui de la densité des porteurs de charge, la conductivité peut atteindre son maximum pour des températures inférieures à la température ambiante [6]. Par exemple, pour le GaAs avec une densité d'impuretés de 5.10^{15} cm⁻³ ce maximum est atteint pour 60 K et il se trouve à 100 K pour le Si dopé avec une concentration de $1,3.10^{17}$ cm⁻³ [6].

En plus de l'effet de la température sur la densité et la mobilité, la cohabitation des charges avec leurs donneurs provoque aussi la diminution de la densité des porteurs et de leurs mobilités à cause de l'interaction coulombienne. Pour éviter cet effet à basse température il faut réduire la densité de défauts dans le milieu où se trouvent les charges libres et surtout les isoler de leurs donneurs (accepteurs). Le système le mieux adapté actuellement est basé sur la présence d'un gaz bidimensionnel d'électrons comme dans le cas des MOSFETs et des HEMTs où les porteurs de charges se trouvent confinés dans un plan. Une autre solution possible pour éviter le gel des porteurs serait l'utilisation de dopants à plus faible énergie d'activation. La valeur la plus faible connue actuellement [9] est attribuée au donneur silicium dans le GaAs qui a une énergie de 5,8 meV.

La diminution drastique de porteurs libres quand la température baisse de 300 K à 4 K explique la difficulté des transistors tels que le JFET et MESFET à fonctionner à de très basses températures. Dans ces composants, le courant électrique est assuré par la circulation des porteurs de charge entre les atomes dopants ionisés. Ces derniers peuvent facilement recapturer et garder à basse température les électrons qu'ils apportent. Malgré ces problèmes, les transistors à effet de champ restent tout de même les candidats logiques pour les dispositifs d'entrée pour l'amplification bas bruit. À l'aide d'un transistor MESFET-GaAs, Adrian Tae et Jin Lee [12] ont conçu un préamplificateur de tension fonctionnant à une température de 1 K avec une dissipation de 45 mW. L'inconvénient principal des transistors MESFETs et MOSFETs, est que jusqu'ici, leurs performances en bruit basse fréquence sont moins intéressantes comparé au JFET en silicium disponible dans le commerce. Par contre, ce dernier (le JFET) connu pour des bruits en tension de l'ordre de 1 nV/vHz et des bruits en courants de l'ordre de 0,1 fA/ \sqrt{Hz} à 1 kHz (aux alentours de 100 K) ne peut pas fonctionner à de très basses températures [13]. Placer ce préamplificateur à des températures cryogéniques revient cher en raison de la forte consommation d'hélium liquide [13]. En effet, le JFET silicium ne fonctionne pas à 4 K. Pour réduire le bruit en tension et le bruit en courant, le JFET doit être refroidi à une température entre 130 K et 180 K. Néanmoins, des problèmes liés au bruit parasite (câblages, bruits microphonique et électromagnétique) persistent du fait que le détecteur est toujours placé à une température inférieure à 4 K.

Pour comprendre le rôle des transistors à effet de champ FETs dans les applications à basse température, nous allons présenter leur fonctionnement, ainsi que les bruits électriques qui peuvent intervenir.

II. Principe de fonctionnement des FETs

Le concept de fonctionnement des FETs est basé sur la modulation du courant traversant le dispositif. Le courant circulant entre deux bornes (drain et source) est commandé par la tension appliquée par la troisième électrode (grille) (Fig 2). La source et le drain sont réalisés par des contacts ohmiques, alors que la grille par un contact Schottky. En outre, puisque la mobilité des électrons est supérieure à celle des trous, le canal est souvent de type 'n'. La tension grille–source V_{gs} (dans ce qui suit, la source est prise comme un potentiel de référence) permet de faire varier la résistance drain–source R_{ds} ou de façon équivalente, la conductance g_{ds} du dipôle drain–source. Cette dernière est donnée par la relation $g_{ds} = \sigma \times \frac{S}{L}$ où $\sigma = q \times n \times \mu$ représente la conductivité du matériau, S et L sont respectivement la section et la longueur du canal.



Fig 2 : Schéma de principe d'un transistor à effet de champ.

La variation de la conductance g_{ds} peut être obtenue par modulation de la section du canal ou par modulation de la densité des porteurs de charge. Les différents transistors à effet de champ diffèrent par la nature du paramètre modulé et par le processus mis en œuvre dans cette modulation.

II.1. <u>Le JFET et le MESFET (modulation de la section du canal)</u>

Dans le transistor à effet de champ à jonction, JFET (Junction Field Effect Transistor), l'électrode de commande est constituée d'une jonction ' p^+n ' latérale. La variation de la tension de polarisation permet la modulation de la largeur de la zone de charge d'espace de la jonction. Autrement dit, la variation de la polarisation module la variation de la section conductrice du canal. Dans le transistor à effet de champ à barrière Schottky, MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor), le processus mis en jeu est le même que précédemment mais la zone de désertion est obtenue par polarisation inverse d'un contact métal semiconducteur au lieu d'une jonction p^+n .

Sans polarisation, il peut y avoir une zone de désertion sur une certaine profondeur dans le canal. La désertion est liée à différents paramètres tels que le matériau de la grille et les propriétés d'interface.

Pour une tension drain-source (V_{ds}) nulle, la variation de la tension grille (V_{gs}) module la profondeur de la zone de désertion, et donc la partie conductrice du canal. Pour une polarisation $V_{gs} < 0$ (et $V_{ds} \approx 0$ volt), la zone de désertion se développe plus profondément dans le canal, provoquant le rétrécissement de celui-ci et donc une augmentation de sa résistance. Pour une tension $V_{gs} = V_p$ (tension de pincement), la zone de charge d'espace occupe la totalité du canal. La résistance entre drain et source devient très élevée.

Pour une tension V_{ds} non nulle et une tension V_{gs} négative, on a un canal conducteur. Un courant I_{ds} circule entre le drain et la source. Si V_{ds} devient de plus en plus positive, le champ électrique à travers le canal augmente ainsi que la vitesse des électrons. La distribution de tension à travers le canal aura pour conséquence une différence de potentiel entre la grille et le canal sur la longueur de celui-ci. Ceci explique la différence observée pour la profondeur de la zone de désertion le long du canal, qui augmente vers le drain (voir Fig 2). Si la tension V_{ds} atteint la valeur V_{dsat} (tension de saturation), le régime de pincement apparaît. Le courant I_{ds} atteint sa valeur de saturation. L'augmentation de la tension V_{ds} au-delà de V_{dsat} n'affecte pas l'évolution du courant I_{ds} qui garde une valeur relativement constante. Le modèle généralement utilisé pour décrire la saturation du courant I_{ds} dus les FETs est celui de la formation d'une zone de pincement dans le canal près du drain [14]. Dans cette zone, la densité de porteurs est très faible. L'augmentation de la tension V_{ds} au-delà de V_{dsat} fait déplacer le point de pincement dans le canal vers la source. Le courant est transporté par les porteurs qui circulent dans le canal entre la source et le point de pincement. Ces porteurs sont

ensuite injectés dans la zone de charge d'espace où ils sont soumis à un champ électrique favorable qui les diffuse vers l'électrode drain.

II.2. <u>Le MOSFET et le HEMT (modulation de la densité de porteurs)</u>

Le MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) est constitué essentiellement d'un substrat, généralement de type 'p', dans lequel deux diffusions n⁺ constituent des réservoirs à électrons appelés source et drain. Une capacité MOS est réalisée sur le substrat entre la source et le drain. L'électrode de commande de la capacité MOS constitue la grille du transistor. Le principe de fonctionnement de ce FET à grille isolée consiste à moduler, par la tension de grille, la conductivité du canal drain source résultant de la couche d'inversion créée à la surface du semiconducteur. En effet, quand la capacité MOS est en régime d'inversion, un canal n à la surface du semiconducteur relie la source et le drain. Il en résulte qu'une polarisation drain-source V_{ds} donne naissance à un courant de drain important. Pour une tension V_{ds} donnée, le courant est important quand le régime d'inversion de la capacité est prononcé. On module donc le courant de drain par la tension de polarisation de la grille V_{gs}. Si la capacité MOS est en régime de forte inversion en l'absence de polarisation, le transistor est normalement conducteur. Le courant de drain peut alors être diminué par une tension grille de polarité convenable. On dit que le transistor fonctionne en régime d'appauvrissement. Si au contraire la couche d'inversion n'existe pas en l'absence de polarisation, très peu de courant circule entre la source et le drain (conduction sous le seuil). La grille doit être polarisée par une tension supérieure à la tension de seuil $V_{gs} > V_{th}$ (où V_{th} est la tension à partir de laquelle apparaît le régime d'inversion : apparition du canal) pour que le courant drain circule, on dit alors que le transistor fonctionne en régime d'enrichissement.

Comme dans le cas du JFET et MESFET, deux régimes, séparés par le régime de pincement, peuvent être distingués. Pour des tensions V_{ds} faibles, la variation de la conductance du canal est négligeable. C'est le régime linéaire. Le courant varie proportionnellement à la tension V_{ds} . Quand la tension V_{ds} augmente, la conductance du canal diminue suite à la diminution de la variation de la densité des porteurs dans la couche d'inversion. Pour une certaine valeur de V_{ds} ($\approx V_{dsat}$: tension de saturation), la capacité MOS n'est plus en régime d'inversion côté drain, la conductivité du canal s'annule au voisinage du drain, c'est le régime de pincement. Quand la tension drain continue à augmenter (au-delà de V_{dsat}), le point de pincement se déplace vers la source.

Fonctionnant lui aussi suivant le principe de la modulation de la densité de charge, le TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor), MODFET (MOdulation Doped Field Effect Transistor), ou HFET (Heterojunction Field Effect Transistor) est souvent désigné par HEMT (High Electron Mobility Transistor). Ce transistor est apparu grâce au bon confinement des porteurs qui sont séparés de leurs donneurs et qui se trouvent dans un canal séparé de la grille et de la couche donneuse par une couche intrinsèque appelée espaceur. Le principe de base consiste à mettre à profit les propriétés de haute mobilité d'un gaz bidimensionnel d'électrons formé à l'interface d'une hétérojonction. L'idée de base est de séparer spatialement les électrons libres, des donneurs ionisés dont ils proviennent. Le HEMT se compose, comme le montre la figure (Fig 3) d'un empilement de plusieurs couches semi-conductrices. Le canal actif est formé à l'interface du GaAs et du AlGaAs (entre deux matériaux à petite et large bandes interdites).



Fig 3 : Structure de principe d'un HEMT classique associée à son diagramme de bande d'énergie.

La couche donneuse n-AlGaAs fournit des électrons de conduction au canal. Ces électrons libres tombent dans le plus bas état d'énergie disponible du côté GaAs de l'hétérojonction. L'épaisseur de cette couche est de l'ordre de 100 Å. L'accumulation des électrons dans le canal GaAs et la présence des atomes donneurs ionisés dans la couche AlGaAs séparée du canal par l'espaceur crée un champ électrique transversal $\vec{E_T}$. La dispersion des électrons dans la couche GaAs est empêchée par l'action du champ $\vec{E_T}$ qui ramène les électrons vers l'interface. La bande de conduction se courbe et devient un puits de potentiel dans lequel les électrons sont confinés. Ce système est connu sous le nom du gaz bidimensionnel d'électrons (gaz 2D). Les électrons se déplacent librement à l'interface de l'hétérojonction avec une énergie quantifiée selon la direction de la croissance. La présence d'une discontinuité de la bande de conduction ΔE_C entre les deux matériaux AlGaAs et GaAs d'environ 237 meV lorsque le taux d'aluminium x est de 30% forme une barrière de potentiel à l'interface de l'hétérojonction qui empêche le retour des électrons vers la couche donneuse.

La présence de l'espaceur réduit l'interaction Coulombienne entre les électrons et les donneurs. L'épaisseur de cette couche est choisie de telle sorte que la mobilité soit optimale tout en ayant une densité relativement importante de porteurs. La zone de confinement des électrons constitue le canal du transistor. Il est possible donc de contrôler la densité de ces porteurs par l'intermédiaire de la tension appliquée sur la grille. 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 FETs, la tension V_{ds} crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant I_{ds} (drain–source). Pour des tensions de grille suffisamment négatives, la densité de porteurs dans le canal devient négligeable et aucun courant significatif ne circule entre la source et le drain. Le HEMT est alors considéré bloqué (très peu de courant circule entre le drain et la source). L'évolution du courant I_{ds} en fonction de la tension V_{ds} et pour différentes valeurs de la tension de grille est sensiblement la même que pour le MESFET. De plus, un effet de saturation de courant intervient également pour le HEMT. Il provient essentiellement de la saturation de la vitesse des porteurs [14]. Lorsque 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 [14].

II.3. <u>Contrôle linéaire de charge</u>

Le diagramme de bandes d'énergie d'un transistor HEMT classique AlGaAs/GaAs est donné ci-après (Fig 4), où qV_b est la hauteur de la barrière Schottky. d_d représente l'épaisseur de la couche donneuse AlGaAs dopée et d_i l'épaisseur de la couche AlGaAs non dopée (l'espaceur).



Fig 4 : Formation du gaz bidimensionnel à l'interface de deux matériaux à grande et à petite largeurs de bande interdite.

Nous supposons que la couche AlGaAs est de type n et que la couche GaAs est non intentionnellement dopée. La densité des porteurs dans le gaz bidimensionnel est contrôlée par la tension de grille V_{gs} appliquée à travers la jonction Schottky. Le gaz 2D est localisé dans un puits de potentiel supposé triangulaire. Les effets quantiques introduisent une suite de sous-bandes E_0 , E_1 , ... E_i référencées par rapport au bas de la bande de conduction à l'interface comme le montre la figure (Fig 4).

La quantité de charges transférées à travers l'interface est déduite en faisant l'égalité entre la quantité de charges provenant de la couche AlGaAs et celle accumulée dans le puits de potentiel.

• Densité surfacique de charges provenant de la couche AlGaAs

En supposant que la couche donneuse AlGaAs est totalement désertée, la quantité de charges par unité de surface dans le canal est donnée par l'expression [15, 16].

$$n_{s} = \frac{\mathcal{E}}{q \times d} \left[V_{gs} - \left(V_{b} - V_{d} + \frac{E_{F} - \Delta E_{c}}{q} \right) \right]$$
 Eq 4

Cette équation, où $d = d_i + d_d$ est l'épaisseur totale entre le gaz 2D et la grille, relie la densité surfacique n_s du gaz 2D avec le niveau de Fermi E_F et traduit sa variation avec les paramètres technologiques de la structure tels que le dopage de la couche ternaire par

l'intermédiaire de la tension de désertion $V_d = q.N_d.d_d^2/2\epsilon$, l'épaisseur du l'espaceur et la discontinuité de la bande de conduction ΔE_c .

 Niveaux énergétiques des sous-bandes du puits de potentiel et densité surfacique de charge du gaz-2D

L'énergie potentielle des électrons dans la direction perpendiculaire à l'interface et à l'intérieur de la couche GaAs est obtenue à partir de la résolution de l'équation de poisson prenant en compte la densité de charges $\rho(z)$ qui s'écrit [17] :

$$\rho(z) = -q \times \sum_{i=0}^{\infty} n_i \times |\phi_i|^2 (z) \qquad Eq 5$$

Où ϕ_i est l'amplitude de la fonction d'onde solution de l'équation de Schrödinger et n_i la concentration d'électrons correspondant à chaque niveau quantique.

n_i est donnée par l'expression suivante :

$$n_{i} = \left(D_{\acute{e}tat} \times \frac{k_{B} \times T}{q}\right) \times ln \left[1 + exp\left(\frac{E_{F} - E_{i}}{k_{B} \times T}\right)\right] \qquad Eq \ 6$$

Où D_{état} est la densité d'état dans l'espace des énergies qui s'écrit dans le cas d'un système 2D pour une sous-bande $D_{état} = \frac{q \times m_e}{\pi \times \hbar^2}$. Dans un système 2D D_{état} est une constante en fonction de l'énergie. E_i est l'énergie de la ième sous-bande qui s'écrit dans le cas de l'approximation d'un puits triangulaire :

$$E_{i} = \left(\frac{\hbar^{2}}{2 \times m_{e}}\right)^{\frac{1}{3}} \times \left[\frac{3}{2} \times q \times E_{s} \times \pi \times \left(i + \frac{3}{4}\right)\right]^{\frac{2}{3}} \qquad Eq \ 7$$

E_s est le champ électrique de surface.

La variation de E_s en fonction de la densité de porteurs n_s est donnée par le théorème de Gauss :

$$\varepsilon \times E_s = n_s \times q = q \times \sum_{i=0}^{\infty} n_i$$
 Eq.8

Il a été montré [18] qu'au moins 80% des électrons occupent les deux premières sousbandes E_0 et E_1 . En combinant les deux dernières équations (Eq 7) et (Eq 8) les deux niveaux d'énergies E_0 et E_1 s'expriment comme suit :

$$E_0 = A_0 \times (n_s)^{\frac{2}{3}} \qquad \qquad Eq \ 9$$

 A_0 et A_1 sont des constantes qui dépendent du matériau. Pour une couche GaAs non dopée les valeurs de A_0 et A_1 sont respectivement :

$$A_0 = 2,5.10^{-12} (S.I) Eq 11$$

$$A_{I} = 3,5.10^{-12} (S.I)$$
 Eq 12

La densité surfacique de charges accumulées dans le puits de potentiel s'écrit alors :

$$n_{s} = D_{\acute{e}tat} \times \frac{k_{B} \times T}{q} \times ln \left\{ \left[1 + exp\left(\frac{E_{F} - E_{0}}{k_{B} \times T}\right) \right] \times \left[1 + exp\left(\frac{E_{F} - E_{1}}{k_{B} \times T}\right) \right] \right\}$$
 Eq 13

La résolution de cette équation dans laquelle les niveaux énergétiques E_0 et E_1 sont liés à n_s par les relations des deux équations (Eq 9) et (Eq 10), conduit à une équation du second degré

en $\exp\left(\frac{E_F}{k_B \times T}\right)$. La solution de cette équation permet de déterminer les valeurs de E_F en

fonction de n_s pour une température donnée. Ces résultats sont reportés sur la figure (Fig 5).



Densité surfacique de charge (10¹¹ cm⁻²)

Fig 5 : Variation du potentiel de Fermi en fonction de la densité surfacique de charge selon Drummond et al. [16]. L'approximation linéaire est donnée par les pointillés.

Drummond et al. [16] ont proposé une loi approchée traduisant la variation de la densité surfacique de charge en fonction du niveau de Fermi. Il s'agit d'une approximation linéaire

(Fig 5) dont le domaine de validité est vérifié pour des densités comprises entre 5.10^{11} cm⁻² et $1.5.10^{12}$ cm⁻².

$$E_{F} = \Delta E_{F_{0}}(T) + a \times n_{s}$$

avec $a = 0,125.10^{-16} \text{ eV.} m^{2}$ et $\Delta E_{F_{0}}(T)(eV) = 0,03 \times \left(1 - \frac{T}{300}\right)$ Eq 14

Cette approximation linéaire aboutit au modèle linéaire de contrôle de charge.

• Contrôle de la densité surfacique de charge du gaz 2D par la tension de grille.

En utilisant l'équation donnant n_s (Eq 13) et en tenant compte de la linéarité de la variation du niveau de Fermi avec n_s (Eq 14) nous obtenons finalement :

$$n_{s} = \frac{\varepsilon}{q \times (d + \Delta d)} \times (V_{gs} - V_{th}) \qquad Eq \ 15$$

Avec : $\Delta d = \frac{\varepsilon \times a}{q} \cong 80$ Å la distance effective entre l'hétérojonction et le gaz 2D.

 V_{th} représente la tension de seuil, c'est-à-dire la tension qui annule la charge surfacique liée au gaz 2D :

$$V_{th} = V_b - V_d - \frac{\Delta E_c}{q} + \frac{\Delta E_{F_0}(T)}{q}$$
 Eq 16

Dans le cas où les états d'interface ne seraient pas négligeables, la tension de seuil s'écrit alors :

$$V_{th} = V_b - V_d - \frac{\Delta E_c}{q} + \frac{\Delta E_{F_0}(T)}{q} + \frac{d}{\varepsilon}Q_i \qquad Eq \ 17$$

L'équation (Eq 15) met en évidence la variation linéaire de la densité du gaz 2D en fonction de la tension de grille V_{gs} . La capacité effective grille canal (gaz 2D) C_{eff} par unité de surface est définie par la relation suivante :

$$C_{eff} = \frac{\partial Q_s}{\partial V_{gs}} = q \frac{\partial n_s}{\partial V_{gs}}$$
 Eq 18

Compte tenu de l'équation (Eq 15) on obtient :

$$C_{eff} = \frac{\varepsilon}{d + \Delta d} \qquad \qquad Eq \ 19$$

Cette capacité dépend des propriétés de la couche AlGaAs [15]. L'équation (*Eq 15*) s'écrit alors :

$$n_s = \frac{C_{eff}}{q} \left(V_{gs} - V_{th} \right)$$
 Eq 20

• Équation du courant drain en régime ohmique

Plusieurs auteurs ont développé des modèles pour rendre compte des comportements électriques des caractéristiques I_{ds} - V_{ds} des transistors HEMTs [14 - 19]. Ces modèles introduisent souvent des paramètres d'ajustement permettant d'obtenir un accord satisfaisant entre la théorie et l'expérience. Dans ce paragraphe, nous décrivons le modèle proposé par Py et al. [19]. Il permet d'établir l'expression du courant drain en régime ohmique en prenant en compte le contrôle linéaire de la densité de porteurs par la grille, la variation de la mobilité avec n_s et les résistances d'accès.

Pour un champ électrique longitudinal uniforme sous la grille, l'intensité du courant drain est proportionnelle à la conductance g_{ds} du canal.

$$I_{ds} = g_{ds} \times V_{ds} \qquad \qquad Eq \ 21$$

La conductance g_{ds} du canal formé par le gaz bidimensionnel d'électrons est donnée par la relation suivante :

$$g_{ds} = \sigma \times \frac{W}{L} = q \times \mu \times n_s \times \frac{W}{L} \qquad \qquad Eq \ 22$$

Où σ représente la conductivité du matériau et n_s la densité surfacique des porteurs. L et W sont respectivement la longueur et la largeur du canal du transistor.

En combinant les deux dernières équations (Eq 21) et (Eq 22) le courant drain en régime ohmique s'écrit alors :

$$I_{ds} = q \times \mu \times n_s \times \frac{W}{L} \times V_{ds}$$
 Eq 23

En prenant en compte l'expression (Eq 20) de n_s on obtient :

$$I_{ds} = \mu \times C_{eff} \times \frac{W}{L} \times (V_{gs} - V_{th}) \times V_{ds} \qquad Eq \ 24$$

En utilisant l'expression suivante de la mobilité [19] :

$$\mu = \mu_0 \times \left(\frac{n_s}{n_{s0}}\right)^k \qquad \qquad Eq \ 25$$

Où μ_0 est la mobilité à faible champ électrique et n_{s0} la densité de porteurs à l'équilibre thermodynamique. Le courant en régime ohmique s'écrit alors :

$$I_{ds} = \beta \times (V_{gs} - V_{th})^{l+K} \times V_{ds} \qquad \qquad Eq \ 26$$

$$O\dot{u} \quad \beta = \frac{W}{L} \times \mu_0 \times q \times n_{S0} \times \left(\frac{C_{eff}}{q \times n_{S0}}\right)^{1+\kappa} \qquad Eq \ 27$$

On en déduit la résistance du canal en régime ohmique :

$$R_{canal} = \frac{1}{\beta \times (V_{gs} - V_{th})^{l+K}} \qquad Eq \ 28$$

• Influence des résistances d'accès

Les résistances d'accès prennent en compte les éléments parasites extérieurs du canal intrinsèque du transistor : contacts, connexions, diffusion ou implantation de source ou de drain. Le schéma équivalent du transistor en prenant en compte les résistances d'accès est donné sur la figure (Fig 6).



Fig 6 : Schéma équivalent d'un HEMT en prenant en compte les résistances d'accès.

 R_s et R_d représentent respectivement les résistances d'accès côté source et côté drain. $V_{ds(int)}$ et $V_{gs(int)}$ sont les polarisations intrinsèques du transistor. V_{ds} et V_{gs} sont les polarisations extrinsèques du transistor, ce sont ces tensions qui sont appliquées et donc mesurables.

D'après (Fig 6), les tensions appliquées à la partie intrinsèque du transistor sont définies par :

$$V_{gs(int)} = V_{gs} - R_s \times I_{ds}$$
 Eq 29

$$V_{ds(int)} = V_{ds} - 2 \times R_{acc} \times I_{ds}$$
 Eq 30

$$o\dot{u}$$
 $R_{acc} = \frac{R_s + R_d}{2}$ Eq 31

Pour des raisons de commodité, nous considérons que les résistances sont totalement symétriques et indépendantes de la polarisation. Par conséquent : $R_s=R_d$.

Lorsque le drain du transistor est polarisé par une tension drain-source V_{ds} , la polarisation de la structure est distribuée le long du canal. Si on désigne par $V_{canal}(x)$ le potentiel en un point du canal d'abscisse x, et compte tenu de l'équation (Eq 20) la densité surfacique de charge devient [19 - 21] :

$$n_{s} = \frac{C_{eff}}{q} \times \left(V_{gs} - V_{th} - V_{canal}(x) \right) \qquad \qquad Eq \ 32$$

Le potentiel du canal varie de $V_{canal}(0)$ à $V_{canal}(L)$ et d'après la figure (Fig 6) on a :

$$V_{canal}(0) = R_s \times I_{ds} \qquad \qquad Eq \ 33$$

$$V_{canal}(L) = V_{ds} - R_d \times I_{ds} \qquad \qquad Eq \ 34$$

Soit $\overline{V_{canal}}$ le potentiel moyen du canal, on a :

$$\overline{V_{canal}} = \frac{V_{canal}(L) + V_{canal}(0)}{2} = \frac{V_{ds}}{2} = R_s \times I_{ds} + \frac{V_{ds(int)}}{2}$$
 Eq 35

Pour les faibles polarisations de drain on peut remplacer $V_{canal}(x)$ par sa valeur moyenne et l'équation (Eq 32) devient :

$$n_{s} = \frac{C_{eff}}{q} \times \left(V_{gs} - V_{th} - \frac{V_{ds}}{2} \right)$$
 Eq 36

soit:
$$n_s = \frac{C_{eff}}{q} \times (V_{gs}^*)$$
 Eq 37

$$avec \quad V^*{}_{gs} = V_{gs} - V_{th} - \frac{V_{ds}}{2} \qquad \qquad Eq \ 38$$

En tenant compte des chutes de tension dans les résistances d'accès l'équation (Eq 26) s'écrit alors :

$$I_{ds} = \beta \times V_{ds} \times \frac{\left(V_{gs}^{*}\right)^{l+K}}{1 + \beta \times 2 \times R_{acc} \times \left(V_{gs}^{*}\right)^{l+K}} \qquad Eq \ 39$$

II.4. Contrôle non linéaire de charge

Le modèle linéaire de contrôle de charge n'est valable que pour des polarisations de grille pour lesquelles les électrons restent dans le puits de potentiel à une distance fixe de l'hétérojonction. Pour des tensions de grille V_{gs} proches de la tension de seuil V_{th} , la localisation du gaz 2D varie en fonction de V_{gs} [22] et donc Δd varie (Eq 15). Pour des tensions de grille augmentant à partir de V_{th} , la conduction se fait essentiellement dans le canal. Et de ce fait, la tension grille V_{gs} commande directement la densité d'électrons dans le canal (Eq 36). Mais, à partir d'une certaine tension V_{Tm} ($V_{gs} > V_{Tm}$) et en particulier quand elle devient positive, la barrière de potentiel AlGaAs-métal est abaissée. La zone de désertion de la diode Schottky diminue et un canal conducteur apparaît dans la couche AlGaAs (voir Fig 7) : c'est l'effet MESFET parasite. Ainsi, la densité d'électrons dans le gaz 2D sature. V_{Tm} peut être définie comme étant le seuil d'apparition de l'effet MESFET parasite.



Fig 7 : Effet MESFET parasite.

A titre d'exemple nous avons reporté sur la figure (Fig 8) la densité de porteurs n_s en fonction de V_{gs} mesurée par Hirakawa et Sakaki [23]. Ce résultat est obtenu sur une structure $n-Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ par des mesures à effet Hall pour différentes températures de 300 K à 9 K.


Fig 8 : Évolution de n_s en fonction de V_{gs} selon Hirakawa [23].

II.5. <u>Critère de basse fréquence</u>

La limite supérieure de la gamme des fréquences désignée par le terme basse fréquence n'est pas nettement définie, mais elle dépend généralement du système étudié. En général, par ce terme « basse fréquence » on sous-entend l'intervalle de fréquence qui s'étend du continu jusqu'à une fréquence de l'ordre de 100 kHz où le bruit total est constitué de composantes très supérieures au bruit thermique qui est le bruit minimum du système.

III. <u>Caractérisation par le bruit</u>

L'évaluation de la fiabilité et le contrôle des composants électroniques sont des étapes très importantes dans le domaine de la microélectronique. La complexité des systèmes modernes et des circuits intégrés a rendu, pendant les deux dernières décennies, les problèmes liés à la dégradation et aux défauts des composants électroniques de plus en plus complexes. Pour cette raison, un important effort est consacré aux procédures standards de caractérisation des matériaux et des dispositifs. Il est clair que le bon fonctionnement d'un composant nécessite une meilleure connaissance des différents mécanismes qui l'affectent. Ce besoin a mené aux techniques d'analyse des défauts de plus en plus sophistiquées et aux nouveaux outils de caractérisation qui peuvent améliorer notre compréhension des mécanismes de transport et des

phénomènes de dégradation. La plupart des techniques conventionnelles, de caractérisation des défauts, sont principalement basées sur l'étude du vieillissement suite à des contraintes accélérées. L'inconvénient de ces méthodes c'est qu'elles sont destructives, et finissent souvent par provoquer le claquage de l'échantillon. Une autre technique utilisée dans le domaine du contrôle de qualité des matériaux et des dispositifs électroniques est basée sur les mesures de bruit basse fréquence (low-frequency noise measurements : LFNMs). Cette technique a été employée depuis le début des années soixante [24, 25]. Les premières utilisations de la LFNM pour étudier un mécanisme spécifique de défauts ont été rapportées dans les années 70 [26]. Depuis lors, presque tous les effets de dégradation et de défauts (rayonnement, électrons chauds, claquage diélectrique, vieillissement) ont été étudiés en utilisant la LFNM.

Pendant les deux dernières décennies, l'utilisation de cette technique dans le domaine de la fiabilité est devenue de plus en plus commune. Pour mieux comprendre les raisons du succès de cette technique, nous commençons d'abord par définir le bruit électrique. Par cette appellation nous sous-entendons les fluctuations aléatoires d'une quantité électrique, par exemple un courant, une tension ou une résistance, qui sont superposées à sa valeur moyenne. Ces fluctuations sont causées et influencées par la présence des défauts et des irrégularités localisées dans la microstructure. Dans ces cas, la LFNM peut être employée comme sonde sensible pour étudier les phénomènes localisés provoqués par la présence de tels défauts dont les effets sont rarement observables en utilisant d'autres outils électriques de caractérisation qui ne sont sensibles qu'à la valeur moyenne de la quantité étudiée. Les raisons particulières pour lesquelles l'usage de cette technique est convaincant peuvent être résumées comme suit : i) La LFNM n'est pas destructive, ii) elle est sensible aux phénomènes localisés iii) et elle n'exige pas une instrumentation chère ni encombrante. Néanmoins, il y a quelques inconvénients. Par exemple, les modèles quantitatifs pour relier les phénomènes microscopiques se produisant à l'intérieur du dispositif aux effets électriques observés sur ses bornes sont, dans beaucoup de cas, manquants ou imprécis. L'utilisation des données expérimentales devient alors limitée. Cependant, ceci n'est pas une règle générale. Dans certains cas, une interprétation quantitative des phénomènes observés est généralement admise. Quant à la sensibilité de la LFNM, elle dépend du bruit de fond de la chaîne de mesure. Celle-ci peut être améliorée en utilisant des préamplificateurs à ultra bas bruit [27] et des alimentations très stables [28 - 30].

III.1. <u>Différents types de bruit</u>

Dans les transistors à effet de champ, le bruit est un effet incontournable qui se caractérise par les fluctuations autour d'une valeur moyenne mesurable telle que le courant drain-source I_{ds} ou la tension drain-source V_{ds} . Quatre types de bruit sont généralement cités dans les composants à semiconducteurs : le bruit thermique, le bruit de grenaille, le bruit de génération recombinaison et le bruit en 1/f.

\checkmark Le bruit thermique

Ce bruit est dû à l'agitation thermique des porteurs de charge dans les semiconducteurs. Ce bruit correspond au niveau fondamental minimum auquel on peut s'attendre pour ce type de composant. Son spectre est indépendant de la fréquence. Il est associé à la conductance intrinsèque du canal. La densité spectrale de puissance de ce bruit ne dépendant pas de la fréquence, c'est un bruit blanc et son amplitude en V^2/Hz s'écrit :

$$S_V = 4 \times k_B \times T \times R \qquad Eq \ 40$$

Dans le cas où la valeur R de la résistance est indépendante de la température, le bruit thermique varie linéairement en fonction de la température T.

\checkmark Le bruit de grenaille

C'est un bruit que l'on rencontre dans les jonctions entre semiconducteurs ou métalsemiconducteur (contact Schottky). Il s'explique par le passage aléatoire des porteurs à travers la barrière de potentiel qui existe à l'interface entre les deux matériaux. C'est un bruit blanc, et son amplitude en A^2/Hz peut s'exprimer analytiquement par la relation :

$$S_{I} = 2 \times q \times I$$
 Eq 41

$$\checkmark$$
 Le bruit de génération recombinaison.

Noté S_{G-R}, ce bruit doit son existence à la présence de "pièges" dont les niveaux d'énergie se trouvent dans la bande interdite des matériaux semiconducteurs. Ces pièges peuvent en effet capturer puis relâcher de façon aléatoire les électrons dans la bande de conduction avec un temps de relaxation τ . τ est une constante de temps caractéristique du niveau piège qui a une dépendance avec la température de la forme $\tau = \tau_0 \times e^{\frac{E_a}{k_B \times T}}$ où τ_0 est une constante et E_a est l'énergie d'activation thermique caractérisant le piège. Lorsqu'un seul type de piège suffit pour rendre compte de ce bruit, le spectre de bruit est alors de type "lorentzien". La densité spectrale de ce bruit est proportionnelle au facteur :

$$S_{G-R} \propto \frac{\tau}{1 + (2 \times \pi \times f \times \tau)^2}$$
 Eq 42

 \checkmark Le bruit en 1/f

Ce bruit est lié à la fluctuation de la conductivité électrique (σ) du matériau étudié. Ainsi la fluctuation de σ , en l'absence de corrélation entre la fluctuation de la mobilité et celle de la densité, est au minimum la somme de 2 fluctuations ayant deux origines distinctes :

$$\frac{S_{\sigma}(f)}{(\overline{\sigma})^2} = \frac{S_n(f)}{(\overline{n})^2} + \frac{S_{\mu}(f)}{(\overline{\mu})^2} \qquad \qquad Eq \ 43$$

L'allure de son spectre, inversement proportionnelle à la fréquence, est à l'origine de sa dénomination (bruit en 1/f).

Pour une résistance R telle que :

$$R = \frac{1}{q \times \mu \times n} \times \frac{L}{S} = \frac{L^2}{q \times \mu \times N}$$

avec $N = n \times L \times S$ Eq 44

Où N 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 :

$$\frac{\partial R}{\overline{R}} = -\frac{\partial N}{\overline{N}} - \frac{\partial \mu}{\overline{\mu}} \qquad \qquad Eq \ 45$$

Où \overline{N} représente le nombre total moyen de porteurs dans le volume $L \times S$ considéré.

La densité spectrale du bruit du à la fluctuation de la résistance, en supposant les bruits de N et μ non corrélés, s'écrit :

$$\frac{S_R(f)}{(\overline{R})^2} = \frac{S_N(f)}{(\overline{N})^2} + \frac{S_\mu(f)}{(\overline{\mu})^2}$$
 Eq 46

Ainsi deux modèles sont généralement proposés pour interpréter le bruit en 1/f: L'un prend en compte la fluctuation du nombre de porteurs par l'intermédiaire d'un phénomène de génération recombinaison sur un continuum de niveaux de pièges (modèle de Mc Whorter ou modèle ΔN) [31]. L'autre prend en compte la fluctuation de la mobilité des porteurs (modèle de Hooge ou modèle $\Delta \mu$) [33].

Le modèle de Mc Whorter [31]

D'après ce modèle, l'allure 1/f des spectres de bruit provient des fluctuations créées par un ensemble de pièges dont les temps de relaxation se distribuent de façon continue entre 2

valeurs τ_1 et τ_2 . En effet, en considérant que ces pièges n'échangent pas de porteurs entre eux, le calcul de la fluctuation totale résultante de la somme des contributions de chacun des pièges se fait par la résolution de l'intégrale :

$$S_N = \overline{(\Delta N)^2} \times \int_0^\infty g(\tau_i) \frac{4 \times \tau_i}{1 + (2 \times \pi \times f \times (\tau_i))^2} \times d\tau \qquad Eq \ 47$$

Où ΔN représente la fluctuation du nombre de porteurs échangés entre les pièges à considérer et la bande de conduction et $g(\tau_i)$ est une fonction de distribution normalisée qui est nulle partout sauf pour $\tau_1 < \tau < \tau_2$ où elle est constante et égale à $\frac{1}{ln\frac{\tau_2}{\tau_1}} \times \frac{1}{\tau_1}$. Le résultat du

calcul montre trois allures du spectre :

i) spectre plat pour les basses fréquences :

$$f \ll \frac{1}{\tau_1} \Longrightarrow S_N = \overline{(\Delta N)^2} \times \frac{1}{\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} \times 4 \times \tau_2 \qquad Eq \ 48$$

ii) spectre en 1/f pour les fréquences intermédiaires :

$$\frac{1}{\tau_1} < f < \frac{1}{\tau_2} :\Longrightarrow S_N = \overline{(\Delta N)^2} \times \frac{1}{\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} \times \frac{1}{f}$$
 Eq 49

iii) spectre en $1/f^2$ pour les hautes fréquences :

$$\frac{1}{\tau_2} \ll f :\Longrightarrow S_N = \overline{(\Delta N)^2} \times \frac{1}{\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} \times \frac{1}{\tau_1 \times \pi^2} \times \frac{1}{f^2} \qquad Eq \ 50$$

Modèle de Hooge [33]

Ce modèle est basé sur la formule empirique de Hooge. La densité spectrale du bruit en 1/f d'une résistance homogène dépend du nombre de porteurs dans la résistance, selon l'équation :

$$\frac{S_R}{R^2} = \frac{\alpha_H}{N \times f} \qquad \qquad Eq \ 51$$

En se plaçant dans le contexte des transistors à effet de champ, cette relation suggère que les fluctuations relatives de la résistance R du canal de conduction dépendent du rapport entre le paramètre de Hooge $\alpha_{\rm H}$ sur le nombre total de porteurs de charge N dans le canal, lorsque la fréquence f à laquelle on mesure le bruit est fixée. L'introduction du facteur de

normalisation N s'explique par le fait que le bruit est observé en régime de transport stationnaire, où en moyenne N électrons interagissent avec les atomes du réseau cristallin qui sont en réalité des centres diffuseurs dont les sections efficaces de diffusion engendre un bruit en 1/f.

III.2. <u>Les sources de bruit dans les transistors à effet de champ</u>

Dans les FETs, la densité spectrale du bruit du 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 :

$$\frac{S_R}{R^2} = \frac{S_{canal} + S_{acc}}{\left(R_{canal} + R_{acc}^{'}\right)^2} \qquad Eq \ 52$$

A basse fréquence, seul le bruit en 1/f est dominant si bien que S_R est égale à :

$$S_{R} = \frac{\alpha_{canal} \times R_{canal}^{2}}{N_{canal} \times f} + \frac{\alpha_{acc} \times R_{acc}^{2}}{N_{acc} \times f}$$
 Eq 53

$$avec: S_{acc} = \frac{\alpha_{acc} \times R_{acc}^{'}}{N_{acc} \times f} \qquad Eq \ 54$$

$$et: S_{canal} = \frac{\alpha_{canal} \times R_{canal}^{2}}{N_{canal} \times f} \qquad Eq \ 55$$

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

D'après Valenza et al. [36] la séparation entre les sources de bruit associées à la partie intrinsèque (canal) et les résistances de contact dans les PHEMTs est possible (Fig 9) :



Fig 9 : Variation de S_{Ids}/I^2_{ds} en fonction de $V_G = V_{gs}-V_{th}$ d'après Valenza et al. [46].

i) Pour les faibles tensions V_G où $V_G = V_{gs}-V_{th}$ est la tension effective et V_{th} la tension seuil. La densité spectrale normalisée du bruit en courant S_{Ids}/I_{ds}^2 varie en V_G^{-1} . Cette variation s'explique par une domination de la partie intrinsèque du canal dans le bruit et dans la résistance totale ($S_{canal} > S_{acc}$ et $R_{canal} > R_{acc}$) [36, 37].

$$\frac{S_{I_{ds}}}{I_{ds}^2} \cong \frac{S_{canal}}{I_{ds}^2} \propto V_G^{-1} \qquad Eq \ 56$$

ii) Pour les tensions V_G intermédiaires, la variation de S_{Ids}/I_{ds}² est en V_G^{-(1+2K)}. Dans le cadre de cette expérience, k = 0,76 (k est l'exposant donné dans Eq 25). Cette dépendance s'explique par un bruit qui provient majoritairement du canal mais la résistance totale R est dominée par les résistances d'accès R_{acc} (S_{canal} > S_{acc} et R_{acc} > R_{canal}) :

$$\frac{S_{I_{ds}}}{I_{ds}^{2}} \cong \frac{S_{canal}}{R^{2}} \propto V_{G}^{-(1+2k)}$$
 Eq 57

iii) Pour les tensions V_G élevées, les résistances d'accès et leurs bruits associés deviennent dominants ($S_{acc} > S_{canal}$ et $R_{acc} > R_{canal}$). Dans ce cas, la densité spectrale du bruit du à la fluctuation du courant I_{ds} (S_{Ids}/I_{ds}^2) ne dépend pas de la tension grille V_G .

$$\frac{S_{I_{ds}}}{I_{ds}} \cong \frac{\alpha_{acc}}{N_{acc} \times f} \propto V_G^{\ 0} \qquad \qquad Eq \ 58$$

III.3. Le bruit basse fréquence dans différents transistors

Bien que l'origine du bruit en 1/f ne semble pas être unique et dépend du système étudié, l'observation des fluctuations du courant de sortie d'un FET peut être comprise de façon générale par le raisonnement suivant. Le bruit mesuré sur le courant drain-source est la conséquence de la fluctuation de la conductivité du canal du transistor $\sigma = q \times n \times \mu$ où n est la densité de porteurs sous la grille et μ leur mobilité. Ainsi au premier ordre, la fluctuation de σ est la somme de deux fluctuations que l'on distingue par les deux termes :

$$\frac{S_{\sigma}(f)}{(\overline{\sigma})^2} = \frac{S_N(f)}{(\overline{N})^2} + \frac{S_{\mu}(f)}{(\overline{\mu})^2} \qquad Eq 59$$

 S_N est la densité spectrale du bruit du à la fluctuation du nombre de porteurs et S_{μ} à celle de la mobilité des porteurs. Il est généralement difficile de prédire laquelle de ces deux fluctuations sera majoritaire dans les bruits mesurés.

Le JFET

À 300 K, il est généralement admis que le critère de bas bruit pour un JFET est de $1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 kHz. Ce critère est choisi pour des raisons de compromis avec les exigences demandées pour les autres paramètres du FET. De nombreuses applications sont réalisées avec des JFETs en silicium car ce sont les transistors qui présentent le niveau de bruit aux basses fréquences le plus bas de la littérature $1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à partir de 1 kHz [38]. Traditionnellement réalisé à base de silicium, le JFET a l'avantage de pouvoir profiter d'une technologie de fabrication mature et d'un faible coût pour le matériau de base, un facteur non négligeable pour la recherche et le développement de nouveaux composants. À 300 K, les FETs de référence pour les applications bas bruit aux basses fréquences existant dans le commerce sont le 2SK162 produit par NEC [39], le 2SK152 provenant de SONY [40] et le CM860 de Crystalonics [40].

La transconductance $g_m = (\partial I_{ds} / \partial V_{gs})_{V_{ds}}$ est d'une importance primordiale pour les transistors, puisqu'elle décrit le mécanisme de commande de ces derniers. Sa valeur doit être relativement élevée pour un bon fonctionnement. A titre d'exemple, le 2SK162 présente une transconductance élevée $g_{m0} = 70$ mS et un très bas bruit à 300 K. La transconductance du JFET CM860 augmente avec I_{ds} . Le maximum est atteint pour une température de T \approx 120 K avec $g_m = 80$ mS pour $I_{ds} = 14$ mA. Pour des températures au-dessous de 50 K la conduction

devient faible. Quant au JFET 2SK152, la transconductance montre un comportement comparable à celui de CM860 mais la valeur maximale ne dépasse pas 35 mS.

À la température ambiante, le niveau du bruit blanc est de 0,7 nV/ \sqrt{Hz} pour le CM860 et entre 0,9 et 1,1 nV/ \sqrt{Hz} pour le 2SK152. Les valeurs du bruit blanc sont élevées dans ce dernier cas à cause de la faible valeur de g_m = 35 mS. Le bruit en 1/f à une fréquence de 1 kHz est compris entre 0,9 et 1,4 nV/ \sqrt{Hz} pour les deux échantillons.

La descente en température montre des comportements différents pour les deux échantillons CM860 et 2SK152. On peut trouver une augmentation comme c'est le cas pour le CM860 ; le bruit blanc est réduit à 0,6 nV/ \sqrt{Hz} mais le bruit en 1/f augmente jusqu'à atteindre une valeur de 8 nV/ \sqrt{Hz} à 82 K pour une fréquence de 100 Hz contre 2,68 nV/ \sqrt{Hz} à 300 K. Pour des fréquences supérieures à 1 kHz, le bruit ne montre pas une dépendance en fonction de la température et de la polarisation. Les mêmes mesures sur le 2SK152 ont donné des résultats différents. Pour des températures inférieures à 150 K, le spectre montre une variation en 1/f, mais pour les basses températures T = 98 K le spectre devient lorentzien, ce qui augmente les valeurs du bruit de 0,6 nV/ \sqrt{Hz} à 20 nV/ \sqrt{Hz} quand la température passe de 135 K à 98 K à 1 kHz. Le déplacement du spectre lorentzien vers les basses fréquences quand la température diminue mène le niveau de bruit à 3,5 nV/ \sqrt{Hz} à 80 K. Comme on peut trouver une stagnation telle que l'on peut rencontrer avec le NEC 2SK162 entre 300 K et 200 K.

Malheureusement, malgré leurs performances en bruit ces transistors ne se prêtent pas, comme pour tous les JFET-Si, à fonctionner correctement à des basses températures. La tension de pincement devient faible. En effet, le décalage du potentiel de la jonction grille–source avec la température réduit considérablement, à basse température, le courant du canal ainsi que la transconductance. Les températures optimales de fonctionnement des JFETs, comme cela est reporté par plusieurs auteurs [6, 39 - 41] en prenant en considération les performances du bruit, sont comprises entre 100 K et 150 K.

	NEC 2SK162		Sony 2SK152		CM860	
	300K	200K	300K	80K	300K	82
V_{ds} ; I_{ds}	10V ; 20mA	2V ; 2mA	4V ; 10mA	4V ; 10mA	2V ; 14mA	2V ; 14mA
$S_n (V^2/Hz) 1kHz$	0,36	0,27	1	12,25	2,25	2,89
$g_{m}(mS)$	70		<35	<35	45-50	80

Tab 1 : Comparaison entre différents types de transistors commerciaux.

Le tableau réunit les paramètres statiques et de bruit des trois FETs. Pour le CM860, on peut remarquer la faible dépendance du bruit avec la température entre 300 K et 82 K. En rapport avec le critère de dissipation, les caractéristiques de bruit du JFET CM860 sont intéressantes car elles sont obtenues avec une dissipation de puissance de 30% inférieure à celles du JFET Sony.

Malgré ces résultats, il reste difficile de faire fonctionner les JFETs à basses températures. Avec une énergie typique d'ionisation des donneurs de 45 meV, la réduction de g_m observée lorsque la température descend en dessous de 100 K est une conséquence du gel des électrons. De plus, une dissipation élevée de l'ordre de plusieurs dizaines de mW est nécessaire pour obtenir les meilleures caractéristiques de bruit.

Pour palier les limites intrinsèques du silicium, des études sur des JFETs basés sur du Ge massif [32] sont en cours d'investigation pour des températures comprises entre 30 K et 80 K. Le bruit à 1 kHz est de l'ordre de 2 nV/Hz pour une dissipation de l'ordre de 400 μ W. On espère en effet profiter d'une énergie d'activation de 10 meV que l'on trouve pour les atomes donneurs dans le germanium massif [35] pour réaliser des FETs fonctionnant à 4 K.

Le MOSFET

Dans les MOSFETs, le bruit le plus dominant à basse fréquence est le bruit en 1/f. Son niveau est encore plus important pour les nouvelles technologies à faible épaisseur d'oxyde $(d_{ox} < 3 \text{ nm})$. Pour l'amélioration des performances pour les applications haute fréquence les dimensions des FETs sont réduites, en particulier la longueur de grille et l'épaisseur de l'oxyde 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.

Partant du fait que le bruit en 1/f est le résultat de la fluctuation de la conductivité, trois approches sont souvent utilisées pour l'expliquer. Le modèle Δn [31], $\Delta \mu$ [33, 42] et Δn - $\Delta \mu$ [43 - 47]. Pour les deux premiers modèles généralement utilisés, la dépendance du bruit en 1/f en fonction du courant I_{ds} peut être exprimée selon deux tendances en fonction du régime de fonctionnement.

Selon le modèle de Hooge basé sur la fluctuation de la mobilité ($\Delta \mu$), la densité spectrale du bruit lié au courant drain s'exprime dans le cas de forte inversion par [48] :

$$S_{Ids}(f) = \frac{q \times \mu}{L^2} \times \frac{\alpha_H}{f} \times I_{ds} \times V_{ds} \qquad Eq \ 60$$

Où L est la longueur drain-source.

Et dans le régime de faible inversion par [49] :

$$S_{I_{ds}}(f) = 2 \times q \times D^2 \frac{k_B \times T}{q} \times \frac{\alpha_H}{f} \times \frac{W_{eff}}{L_{eff}^3} \times C_{ox} \times exp\left[\frac{q(V_{gs} - V_{th})}{\eta \times k_B \times T}\right] \qquad Eq \ 61$$

Dans cette équation, $D = \frac{\mu \times k_B \times T}{q}$ est le coefficient de diffusion d'Einstein et η le facteur

d'idéalité du courant en faible inversion. W_{eff} et L_{eff} sont respectivement la largeur et la longueur effectives du transistor.

Alors que dans le modèle de Mc Whorter basé sur la fluctuation de la densité des porteurs de charge (Δ n) libres dans le canal, le bruit en 1/f est expliqué par la capture et l'émission aléatoire des porteurs de charge par les pièges d'interfaces connues sous le nom d'états lents pouvant produire ce type de bruit. La densité spectrale du bruit lié au courant du drain s'exprime dans le cas de forte inversion par [50] :

$$S_{Ids}(f) = q^{2} \times (k_{B} \times T \times N_{t}(E_{F}) \times \lambda) \times \frac{1}{f} \times \left(\frac{\mu}{C_{ox} \times L^{2}} \times \frac{I_{ds} \times V_{ds}}{V_{gs} - V_{T}}\right) \qquad Eq \ 62$$

Où λ est le paramètre d'effet tunnel relatif au piège. Dans le cas du silicium $\lambda = 10^{-8}$ cm [21].

Et dans le cas de faible inversion [51] par :

$$S_{Ids}(f) = q^4 \times \frac{N_t(E_F) \times \lambda}{k_B \times T} \times \frac{1}{f} \times \frac{1}{W \times L} \times \frac{1}{(C_{ox} + C_d + C_{it})} \times I_{ds}^2 \qquad Eq \ 63$$

Où $N_t(E_F)$ est la densité d'états d'interface par unité d'énergie.

La corrélation entre les deux modèles a donné naissance au modèle Δn - $\Delta \mu$. Ce modèle a été suggéré initialement par Mikoshiba [43] et développé par Suray [44], Jayaraman [45], Hung [46] et Ghibaudo [47]. 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. Dans ce cas, la densité spectrale du bruit en 1/f s'exprime par :

$$S_{Ids}(f) = \left[I + \alpha \times \mu \times C_{ox} \times \frac{I_{ds}}{g_m} \right] \times g_m^2 \times S_{Vfb}(f) \qquad Eq \ 64$$

Avec α le paramètre de la dispersion de la mobilité à la surface.

$$S_{V_{gs}}(f) = \left(\frac{q}{C_{ox}}\right)^2 \times \frac{k_B \times T \times \lambda \times N_t(E_F)}{W \times L} \times \frac{1}{f} \qquad Eq \ 65$$

Expérimentalement, la densité spectrale du bruit en 1/f évolue en 1/f⁷. L'exposant γ est souvent pris égal à un (voir par exemple les équations ci-dessus) dans le cas où on estime que la densité des défauts est uniforme dans l'oxyde et à l'interface oxyde semiconducteur [52]. Cependant, les valeurs expérimentales de γ varient entre 0,7 et 1,4. Cette variation de la valeur de γ peut être attribuée à plusieurs raisons comme la contribution du bruit de génération recombinaison, ou la non uniformité de la distribution des pièges [53, 54].

Deux tendances sont généralement observées selon le type du canal du MOSFET. Pour les MOSFETs à canal n (n-MOSFETs), il est souvent rapporté que c'est la contribution de la fluctuation de la densité de charges qui est dominante [55], alors que pour les MOSFETs à canal p (p-MOSFETs), c'est la fluctuation de la mobilité qui explique le bruit en 1/f [56, 57] dans le régime de forte inversion. Dans le régime de faible inversion c'est plutôt le modèle Δn . Pour ces raisons plusieurs résultats sont cités dans la littérature mais dont la comparaison est difficile.

Dans les MOSFETs le bruit basse fréquence dépend du procédé de fabrication [52], de la température et des polarisations V_{gs} et V_{ds} [58]. Cette dépendance rend difficile la comparaison des résultats de mesures de différentes technologies sans oublier le fait qu'il existe plus qu'un seul modèle pour décrire le bruit en 1/f. A ces problèmes, il faut ajouter que chaque modèle est applicable avec des restrictions soit pour les dimensions ou pour les conditions de polarisations, ou soit par la supposition de la domination d'un mécanisme de génération de bruit par rapport aux autres.

Selon Valenza et al. [21] il semble que l'utilisation de la densité des états lents par unité d'énergie au voisinage du niveau de Fermi $N_t(E_F)$ est nécessaire pour comparer le bruit intrinsèque en 1/f pour différentes tailles et technologies dans les MOSFETs. En effet, $N_t(E_F)$ est proportionnelle au niveau du bruit selon le modèle Δn qui décrit les MOSFETs à canal n et ceux à canal p dans le régime de faible inversion. La présentation de $N_t(E_F)$ en fonction de l'épaisseur de l'oxyde montre, dans le cas des MOSFETs à oxyde ultramince, une augmentation de la densité de pièges quand l'épaisseur diminue. Cette tendance est en accord

avec l'évolution technologique. La croissance de la grille sur des oxydes ultraminces implique des modifications dans les étapes de fabrication comme l'introduction de l'azote qui a pour conséquence l'augmentation de la densité de pièges dans l'oxyde et par suite le bruit basse fréquence. En général même si les MOSFETs parviennent à fonctionner à basse température leurs niveaux de bruit basse fréquence reste élevé.

Le HEMT

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 à un effet direct sur l'amélioration des performances des HEMTs, ceci est démontré expérimentalement pour les applications hyperfréquences. L'étude des transistors HEMTs fabriqués au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) a montré que ces transistors [8, 59, 60] possèdent un faible bruit à basses fréquences à 4K. Comme exemple, pour $V_{ds} = 300 \text{mV}$ et $I_{ds} = 986 \mu A$, le bruit en 1/f pour des PHEMT est de seulement 0,3 nV/\/Hz à 100 kHz. Ce qui signifie que le bruit blanc est encore plus bas. Comparé au JFET germanium GPD/NASA le PHEMT F3L2G E7/LPN montre un bruit cinq fois inférieur pour des fréquences inférieures à 100 Hz. Les caractéristiques statiques effectuées sur les HEMTs n'ont pas montré les effets parasites qui apparaissent à basse température, comme l'effet collapse et l'effet kink. Pour ces HEMTs à forte mobilité électronique, deux comportements opposés pour S_n à 1 kHz en fonction de V_{ds} ont été montrés. Pour deux tensions V_{gs} donnant des courants de saturation ayant un rapport 1/10, les mesures expérimentales montrent qu'à fort courant, comme pour les PHEMTs, Sn augmente linéairement dans la région ohmique puis reste constant une fois que la saturation est atteinte. En revanche, pour des faibles courants, une diminution monotone de plus en plus ralentie est observée.

$I_{ds}(\mu A)$	110		890		
V _{ds} (mV)	30	600	30	600	
$e_n(nV/\sqrt{Hz})$	6	3,7	3,7	6,9	

Tab 2 : Valeurs du bruit à l'entrée mesurées sur un HEMT de la série E fabriqué au LPN 4K.

Ceci montre que le fonctionnement à fort courant est à l'avantage du PHEMT. Lorsque I_{ds} diminue, il est en revanche trouvé que le gain du HEMT est 60% plus élevé que celui du PHEMT et que le bruit du PHEMT est toujours supérieur à celui du HEMT à très haute mobilité. Il est à signaler que le courant de fuite I_{gs} du HEMT à très haute mobilité est de l'ordre de 0,2 pA lorsque V_{gs} est suffisante pour induire une densité de courant de 0,4 mA/mm à $V_{ds} = 300$ mV. Ce courant de fuite est dix fois plus faible que celui des PHEMTs.

IV. Conclusion

A travers ce chapitre, nous avons vu que l'utilisation de préamplificateurs dans des conditions cryogéniques n'est pas chose aisée. L'état de fonctionnement d'un préamplificateur à très basse température est tributaire du type de transistors qui le constituent. Plusieurs paramètres intrinsèques aux transistors rentrent en jeu dans l'étude de leur fiabilité. Citons par exemple, leur transconductance qui doit être relativement élevée et leur bruit intrinsèque le plus faible possible. Dans ce chapitre, nous avons décrit, sous forme d'un état de l'art, les avantages et les inconvénients suite à l'utilisation de l'un ou l'autre des différents types de transistors. Le fonctionnement de ceux-ci a donné lieu à une étude comparative essentiellement à basse température. Nous avons donné un aperçu sur les limites d'utilisation de différents types de composants dans les basses températures. Sur la base des données de la littérature, nous avons cité les raisons pour lesquelles le HEMT était le meilleur candidat et nous avons aussi donné des valeurs de comparaisons entre deux sortes de HEMTs (PHEMT et HEMT à très haute mobilité) suite aux études effectuées au LPN.

Auparavant, nous avons donné un bref rappel sur le principe de fonctionnement des FETs et distingué entre un fonctionnement basé sur la modulation de la densité des porteurs de charge dans le canal (cas des MOSFETs et HEMTs) et la modulation de la section du canal (cas des JFETs et MESFETs).

Nous avons aussi présenté l'une des techniques de caractérisation les plus utilisées dans le domaine de la microélectronique du fait de son contrôle non destructif, à savoir ; la technique de mesure du bruit. Nous avons montré la pertinence de son utilisation par rapport aux techniques standards basées principalement sur l'étude du vieillissement des échantillons à étudier. Dans notre étude du bruit, nous nous limiterons à la mesure du bruit basse fréquence. La présentation de cette technique nous a amené à donner un aperçu sur les différents types de bruit que nous pouvons rencontrer lors de l'étude d'un composant à semiconducteur.

Etant donné que nous nous intéressons au bruit basse fréquence, il s'avère que celui-ci est expliqué par deux principaux modèles, l'un est basé sur la fluctuation de la mobilité des porteurs de charge (modèle de Hooge) et l'autre est basé sur la fluctuation de la densité des

porteurs libres (modèle de Mac Whorter). Nous les avons exposé et discuté la prédominance de l'un par rapport à l'autre sur la base des données de la littérature.

A travers cette étude, il nous a semblé que la séparation entre les deux principaux modèles reste difficile à faire. Pour apporter une information supplémentaire afin de conforter l'un ou l'autre des deux modèles, nous avons donc décidé d'aborder le travail de cette thèse par une étude détaillée sur le bruit basse fréquence en fonction des paramètres principaux, à savoir ; la densité du gaz d'électrons et leur mobilité. Pour cela, des structures moins complexes ont été choisies. Ce sont des croix de Hall et des structures en TLM. Ceci nous permettra de mieux comprendre le bruit dans le gaz bidimensionnel ainsi que l'influence des résistances d'accès à l'aide de structures appropriées. En effet, l'étude du bruit dans les HEMTs a montré deux tendances pour la fluctuation relative du courant drain–source S_{Ids}/I_{ds}^2 en fonction de $V_G = V_{gs}$ - V_{th} pour différentes V_{ds} (30, 50 et 300 mV). Pour une tension V_G faible S_{Ids}/I_{ds}^2 devient progressivement indépendante de V_G . Or d'après Valenza et al. [36], ces deux tendances de variations sont liées à une résistance d'accès R_{acc} toujours supérieure à la résistance du canal R_{canal} .

Sur cette base, nous procédons d'abord à des mesures courant-tension sur les différentes hétérostructures en fonction de la température pour accéder aux différentes résistances (du canal et d'accès). Auparavant, nous donnons dans le chapitre qui suit une description relativement détaillée des échantillons qui seront étudiés.

Bibliographie

1.

Low noise preamplifier for gravitational research.
F. Bordoni, G. V. Pallottino.
Review-of-Scientific-Instruments. 48(7), pp. 757-761, juillet 1977.

Noise current measurements and signal-to-noise improvement in low-temperature, low-frequency nuclear-magnetic-resonance experiments.

2. J. Lepaisant, D. Bloyet, E. Varoquaux. Review-of-Scientific-Instruments. 55(4), pp. 521-526, avril 1984.

Very-low-noise amplifier for low-temperature pulsed NMR experiments. D. Bloyet, J. Lepaisant, E. Varoquaux.

3. Review-of-Scientific-Instruments. 56(9), pp. 1763-1771, septembre 1985.

Low-noise FET amplifier for DC SQUID [gravitational wave detector]. G. V. Pallottino, T. Lupi.

4. Review-of-Scientific-Instruments. 61(9), pp. 2436-2438, septembre 1990.

Noise in solid state devices circuits

- 5. A. Van Der Ziel
- ^{5.} Édit. John Wiley & Sons, Inc. 1986.

Broadband cryogenic preamplifiers incorporating GaAs MESFETs for use with low-temperature particle detectors.

6. A. T. Lee. Review-of-Scientific-Instruments. 60(10), pp. 3315-3322, octobre 1989.

Electric transport in a AlGaAs/GaAs structure from 300 K to 4.2 K.

- R. Khlil, A. El Hdiy, A. Cavanna, F. Laruelle, et Y. Jin
- 7. J. Appl. Phys. 96 (5), pp. 3023-3024, septembre 2004.

Investigations on the low-power and low-frequency noise performance of pHEMT at 4.2K.

 T. LUCAS et Y. JIN. Proceedings of the 5th European Workshop on Low Temperature Electronics. 12 (3), pp. 121-124, 2002.

Physics of semiconductor devices.

- 9. S. M. Sze
- Édit. John Wiley & Sons, Inc. 1981.

Measurement of drift mobility in AlGaN/GaN heterostructure field-effect transistor.

 X. Z. Dang, P. M. Asbeck, E. T. Yu, G. J. Sullivan, M. Y. Chen, B. T. McDermott, K. S. Boutros et J. M. Redwing. Appl. Phys. Lett., 74 (25), pp. 3890-3892, juin 1999. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide.

- J. S. Blakemore. 11.
- J. Appl. Phys. 53 (10), pp. 123-181, octobre 1982.

A low-power-dissipation broadband cryogenic preamplifier utilizing GaAs MESFETs in parallel.

12. A. T. J. Lee. Review-of-Scientific-Instruments. 64(8) pp. 2373-2378, aout 1993.

Lock-in detection using a cryogenic low noise current preamplifier for the readout of resistive bolometers.

D. Yvon, V. Sushkov, R. Bernard, J. L. Bret, B. Cahan, O. Cloue, O. Maillard, B. Mazeau, J. P. Passerieux, B. Paul et C. Veyssiere.

13. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 481, pp. 306-316, avril 2002.

Solid State Electronic Devices

- B.G. Streetman, Prentice Hall.
- 14. Édit. John Wiley & Sons, Inc. 1980.

Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of modulation-doped field-effect transistors.

K. Lee, M. S. Shur, T. J. Drummond, Hadis-Morkoc. 15. IEEE-Transactions-on-Electron-Devices. 30 (3), pp. 207-212, mars 1983.

Model for modulation doped field effect transistor.

- T.J. Drummond, H. Morkoc, K. Lee, M. Shur.
- 16. IEEE-Electron-Device-Letters. 3 (11), pp. 338-341, novembre 1982.

Electron energy levels in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs heterojunctions F. Stern, S. D. Sarma.

17. Physical-Review-B-Condensed-Matter. 30 (2), pp. 840-848, juillet 1984.

Classical versus quantum mechanical calculation of the electron distribution at the n-AlGaAs/GaAs heterointerface.

18. J. Yoshida. IEEE-Trans. Electron Devices. 33 (1), pp. 154-156 janvier 1986.

Evidence for screening effects on the 1/f current noise in GaAs/AlGaAs modulation doped field effect transistors.

19. M. A. Py, H. J Buehlmann. J. Appl. Phys. 80 (3), pp. 1583-1593, aout 1996.

Metal-(n)AlGaAs-GaAs two-dimensional electron GaAs FET.

- D. Delagebeaudeuf et N.T. Linh. 20.
- IEEE Trans. Electron Devices, 29, pp. 955-960, 1982.

Overview of the impact of downscaling technologiy on 1/f noise in p-MOSFETs to 90 nm.

21. M. Valenza, A. Hoffmann, D. Sodini, A. Laigle, F. Martinez et D. Rigaud. IEE Proc. Circuits Devices Syst. 151 (2), pp. 102-110, avril 2004.

Nonlinear charge control in AlGaAs/GaAs modulation-doped FETs. W. A. Hughes et C. M. Snowden.

22. IEEE-Trans. Electron Devices. 34 (8), pp. 1617-1625, août 1987.

Mobility of the two-dimensional electron gas at selectively doped n-type Al/sub x/Ga/sub 1-x/As/GaAs heterojunctions with controlled electron concentrations.

 K. Hirakawa et H. Sakaki. Physical-Review-B-Condensed-Matter. 33 (12), pp. 8291-8303, juin 1986.

A new model for modulation-doped FETs

- 24. Cil,-C.-Z.; Tansal,-S.
- IEEE-Electron-Device-Letters. EDL-6(8), pp. 436-6, 1985.

An analytical and computer-aided model of the AlGaAs/GaAs high electron mobility transistor.

25. G. Wang, W. H. Ku. IEEE-Trans. Electron Devices. 33 (5), pp. 657-663, mai 1986.

A model for the current-voltage characteristics of MODFETs.

- 26. K. Park, K. D. Kwack.
- ^{20.} IEEE-Trans. Electron Devices. 33 (5), pp. 673-676, mai 1986.

Ultra low-noise preamplifier for low-frequency noise measurements in electron devices.

27. B. Neri, B. Pellegrini et R. Saletti. IEEE-Trans. Instrumentation and Measurement. 40 (1), pp. 2-6, février 1991.

Ultralow-noise programmable voltage source. L. Baracchino, G. Basso, C. Ciofi et B. Neri.

28. IEEE-Trans. Instrumentation and Measurement. 46 (6), pp. 1256-1261, décembre 1997.

Ultra low-noise current sources.

- 29. C. Ciofi, R. Giannetti, V. Dattilo, B. Neri.
- ^{29.} IEEE-Trans. Instrumentation and Measurement. 47 (1), pp. 78-81, février 1998.

Ultralow-noise PC-Based measurement system for the characterization of the metallizations of integrated circuits.

30. C Ciofi, M. De-Marinis et B. Neri. IEEE-Trans. Instrumentation and Measurement. 46 (4), pp. 789-793, aout . 1997.

1/f noise and germanium surface properties.

- A. Mc Whorter, R. Kingston.
- 31. Semiconductor surface physics. Philadelphia: University of Pennsylvania. pp. 207-228, 1957.

Development of Ge JFETs for deep-cryogenic preamplifiers.

R. R. Ward, R. K. Kirschman, M. D. Jhabvala, R. S. Babu, D. V. Camin et V. Grassi.

32. Proceedings of the SPIE The International Society for Optical Engineering. 4850, pp. 910-918, 2003.

1/ noise in continuous thin gold films

F. N. Hooge et A. M. H. Hoppenbrouwers. 33. Physica. 45 (3), pp. 386-392, december 1969.

1/f noise is no surface effect.

- F. N. Hooge. 34.
- Physics Letters A. 29 (3), pp. 139-140, avril 1969.

Low temperature electronics-Physics, Devices, Circuits, and applications.

- E. A. Gutierrez-D, M. J. Deen, C. L. Claeys. 35.
- Édit. Academic Press. 2001

Conduction and low frequency channel noise of GaAs based pseudomorphic high electron mobility transistors.

M. Valenza, J. C. Vildeuil et D. Rigaud 36. J. App. Phys. 91 (5), pp. 3318-3323 mars 2002.

1/f noise in MODFETs at low drain bias.

- J. M. Peransin, P. Vignaud, D. Rigaud et L. K. J. Vandamme. 37.
- IEEE-Trans. Electron Devices. 37 (10), pp. 2250-2253, octobre 1990.

A cryogenic set-up for low-frequency noise characterization of electronic devices. C. Arnaboldi, G. Boella, R. Mazza, E. Panzeri, G. Pessina.

38. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 520 pp. 644–646, 2004.

Noise measurements on junction field effect transistors.

- G. V. Pallottino et A. E. Zirizzotti.
- 39. Review of Scientific Instruments. 65 (1), pp. 212-220 janvier 1994.

Noise measurements on silicon J-FETs at low temperature using a very high Q superconducting resonator.

40. F. Ayela, J. L. Bret et J. Chaussy. Review of Scientific Instruments. 62 (11), pp. 2816-2821, novembre 1991.

Fliker noise in CMOS transistors from subthreshold to strong inversion at various temperatures.

J. Chang, A. A. Abidi et C. R. Viswanathan. 41. IEEE-Trans. Elect. Dev. 41, pp. 1965-1971, novembre 1994.

1/f Noise source

F. N. Hooge

42. IEEE Trans. Electron. Devices. 41 (11), pp. 1926 novembre 1994. 1/f noise in n-channel silicon-gate MOS transistors.

- 43. H. Mikoshiba.
- ^{45.} IEEE-Trans. Electron Devices. 29, pp. 965-970, 1982.

Surface mobility fluctuation in metal-oxide-semiconductor field-effect transistors. C. Suray et T. Y. Hsiang.

44. Phys. Rev. B, condens. Matter, 35 (12), pp. 6343-6347, 1987.

A 1/f noise technique to extract the oxide trap density near the conduction band edge of silicon.

45. R. Jayaraman et C. G. Sodini. IEEE-Trans. Electron Devices. 36 (9), pp. 1773-1782, 1989.

A unified model for the flicker noise in metal-oxide-semiconductor field effect transistor.

46. K. K. Hung, Ko, P.K, C. Hu et Y. C. Cheng. IEEE-Trans. Electron Devices. 37, pp. 654-665, 1990.

Improved analysis of low frequency noise in field-effect MOS transistor.

- 47. G. Ghibaudo, O. Roux, C. Nguyen-Duc, F. Balestra et J. Brini.
- ^{47.} Physica status solidi A. 124, pp. 571-581, 1991.

Unified presentation of 1/f noise in electronic devices : fundamental 1/f noise source.

48. A. Van der Ziel. IEEE. Proc. 76 (3), pp. 233-258, 1998.

> 1/f noise in metal–oxide–semiconductor transistors biased in weak inversion. J. Rhayem, D. Rigaud, A. Eya'a, M. Valenza et A. Hoffmann.

49. J. Appl. Phys. 89 (7), pp. 4192-4194, avril 2001.

1/f Noise in amorphous silicon thin film transistors : effect of scaling down. J. Rhayem, D. Rigaud, M. Valenza, N. Szydlo and H. Lebrun

50. Solid-state electronics. 43 (4), pp. 713-721, avril 1999.

Modified 1/f trapping noise theory and experiments in MOS transistors biased from weak to strong inversion, influence of interface tates.

51. G. Reimbold. IEEE-Trans. Electron Devices. 31 (9), pp. 1190-1198, 1984.

Flicker noise in CMOS transistors from subthreshold to strong inversion at various temperatures.

52. Jimmin-Chang, A. A. Abidi et C. R. Viswanathan. IEEE-Trans on Electron Devices. 41 (11), pp. 1965-1971, novembre 1994.

Flicker (1-f) noise generated by a random walk of electrons in interfaces O. Jantsch.

53. IEEE-Trans. Electron Devices. 34 (5), pp. 1100-1115, mai 1987.

Low-frequency noise study in electron devices: review and update.

- 54. H. Wong.
- ^{54.} Microelectronics Reliability. 43, pp. 585–599, 2003.

Low frequency noise characterization in 0.13 ^µ m p-MOSFETs. Impact of scaleddown 0.25, 0.18 and 0.13 ^µ m technologies on 1/f noise.

55. M. Marin, Y. Akue Allogo, M. de Murcia, P. Llinares and J. C. Vildeuil Microelectronics Reliability. 44 (7), pp. 1077-1085, juillet 2004.

Low frequency noise in thin gate oxide MOSFETs.

- R. Kolarova, T. Skotnicki et J. A. Chroboczek.
- 56. Microelectronics Reliability. 41 (4), pp. 579-585, avril 2001.

Critical discussion on unified 1/f noise models for MOSFETs.

- Vandamme, E.P.; Vandamme, L.K.J.
- 57. Valuarinie, E.i., Valuarinie, E.K.J. IEEE-Trans. Electron Devices. 47 (11), pp. 2146-2152, novembre 2000.

1/f noise in (100) n-channel Si-MOSFETs from T=4.2 K to T=295 K. E. A. Hendriks, R. J. J. Zijlstra.

58. Solid State Electronics. 31 (6), pp. 1105-1111, juin 1988.

Vers la cryoélectronique ultra sensible : Étude expérimentale des caractéristiques statiques et du bruit en 1/f du HEMT à 4,2K

59. Tristan Lucas Thèse au LPN 2003.

A relationship between 1/f noise and DC parameters in the pHEMT at 4.2K T. LUCAS et Y. JIN.

60. Proceedings of the 5th European Workshop on Low Temperature Electronics. 12 (3), pp. 113-116, 2002.

Chapitre II Description des échantillons

Chapitre II : Description des échantillons

I.	Introduction	
II.	Propriétés du GaAs et AlGaAs	
II.1.	Le composé GaAs.	
II.2.	L'alliage AlGaAs.	
III.	Notion sur le dopage (planaire et volumique)	
IV.	Description succincte du contact ohmique	51
V.	Anomalies à basse température	
VI.	Échantillons	54
VI.1.	Séries disponibles	55
VI.2.	Les différents motifs (TLM, Croix de Hall et Transistors sans grille)	
VII.	Conclusion	61

<u>Chapitre II</u>

Échantillons : Description des échantillons

I. Introduction

Dans les semiconducteurs type n, la mobilité μ est limitée par l'interaction des électrons avec les impuretés et les phonons. 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 la fonction en température T^{3/2}, car les phonons sont plus excités à haute température [1].

Dans le cas des HEMTs, les électrons du gaz 2D sont séparés des ions positifs par une couche de AlGaAs appelée espaceur, qui rend négligeable la force coulombienne entre les électrons et les impuretés. Cette séparation explique les vitesses élevées et les performances en bruit pour le HEMT comparé au MESFET où les porteurs de charges se trouvent dans le même milieu que les impuretés alors que dans le cas des HEMTs les électrons circulent dans un milieu intrinsèque.

Selon différents critères, plusieurs types de HEMTs peuvent être définis. En se basant sur le type du substrat et le matériau du canal, les HEMTs peuvent être répartis en trois groupes :

- ✓ Les HEMTs conventionnels (HEMTs), avec un canal en GaAs sur substrat GaAs.
- ✓ Les HEMTs pseudomorphiques (en désaccord de maille) (PHEMTs), avec un canal en InGaAs sur substrat GaAs.
- ✓ Le troisième type est composé d'un canal en InGaAs (avec une grande fraction de In pour diminuer le désaccord de maille) sur substrat InP.

L'absence de problèmes de désaccord de maille et de dislocation dans les HEMTs conventionnels, permet l'obtention d'hétérojonctions de bonne qualité. Dans ces HEMTs, pour toute fraction d'aluminium dans $Al_xGa_{1-x}As$ les deux matériaux sont en accord de maille.

Dans ce chapitre, nous rappelons dans un premier temps les avantages liés aux propriétés électriques de l'arséniure de gallium et de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs. Puis nous discutons les différentes anomalies qui apparaissent à basse température dans les HEMTs et enfin nous décrivons les différents échantillons utilisés dans cette étude.

II. <u>Propriétés du GaAs et AlGaAs</u>.

II.1. <u>Le composé GaAs.</u>

Comme tous les semiconducteurs composés III-V, le GaAs cristallise dans une structure de type zinc-blende (voir Fig 1). Il est formé de deux réseaux cubiques à faces centrées identiques qui s'interpénètrent, l'un contenant les atomes de gallium 'Ga', l'autre les atomes de l'arsenic 'As'. Le décalage entre les deux réseaux est d'un quart de la diagonale principale du cube. On a donc quatre paires d'atomes par cellule conventionnelle.

Les liaisons tétraédriques covalentes telles que les liaisons Si-Si par exemple ou partiellement ioniques et partiellement covalentes telles que les liaisons Ga-As dans le cas qui nous concerne sont la base de la structure zinc-blende. En effet, chaque atome est l'origine de quatre liaisons orientées dans l'espace suivant les axes de symétrie d'un tétraèdre régulier, comme le montre (Fig 1).



Fig 1 : Structure cristalline du GaAs, liaison tétraédrique de la structure Zinc-blende.

Une autre propriété chimique importante du GaAs est que si l'on clive (coupe) le cristal selon la direction [001], on aura une succession de plans cristallins comportant des atomes de l'élément de type III, puis les atomes de l'élément de type V, et ainsi de suite. Cela permet une croissance couche à couche du semiconducteur.

D'un point de vue énergétique, la relation de dispersion $E(\vec{k})$, présentant l'énergie en fonction du vecteur d'onde, montre que contrairement au silicium et au germanium où la transition est indirecte, le GaAs est un matériau à transition directe (Fig 2) Eg = 1,424 eV à 300 K [2]. Par comparaison, les valeurs des bandes interdites correspondant au Si et au Ge sont de 1,12 eV et 0,66 eV respectivement.



Fig 2 : Bandes interdites à transition directe et indirecte dans les semiconducteurs. À gauche transition directe (cas du GaAs). À droite transition indirecte (cas du Si).

II.2. L'alliage AlGaAs.

L'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ est une solution solide de GaAs et de AlAs. Tout paramètre physique relatif à cet alliage peut être obtenu par combinaison des paramètres correspondants au GaAs et à l'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.

La nature de la transition énergétique de l'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ change selon le taux d'aluminium x, avec 0 < x < 1. Pour une fraction d'aluminium inférieure à 0,45, la transition de l'alliage est identique à celle du GaAs caractérisé par une transition directe (le bas de la bande de conduction est la vallée Γ). Quand le taux d'aluminium devient supérieur à 0,45 la transition devient indirecte comme celle de l'AlAs (le bas de la bande de conduction se déplace vers la vallée X). Les différents paramètres physiques du $Al_xGa_{1-x}As$ sont donnés en fonction de la fraction x de l'aluminium. À la température ambiante l'affinité électronique χ s'écrit [3] :

$$\chi = 4,07 - 1,1 \times x$$
 pour x < 0,45
et $\chi = 3,64 - 0,14 \times x$ pour 0,45 < x < 1
Eq 1

Les énergies liées à la structure de bandes, peuvent être déduites en fonction de la différence entre les énergies du bas des différentes vallées de la bande de conduction et le haut de la bande de valence. Considérons tout d'abord le sommet de la bande de valence, il est caractérisé par deux propriétés essentielles qui sont communes à tous les semiconducteurs à structure cubique. Il est situé au point Γ qui est le centre de la zone de Brillouin et il est constitué de la convergence de deux bandes qui sont dégénérées au sommet. Compte tenu de l'unicité du point Γ dans la première zone de Brillouin, le maximum de la bande de valence est unique. Le minimum de la bande de conduction présente une situation beaucoup moins uniforme que pour la bande de valence. Comme nous l'avons signalé auparavant, l'alliage Al_xGa_{1-x}As se caractérise par deux transitions, l'une directe et l'autre indirecte selon la fraction de l'aluminium. À température ambiante (300 K) le minimum de la bande de conduction se trouve soit en vallée Γ quand x est inférieur 0,45, ou en vallée X quand le taux d'aluminium est supérieur à 0,45 (Fig 3). Les différentes valeurs de l'énergie de la bande interdite Eg en fonction de x, et l'énergie entre les différentes vallées de la bande de conduction et le haut de la vallée Γ de la bande de valence sont données en eV par les équations (Eq 2, Eq 3, Eq 4 et Eq 5) [3]. Dans ces équations $E_{\Gamma-\Gamma}$, $E_{X-\Gamma}$ et $E_{L-\Gamma}$ font référence respectivement à la différence d'énergie entre les vallées Γ , X et L de la bande de conduction et la vallée Γ de la bande de valence.

$$E_g = 1,424 + 1,247 \times x$$
 pour x < 0,45
Ea 2

et
$$E_g = 1.9 + 0.125 \times x + 0.143 \times x^2$$
 pour x > 0.45

$$E_{\Gamma-\Gamma} = 1,424 + 1,155 \times x + 0,37 \times x^2 \qquad Eq \ 3$$

$$E_{X-\Gamma} = 1,9 + 0,124 \times x + 0,144 \times x^2 \qquad Eq \ 4$$

$$E_{L-\Gamma} = 1,71 + 0,69 \times x$$
 Eq 5



Fig 3 : Evolution de l'énergie de différentes vallées de la bande de conduction par rapport au point Γ de la bande de valence en fonction du taux d'aluminium. Résultats déduits des équations 3, 4 et 5.

Nos échantillons se situent dans la partie à transition directe avec un taux d'aluminium variant entre 19,6 % et 34 %.

La dépendance de ces énergies (en eV) en fonction de la température s'écrit [4].

$$E_{\Gamma-\Gamma} = E_{\Gamma-\Gamma}(0) - 5,41.10^{-4} \times \frac{T^2}{T+204} \qquad \qquad Eq \ 6$$

$$E_{X-\Gamma} = E_{X-\Gamma}(0) - 4.6.10^{-4} \times \frac{T^2}{T+204}$$
 Eq 7

$$E_{L-\Gamma} = E_{L-\Gamma}(0) - 6,05.10^{-4} \times \frac{T^2}{T+204} \qquad Eq \ 8$$

Dans ces équations les énergies à la température zéro degré Kelvin sont données par :

$$E_{\Gamma-\Gamma}(0) = 1,519 + 1,155 \times x + 0,37 \times x^2 \qquad Eq 9$$

$$E_{X-\Gamma}(0) = 1,981 + 0,124 \times x + 0,144 \times x^{2} \qquad \qquad Eq \ 10$$

$$E_{L-\Gamma}(0) = 1,815 + 0,69 \times x \qquad \qquad Eq \ 11$$

L'hétérojonction issue de ces deux matériaux (GaAs et AlGaAs) dans le cas des HEMTs est formée par une couche donneuse AlGaAs dopée n, séparée d'une deuxième couche intrinsèque de GaAs formant le canal par une couche AlGaAs non dopée (espaceur). Les deux matériaux se différencient par leur largeur de bande interdite Eg, leur travail de sortie ϕ et leur affinité électronique χ . E_{VL}, E_C et E_V représentent respectivement le niveau du vide, l'énergie de la bande de conduction et l'énergie de la bande de valence, comme le montre la figure 3 du premier chapitre. Les différents paramètres relatifs au GaAs sont obtenus en donnant à x la valeur zéro dans les équations précédentes.



Fig 4 : Diagramme énergétique de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs.

Anderson [5] a donné l'expression de la discontinuité des bandes de valence et de conduction partant de la continuité du niveau du vide.

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2 \qquad \qquad Eq \ 12$$

$$\Delta E_{v} = (E_{g2} - E_{g1}) - \Delta E_{c} \qquad \qquad Eq \ 13$$

Avec E_{g1} (E_{g2}) et χ_1 (χ_2) la largeur de la bande interdite et l'affinité électronique du AlGaAs (GaAs).

Cependant, la détermination exacte des affinités électroniques est difficile. La mécanique quantique permet d'écrire pour l'hétérojonction AlGaAs/GaAs :

$$\Delta E_{c} = (0.85 \pm 0.03) \times (E_{g2} - E_{g1})$$
 Eq 14

$$\Delta E_V = (0.15 \pm 0.03) \times (E_{g2} - E_{g1}) \qquad Eq \ 15$$

Par exemple, pour un taux d'aluminium x=0,25, ΔE_C =0,26eV et ΔE_V =0,045eV.

À basse température, il est recommandé d'utiliser $E_{g2} = 1,41 \times x$ (en eV) [1].

III. Notion sur le dopage (planaire et volumique)

2

Le dopage de l'arséniure de gallium peut être réalisé en introduisant des impuretés de la colonne II. Celles-ci se mettent en site gallium 'Ga' comme le béryllium 'Be', pour produire un dopage de type p. Si les impuretés sont des éléments de la colonne VI, elles se mettent en site

arsenic 'As', comme 'S, Se et Te' pour donner un dopage n. 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 c'est le cas pour le carbone. Si en revanche, il se place plutôt en site gallium, il donne un dopage n, c'est le cas du silicium. Le dopage par un élément de la colonne IV est d'autant plus efficace que celui-ci a une préférence marquée pour l'un ou l'autre des deux sites. Le germanium 'Ge' par exemple est nettement amphotère alors que le silicium, le dopant n le plus utilisé, l'est plutôt moins (taux d'auto compensation inférieur à 10%) [6]. De plus, le silicium a l'avantage de diffuser peu dans le GaAs (D=4.10⁻⁸ cm²s⁻¹ : coefficient de diffusion) [7] et il possède un coefficient de collage voisin de 1.

II	III	IV	V	VI
Be	В	С	N	0
4	5	6	7	8
Mg	Al	Si	Р	S
12	13	14	15	16
Ca	Ga	Ge	As	Se
20	31	32	33	34
Sr	In	Sn	Sb	Те
38	49	50	51	52
Ba	Tl	Pb	Bi	Ро
56	81	82	83	84

Tab 1 : Eléments des colonnes II-VI de la table de Mendeleïev.

Pour réaliser un dopage par silicium en épitaxie par jet moléculaire EJM (MBE pour Molecular Beam Epitaxy), on utilise deux techniques ; soit on incorpore les atomes de silicium en cours de croissance, c'est le dopage volumique, soit on interrompt la croissance pour déposer les atomes de silicium, c'est le dopage planaire appelé aussi delta dopage (δ-dopage). Le dopage planaire est par définition, la plus petite structure géométrique qui puisse exister pour un couple impureté–matrice, c'est-à-dire une seule couche atomique d'une impureté à l'intérieur d'une matrice. L'élaboration de telles couches n'est pas toujours possible dans les semiconducteurs. Les technologies actuelles de dépôts sous jet moléculaire MBE permettent d'élaborer, par exemple, un δ-dopage en silicium dans de l'arséniure de gallium GaAs. 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 aussi d'obtenir des 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 Si quittent le plan du dopage transversalement

à la croissance, d'autant plus que la température est élevée et que leur concentration est importante.

IV. Description succincte du contact ohmique

Les procédés d'élaboration d'un HEMT ont bénéficié du développement des nanosciences et des outils de croissance, de lithographie et de gravure. Différents papiers ou revues scientifiques décrivent plus ou moins en détail toutes les procédures à suivre pour aboutir à un transistor destiné à une application quelconque. Le contenu de ce paragraphe sera plutôt axé sur une description aussi succincte que possible de la procédure de réalisation des contacts ohmiques. La technique d'évaporation thermique pour les contacts ohmiques consiste à chauffer par effet Joule ou par bombardement électronique un matériau qui, vaporisé, 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 (le dépôt s'effectue aussi sur le quartz).

Les dépôts des contacts ohmiques utilisés sur l'Arséniure de Gallium, pour nos échantillons, mettent en jeu l'eutectique Or-Germanuim 'AuGe'. Cet eutectique d'AuGe est généralement séparée 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 (Fig 5). Ces dépôts sont faits par évaporation suivie d'un recuit effectué à une température de l'ordre de 400 °C. Ce type de contact est le plus répandu pour les composés III-V car il fournit des résistances de contact faibles [8 - 11].

GaAs
$$Ni$$
 Ge Au Ni Au Au $1200 A^{\circ}$ Au $1200 A^{\circ}$ Au $1000 A^{\circ}$

Fig 5 : Dépôt métallique du contact ohmique.

À la température eutectique, le mélange Or-Germanium forme un alliage en phase liquide. Le dépôt des couches Ni/Ge/Au/Ni/Au est suivi d'un recuit rapide qui diffuse le Ge (donneur) sous les plots métalliques dans les couches de semiconducteur. Le surdopage de ces derniers par le germanium 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.

V. <u>Anomalies à basse température</u>

Avant de présenter les échantillons étudiés, il est utile de rappeler quelques anomalies qui apparaissent à basse température. Les HEMTs développent leurs potentiels pour les températures cryogéniques grâce à l'amélioration de la mobilité et de la vitesse. De plus à basse température, la dispersion due aux phonons diminue. Cependant à basses températures, le HEMT présente des anomalies comme l'effondrement de la caractéristique I-V (Fig 6) [12].



Fig 6 : Effondrement de la caractéristique I-V [12].

Deux effets sont à prendre en considération lors de la fabrication : l'effet d'états de surface dans le GaAs : blocage du niveau de Fermi (Fermi level pinning) et l'effet de la présence des centres profonds.

À la surface de GaAs, il existe une densité d'états dans la bande interdite qui fixe le niveau de Fermi au milieu de la bande interdite. 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. On doit introduire toujours suffisamment de dopants en supposant que le niveau de Fermi est sur le niveau donneur dans la région dopée : pour un plan de dopage à 100 Å de la surface, un calcul élémentaire avec l'équation de Poisson montre qu'il faut 5.10¹² donneurs par cm².

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. En utilisant une structure à deux plans de dopage [7], on peut séparer les deux fonctions du dopage (transfert de charge et compensation des états de surface). On peut ainsi éloigner du gaz d'électrons les donneurs ionisés qui fournissent la charge de surface et donc augmenter la mobilité, car l'interaction entre le gaz et les donneurs ionisés diminue suivant le cube de la distance entre ces derniers.

La présence des centres DX est liée au taux d'aluminium dans Al_xGa_{1-x}As. L'augmentation du taux x 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 (voir Eq 2 et Eq 14) et favorise le transfert de charge vers le GaAs. Cependant, l'introduction de l'aluminium ne peut pas dépasser un certain pourcentage sous crainte de créer des défauts. Il est connu que le AlGaAs contient des donneurs induisant des défauts qu'on appelle centres profonds DX [13 - 15]. En effet pour des taux d'aluminium x > 0,22, les atomes de dopants (Si) forment avec les atomes voisins dans le réseau cristallin AlGaAs des complexes ioniques dits centres donneurs profonds (centre DX). Dans la bande interdite, ces centres DX peuvent avoir des énergies d'activation de 352 meV et de 381 meV pour des taux d'aluminium de 34% et de 37% [13]. Dans les HEMTs, la présence de ces états profonds est à l'origine de trois effets parasites observables à basse température : effet Collapse [14], bruit de génération recombinaison [16 -20] et l'effet kink [15].

L'effet collapse est caractérisé par le décalage de la tension seuil (Fig 6). Le phénomène collapse apparaît seulement pour les faibles tensions. Pour des températures inférieures à 77 K Drummond et al. [14] 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 drain–source inférieures à 0,5 V. La caractéristique I-V devient normale quand la tension V_{ds} s'approche de 1V (Fig 6). La chute du courant est assimilable à un décalage vers le positif de la tension seuil du transistor.

Drummond et al. [21] ont expliqué le collapse en utilisant le piégeage des électrons dans la couche désertée du AlGaAs. Une injection de charges dans la zone désertée du côté drain peut se produire quand le champ électrique atteint des valeurs élevées près de celui-ci. Kastalsky et Kiel [22] se sont intéressés à deux points : le décalage de la tension 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. Avec une densité de centres DX de l'ordre de 2.10^{18} cm⁻³ correspondant à une distance en moyenne entre les centres de 100 Å, la probabilité pour qu'un électron se déplace vers un centre DX par saut croit. 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 V_{ds} augmente car les électrons acquièrent de l'énergie. L'illumination fait disparaître l'effet collapse par la génération de paires électron trou dans la couche AlGaAs.

Le bruit de génération-recombinaison est lié aux centres DX [13 - 15]. Ceux-ci sont capables de capturer et d'émettre des électrons à basse température pour des périodes de temps suffisantes pour engendrer ce type de bruit. Nous en parlerons dans le chapitre IV.

Quant à l'effet Kink, il est caractérisé par une augmentation anormale du courant I_{ds} en régime de saturation. Cet effet est observé dans les MOSFETs à 4 K [23] et dans les HEMTs [24, 25]. 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 [23], 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. À l'état stationnaire, 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.

VI. <u>Échantillons</u>

Avec un contrôle attentif lors du processus de fabrication et des conditions de croissance, il est possible de fabriquer des hétérojonctions pour les HEMTs où les effets signalés dans ce qui a précédé sont réduits.

Dans ce but, le taux d'aluminium introduit dans le GaAs sera inférieur à 21% dans les séries à faible densité de charges (Tab 3 dans § VI.1) qui seront étudiées par la technique du bruit à basse température. Des mesures I-V sur des HEMTs de ces séries ont montré l'absence de l'effet collapse et de l'effet Kink [26].

Comme on met suffisamment de dopants pour que le niveau de Fermi dans la région dopée soit sur le niveau donneur les problèmes électrostatiques, de part et d'autre de la région dopée, sont indépendants. Les densités de dopage utilisées pour nos échantillons sont supérieures à 7.10^{12} cm⁻² (dopage planaire), ce qui correspond à une densité en volume de l'ordre de 10^{19} cm⁻³. Le transfert de charge, dans ce cas, ne dépend que de l'espaceur, de la discontinuité de bande de conduction à l'interface.

VI.1. <u>Séries disponibles</u>

Six séries H228, PB02, T802, S420, S436 et S438 feront l'objet d'une étude dans cette thèse. Dans la suite nous notons ces séries respectivement A, B, C, D, E et F. Les six séries sont élaborées au sein du LPN par l'équipe d'épitaxie. Ce sont des hétérojonctions qui mettent en jeu la juxtaposition des deux matériaux que nous avons décrit auparavant, un à large bande interdite AlGaAs et l'autre à faible largeur de bande interdite GaAs. Lors de la jonction de ces deux semiconducteurs à bandes interdites différentes, les niveaux de Fermi s'alignent. La structure en couche de ces séries est donnée aux tableaux (Tab 2 et Tab 3). Les couches dont nous disposons peuvent être rassemblées en deux groupes selon leurs densités de porteurs à basse température '4K'. Le premier groupe contient les séries à faibles densités $n_s < 2,2.10^{11}$ cm⁻². Dans ce groupe, on trouve les séries D, E et F. Le second groupe contient des séries à densité moyenne n_s comprise entre 2,5.10¹¹ cm⁻² et 5.10¹¹ cm⁻², dans ce groupe on trouve les séries A, B et C.

	А	В	С
Cap layer			
GaAs	100 Å	50 Å	50 Å
Barrière			
AlGaAs		600 Å	300 Å
AlGaAsSi	300 Å		
Taux de Al	X=33%	X= 33%	X= 34%
Dopage			
Volumique			
Planaire SiAs		7.10^{12} atomes/cm ²	$8,9.10^{12}$ atomes/cm ²
Espaceur			
AlGaAs	150 Å	150 Å	250 Å
Taux de Al	X=33 %	X= 33 %	X= 34 %
Canal			
GaAs	10800 Å	15000 Å	1000 Å
Super-réseau			
60*(GaAs+AlGaAs)	3000 Å	2500 Å	3330 Å
GaAs		7200 Å	12500 Å
Substrat			
GaAs	450 μm	450 μm	450 μm

Tab 2 : Structure en couche des Hétérojonctions à densité électronique moyenne.

	D	Е	F
Cap layer			
GaAs	100Å	100Å	100Å
Barrière			
AlGaAs	150Å	150Å	150Å
Taux de Al	X=20.3 %	X=19.6 %	X=19.6 %
Dopage			
Planaire SiAs	10 ¹³ Atomes/cm ²	8.10^{12} Atomes/cm ²	8.10^{12} Atomes/cm ²
Barrière			
AlGaAs	450Å	350Å	350Å
Taux de Al	X=20.3 %	X=19.6 %	X=19.6 %
Dopage			
Planaire Si	10^{12} Atomes/cm ²	10^{12} Atomes/cm ²	10^{12} Atomes/cm ²
Espaceur			
AlGaAs	300Å	400Å	400Å
Taux de Al	X=20.3 %	X=19.6 %	X=19.6 %
Canal			
GaAs		200 Å	200Å
AlGaAs	200Å	2001	2001
Taux de Al	X=5.5 %		
AlGaAs		100Å	100Å
Taux de Al		X=19.6 %	X=19.6 %
Super-réseau	2500Å	2500Å	2500Å
Poubelle	250011	200011	200011
GaAs	11000Å	5000Å	10000Å
GaInAs		120Å	
Taux de In		Y~ 10 %	
GaAs		5000Å	
AlAs		100Å	
GaAs		600Å	
Substrat			
GaAs	450 μm	450 μm	450 μm

Tab 3 : Structure en couche des Hétérojonctions à faible densité.
De façon commune à toutes les séries, la couche superficielle (Cap layer) est formée par le matériau à faible bande interdite GaAs. Les contacts ohmiques de source et drain sont réalisés sur cette couche. La nature diffusive de l'eutectique permet au contact d'atteindre la couche active. L'épaisseur de cette partie superficielle est de 100 Å pour toutes les séries sauf les deux séries B et C où l'épaisseur est réduite de moitié; 50 Å. 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). L'espaceur vient se situer après la barrière AlGaAs dopée (couche donneuse). L'espaceur 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. 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. En prenant par exemple les séries à faible densité de porteurs (D, E et F) où l'épaisseur de cet espaceur est importante (Tab 3) on s'attend à ce que les interactions des électrons avec leurs donneurs ionisés dans la couche D (espaceur = 300 Å) soient plus importantes comparées aux deux séries E et F où l'espaceur est de 400 Å. La densité des porteurs, quant à elle, doit être supérieure dans le cas de la série D comparée à celle des deux séries E et F. D'autre part, la vitesse dépend fortement des interactions que les porteurs sont susceptibles de subir durant le transport, ce qui favorise des mobilités importantes pour les séries E et F avec des densités encore plus faibles. Du point de vue du type de dopage, la série A est la seule série à dopage volumique, alors que les autres séries sont à dopage planaire. Une couche isolante supplémentaire de protection est utilisée à la surface des séries à faible densité (D, E et F). Elle a pour rôle de protéger la couche des phénomènes d'oxydation, notamment dans le cas de faible dopage. En effet, comme la couche donneuse est totalement désertée, l'oxydation changera la densité électronique du gaz bidimensionnel en pompant les électrons du canal.

VI.2. <u>Les différents motifs (TLM, Croix de Hall et Transistors sans</u> <u>grille)</u>

Sur les couches décrites auparavant on a réalisé différents motifs pour des caractérisations spécifiques. Quatre types de motifs ont été fabriqués en salle blanche du laboratoire LPN, à savoir des structures TLM (méthode de ligne de transmission), des croix de Hall et des transistors avec et sans grille. Deux étapes technologiques sont nécessaires pour la réalisation : l'étape dite mesa qui définit la couche active et la métallisation pour la prise des contacts.

L'élément de départ est le support sur lequel sera réalisé l'échantillon. Le support est un substrat de GaAs semi-isolant, avec des paramètres spécifiques qui vont servir à son identification (orientation, épaisseur, etc.). Le substrat se présente sous forme d'une plaquette circulaire. Sur le bord de la plaquette un méplat est taillé. Ce méplat est orienté selon la direction principale de telle sorte qu'il permet lors de la première photolithographie, d'aligner de façon précise les motifs à réaliser par rapport à la direction principale du substrat. La figure (Fig 7) montre l'orientation du méplat et l'identification de différentes directions cristallines. La conduction dans nos échantillons se fera selon une de ces directions.



Fig 7 : Orientation du grand méplat et l'identification des différentes directions cristallines.

<u>Structures TLM (Fig 8)</u>: La réalisation de ces motifs a pour but de mesurer la résistance de contact. L'idée de base est de réaliser des motifs en échelle de résistance sur la même couche. Les différentes résistances ont différentes longueurs repérées par les dépôts de contact ohmique qui permettent la prise de mesures. Les motifs dont nous disposons ont trois longueurs différentes : 5µm, 10µm et 20µm.



Fig 8 : Configuration TLM

<u>Croix de Hall (Fig 9)</u>: son utilisation donne accès à la résistivité sans passer par les résistances de contact. Sous champ magnétique, ce motif permet à la fois la mesure de la densité et de la mobilité des porteurs libres. À l'aide de quelques corrections, la croix de Hall permet aussi d'estimer la résistance de contact ohmique. On a présenté sur la figure (Fig 9) la forme géométrique d'une croix de Hall. La partie mesa constituant la couche active est formée par deux bras solidaires à un canal commun. Le tronc sert de canal habituel de conduction. La réalisation des contacts ohmiques sur les six extrémités permet de sonder directement les tensions du canal et de faire circuler le courant. Les plots de dépôt métallique en Or Germanium pour les contacts ohmiques sont déposés par évaporation. Ces plots sont numérotés de 1 à 6. Les dimensions géométriques des croix de Hall utilisées pour nos mesures sont de deux types pour deux géométries de contact (contact avec ou sans dentelles).

<u>Croix de Hall sans dentelles</u>: le contact ohmique pour ces croix est réalisé d'une façon habituelle par évaporation comme décrit au paragraphe IV. Le caractère sans dentelles est lié à la forme géométrique du contact qui est droite voir partie droite (b) de la figure (Fig 9). Le grand canal entre les deux contacts 1 et 2 est de longueur 420 μ m et de largeur 40 μ m. Les deux bras ont une longueur 120 μ m et une largeur de 15 μ m. Les deux bras sont distants de 215 μ m, on appellera cette partie, par la suite, petit canal et la résistance correspondante résistance du petit canal R₃₄.

<u>Croix de Hall avec dentelles</u>: Pour ces croix, la forme géométrique du contact est en dentelles (voir la partie gauche (a) de Fig 9). Chaque extrémité du grand canal contient sept dents, alors qu'au côté bras on en a trois. La forme géométrique des dents est un carré caractérisé par un côté de longueur 3 µm.



Fig 9 : Croix de Hall.

<u>Transistors sans grille</u>: Ce sont des structures qui ont subi les mêmes étapes technologiques de fabrication que les HEMTs excepté le recess et la déposition de la grille. Ils peuvent être assimilés à des résistances. Le contact dans ces motifs est en dentelles.



Fig 10 : Transistor sans grille

Les échantillons ont été fabriqués de telle sorte que la direction principale de conduction soit une parmi les quatre mentionnées à la figure (Fig 11). Pour les séries A, B et C, nous disposons de quatre directions cristallines [I I 0], [I $\overline{1}$ 0], [I 0 0], [0 I 0], que ce soit pour les croix de Hall ou les structures en TLM. Pour alléger l'écriture, nous notons par la suite ces directions (1), (2), (3) et (4). Pour les séries D, E et F nous n'avons qu'une seule direction cristalline qui est soit [I I 0] ou celle qui lui est perpendiculaire [I $\overline{1}$ 0].



Fig 11 : Les quatre directions cristallines utilisées dans ce mémoire : [I I 0], [I Ī 0], [I 0 0], [0 I 0].

VII. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les principales propriétés de l'hétérostructure AlGaAs/GaAs, à savoir les diagrammes énergétiques ainsi que les énergies caractéristiques telles que la susceptibilité χ , la largeur de la bande interdite E_g ainsi que les niveaux vallées (E_{Γ} , E_L et E_X) et les largeurs intervallées ($E_{L-\Gamma}$, $E_{X-L...}$). Nous avons aussi rappelé la différence entre un dopage volumique et un δ -dopage et nous avons montré le rôle joué par ce dernier par rapport au premier. Nous avons décrit de façon sommaire les procédés qui rentrent en jeu pour la réalisation des contacts ohmiques du côté du drain et de la source. Nous avons vu que le choix des conditions d'élaboration des échantillons se fait de façon drastique afin d'éviter les différentes anomalies qui apparaissent à basse température; à savoir, l'effet collapse et l'effet kink provoquant l'effondrement des caractéristiques électriques du HEMT. D'ailleurs, c'est la raison pour laquelle le pourcentage d'aluminium se trouve souvent sous 22 % pour éviter l'apparition des centres DX responsables justement de ces effets indésirables.

En résumé, ce chapitre peut être considéré comme une sorte de présentation des différents échantillons réalisés au LPN pour le projet de recherche qui a été défini pour le déroulement de ce stage de thèse. Globalement, toutes les caractéristiques technologiques et toutes les configurations dont nous avons besoin ont été sommairement décrites. Dans le prochain chapitre, nous verrons quelques études comparatives concernant la technologie, et la configuration géométrique en ce qui concerne le transport électrique de façon générale. Nous verrons par exemple que les contacts sous forme de structure en dentelles permettent d'avoir une résistance de contact plus faible que dans le cas d'un contact ohmique sans structure en dentelles.

61

Bibliographie

Low temperature electronics-Physics, Devices, Circuits, and applications.

1. E. A. Gutierrez-D, M. J. Deen, C. L. Claeys. Édit. Academic Press. 2001.

Semiconducting and other major properties of gallium arsenide

J. S. Blakemore
 J. Appl. Phys. 53 (10), pp. R123-R181, octobre 1982.

Semiconductor parameters. Volume II Ternary and quaternary III-V compounds.
3. Édit. M Levinshtein, S Rumyantsev (Ioffe Institute) & M Shur (1998).

GaAs lower conduction-band minima: Ordering and properties.

4. D. E. Aspnes Phys. Rev. B. 14, pp. 5331–5343, 1976.

Experiments on Ge-GaAs heterojunctions.

5. R. L. Anderson. Solid-State Electronics. 5 (5), pp. 341-344, septembre–octobre 1962.

Investigation of the DX center in heavily doped *n*-GaAs D. K. Maude, J. C. Portal, L. Dmowski, T. Foster, L. Eaves, M. Nathan, M.

 Heiblum, J. J. Harris, et R. B. Beall. Phys. Rev. Lett. 59 (7), pp. 815–818, aout 1987.

Two-dimensional electron gas of very high mobility in planar doped heterostructures.

7. B. Etienne. Journal de Physique. 48 (12), pp. 2049-2052, 1987.

Correlation of resistance and interfacial reaction of contacts to n-type InP. J. S. Huang, C. B. Vartuli, T. Nguyen, N. Bar-Chaim, J. Shearer, C. Fisher et S.

8. Anderson. Journal of Materials Research. 17 (11), pp. 2929-2934, 2002.

Characterization of ohmic contacts to InP.

9. L. P. Erickson, A. Waseem et G. Y. Robinson. Thin Solid Films. 64 (3), pp. 421-426, decembre 1979.

Uniform and thermally stable AuGeNi ohmic contacts to GaAs.

10. A. Callegari, E.T-S. Pan, et M. Murakami. Applied Physics Letters. 46 (12), pp 1141-1143, juin 1985.

Ohmic contact to n-type bulk and δ doped Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs MODFET type heterostructures and its applications.

^{11.} Y. Jin. Solid State Electronics. 34, pp. 117-121, 1991. On the low-temperature degradation of (Al, Ga) As / GaAs modulation-doped field effect transistor.

12. A. Katalsky et R. A. Kiel. IEEE-Trans. Electron Devices. 33 (3), p. 414, 1986.

Noise spectrscopy of deep level (DX) centers in GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructures

13. J. R. Kirtely, T. N Theis. P.M. Mooney and SL Wriight. J. Apl. Phys. 63 (5), p 1541, 1988.

Bias dependence and light sensitivity of AlGaAs/GaAs MODFET's at 77 K.

14. T. J; Drummond, R. J. Fscer, W.F. Kopp, H. Morkoc, K. Lee, et M. S. Shur, IEEE Trans. Electron Devices. 30, pp. 1806-1811, 1983.

Study of the kink effect in AlInAs/GaInAs/InP composite channel HFETs. 15 B. Georgescu, A. Souifi and G. Guillot.

J Mater Sci—Mater Electron 10, pp. 419–423, 1999.

Noise spectroscopy of deep levels in n⁺nn⁺AlGaAs devices M. de Murcia, F. Pascal, E. Richard

16. IEE proceeding. pp. 247-250. 1999.

Trap Studies in GaInP/GaAs and AlGaAs/GaAs HEMT's by Means of low Frequency noise and transconductance dispersion characterizations.

17. Yi-Jen Chan et D. Pavlidis. IEEE Trans. Electron Devices. 41 (5), P.637-642, mai 1994.

Electronic traps in bulk and epitaxialGaAs crystals.

- 18. G.M Martin, A. Mitonneau, et Mircea.
- Electron. Lett. 13, P. 191-193, 1977.

Deep-level transient spectroscopy of $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ using nondestructive acousto-electric voltage measurement

19. Massood Tabib-Azar. IEEE Trans. Elect. Dev. 36 (6) pp. 1189-1195, juin 1989.

Understanding defects in semiconductors as key to advancing device technology. Eicke R. Weber.

20. Physica B. 340-342. pp. 1-14, 2003.

Bias dependence and light sensitivity of (Al,Ga)As/GaAs MODFETs at 77 K.

21. T. J. Drummond, R. Fischer, W. Kopp, Morkok, K. Lee, et M. S. Shur. IEEE Trans. Electron Devices 30, p. 1806, 1983.

On the low temperature degradation of AlGaAs/GaAs modulation-doped field-effect transistors.

A. Kastalsky et R. A. Kiel. IEEE Trans. Electron Devices. 33, p. 414, 1986. Model for hysteresis and kink behavior of MOS transistors operating at 4.2 K.

23. B. Dierickx, L. Warmerdam, E. R. Simoen, J. Vermeiren et C. Claeys. IEEE Trans. Electron Devices.45 (7), pp. 1120-1125, 1988.

Kink effect in HEMT structures: A trap-related semi-quantitative model and an empirical approach for spice simulation.

 T. Zimmer, D. Ouro Bodi, J. M. Dumas, N. Labat, A. Touboul et Y. Danto. Solid-State Electronics. 35 (10), P. 1543-1548, octobre 1992.

A physical model for the kink effect in InAlAs/InGaAs HEMTs

25. M. H. Somerville, A. Ernst, J. A. del Alamo. IEEE Trans. Electron Devices 47 (5), pp 922-930, 2000.

Cryogenic Temperature Performance of Modulation Doped Field Effect Transistors.

26. J.Kolodzey, H.Laskar, S.Boor. Electron Lett. 25, P. 777-778, 1988. Chapitre III Contribution à l'étude du transport électronique

Chapitre III : Contribution à l'étude du transport électronique

I.	Introduction	65
II.	Résistivité du canal et résistance d'accès	66
II.1.	Influence de la géométrie	70
II.2.	Influence de la diffusion de l'alliage	74
II.3.	Influence de la structure en dentelles	75
III.	Résultats expérimentaux à la température ambiante	76
III.1.	Séries à densité moyenne :	
	Mesure de la résistivité du canal et de la résistance d'accès	.77
III.1.1	Effet de la direction cristalline	. 79
III.1.2	Détermination de la longueur de diffusion latérale	80
III.2.	Séries à faible densité : mesure de la résistivité du canal et de la résistance d'accès	. 84
IV.	Procédure de mesure en température.	85
IV.1.	Problèmes liés à la vitesse de refroidissement.	85
IV.2.	Comportement vis à vis des champs électriques forts et reproductibilité des mesures	86
IV.3.	Relaxation	87
IV.4.	Protocole de mesure	. 88
V.	Résultats à 4K	89
V.1.	Séries à densité électronique moyenne : Résistivité et résistance d'accès	90
V.2.	Séries à faible densité électronique : Résistivité et résistance d'accès	91
VI.	Évolution en fonction de la température.	.94
VI.1.	Paramètres donnés par la technique Van Der Pauw	94
VI.2.	Résistivité et résistance d'accès	96
VI.3.	Saturation	.98
VI.4.	Intérêt de la structure en dentelles 1	04
VII.	Conclusion 1	106

<u>Chapitre III</u>

Contribution à l'étude du transport électronique

I. Introduction

L'objet de ce chapitre est d'extraire certains paramètres électriques et physiques (résistivité du canal, résistance d'accès, densité, mobilité,...) caractérisant le transport du gaz bidimensionnel d'électrons et ce, en fonction de la polarisation et de la température.

La caractérisation électrique des semiconducteurs nécessite la prise en compte des contacts. Celle-ci se fait par dépôt de métaux solides à la surface de l'hétérostructure. Le choix du métal que l'on dépose sur le semiconducteur est dicté par deux impératifs : i) présenter une bonne tenue mécanique pour permettre la soudure de fils par bonding, ii) former un bon contact ohmique. La caractéristique principale utilisée dans ce travail est la caractéristique courant-tension (I - V). Celle-ci permet la détermination du type de contact (ohmique ou non ohmique), la mise en évidence d'une saturation et l'extraction des paramètres physiques comme la résistivité du canal et la résistance d'accès. Ces deux derniers paramètres sont d'une grande importance dans le cadre où s'inscrit cette thèse. En effet, l'étude du bruit dans les transistors à forte mobilité électronique à basse température nécessite une caractérisé par l'état de conduction de la couche active, ce qui revient à mesurer la résistivité du composant aux conditions de fonctionnement, ii) la caractérisation par le bruit nécessite une séparation entre les différentes sources de bruit dont les résistances d'accès qui peuvent être dominantes.

Notre objectif est d'étudier le comportement électrique du gaz bidimensionnel d'électrons en température selon les différentes directions cristallines. La détermination de la résistivité du canal et de la résistance d'accès se fera à partir des mesures électriques I-V. La réalisation de motifs ayant des géométries adéquates est nécessaire dans ce cas. Pour notre étude, nous utilisons pour la caractérisation électrique les deux structures (TLM et croix de Hall) que nous avons décrites au précédent chapitre (§ IV.2 Chap. II). L'intérêt de ces deux motifs est double. Les croix de Hall permettent la mesure de la résistivité [1], l'estimation, après quelques corrections, de la résistance d'accès et la mesure de la densité et de la mobilité des porteurs quand les mesures sont faites sous champ magnétique (mesure d'effet Hall). L'utilisation des motifs TLM permet la mesure de la résistivité du canal et de la résistance d'accès [2]. La disposition des échantillons à directions cristallines différentes permettra d'étudier l'influence de la direction sur les paramètres mesurés. Une étude en température rendra possible la détermination des conditions optimales de fonctionnement du composant.

Dans ce chapitre nous parlerons, dans une première partie, du principe de mesure de la résistivité et de la résistance d'accès à partir des mesures électriques utilisées sur les croix de Hall et les structures TLM. Dans la seconde partie, nous présenterons les résultats expérimentaux. Pour des raisons de clarté, nous garderons le même groupement des séries utilisé au chapitre précédent basé sur le critère de la densité de charge ; faible ou moyenne. L'évolution en température des paramètres sera donnée après la présentation des résultats des deux limites de la température ; la température ambiante et celle de l'hélium liquide.

II. <u>Résistivité du canal et résistance d'accès</u>

Deux configurations différentes seront utilisées pour caractériser nos échantillons : la configuration de van der Pauw (trèfle de Van der Pauw) [1], facile à mettre en œuvre, mais dont le formalisme est relativement lourd, et la configuration de barre de Hall (croix de Hall), qui nécessite une gravure de l'échantillon, mais qui est la mieux adaptée à des mesures à basse température [3].

La résistivité du canal peut être mesurée d'une façon directe, sans passer par les résistances d'accès grâce à des motifs qui ont une géométrie bien définie ; croix de Hall. Ces croix sont réalisées sur des couches qui favorisent la formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons. L'utilisation de la technique quatre points sur les croix de Hall permet la mesure de la résistivité du gaz bidimensionnel d'électrons. L'avantage de cette technique est qu'elle s'affranchit des résistances d'accès aux interfaces de la croix formées entre les dépôts métalliques et le canal semiconducteur.



Fig 1 : Schéma de principe de mesure dans le cas d'une croix de Hall.

Le principe consiste à faire passer un courant continu I_{12} à travers le gaz bidimensionnel d'électrons le long du grand canal de 1 vers 2 (Fig 1) par l'application d'une tension que nous appelons par la suite V_{12} à l'aide du hp4142B (Modular DC source/Monitor) et de mesurer sur deux autres points (contacts 3 et 4 (ou 5 et 6)) la différence de potentiel aux extrémités du petit canal grâce au même appareil. La différence de potentiel V_3 - V_4 sera notée V_{34} . Connaissant les dimensions géométriques de la croix, on peut déduire la résistivité.

En effet, la résistance d'un semiconducteur est donnée par :

$$R = \frac{\rho \times L}{S} \qquad \qquad Eq \ 1$$

Dans cette équation R est la résistance en Ω , ρ la résistivité en Ω .m, L la longueur du canal en m et S la surface perpendiculaire au flux de courant en m².

Dans le cas d'un gaz bidimensionnel d'électrons la surface de la section du canal se réduit à la largeur W. Dans ce cas de figure, la résistance du gaz bidimensionnel d'électrons s'écrit avec une résistivité qui s'exprime en Ω :

$$R = \frac{\rho \times L}{W} \qquad \qquad Eq \ 2$$

Les deux bras de la croix de Hall nous permettent de mesurer la résistance du petit canal R_{34} directement sans passer par les contacts. Le courant ne circule que dans le canal entre les deux contacts 1 et 2. La prise de la tension par les contacts réalisés sur les bras de la croix revient à sonder directement la tension du canal puisqu'il n'y a pas de courant qui circule entre les contacts 3 et 5 (ou 4 et 6). La résistance du petit canal R_{34} s'écrit :

$$R_{34} = \frac{V_{34}}{I_{12}} \qquad Eq \ 3$$

À partir de ce calcul simple la résistivité peut être déterminée en combinant les deux dernières équations et en remplaçant L par la longueur du petit canal L_{34} :

$$\rho = \frac{V_{3,4} \times W}{I_{1,2} \times L_{34}} \qquad \qquad Eq \ 4$$

L'avantage que présente la structure en croix de Hall est qu'elle permet, en outre, de remonter à la résistance d'accès connaissant la résistivité. En effet, la résistance totale R_T mesurée entre les deux contacts 1 et 2, fait intervenir le rapport entre la tension appliquée V_{12} et le courant correspondant I_{12} .

$$R_T = \frac{V_{1.2}}{I_{1.2}} \qquad \qquad Eq \ 5$$

La résistance totale R_T est la somme de trois résistances séries ; la résistance du grand canal R_{12} , la résistance d'accès R_{acc} pour les deux prises de tensions en '1' et '2' compté deux fois dans le cas où on suppose que les deux contacts sont identiques, et la résistance résiduelle R_r répartie le long des câbles de mesures.

$$R_T = \frac{V_{12}}{I_{12}} Eq 6$$
$$= 2 \times R_{acc} + R_{canal_{1,2}} + R_r$$

Ceci permet de calculer la résistance d'accès :

$$R_{acc} = \frac{R_T - \left(R_{canal_{1:2}} + R_r\right)}{2} \qquad \qquad Eq \ 7$$

Ce calcul suppose la connaissance préalable de la résistance du canal $R_{canal_{1/2}}$ et la résistance résiduelle R_r. Quant à cette dernière, des mesures préliminaires, à 300 K et à 4 K, nous ont permis d'accéder à sa valeur. En court-circuitant un des boîtiers céramiques (type SOT23) qui sert comme porte échantillon lors des mesures, et à l'aide d'une simple mesure de courant-tension nous avons prélevé les deux valeurs de la résistance résiduelle qui nous intéressent. L'ordre de grandeur de ces résistances respectivement à 300 K et à 4 K est 1,5 Ω et 0,8 Ω . Quant à la résistance du canal, elle est déterminée à partir de la résistivité mesurée par la méthode quatre points en utilisant la longueur totale du canal L₁₂ = 420 µm.

$$R_{canal_{I,2}} = \frac{\rho \times L_{I2}}{W} \qquad \qquad Eq \ 8$$

Pour accéder à la concentration des porteurs et à leur mobilité, on combine les mesures I-V et la technique d'Effet Hall.

Une autre procédure est couramment employée expérimentalement pour déterminer les résistances d'accès et la résistivité du canal. Il s'agit de la méthode des lignes de transmission dite TLM. Cette méthode nécessite la réalisation de motifs d'échelle de résistance.

Après la définition de la couche active de forme rectangulaire, étape mesa du procédé de fabrication, on dépose par évaporation des dépôts métalliques pour former des contacts ohmiques sur différentes longueurs du canal. Nos échantillons contiennent trois résistances situées entre quatre dépôts métalliques distants de 5µm, 10µm et 20µm. Chaque dépôt de contact ohmique portera deux numéros comme le montre la figure (Fig 2).



Fig 2 : Structure TLM montrant les différentes longueurs du canal.

La mesure de la résistivité du canal et de la résistance d'accès par ce type de motif, se base sur le fait que la résistance d'un semiconducteur est proportionnelle à sa longueur.

La structure TLM présente l'avantage d'avoir des portions de résistance qui ne diffèrent que par leurs longueurs réalisées sur la même couche avec le même canal. L'application d'une tension aux bornes d'une portion de longueur L par l'intermédiaire des plots (i=1 et j=2 par exemple) fait circuler un courant le long de cette portion. La résistance équivalente est la résistance totale contenant la résistance du canal de longueur L_{ij}, deux fois la résistance d'accès et la résistance résiduelle.

$$R_T = R_{canal_{i\cdot i}} + (2 \times R_{acc} + R_r)$$
 Eq 9

En exprimant la résistance du canal par son expression (Eq 2) et en regroupant les termes qui ne dépendent pas de la longueur (résistance d'accès et résistance résiduelle) dans un seul terme R_{eq} on obtient une équation linéaire entre la résistance totale R_T mesurable et la longueur du canal qui est une donnée.

$$R_T = \frac{\rho}{W} \times L_{ij} + R_{eq}$$
 Eq 10

La représentation graphique de la résistance totale R_T en fonction des différentes longueurs séparant les contacts donne, dans le cas idéal, des points qui sont alignés. La pente de la droite permet d'avoir la résistivité du semiconducteur. L'ordonnée à l'origine des abscisses permet d'accéder à la somme de la résistance d'accès et de la résistance résiduelle. Cette dernière peut être détournée en prenant la tension par les deux autres points correspondants à ceux de l'application du courant (1' et 2' pour l'exemple cité). La lecture de la résistance d'accès devient ainsi directe. En effet, le prélèvement de la tension par deux points autres que ceux qui font circuler le courant revient à ne considérer que le canal et les plots de contact, la chute de tension dans les fils de connexions traduite par la résistance résiduelle n'est plus à considérer.

$$R_T = \frac{\rho}{W} \times L_{ij} + 2 \times R_{acc}$$
 Eq 11

En pratique les points ne sont pas rigoureusement alignés alors on procède par régression linéaire. La courbe présentée à la figure (Fig 3) présente un exemple où les points sont alignés à 100% exprimé par le coefficient ξ d'autocorrélation qui prend sa valeur maximale $\xi =1$. De cette figure les valeurs de la résistance d'accès et la résistivité sont respectivement : $R_{acc} = 0.78 \Omega$ et $\rho = 1443 \Omega$.



Fig 3 : Résistance totale en fonction de la longueur. Mesures obtenues par la méthode TLM sur la série A (2).

Ces deux techniques de mesure de la résistivité et de la résistance d'accès sont simples. La bonne estimation de ces grandeurs n'est fonction que de la précision des dimensions géométriques. Cependant, les dimensions effectives ne coïncident pas souvent avec les dimensions géométriques. Malgré leur simple géométrie les motifs d'échelle de résistances TLM et particulièrement les croix de Hall nécessitent quelques corrections qui sont dues soit à la géométrie comme la présence des bras dans les croix de Hall ou à la diffusion de l'alliage utilisé pour les contacts ohmiques ou à la nature structurelle du contact (avec ou sans dentelles).

II.1. <u>Influence de la géométrie</u>

Le calcul présenté dans le précédent paragraphe reste valable pour un canal de dimensions uniformes. Dans le cas d'une croix de Hall, la présence de deux bras change la largeur du canal au niveau des intersections et par suite la résistance du canal. Ceci nécessite des corrections pour cette résistance.

Des simulations, faites sur des croix ayant comme géométrie la forme du symbole 'plus' pour différentes longueurs et largeurs du canal et du bras (Fig 4), nous ont permis de corriger cette résistance. Par exemple, pour une résistivité de 100 Ω (valeur utilisée pour la simulation), la résistance du canal $R_{canal_{1,2}}$ est 500 Ω pour une résistance rectangulaire de longueur L₁ = 200 µm et de largeur W₁ = 40 µm. La présence du bras change cette valeur de résistance. La simulation donne pour un bras de longueur L₂ = 120 µm et de largeur W₂ = 15 µm une résistance $R_{canal_{1,2}}$ de 495,6 Ω .



Fig 4 : Forme géométrique de la structure de simulation

Ces corrections doivent être utilisées dans le cas de la croix de Hall. Comme on peut le constater, la présence des deux bras de la croix engendre un élargissement du canal au niveau de l'intersection. Cet élargissement à pour effet une augmentation du courant électrique au niveau des bras et par suite une diminution de la résistance dans le canal. Une bonne estimation des dimensions de la croix de Hall nous permet d'avoir une bonne mesure de la résistivité car ce motif permet de s'affranchir des résistances d'accès.

L'utilisation des résultats de la simulation sur les croix de Hall nécessite donc la vérification de deux points : i) l'effet de la largeur du bras sur la résistance du canal, ii) l'effet de la longueur du canal sur son élargissement au niveau de l'intersection. Le premier point nous permettra de conclure si on peut remplacer les deux bras de la croix de Hall par un seul bras ayant comme largeur le double (effet linéaire). La longueur du canal dans le cas de la croix de simulation est fixée à 200 µm (valeur maximale). Le deuxième point donnera une

réponse sur l'effet de la petite portion supplémentaire du canal (Fig 5 b) dans le cas de la croix de Hall et son effet sur les propriétés de transport. La figure suivante (Fig 5) montre le passage de la croix simulée vers la croix de Hall.



Fig 5 : Influence des dimensions du canal sur l'élargissement supplémentaire. a)croix simulée. b) construction de la croix de Hall à partir de la croix simulée.

La figure (Fig 6) présente l'évolution de la résistance simulée dans le cas d'une croix ayant un seul bras en fonction de sa largeur W_2 (bras 3-4 de la Fig 4) pour une longueur donnée $L_1=200\mu m$.



Fig 6 : Influence de la largeur du bras sur la résistance du canal.

On remarque l'effet non linéaire de l'élargissement du bras (3, 4) sur la résistance du canal. Ceci veut dire dans notre cas (présence de deux bras de largeur 15 μ m) qu'on ne peut pas remplacer les deux bras par un seul de largeur double (30 μ m). L'exemple déjà cité d'un bras de longueur 120 μ m et de largeur 15 μ m permet de calculer l'élargissement du canal. Sans présence du bras W₂ = 0 la résistance du canal vaut 500 Ω (calculée à partir de la formule de la résistance d'un gaz 2D (Eq 2)). En présence de ce bras, la simulation donne $R_{canal_{1/2}} = 495,6 \Omega$. L'élargissement du canal au niveau de l'intersection est calculé en modélisant la croix de simulation comme deux résistances séries ayant deux largeurs différentes $W_1 = 40 \mu m$ et W_1 ' (symbolisant la largeur du canal au niveau de l'intersection, voir Fig 5). Le calcul de W_1 ' donne $W_1' = 45,3 \mu m$ donc un gonflement de largeur h = 2,65 μ m de part et d'autre de l'intersection dans la direction du bras. Ceci montre bien l'effet du bras sur la résistance du canal.

Quant à la variation de la longueur du canal, on constate qu'elle n'a pas d'effet sur l'élargissement au niveau de l'intersection à part l'effet linéaire habituel montré à la figure (Fig 7).



Fig 7 : Effet de la présence du bras sur la résistance du canal de longueur L.

Les deux courbes (sans correction et avec correction) ont la même pente, la seule différence est l'ordonnée à l'origine notée y, qui est nulle dans le cas sans correction (h=0) et négative dans le cas avec correction :

$$R_{12} = \frac{\rho \times (L_1 - W_2)}{W_1} + \frac{\rho \times W_2}{W_1 + 2 \times h} = \frac{\rho \times L_1}{W_1} + \left[\rho \times W_2 \times \left(\frac{1}{W_1 + 2 \times h} - \frac{1}{W_1} \right) \right]$$

$$\Rightarrow y = \rho \times W_2 \times \left(\frac{1}{W_1 + 2 \times h} - \frac{1}{W_1} \right)$$

$$Eq \ 12$$

Où W_2 est la largeur du bras, L_1 la longueur canal et h l'élargissement supplémentaire du canal causé par la présence du bras (Fig 8).



Fig 8 : Croix de simulation montrant l'élargissement du canal au niveau de l'intersection.

La linéarité entre la résistance du canal et la longueur est toujours conservée. L'absence de la longueur du canal L₁ dans l'expression de y témoigne du fait que l'élargissement du canal au niveau du bras est indépendant de celle-ci. Ceci nous permet de dire que la non linéarité de la résistance est affectée seulement par la largeur du bras et non pas par la longueur du canal. Ces deux propriétés sont importantes, leur utilisation permet de passer de la croix simulée vers les croix de Hall. En effet, la dépendance directe de l'élargissement du canal avec les dimensions du bras rend possible la modélisation de la croix de Hall comme étant l'association de deux croix simples collées l'une à l'autre. D'un point de vu électrique, la résistance totale de la croix de Hall peut être considérée comme l'association en série de la résistance du canal de longueur L (L=[420-(2×15)] μ m) et de la résistance des deux intersections de largeur W₁ déjà calculée (W₁ = 45,3).

II.2. Influence de la diffusion de l'alliage

Le dépôt mettant en jeu l'eutectique or-germanium est de nature diffusive. Le contact ohmique résultant de ce dépôt est qualifié de profond. La forte diffusion du nickel et de l'or donne au dépôt métallique un caractère diffusif qui peut dépasser une profondeur de 3000 Å [4]. La diffusion se fait perpendiculairement à la surface, ceci permet d'atteindre la couche active du gaz bidimensionnel d'électrons. Cependant, nos mesures ont montré qu'une légère diffusion peut se produire latéralement dans la couche active ce qui concorde avec certaines données de la littérature [5 - 8]. Dans nos échantillons, la diffusion est estimée à 0,85 μ m (§ III.1.2). La longueur totale effective du canal devient alors 418,3 μ m au lieu de 420 μ m qui est la longueur géométrique.

II.3. Influence de la structure en dentelles

La longueur du canal des croix de Hall ayant une structure en dentelles, pour les dépôts de contact ohmique, doit être corrigée. La présence des dentelles des deux côtés du canal réduit cette longueur. Nous avons procédé de la manière suivante de part et d'autre du canal pour la correction. Le calcul considère les petits canaux dans la partie active formée par les dents de la structure (Fig 9) comme des résistances en parallèle.



Fig 9 : Structure en dentelles modélisée par l'association de résistances en parallèle.

Dans le cas des croix de Hall, la structure en dentelles présente sept dents dans la couche active. En terme de résistance, on est en présence de treize résistances en parallèle. Sept de longueur L_1 et entre elles se placent six de longueur L qui est la longueur du canal. L_1 =(L-(2×a)) où a est le côté du carré présentant la dent. Une longueur effective L_{eff} peut être calculée tout en gardant la largeur du canal W=40µm.

$$R_{T} = \left[\frac{2}{R_{1}} + \frac{5}{R_{2}} + \frac{6}{R_{3}}\right]^{-1} = \frac{\rho \times L_{eff}}{W} \qquad Eq \ 13$$

Les résistances R₁ (résistance du bord), R₂ (résistance correspondante à la longueur L>L₁) et R₃ (résistance correspondante à la longueur L₁) sont données à (Fig 9). Les largeurs des canaux présentant R₁, R₂ et R₃ sont données en fonction de leur emplacement. Ainsi, tenant compte de la diffusion latérale du contact $\Delta L = 0,85 \mu m$, on attribue aux résistances R₁, R₂ et R₃ les largeurs suivantes W₁, W₂ et W₃. Avec W₁=a+ ΔL , W₂=a+2× ΔL et W₃=a-2× ΔL .

De l'équation (Eq 13) on déduit L_{eff} :

$$L_{eff} = \frac{1}{W} \left[\frac{2W_1}{L_1} + \frac{5W_2}{L_1} + \frac{6W_3}{L} \right]^{-1}$$
 Eq 14

Le calcul nous donne une longueur du canal de 413.5 μ m.

III. <u>Résultats expérimentaux à la température ambiante</u>

Bien que nos échantillons soient destinés à fonctionner dans des environnements cryogéniques, la température ambiante 300 K reste un point important pour la caractérisation. Les mesures à la température ambiante 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 reproductibilité des mesures est une des propriétés remarquables de la fiabilité de nos échantillons à la température ambiante : que la mesure soit faite après un fort champ électrique ou après un refroidissement antérieur, les mesures électriques et celles du bruit donnent toujours les mêmes résultats.

La réponse d'une caractéristique courant-tension du gaz bidimensionnel d'électrons à la température ambiante de nos échantillons se présente comme le montre (Fig 10).



Fig 10 : Caractéristique I-V à 300 K d'une croix de Hall (série D).

C'est une droite qui passe par l'origine traduisant le comportement résistif de la couche semiconductrice du gaz bidimensionnel d'électrons et le bon contact ohmique entre les dépôts métalliques et le canal.

III.1. <u>Séries à densité moyenne : Mesure de la résistivité du canal et de</u> <u>la résistance d'accès</u>

Ce groupe contient les trois séries à densité moyenne notées A, B et C. Les deux motifs de chaque série, croix de Hall et structure TLM, ne différent que par la géométrie de la partie active « mesa », d'autre part les paramètres influençant la résistance d'accès sont identiques pour les deux motifs comme le type de matériau utilisé (eutectique en Or-Germanium pour nos échantillons) et le substrat sur lequel est déposé le dépôt métallique (Arséniure de Gallium). La largeur du canal a deux valeurs selon le motif : les structures TLM ont une largeur canal de 40 μ m, alors que les corrections ont donné une largeur canal de 40,4 μ m pour les croix de Hall. Dans le but de faciliter la comparaison des résultats, nous normalisons les résistances d'accès en les multipliant par la largeur du contact. Cette résistance normalisée est appelée résistance spécifique R_{sp} [9]. Ceci se traduit par l'égalité suivante :

$$R_{sp} = R_1 \times W_1 = R_2 \times W_2 \qquad \qquad Eq \ 15$$

Où W_1 et W_2 sont deux largeurs différentes pour le même contact, et R_1 et R_2 les résistances d'accès correspondantes.

Pendant les vingt dernières années, un progrès significatif a été accompli dans la croissance et la caractérisation du GaAs et de son alliage. Avec ce développement, la nécessité d'avoir des faibles résistances d'accès avec une stabilité thermique est demandée. L'étude des contacts ohmiques tire son importance du fait que dans les systèmes semiconducteurs toute mesure passe par le biais de contacts. Dans ce qui suit, nous nous attelons à étudier la résistivité ρ du canal et la résistance d'accès R_{acc} de nos échantillons. L'intérêt de ces deux grandeurs physiques (ρ et R_{acc}) trouve son importance dans le fait que l'amélioration des caractéristiques électriques du transport et la fiabilité des dispositifs optoélectroniques et microélectroniques passe tout d'abord par une amélioration des contacts ohmiques et une bonne conduction dans les conditions de fonctionnement.

La disposition de trois motifs différents (croix de Hall avec et sans dentelles, plus les structures en TLM), et de directions cristallines différentes pour la conduction permet de faire une étude détaillée des résistivités ainsi que des résistances d'accès en tenant compte à la fois de la géométrie et de l'orientation de l'échantillon étudié. La représentation graphique de la résistance totale en fonction de la longueur corrigée, en utilisant les motifs en TLM, permet le prélèvement des valeurs de la résistance d'accès et de la résistivité (voir Fig 11). À la température ambiante les points correspondant aux trois longueurs du canal disponibles de

toutes nos mesures sont bien alignés avec un coefficient d'autocorrélation ξ qui est proche de 1.



Fig 11 : Résistance totale par TLM en fonction de la longueur Échantillons A à la direction (2) Échantillons A à la direction (4)

Des mesures effectuées sur des croix de Hall en présence et en absence de structure en dentelles n'ont pas révélé une différence notable concernant la valeur de la résistivité comme le montre le tableau (Tab 1).

Séries	Direction	ρ CH Sd	ρ CH Ad	Écart en %
В	(3): [I 0 0]	1428	1442	1%
С	(4) :[0 I 0]	2247	2271	1%

Tab 1 : Résistivité mesurée par croix de Hall (CH). Sd : sans dentelles, Ad : avec dentelles.

Ces valeurs sont d'ailleurs comparables à celles obtenues par TLM (voir Fig 11 et Tab 2). D'une façon générale, les mesures ne permettent pas d'une façon directe de mettre en évidence et de façon claire l'effet de la direction cristalline sur les grandeurs mesurées. On ne peut pas non plus préjuger de l'importance d'une technique (croix de Hall ou TLM) sur l'autre. Pour des directions différentes, le tableau (Tab 2) donne quelques résultats montrant cette similitude.

Séries	Direction	$\rho \operatorname{CH} \operatorname{Sd}(\Omega)$	ρ TLM (Ω)	%
А	(4) : [0 I 0]	1470	1457	1%
В	(2) : [I Ī 0]	1489	1495	0,1%
С	(2) : [I Ī 0]	2194	2148	2%

Tab 2 : Valeurs de la résistivité obtenues par les techniques croix de Hall (CH) et TLM.

Quant à la valeur de la résistance d'accès, si nous ne tenons pas compte de la longueur corrigée, une différence est observée selon la méthode utilisée (TLM ou coix de Hall). Sans utilisation de la correction due à la diffusion d'alliage, les mesures par TLM donnent des résistances d'accès de valeurs négatives. L'utilisation de la correction rend possible la comparaison des valeurs déterminées par les deux techniques. Le tableau (Tab 3) traduit ce fait pour les deux séries A et B où la comparaison est faite entre deux directions différentes.

Série	Motif	Direction	Résistance d'accès (Ω)
А	CH Ad	(3) : [I 0 0]	33
	TLM	(4) : [0 I 0]	30
В	CH Sd	(3):[I00]	26
	CH Ad	(4) : [0 I 0]	25

Tab 3 : Résistance d'accès pour différents motifs selon deux directions cristallines (3) et (4).

Globalement, les valeurs de la résistance d'accès données par TLM et par croix de Hall sont comparables quelque soit la direction prise comme le montre le tableau (Tab 3). Néanmoins, quelques résultats montrent une diversité dans les valeurs de la résistance d'accès pour un motif donné. Un facteur 11 est enregistré pour la série A avec dentelles entre les deux directions (2) et (3) avec $R_{acc}(2) = 444 \Omega$ et $R_{acc}(3) = 33 \Omega$. Ces divergences observées dans les valeurs de la résistance d'accès mesurée peuvent être liées soit à une dépendance de cette grandeur avec la direction cristalline ou à d'éventuels défauts de la couche. Dans les paragraphes suivants nous discuterons ces deux points.

III.1.1 <u>Effet de la direction cristalline</u>

La mesure de la résistivité du canal et de la résistance d'accès selon différentes directions cristallines constitue un élément de réponse sur le caractère isotrope et homogène du transport des électrons du gaz bidimensionnel. Comme nous l'avons signalé à la fin du paragraphe précédent, les valeurs de la résistance d'accès mesurées dans différentes directions sur un motif donné montrent dans certains cas des différences notables à la température ambiante.

De même pour la résistivité du canal, on peut observer une certaine différence en fonction de la direction cristalline. Le tableau (Tab 4) donne les valeurs de cette résistivité pour deux séries A et B en croix de Hall avec dentelles. Nous avons signalé aussi l'écart relatif de la résistivité par rapport à la direction (1) prise comme référence.

		Directions					
série		(1):[II0]	(2) : [I Ī 0]	(3) : [I 0 0]	(4) : [0 I 0]		
А	ρ (Ω)	1421	1548	1400	1417		
	$(\rho_{i} - \rho_{1} / \rho_{1}) \%$	0%	8%	1%	0%		
В	ρ (Ω)	1396	1408	1442	1479		
	$(\rho_{i} - \rho_{1} / \rho_{1}) \%$	0%	1%	3%	6%		

Tab 4 : Effet de la direction sur la mesure de la résistivité (i=1, 2, 3 et 4).

Les écarts relatifs des valeurs de la résistivité selon la direction cristalline sont relativement faibles (< 10 %). Néanmoins, ils peuvent être dus à la variation de certains paramètres tels que, les dimensions de la partie du canal qui nous a permis de mesurer ρ (voir Eq 4) ou la présence d'une certaine inhomogénéité dans la couche du canal. À la vue des données du tableau (Tab 4), nous pensons que la direction cristalline n'a pas un réel effet d'anisotropie sur la résistivité du canal.

III.1.2 <u>Détermination de la longueur de diffusion latérale</u>

Comme nous l'avons indiqué au paragraphe (§II.2), le mélange eutectique (Or Germanium) diffuse à la fois dans la direction de croissance et perpendiculairement à celle-ci (diffusion latérale). Pour déterminer la longueur de cette diffusion latérale dans le canal, nous considérons que la résistance totale ($R_T=R_{canal}+2\times R_{acc}$) reste constante pendant la diffusion. En d'autres termes si R_{canal} diminue du fait que L ($R_{canal} = \rho \times \frac{L}{W}$) diminue d'une longueur ΔL , R_{acc} augmente, puisque la diffusion se fait sur ΔL .

$$R_{T} = \frac{\rho}{W} \times L + 2 \times R_{acc} = Cte$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta R_{acc}}{R_{acc}} = \frac{1}{2} \times \frac{\rho}{R_{acc}} \times \frac{L}{W} \times \frac{\Delta L}{L}$$
Eq 16

Pour $\rho = 1400 \Omega$ et $R_{acc} = 30 \Omega$, si L diminue de 0,5 %, soit 2 µm par rapport à L = 420 µm, alors R_{acc} augmente de 120 %.

La longueur de diffusion ΔL peut être déterminée en translatant la droite représentant la résistance totale en fonction de la longueur du canal L obtenue par TLM (Fig 11) de telle sorte qu'elle passe par la valeur de la résistance d'accès déterminée par la technique quatre points utilisée sur les croix de Hall. L'utilisation de cette valeur de résistance d'accès comme

valeur d'ajustement est justifiée par le fait que la longueur du canal de la croix de Hall $(L=420\mu m)$ est très grande devant l'erreur absolue ΔL qui ne doit pas dépasser, à priori, $5\mu m$ qui est la plus petite longueur du canal des structures TLM. Sinon on n'aurait pas un comportement résistif dans cette petite portion du canal mais plutôt un court-circuit.

Les équations des deux droites translatées l'une par rapport à l'autre de ΔL s'écrivent sous la forme :

$$R_{T(i)} = \frac{\rho}{W} \times L + 2 \times R_{acc(i)}$$

$$avec(i) = + ou - Eq \ 17$$

$$+ : pour la résistance de contact mesurée par la croix de Hall$$

$$- : pour la résistance de contact mesurée par TLM$$

On peut déduire la valeur de ΔL en écrivant que les deux équations précédentes doivent donner la même valeur de la résistance totale en remplaçant L par L- ΔL dans l'une des deux équations :

$$R_{T(-)}(L) = R_{T(+)}(L - \Delta L) \qquad \qquad Eq \ 18$$

On peut justifier cette remarque par le fait que la méthode TLM surestime la longueur. ΔL représente ici une correction à apporter à la longueur dans le cas de la structure TLM pour approcher la valeur donnée par la croix de Hall. L'égalité donnée par l'équation (Eq 18) devient :

$$\Delta L = \frac{2 \times \left(R_{acc(+)} - R_{acc(-)}\right)}{\rho} \times W$$

$$\Rightarrow \Delta L = 80 \times \frac{\left(R_{acc(+)} - R_{acc(-)}\right)}{\rho} (\mu m)$$
Eq 19

Pour la résistivité, on utilisera la valeur trouvée par la méthode quatre points utilisée sur les croix de Hall, car celle-ci est issue d'une mesure directe comparée à celle obtenue par régression linéaire (cas TLM). Le tableau suivant donne les corrections à faire sur la longueur L du canal.

		Séries				
	Motif	А	В	С		
ρ (Ω)	СН	1399	1403	2270		
$R_{acc^{+}}(\Omega)$	СН	36	24	88		
$R_{acc-}(\Omega)$	TLM	2	-4	41		
$\Delta L (\mu m)$		1.9	1.6	1.7		

Tab 5 : Valeurs de la longueur de diffusion latérale.

Les valeurs données au tableau (Tab 5) sont choisies de telle sorte que les résistivités soient comparables pour les deux motifs (croix de Hall et TLM). La correction ΔL peut être interprétée comme la longueur de diffusion de l'alliage du contact ohmique dans le canal du gaz bidimensionnel d'électrons. Le tableau montre qu'en moyenne le contact diffuse latéralement dans le canal sur une longueur de 1,7 µm des deux côtés pour nos contacts ohmiques utilisant l'eutectique Or-Germanium sur l'Arséniure de Gallium.

Pour les croix de Hall la mesure est moins sensible à cette variation de longueur du fait que la longueur du canal L=420 μ m est très grande devant la variation $\Delta L\approx 1,7 \mu$ m. Dans le cas de la structure TLM, ΔL n'est plus négligeable devant les portions du canal (5 μ m, 10 μ m et 20 μ m). ΔL présente ici 34% de la longueur du petit canal qui vaut 5 μ m. Bien que ΔL soit négligeable devant L dans le cas de la croix de Hall, nous avons tout de même tenu compte de cette correction. Celle-ci nous a permis d'aboutir dans le cas des deux techniques (TLM et croix de Hall) à des valeurs de résistances spécifiques similaires pour différentes directions comme le montre le tableau (Tab 6).

Séries	Motif	Direction	R_{sp} sans correction Ω .mm	R_{sp} avec correction Ω .mm
	TI M	(2) : [I Ī 0]	-0,2	1,1
٨	I LIVI	(4) : [0 I 0]	0	1,2
А	Croix de Hall	(1):[II0]		1,6
		(3) : [I 0 0]		1,3
В	TLM	(2) : [I Ī 0]	-0,5	0,8
		(4) : [0 I 0]	-0,1	1,1
	Croix de Hall	(3) : [I 0 0]		1
		(4) : [0 I 0]		1

Tab 6 : Valeurs de résistance spécifique par croix de Hall et TLM tenant compte de la longueur de diffusion.

Étant donné, d'après ce qui précède, que ni la résistivité ni la résistance d'accès ne dépendent de la direction cristalline nous allons désormais affecter à chaque série une résistivité et une résistance d'accès moyennes à température ambiante.

Étant donné cela, pour chaque échantillon la résistance totale est donnée par $R_T = R_{12} + 2R_{acc}$. La résistance d'accès R_{acc} s'exprime en fonction de la différence entre deux rapports celui des résistances R_T/R_{34} (totale et celle du canal) et celui des longueurs L_{12}/L_{34} (grand et petit canal) $R_{acc} = \frac{\rho \times L_{34}}{2 \times W} \times \left[\frac{R_T}{R_{34}} - \frac{L_{12}}{L_{34}}\right]$. Une résistance d'accès physique ne

peut être que positive et faible. Par conséquent, le rapport R_T/R_{34} doit être légèrement supérieur à L_{12}/L_{34} . Ce dernier a une valeur de $L_{12}/L_{34}=1,945$ dans le cas sans dentelles et 1,923 dans le cas avec dentelles. Quant aux valeurs issues de la structure TLM, on les prend en considération quand elles ne s'écartent pas trop des autres valeurs obtenues par croix de Hall. Le tableau (Tab 7) résume les valeurs moyennes de la résistivité et de la résistance d'accès des trois séries étudiées.

Séries	Résistivité (Ω)	Résistance spécifique (Ω.mm)
Α	1433	1,4
В	1438	1,1
С	2216	3,2

Tab 7 : Valeurs moyennes représentatives des trois séries A, B et C

Les résistances spécifiques calculées dans nos échantillons sont relativement élevées comparées aux valeurs données dans la littérature [10, 11].

Nous pensons, malgré l'utilisation de l'eutectique (Or-Germanium) connu pour ses qualités de conduction, que les interfaces métal/semiconducteur ne sont pas parfaitement abruptes et qu'ils présentent des défauts. Notre remarque est en accord avec des études données dans la littérature [8, 10, 11]. Ces travaux, utilisant différentes techniques d'analyse (spectroscopie γ à dispersion d'énergie, diffraction électrique, diffraction optique), ont montré que l'interface métal/semiconducteur est relativement rugueuse. Ce qui pourrait induire une augmentation de la résistance spécifique.

III.2. <u>Séries à faible densité : mesure de la résistivité du canal et de la</u> résistance d'accès

Ce deuxième groupe contient trois séries caractérisées par la faible densité du gaz d'électrons à basse température. Il s'agit des séries D, E et F. Pour ces séries, nous ne disposons que de deux directions (1) et (2). Dans ce paragraphe, nous donnons les résultats de mesure obtenus sur croix de Hall à la température ambiante.

À la température ambiante comme nous l'avons vérifié sur les séries A, B et C la résistivité ne dépend pas de la direction cristalline. C'est bien pour cette raison que nous nous limitons à une direction (1) ou (2) sur les motifs de croix de Hall. Sur la même croix on peut déterminer la résistance d'accès selon les deux directions cristallines en utilisant la valeur de la résistivité déduite par la méthode quatre points décrite au paragraphe II. Les mesures sur ces séries ont montré une homogénéité des couches. La situation est plus stable dans ces séries où les défauts de contacts sont réduits. La qualité d'interface ainsi que d'autres performances comme la haute mobilité électronique à basse température sont les particularités de ces séries.

Nous avons utilisé les corrections des longueurs tenant compte de la diffusion de l'alliage données dans le paragraphe précédent pour la détermination des résistances d'accès.

Les résultats de mesure sur croix de Hall sont présentés au tableau (Tab 8). Pour ces échantillons, on remarque que les résistances spécifiques d'accès mesurées dans la direction du canal et dans la direction perpendiculaire sont identiques sauf pour la série F où on observe une très légère différence.

300 K	Direction	Résistivité (Ω)	$R_{acc}(\Omega)$	R (Ω.mm)
D	(1):[II0]	2221	278	11
D	(2) : [I Ī 0]	2231	617	11
Е	(1):[II0]	2574	690	12
Е	(2) : [I Ī 0]	2374	283	11
F	(1):[II0]	2041	335	13
F	(2) : [I Ī 0]	2741	1147	20

Tab 8 : Résistivité et résistance d'accès par croix de Hall.

Les résistances spécifiques d'accès données dans (Tab 8) sont élevées mais ne présentent seulement que 1 % à 4 % de la valeur de la résistance du canal.

Dans ce qui suit, nous étudierons l'effet de la température (300K vers 4 K) sur le transport du gaz bidimensionnel d'électrons et concrètement sur la résistivité et la résistance d'accès en utilisant les mêmes échantillons qu'à la température ambiante.

IV. <u>Procédure de mesure en température.</u>

IV.1. Problèmes liés à la vitesse de refroidissement.

Le système de mesure en température est constitué d'un bidon d'hélium, d'une canne métallique assurant la communication entre l'échantillon placé à l'extrémité de celle-ci dans le bidon d'hélium et le système électronique se trouvant à température ambiante (300 K). Ce dernier est composé d'un moniteur de contrôle de température Lakeshore330 et de deux unités hp (hp4142B et hp IMA : Interactive Measurement Analysis). À l'extrémité de la canne, destinée à être en contact avec l'hélium, est monté un support d'échantillons en plastique "socket" dans lequel on a placé des boîtiers de montages "SOT23" où se trouvent les échantillons à étudier (Fig 12). À l'autre extrémité, 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.



Fig 12 : À droite, le système de mesure en température. À gauche, un échantillon placé dans un boîtier de montages "SOT23"

L'utilisation des marques sur la canne cryogénique et le contrôle de la durée de plongée de la canne dans le bidon permettent de retrouver les mêmes températures en fonction du volume de l'hélium dans le bidon. Le 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. Les mesures en température dans notre système 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 à 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. Les mesures s'effectueront par conséquent dans l'obscurité.

IV.2. <u>Comportement vis à vis des champs électriques forts et</u> <u>reproductibilité des mesures</u>

Pour certains échantillons, le courant ne présente pas la même caractéristique à basse température (\approx 4K). Cette situation est observée lors de l'utilisation des champs électriques de l'ordre de 15V/cm. Pour assurer une certaine reproductibilité dans les mesures, nous avons décidé de limiter celles-ci à des champs électriques faibles (\approx 5V/cm) et de commencer les mesures à partir de 4 K.

La figure (Fig 13) donne un exemple de non reproductibilité des mesures I-V.



Fig 13 : Non reproductibilité des caractéristiques I-V à basse température après plusieurs cycles de mesures.

IV.3. <u>Relaxation</u>

Suite aux problèmes cités aux paragraphes précédents (§ IV.1 et § IV.2), nous avons décidé de proposer un nouveau protocole de mesure. Nous limitons notre étude aux résultats à une direction donnée (1) sur les croix de Hall des séries à densité de charge moyenne (A, B et C). L'étude ne se fera pas en température mais seulement à 4 K, car c'est la plus basse température que nous utiliserons pour nos mesures et qui présente le maximum de contraintes pour le système étudié.

Trois conditions différentes sont utilisées pour les mesures de la relaxation. Les conditions sont choisies de telle sorte que nous ayons une réponse sur les problèmes cités. Avant de commencer les mesures, nous abaissons la température de l'échantillon vers 4 K, en descendant lentement et avec la même vitesse la canne dans le bidon d'Hélium. La procédure de refroidissement de 300 K à 4 K prend environ 40 minutes (2cm/min). Une fois que l'échantillon est à 4 K, nous commençons immédiatement les mesures de la variation du courant en fonction du temps écoulé I-t (relaxation). Le champ électrique appliqué pour les mesures I-t est E = 2,4 V/cm. Cette première relaxation (Fig 14) 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 (Fig 15). 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.

La figure suivante (Fig 14) montre un résultat type d'une courbe de relaxation obtenue pour la série A selon la direction (1) d'une croix de Hall. On constate que le courant se stabilise après une durée de presque trois heures en présentant néanmoins une faible variation 0,13 %.



Fig 14 : Caractéristique I-t mesurée sous E=2,4 V/cm pour la série A



Fig 15 : Caractéristiques I-V.

La courbe en trait plein est celle prise après la première relaxation (quelques minutes). La seconde mesure I-V en cercle est effectuée après la deuxième relaxation intercalée entre les deux mesures I-V. Cette reproductibilité est observée pour toutes les séries sauf pour la série E où on a vu que l'application d'un champ engendrant la saturation provoque un effondrement de la caractéristique I-V. (Fig 13).

À partir de ces résultats, nous pouvons conclure que nos échantillons présentent une bonne stabilité électrique. L'équilibre thermodynamique est atteint quelques minutes une fois que l'échantillon est à 4 K. La diminution du courant observée sur la courbe I-t est très faible et ne présente que 0,13 % de la valeur du courant. Cette variation n'a pas d'influence sur les caractéristiques I-V effectuées dans des intervalles de temps courts après la mise de l'échantillon à 4K.

IV.4. <u>Protocole de mesure</u>

À partir des résultats présentés et les remarques faites sur la vitesse de refroidissement pour les mesures en température nous adoptons le protocole suivant :

- ✓ commencer les mesures à partir de la température de l'hélium liquide,
- ✓ garder la même vitesse de refroidissement pour mettre l'échantillon à 4 K,
- ✓ bien que l'équilibre thermodynamique soit atteint avant, l'échantillon sera gardé au repos suffisamment longtemps (≈ 30 min au maximum) dans le milieu cryogénique avant de commencer la première mesure,

Tout d'abord, nous présentons les résultats à 4 K, puis nous discutons l'évolution des paramètres mesurés en fonction de la température. Comme dans le cas des mesures à la

température ambiante, nous mettons l'accent sur la résistivité et la résistance d'accès extraites par les deux motifs croix de Hall et TLM.

V. <u>Résultats à 4K.</u>

Jusqu'à maintenant, nous avons séparé les deux groupes d'échantillons par rapport à la densité du gaz bidimensionnel d'électrons à basse température. Ce choix est en fait basé sur le domaine de validité de l'approximation aboutissant au modèle linéaire de contrôle de charges. En effet, dans ce modèle proposé par Drummond et al. [12], on vérifie qu'à la température de l'hélium liquide 4 K, la variation de la densité surfacique de charge n'est linéaire en fonction du potentiel de Fermi que pour certaines valeurs, comme le montre la figure (Fig. 5 du chap. I). Trois plages de densité peuvent être suggérées : la première plage est celle contenant les faibles densités, elle englobe les densités inférieures à $2,4.10^{11}$ cm⁻². Les densités situées dans le domaine de validité du modèle linéaire ($2,4.10^{11}$ cm⁻²<n_s< 10^{12} cm⁻².

Selon leurs densités à basse température (4 K), les couches dont nous disposons peuvent être rassemblées en deux groupes ; un contenant les séries à faibles densités $n_s < 2,2.10^{11}$ cm⁻². Dans ce groupe, on trouve les séries D, E et F. L'autre contient des séries à densité moyenne avec n_s comprise entre 2,9.10¹¹ cm⁻² et 5.10¹¹ cm⁻². Ce groupe contient les séries A, B et C. Des résultats préliminaires obtenus sur les couches suite à des mesures d'effet Hall et Van Der Pauw [1], nous ont donné les différents paramètres physiques de ces séries à la température de l'Hélium liquide (Tab 9). Ces mesures qui ne tiennent pas compte de la direction cristalline donnent, sous forme d'une moyenne sur toutes les directions la mobilité et la densité de charge de chaque série. (Tab 9) résume les différents paramètres à 4 K.

Données Van Der Pauw							
Série	Série μ (4K) ns (4K) 10 ⁶ cm ² V ⁻¹ .s ⁻¹ 10 ¹¹ cm ⁻²						
А	0,70	5,00	18				
В	0,37	4,40	38				
С	0,46	2,90	47				
D	0,084	2,13	349				
Е	1,84	1,93	18				
F	0,30	1,67	125				

Tab 9 : Mobilité, densité et résistivité des six séries par mesures Hall et Van Der Pauw.

V.1. <u>Séries à densité électronique moyenne : Résistivité et résistance</u> <u>d'accès</u>

À basse température les propriétés de transport du gaz 2D s'améliorent. La forte augmentation de la mobilité et la faible réduction de la densité des porteurs de charge, qui ne dépasse pas dans certains cas 34% quand la température varie de 300 K à 4 K, sont à l'origine des faibles résistivités enregistrées à températures cryogéniques. La configuration TLM, avec ces faibles échelles de longueur, donne des résistances de canal qui sont du même ordre de grandeur que la résistance d'accès. L'utilisation de la structure TLM dans ces conditions se trouve limitée. La linéarité des points présentant la résistance en fonction de la longueur du canal n'est plus observée. Pour cette raison ne seront donnés que les résultats de mesure obtenus sur les croix de Hall.

La rapidité des mesures à cette température, avec moins de contraintes que dans le cas des mesures à basse température, nous à permis de trier entre un nombre important d'échantillons ceux qui présentent un bon fonctionnement. Pour l'étude à basse température ne seront étudiés que les échantillons testés à la température ambiante et présentant de bonnes caractéristiques électriques. Suivant le même principe de mesure utilisé sur les croix de Hall et les configurations TLM à 300 K, des mesures de résistivité et de résistance d'accès ont été effectuées sur les séries à densité moyenne de porteurs de charge. Pour ces trois séries, les mesures montrent que le comportement, indépendant de la résistivité vis–à–vis de la direction cristalline, observé à la température ambiante est conservé à basse température. Le tableau (Tab 10) donne les valeurs de la résistivité pour les trois séries dans les quatre directions. Le tableau inclus aussi la valeur moyenne.

	Résistivité en (Ω) à 4K							
Direction	А		В		С			
(1):[II0]	18.3		24.2		30			
(2) : [I Ī 0]	17.7	C	24.4	G	30.9	C		
(3): [I 0 0]	17.8	18	24.3	24	30.6	31		
(4) : [0 I 0]			25		31.3	1		

Tab 10 : Résistivité en fonction de la direction cristalline des trois séries A, B et C à 4K.

Nous remarquons que pour ces séries la résistivité est équivalente selon les quatre directions. Les valeurs moyennes de cette résistivité sont respectivement 17 Ω , 24 Ω et 31 Ω
pour les trois séries A, B et C. Comparées aux mesures effectuées par la technique de Van Der Pauw données dans le tableau (Tab 9), on constate pour la série A, où le dopage est volumique,que nous avons la même valeur de résistivité, alors qu'il y a un écart de 35% pour les deux autres séries.

Par la suite, nous gardons les valeurs obtenues sur les croix de Hall car c'est sur ces échantillons que nous travaillerons.

Dans (Tab 11), on donne les valeurs des résistances d'accès calculées à 4 K. Là encore, on observe une différence entre les trois séries.

	Résistance d'accès en Ω à 4 K					
Direction	А		В		С	
(1): [I I 0]	18.6	5	7		62.4	_
(2) : [I Ī 0]		8.9(8.2	7.6	64.3	53.3
(3): [I 0 0]	19.4	1				

Tab 11 : Résistance de accès dans les différentes directions à 4K des séries A, B et C.

Dans le tableau suivant (Tab 12), nous donnons un récapitulatif des valeurs moyennes de la résistivité et la résistance d'accès pour les trois des séries à la température ambiante et à 4K.

	4K		300K	
	Résistivité	R accès	Résistivité	R accès
А	17.9	18.9	1433	34.8
В	24.5	07.6	1438	27.9
С	30.7	63.3	2216	79.6

Tab 12 : Comparaison de la résistivité et de la résistance d'accès à 300K et 4K

V.2. <u>Séries à faible densité électronique : Résistivité et résistance</u> <u>d'accès</u>

Les mêmes mesures, appliquées cette fois-ci sur les séries à faible densité (D, E et F) ont montré une homogénéité de la résistivité mais une dépendance de la résistance d'accès avec la direction cristalline, à basse température. Sur ces séries nous ne disposons que de deux directions perpendiculaires (1) et (2). Le tableau suivant (Tab 13) résume les résultats de mesure.

4 K	Résistivité	R accès Ω	$R_{sp} \Omega.mm$
D (1) : [I I 0]	417	413	17
D (2) : [I Ī 0]	41/	20439	371
E (1) : [I I 0]	15.5	301	5,5
E (2) : [I Ī 0]	15,5	3693	149
F (1) : [I I 0]	08	25	1
F (2) : [I Ī 0]	98	838619	15229

Tab 13 : Résistivité et résistance d'accès des trois séries D, E et F mesurées à 4K.

La comparaison des résistivités avec les résultats obtenus par la configuration Van Der Pauw montre un léger écart. Contrairement au comportement à 300 K, à 4 K la résistance d'accès dépend de la direction. La résistance d'accès selon la direction (2) est 23 ; 29 et 15000 fois plus élevée que selon la direction (1). Deux hypothèses peuvent être avancées pour expliquer cette différence : présence éventuelle de directions inactives ou une densité importante d'états d'interface capables de piéger les électrons. Pour mieux comprendre ce comportement, nous donnons un exemple type des caractéristiques I-V qui sont à l'origine de ces résultats (Fig 16).



Fig 16 : Exemple type de caractéristique I-V montrant une certaine différence dans le comportement du courant selon la direction cristalline.

Comme on peut le constater, le courant est quelque fois 100 fois plus faible selon la direction (2). Le courant ne présente plus selon la direction (2) une réponse ohmique, mais

plutôt un comportement type de Schottky. À basse température la résistance d'accès devient plus élevée et on commence à observer une différence en fonction de la direction cristalline. La dégradation du contact à basse température (changement de comportement du contact ohmique en contact Schottky) peut être à l'origine de la réduction du courant suivant cette direction.

Quand le contact est ohmique selon une direction (1) il ne l'est plus sur l'autre. Ceci serait probablement dû à la présence d'états d'interface aux niveaux des contacts. Il est à noter que les deux sous réseaux cubiques à faces centrées de la structure Zinc Blende, qui est la structure du GaAs, du fait de leur décalage a/4 selon la direction [111], ne sont pas centrosymétriques. Il en découle des propriétés physiques différentes suivant les directions cristallographiques considérées. On peut notamment citer l'anisotropie d'attaque chimique et l'anisotropie des caractéristiques mécaniques. Ce qui revient a dire que d'une direction à l'autre, on peut avoir des défauts de surface, qui présentent une importante densité d'états au niveau de l'interface du contact entre l'eutectique diffusée Au-Ge et la couche du GaAs qui contient le gaz 2D d'électrons. Ces états d'interface peuvent piéger des électrons et par suite changer le type de contact qui peut être ohmique selon une direction ou de type Schottky selon l'autre direction. La représentation de la densité de courant en fonction du champ électrique pour l'échantillon F (Fig 17) met bien l'accent sur la dépendance de la réponse électrique en fonction de la direction cristalline.



Fig 17 : Densité linéique de courant en fonction du champ électrique à 4K dans les deux directions (1) et (2) pour la série E.

Pour le même champ électrique E=5 V/cm, la densité de courant est différente selon la direction cristalline. Un facteur 300 est enregistré en faveur de la direction (1) où la densité de courant est saturée et atteint une valeur de $1,32.10^{-2}$ A/cm alors qu'elle ne dépasse pas 4.10^{-5} A/cm selon la direction (2).

Bien évidemment, ce comportement n'apparaît qu'à des températures inférieures à l'ambiante. Il est aussi réversible. En d'autres termes, il disparaît après retour à l'ambiante. Ce qui justifie la présence de défauts de type états lents susceptibles de piéger et d'émettre des porteurs avec une constante de temps qui peut être relativement élevée au fur et à mesure que la température diminue.

VI. Évolution en fonction de la température.

VI.1. Paramètres donnés par la technique Van Der Pauw.

Nous présentons tout d'abord les données issues de la technique de mesure Hall et Van Der Pauw (sur trèfles de Van Der Pauw). Ces mesures ont été faites par l'équipe qui réalise les couches épitaxiées. Les couches caractérisées n'ont subi ni déposition ni gravure. Nous nous limitons à la mobilité et à la densité du gaz d'électrons. La dépendance en température de la mobilité (Fig 18) pour les trois séries montre bien qu'il y a formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans ces structures. En effet, le fait que la mobilité soit élevée à basse température (T<100 K) par rapport à celle obtenue à 300 K est caractéristique de la présence d'un gaz bidimensionnel d'électrons [13 - 15]. Comme il a déjà été mentionné, la diffusion sur les impuretés ionisées, qui diminue la mobilité à basse température dans les semiconducteurs massifs conventionnels, n'est pas importante dans ces échantillons où les atomes donneurs sont séparés par l'espaceur du canal non dopé [16, 17]. C'est ce qui explique que la mobilité est si élevée à basse température. De plus, l'augmentation persistante de la mobilité à mesure que la température diminue sans saturation est une assurance que l'interaction électron, qui limite la mobilité à basse température, est négligeable et que les interfaces entre les couches épitaxiées sont de bonne qualité. Les performances en bruit doivent être ainsi améliorées.



Fig 18 : Mobilité et densité des porteurs de charge mesurées par la méthode effet Hall sur configuration Van Der Pauw.

Les résultats obtenus (Fig 18) montrent bien l'intérêt du gaz bidimensionnel d'électrons pour les transistors à forte mobilité électronique; cette dernière peut dépasser $10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à 4 K (cas de la série E). Un autre point important à signaler, concerne la densité de charge à basse température qui garde un ordre de grandeur relativement élevé, comparée à ce qu'elle pourrait être dans un matériau de GaAs massif. La plus grande chute observée est de 80 % pour la série D, alors que la diminution de la densité de charge ne dépasse pas 34 % pour la série F. Pour la série E où la mobilité est très élevée, la diminution de la densité de charge à basse température est de 67 %.

VI.2. <u>Résistivité et résistance d'accès</u>

Entre la température ambiante et celle de l'hélium liquide on a observé des comportements différents (§ IV.2). À présent, et dans le but de mieux comprendre les circonstances d'apparition de la dépendance des réponses électriques avec la direction cristalline, nous entreprenons des mesures en température afin de suivre l'évolution des paramètres mesurés (résistivité et résistance d'accès).

Nos mesures ont bien montré que la résistivité diminue avec la température. Cette réduction témoigne de l'amélioration de la conduction du gaz 2D d'électrons pour les températures cryogéniques. Les courbes de la figure (Fig 19), montrent l'évolution de la résistivité mesurée sur deux motifs différents croix de Hall et trèfles de Van der Pauw qui n'ont pas subi les mêmes étapes technologiques. D'une manière commune aux trois séries, les deux techniques donnent des résultats identiques pour les basses températures T < 100 K. Dans le cas de la série D, on observe une concordance des valeurs de la résistivité pour toute la gamme de température étudiée. La résistivité du gaz bidimensionnel d'électrons n'est pas influencée par l'étape mesa ni par les dépôts de type contact ohmique dans cette série.





Fig 19 : Résistivité en fonction de la température obtenue sur des trèfles de Van Der Pauw (o) et sur des croix de Hall (*) pour les trois séries D, E et F.

Pour les deux autres séries E et F, les valeurs obtenues par croix de Hall s'écartent légèrement de celles mesurées par effet Hall et Van der Pauw pour des températures supérieures à 100 K. Ceci peut être dû à une éventuelle influence des étapes technologiques lors de la fabrication des croix de Hall. Par la suite, nous nous basons sur les résultats obtenus par croix de Hall car ces motifs sont les plus proches des HEMTs d'un point de vue fabrication.

À partir des résultats expérimentaux obtenus, nous avons extrait les résistances d'accès, correspondants aux résistivités déterminées, dans les deux directions orthogonales (1) et (2). Les courbes de la figure (Fig 20), présentent la variation de la résistance spécifique d'accès en fonction de la température.





Fig 20 : Résistance spécifique d'accès selon les deux directions (1) et (2) pour les trois séries à faible densité D, E et F.

La résistance spécifique d'accès devrait avoir la même valeur pour un type de contact donné (Or-Germanium sur l'arsenic de gallium pour nos échantillons), alors qu'on observe une différence qui dépend de la direction.

Pour la direction (1) le contact présente une stabilité thermique. La variation de la résistance d'accès est comprise dans un intervalle ayant comme amplitude maximale 20Ω .mm environ. Selon la direction (1) la résistance d'accès des trois séries passe par un maximum (pour une température qui se situe entre 90K et 140 K) puis elle diminue quand la température baisse. Mais en général selon cette direction, les résistances d'accès ne dépendent pas beaucoup de la température. Dans l'autre direction (2), on remarque des valeurs élevées de la résistance d'accès comparées à celles de la direction perpendiculaire (1). Les valeurs de la résistance restent constantes à partir de l'ambiante jusqu'au 100 K. Après, on enregistre une brusque augmentation. Ce qui montre que les contacts deviennent non ohmiques, ceci est dû à la présence de défauts d'interface comme nous l'avons signalé auparavant.

VI.3. <u>Saturation</u>

Comme les caractéristiques I-V l'ont montré dans la figure (Fig 16), le courant sature à basse température pour une direction donnée. Dans le cas des MOSFETs ou les HEMTs, la saturation a toujours été expliquée par deux phénomènes : soit le pincement du canal par l'effet de la polarisation de la grille de contrôle [18] ou par la saturation de la vitesse [18]. L'absence de la grille de contrôle dans nos échantillons (croix de Hall) met en défaut le mécanisme de saturation par pincement du canal. La saturation apparaît pour des faibles champs électriques ($E \le 17$ V/cm). Pour les trois séries, on a procédé de la même façon ;

application d'une tension qui varie de -200 mV à +200 mV, avec un pas de 1 mV. À ces tensions correspondent des champs électriques de valeur maximale de 5 V/cm quand le canal est de longueur 420 µm et de 17 V/cm quand le canal de conduction est de 120 µm. Ces champs électriques sont beaucoup trop faibles pour générer une saturation de courant par la saturation de vitesse dans le cas du GaAs massif. Le champ typique engendrant une saturation de la vitesse (v $\cong 10^7 \text{ cm/s}$) est de l'ordre de 3-4 kV/cm à la température ambiante [19].

L'évolution de la caractéristique I-V en fonction de la température est donnée à la figure (Fig 21). La première chose qu'on peut constater, c'est que la saturation n'apparaît qu'a basse température. En se référant aux deux dernières courbes concernant la série F qui est donnée comme exemple ici, on remarque qu'à l'ambiante (et même pour des températures > 80K) on n'a pas de saturation du courant, mais au fur et à mesure qu'on descend en température le courant augmente et la saturation apparaît. L'augmentation du courant est justifiée par la forte augmentation de la mobilité comparée à la diminution de la densité de charge quand on baisse la température (voir les résultats donnés par effet Hall et Van der Pauw).



Fig 21 : Apparition de la saturation du courant en fonction de la température.

L'application de la loi d'ohm dans le régime linéaire permet de calculer la chute de tension dans les résistances de accès. La tension $V_{34} = V_3 - V_4$ (Fig 22) qui n'est pas influencée par les résistances de accès est la différence de tension entre les deux bras de la croix de Hall.



Fig 22 : Différents points de prise de tension numérotés de 1 à 6.

Cette tension sert comme donnée expérimentale de base dans nos calculs. Les données expérimentales pour les trois séries D, E et F sont regroupées au (Tab 14). On se limitera à la température 4K.

Série	V_{12} (mV)	$I_{12}(\mu A)$	$V_3 (mV)$	$V_4 (mV)$	V ₃₄ (mV)	V ₁₃ (mV)
D (1) : [I I 0]	40	7.24	28.32	10.16	18.16	11.68
	-40	-7.2	-28.04	-10.48	-17.56	-11.96
E (2) : [I Ī 0]	20	20.67	12.08	10.48	1.60	7.92
	-20	-20.09	-9.24	-7.84	-1.40	-10.76
F (1) : [I I 0]	20	18.58	14.12	4.28	9.84	5.88
	-40	-36.1	-32.04	-13.08	-18.96	-7.96

Tab 14 : Données expérimentales en régime linéaire à 4K.

Les mesures ont été faites en gardant la masse toujours sur le contact 2. La source fournissant les électrons se trouve du côté contact 1 pour des tensions positives et du côté contact 2 dans le cas inverse. V_{12} est la tension de polarisation entre les deux électrodes source et drain et I_{12} est le courant circulant dans le canal. V_3 et V_4 sont respectivement les tensions sondées par l'intermédiaire des deux bras au niveau des contacts 3 et 4 par rapport à la référence des tensions $V_2 = 0V$.

Le calcul de la différence entre les valeurs mesurées (Tab 14) et les valeurs calculées (par l'intermédiaire de la tension V_{34}) sans prendre en compte les résistances d'accès donne une chute de tension dans les résistances d'accès. En effet, V_{12} peut être exprimée en fonction de V_{34} dans le cas où on néglige les résistances d'accès.

$$V_{34} = \frac{\rho}{W} \times L_{34} \times I$$

$$V_{12} = \frac{\rho}{W} \times (L_{34} + l) \times I \quad o\dot{u} \quad l = L_{12} - L_{34}$$

$$V_{12} = \frac{\rho}{W} \times L_{34} \times I \times \left(I + \frac{l}{L_{34}}\right)$$

$$\Rightarrow V_{12} = V_{34} \times \left(I + \frac{l}{L_{34}}\right)$$
Eq 20

Les résultats sont résumés au tableau (Tab 15). Où V_{ij} (i, j = 1, 2...) est la différence de potentiel entre les points i et j de la croix de Hall (Fig 22). ΔV_{12} (= V_{12} mesurée – V_{12} calculée) est la chute de tension dans les résistances d'accès.

Echantillon	V ₁₂ mesurée mV	V ₁₂ calculée mV	$\Delta V_{12} mV$	$\Delta V_2 mV$	$\Delta V_1 mV$
D (1) : [I I 0]	40	35.48	4.67	1.57	3.09
	-40	-34.30	5.84	2.18	3.66
E (2) : [I Ī 0]	20	3.13	16.89	9.72	7.16
	-20	-2.73	17.28	7.18	10.10
F (1) : [I I 0]	20	19.22	0.86	0.37	1.23
	-40	-37.04	3.11	4.12	1.00

Tab 15 : Chute de tension dans les résistances d'accès 1 et 5.

La comparaison de la tension appliquée V_{12} avec la chute de la tension aux bornes des deux contacts 1 et 2 (ΔV_{12}) donne une constatation immédiate sur la qualité du contact. Le contact réalisé sur la série E (2) n'est pas de bonne qualité 75 % de la tension appliquée chute au niveau des contacts, alors que la série F (1) bénéficie d'un bon contact. En se référant à la figure (Fig 20) représentant la résistance spécifique d'accès en fonction de la température, on s'aperçoit bien que c'est la série F qui a une faible résistance d'accès à basse température selon la direction (1). Les deux grandeurs présentant la chute de tension dans chaque côté (ΔV_1 pour le contact 1 et ΔV_2 pour le contact 2) permettent de déterminer la région où la chute de la tension est importante (source ou drain). Pour la série D on remarque une dissymétrie entre les deux contacts. Plus que 60 % de la chute de tension sur les deux contacts s'effectue sur le contact 1. Pour les deux séries E et F, les deux contacts sont symétriques. Dans le cas de la saturation du courant par pincement, la chute de la tension est toujours observée du côté drain, alors que dans notre cas en plus de l'absence de la grille de contrôle la réduction de la tension n'est pas toujours du même côté.

La saturation observée dans nos échantillons, même pour des champs électriques faibles présente un comportement semblable à celui d'une diode Gunn dans laquelle la saturation du courant est essentiellement due au changement de la conduction électrique. Les électrons de conduction de nos échantillons forment un gaz 2D. La structure de bandes du GaAs permet de mieux comprendre certains mécanismes qui peuvent être à l'origine de la saturation. En effet, la structure de bandes des semiconducteurs III-V, montre des bandes de conduction et de valence multiples, mais les propriétés de transport électronique dépendent principalement de la structure de la bande de conduction la plus basse (BC) et de celle de la bande de valence la plus élevée (BV). Le GaAs est à "transition directe", cela signifie que l'énergie minimale E_{Cmin} de la bande de conduction et l'énergie maximale E_{Vmax} de la bande de valence sont localisées au centre de la zone de Brillouin. Ceci a des conséquences importantes du point de

vue des propriétés électroniques et optiques. La bande de conduction présente par ailleurs pour les semiconducteurs III-V une courbure généralement très accentuée au voisinage de son minimum Γ (centre de la zone de Brillouin). La masse effective des électrons étant inversement proportionnelle à cette courbure, ceci explique pourquoi, dans les semiconducteurs III-V à bande interdite directe comme GaAs, InP, GaInAs, etc., la masse effective des électrons en centre Γ est très faible et, par conséquent, la mobilité électronique est élevée. Aux champs très faibles, la variation linéaire des caractéristiques I-V est seulement due aux électrons légers situés dans le plus bas niveau de la bande de conduction dans la vallée Γ . On note également la présence de deux vallées latérales sur la bande de conduction, en bordure de la zone de Brillouin : vallée L dans la direction [I I I] et vallée X dans la direction [I 0 0]. Réparties dans l'espace, il existe quatre vallées de type L équivalentes et trois de type X. En augmentant le champ électrique, les électrons légers gagnent assez d'énergie pour se mettre au minimum voisin de la bande de conduction (vallée L) ou si l'énergie est suffisante à la vallée X. Ce transfert inter-vallées induit une perte de l'excès d'énergie d'électrons dans ces nouvelles vallées et un changement de la masse effective d'électrons. Ces vallées sont caractérisées par une courbure faible et, par conséquent, par des électrons ayant une masse effective élevée et une faible mobilité. Les électrons légers deviennent des électrons lourds et la vitesse se trouve par conséquent réduite.

Dans le cas du GaAs, les minima de ces vallées satellites et le minimum Γ sont séparés par une énergie de l'ordre de quelques dizaines de meV. Les vallées sont donc accessibles à des électrons ayant gagné de l'énergie par un quelconque mécanisme. Les équations données au chapitre II permettent de calculer ces énergies. Nous prenons la température 4 K comme exemple de basse température pour le calcul des différences d'énergie d'inter-bandes dans le GaAs et le Al_xGa_{1-x}As et la discontinuité de la bande de conduction pour les trois échantillons. À cette température cryogénique (4 K), les énergies du minimum de la vallée Γ et de la vallée L sont de $E_r = 1,5189$ eV et $E_t=1,8149$ eV dans le cas des deux échantillons E et F où le canal est le GaAs. La différence d'énergie entre les deux vallées est donc $\Delta E_{tr} = E_t-E_r=296$ meV. De même $\Delta E_{XL} = E_x-E_L = 166$ meV, où $E_X = 1,9809$ eV est l'énergie du minimum de la vallée X. Dans le cas de la série D, où le canal est un alliage Al_xGa_{1-x}As avec un pourcentage *x* d'aluminium de 5,5 %, $\Delta E_{tr} = 270$ meV ($E_{\Gamma} = 1,5836$ eV, $E_L = 1,8529$ eV) et $\Delta E_{XL} = 135$ meV ($E_X = 1,9882$ eV). Les discontinuités de la bande de conduction ΔE_C sont respectivement 151 meV et 147 meV pour les deux échantillons E et F où le taux d'aluminium est de x = 19,6 % et l'échantillon D avec une fraction d'Al exprimée en pourcentage de x = 20,3 %. L'excès d'énergie entre les deux séries D et E (ou D et F), calculé à partir de la différence entre les valeurs de ΔE_{LF} , ΔE_{XL} et ΔE_C pour les deux séries, donne des valeurs de l'ordre de 26 meV, 37 meV et 4 meV respectivement. Comparées à l'énergie thermique ($\approx 0,4$ meV à 4 K), ces valeurs sont nettement supérieures. Ceci pourrait expliquer les différents comportements observés entre la série E (ou F) et la série D. Par exemple, la saturation du courant pourrait apparaître plutôt dans l'échantillon de la série D comparé aux deux autres.

Considérons par exemple un ensemble d'électrons dont l'énergie E se situe au voisinage du minimum Γ . Leur masse effective est faible et leur mobilité est élevée. S'ils gagnent de l'énergie sous l'effet du champ électrique, ils vont monter dans la vallée Γ et ils vont pouvoir être mis à un niveau énergétique égal ou supérieur au minimum de la vallée L ou X. Une collision avec un phonon leur communique le complément d'impulsion nécessaire. Les électrons se trouvent alors "transférés" dans l'une des vallées satellites. Les électrons transférés voient leur énergie cinétique diminuer de l'énergie de transfert. La masse effective devient élevée. Ils sont alors brusquement ralentis. Cette situation est à l'origine de la saturation de vitesse de transport \vec{v} des électrons, observée dans les matériaux III-V, lorsque le champ électrique E augmente.

Le champ utilisé pour nos mesures donne des vitesses de dérive $v \cong \mu E_{ds}$ de l'ordre de $0,3.10^6$ cm/s, $1,4.10^6$ cm/s et $1,8.10^7$ cm/s. Les deux premières sont obtenues pour un champ $E_{ds} = 5V/cm$ appliqué le long du canal de conduction de longueur $L = 420 \mu m$. et la dernière vitesse $(1,8.10^7 \text{ cm/s})$ est obtenue pour un champ $E_{ds} \approx 17 \text{ V/cm}$ appliqué le long du canal de longueur $120 \mu m$. Ces vitesses correspondent respectivement aux valeurs de mobilité μ de $84000 \text{ cm}^2/Vs$ (échantillon D), $300000 \text{ cm}^2/Vs$ (échantillon F) et $1.8 \times 10^6 \text{ cm}^2/Vs$ (échantillon E). Il est à signaler que la vitesse de Fermi est d'environ $1,9-2.10^7 \text{ cm/s}$ pour nos échantillons à 4K. Pour les échantillons D et F la vitesse est très faible et elle ne présente que 3% et 16% de la vitesse de saturation du GaAs ($\cong 10^7 \text{ cm/s}$). Dans l'échantillon D la saturation existe mais elle n'est pas très nette comme dans les deux autres échantillons. Pour les deux échantillons E et F la saturation est clairement observée même si la vitesse dans le cas de la série F est faible. Pour l'échantillon E (où la mobilité est de $1,8.10^6 \text{ cm}^2/Vs$), la valeur de la vitesse est comparable à celle de la vitesse de Fermi.

De notre point de vue [21], la saturation du courant comme conséquence de l'effet Gunn ne peut pas expliquer entièrement le comportement de I-V, notamment pour les échantillons D et F. Elle ne peut pas non plus être expliquée par un transfert transversal d'électrons (passage d'une partie des électrons du canal vers la couche dopante), car ce mécanisme est peu probable du fait que le deuxième niveau discret E₁ du puits de potentiel qui caractérise le canal, est inoccupée à 4 K et que le premier niveau E₀ se trouve à une centaine de meV sous le niveau de la bande de conduction de la couche dopante. En fait, les échantillons D et F contiennent des défauts dans le canal. L'échantillon D en contient plus que F. C'est la raison pour laquelle la densité d'électrons dans l'échantillon D est fortement réduite (80 %) quand la température décroît de 300 K à 4 K. Nous pensons que la saturation montrée dans les caractéristiques I-V n'est pas due à l'effet Gunn. Elle serait probablement due aux mécanismes de diffusion entre les porteurs de charge et les défauts et impuretés (C, silicium, Al...) dans le canal [20]. C'est pourquoi, nous avons trouvé des vitesses faibles même à 4 K. Ceci est renforcé par les valeurs faibles de la mobilité μ dans les échantillons D et F comparées à celles de l'échantillon E. Notons que les mesures donnent quand l'échantillon F est sous illumination à 4,2K une valeur de $\mu = 1,8.10^6$ cm²/Vs semblable à celle de l'échantillon E en obscurité ($\cong 1,6x10^6$ cm²/Vs). Ceci atteste de la présence des impuretés dans le canal. Tandis que l'échantillon D donne, après illumination, approximativement la même valeur de µ que dans l'obscurité en raison de la présence d'alliage (Al_vGa_{1-v}As) dans le canal. C'est pourquoi la variation de la densité d'électrons 2D est très forte après illumination.

Pour l'échantillon E, nous pensons que la saturation du courant obtenue par la caractéristique I-V est liée à la saturation de la vitesse de dérive. La valeur que nous avons trouvée est comparable à celles indiquées dans la littérature [20].

	Mesure dans l'obscurité à 4K		Mesure après éclairement à 4K		
	$ns(cm^{-2})$	$\mu(cm^2/Vs)$	ns(cm ⁻²)	$\mu(cm^2/Vs)$	
D	2,13.10 ¹¹	87000	3,84.10 ¹¹	77000	
Е	1,93.10 ¹¹	$1,60.10^{6}$	2,37.10 ¹¹	$2,20.10^{6}$	
F	1,67.10 ¹¹	300000	2,85.1011	$1,80.10^{6}$	

Tab 16 : Densité de charge et mobilité en obscurité et sous éclairement à 4K.

VI.4. Intérêt de la structure en dentelles

Le comportement du contact pour les basses températures en fonction de la direction cristalline est un point cruciale pour la réalisation des composants basés sur des systèmes à

2D. Ce problème se pose surtout quand la densité d'électrons du gaz 2D est faible. Parmi les solutions avancées, il y a celle qui consiste à utiliser des contacts ayant une structure en dentelle. La forme en créneau de l'interface entre l'eutectique et le canal combinera les deux directions de conduction. L'intérêt d'une telle structure est de réduire les résistances d'accès dans la direction (2) en utilisant la direction favorisant un bon contact. Partant des résultats de deux échantillons l'un avec et l'autre sans dentelles (direction (2)), nous donnons les résultats présentés dans (Fig 23).



Fig 23 : Variation de la résistance en fonction de la température dans deux structures d'accès avec et sans dentelles.

Il s'agit dans cette figure d'un transistor sans gille (résistance) avec une longueur canal de 10 μ m. On distingue la résistance totale (cas sans dentelles) qui est la somme des deux contributions présentées sur la même figure résistance du canal et deux fois la résistance d'accès. On constate une dégradation du contact ohmique à partir de 100 K vers les basses températures. La courbe représentant la résistance totale dans le cas sans dentelles a pratiquement l'allure de celle de la résistance d'accès en raison de ces fortes valeurs comparées à la résistance canal. La comparaison de la résistance totale des deux cas avec et sans dentelles montre une stabilité dans le cas avec dentelle. Les mesures expérimentales nous donnent des valeurs de la résistance totale qui sont six fois plus faibles à 4 K que dans le cas sans dentelles, d'où l'intérêt d'une telle structure qui permet de réduire les résistances d'accès.

VII. Conclusion

L'objectif de ce chapitre était de caractériser électriquement des hétérostructures AlGaAs/GaAs qui diffèrent par certains paramètres tels que la densité du gaz 2D et la mobilité électronique de ce gaz bidimensionnel d'électrons. Cette caractérisation expérimentale a été faite dans une plage de température allant de 4 à 300 K. A chaque température, nous avons effectué des mesures statiques de courant-tension sur des structures en TLM et des structures en croix de Hall. Ces mesures nous ont permis d'accèder à la résistivité du canal et à déterminer les valeurs des résistances spécifiques d'accès pour chacune des séries mentionnées au chapitre II. Bien évidemment, ces mesures sont affectées par différents types de paramètres tels que la configuration géométrique du contact, la direction cristalline, la forme de la structure entre TLM et croix de Hall, etc. Nous avons montré par des calculs simples que la forme de la croix de Hall (la présence de bras transversaux) affecte l'évolution de la résistance puisqu'il y a un changement de la dimension transversale à la conduction (direction du courant : longueur source-drain).

Nos mesures ont montré qu'une légère diffusion de l'eutectique Au/Ni/Ge se fait latéralement dans la couche active (dans le canal) sur une longueur $\Delta L \approx 1,7 \mu m$ de part et d'autre du canal. Une correction a donc été effectuée au niveau de la valeur de la longueur L du canal qui devient L'= L - ΔL .

L'étude électrique (mesure des I-V) de ces structures en température a montré que le gaz bidimensionnel d'électrons se comporte en tant que tel du fait que la mobilité augmente considérablement lorsque la température diminue de 300 à 4 K. Nous avons, à travers ces mesures, mis en évidence l'apparition d'une saturation du courant même pour des températures aussi élevée que 100 K. Nous avons expliqué cette saturation par une saturation de la vitesse des électrons. Cependant, nous avons montré que cette saturation peut aussi être provoquée par la présence d'alliage AlGaAs dans le canal (de type AlGaAs : cas de l'échantillon D).

La mesure I-V dans les mêmes structures, mais dans des directions cristallines différentes, a montré la présence de « directions privilégiées » de conduction puisque ces caractéristiques I-V ressemblent à basse température (< 100 K) à des caractéristiques électriques d'une diode shottky. Autrement dit, il y a la présence d'une tension seuil. Ce phénomène a été lié à la mauvaise qualité du contact. D'où l'intérêt d'utiliser une autre configuration géométrique au niveau du contact.

C'est pourquoi, nous avons utilisé des échantillons dont les contacts sont en forme de dentelles. Nous avons montré, à travers leur étude, que la présence d'une structure en dentelles au niveau des contacts améliore ceux-ci en réduisant la valeur de leur résistance spécifique.

Bibliographie

A methode of measuring the restivity and hall coefficient on lamellae of arbitrary shape.

 L. J. Van Der Pauw. Philips Res. Repts. 13. pp. 1-9, 1958.

Effect of Au overlayer on PtSi ohmic accèss with n-InP. W.C. Huang.

2. Applied Surface Science. Article sous presse.

Ballistic transport in PbTe-based nanostructures.

G. Grabecki, J. Wróbel, T. Dietl, E. Papis, E. Kamiska, A. Piotrowska, A. Ratuszna, G. Springholz et G. Bauer.

3. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. 20 (3-4), pp. 236-245, janvier 2004.

Degradation of GaAs/AlGaAs Quantized Hall Resistors With Alloyed AuGe/Ni contacts.

Kevin C. Lee.
 J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. 103, p. 177, 1998.

Metal penetration and dopant redistribution beneath alloyed ohic contacts. J. R. Shappirio, R. T. Lareau, R. A. Lux, J. J. Finnegan, D. D. Smith, L. S. Heath,

et M. Taysing-Lara.
 J. Vac. Sci. Technol. A5 (4), juillet/août 1987.

Microstructural characterization of AlGaAs-GaAs modulation-doped field-effect transistor ohmic contacts formed by transient annealing.

 A. K. Rai, A. Ezis, R. J. Graham, R. Sharma, et D. W. Langer. J. Apl. Phys. 63 (9), pp. 4723-4727, mai 1988.

Transmission-electron microscope studies of Au-Ni-Ge based ohmic contacts to GaAs-AlGaAs MODFET device.

7. A. K. Rai, A. Ezis, A. W. McCormick, Amanda K. Petford-Long, and D. W. Langer.

J. Apl. Phys Vol 61(9), pp. 4682-4688, mai 1987.

Structure and Lateral Diffusion of Ohmic contacts in AlGaAs/GaAs High Electron Mobility Transistors and GaAs devices.

D. W. Langer, A. Ezis, et A. K. Rai.
 J. Vac. Sci. Technol. B5 (4), pp. 1030–1032, 1987.

Non-alloyed Pd/Sn and Pd/Sn/Au Ohmic contacts for GaAs MESFETs: Technology and Performance.

9. M. S. Islam, Patrick J. McNally, A. H. M. Zahirul Alam and M. Q. Huda Solid-State Electronics. 44 (4), pp. 655-661, avril 2000.

Microstructure studies of AuNiGe ohmic contacts to n-type GaAs.

- M. Murakami, K.D. Childs, J. M. Bbaker et A. Callegari.
- 10. J. Vac. Sci. Technol. B4 (4), pp. 903–911, 1986.

Effects of interfacial microstructure on uniformity and thermal stability of AuNiGe ohmic contact to n-type GaAs.

 Y. C. Shih, M. Murakami, E. L. Wilkie et A. C. Callegari. J. Apl. Phys. 62 (2), pp. 582-590, juillet 1987.

Model for modulation doped field effect transistor.

- 12. Drummond,-T.-J.; Morkoc,-H.; Lee,-K.; Shur,-M.
- IEEE-Electron-Device-Letters.; EDL-3(11), pp. 338-341, novembre 1982.

Electron mobilities exceeding $10^7 \text{ cm}^2/\text{V}$ s in modulation-doped GaAs.

- L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer et K. W. Baldwin.
- 13. A. Phys. Lett. V. 55 (18), pp. 1888-1890, octobre 1989.

Acoustic phonon scattering in ultra-high mobility, low carrier density GaAs/(Al,Ga)As heterojunctions.

14. J. J. Harris, C. T. Foxon, D. Hilton, J. Hewett, C. Roberts et S. Auzoux. Surface Science. 229 (1-3), pp. 113-115, avril 1990.

Extremely high-mobility two dimensional electron gas: Evaluation of scattering mechanisms.

15. V. Umansky, R. de-Picciotto, et M. Heiblum. App. Phys. Lett. 71 (5), pp. 683-685, aout 1997.

Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices.

16. R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard et W. Wiegmann. Appl. Phys. Lett. 33 (7), pp. 665-667, octobre 1978.

Influence of an undoped (AlGa)As spacer on mobility enhancement in GaAs-(AlGa)As superlattices

17. H. L. Störmer, A. Pinczuk, A. C. Gossard et W. Wiegmann App. Phys. Lett. 38 (9), pp. 691-693, mai 1981.

Solid state electronic devices.

- 18. B. G. Streetman.
- Édit. Prentice Hall (1980).

Physics of semiconductor devices

- 19. S. M. Sze.
- Édit. Wiley interscience, second edition (1981).

Theory of the velocity-field relation in AlGaAs. K. F. Brennan and D. H. Park.

20. J. Appl. Phys. 63 (10), pp. 5004-5008, mai 1988.

Electric transport in a AlGaAs/GaAs structure from 300 K to 4.2 K

- 21.
- R. Khlil, A. El Hdiy, A. Cavanna, F. Laruelle, et Y. Jin. J. Appl. Phys. 96 (5), pp. 3023-3024 septembre 2004.

Chapitre IV Caractérisation d'un gaz bidimensionnel d'électrons par la technique de bruit

<u>Chapitre IV</u> <u>Caractérisation d'un gaz bidimensionnel d'électrons par la technique de bruit</u>

I.	Introduction	111
II.	Le bruit dans les transistors	111
II.1.	Les différents types de bruit	112
II.2.	Le bruit basses fréquences	117
III.	Études antérieures	117
IV.	Montage expérimental	118
V.	Mesures et résultats	122
V.1.	Étude du bruit à la température ambiante	122
V.2.	Étude du bruit en température	129
V.3.	Identification des différentes contributions au bruit basses fréquences	132
V.3.1	Bruit de génération-recombinaison	133
V.3.2	Bruit en 1/f	136
V.3.2.1	Résultats de mesures	138
V.3.2.2	2Évolution du bruit en 1/f en température	142
V.3.2.3	Origine physique du bruit en 1/f dans nos échantillons	144
VI.	Conclusion	145

<u>Chapitre IV</u> <u>Caractérisation d'un gaz bidimensionnel d'électrons</u> par la technique de bruit

I. Introduction

Les informations qui nous parviennent sont souvent perturbées par des signaux parasites (bruit), qui peuvent être dus à plusieurs causes. Des outils ont été développés afin de mieux estimer les contributions parasites et d'essayer de s'en affranchir. Le signal lié au bruit est généralement dû à des processus aléatoires. Ainsi, toute description doit être basée sur des notions de statistique.

Dans cette étude, nous nous intéresserons au bruit. Ce bruit peut être décrit par deux sources distinctes : une source de courant de bruit ou une source de tension de bruit. Les fluctuations liées à la tension ou au courant sont appelées variables aléatoires. Une variable aléatoire X(t) peut être caractérisée par ses moments. Les plus importants sont le moment d'ordre 1 qui est la valeur moyenne \overline{X} et le moment d'ordre 2 qui est la variance $\overline{X^2}$.

Notre objectif est d'utiliser le bruit comme méthode de caractérisation en plus des mesures électriques standards et ce, en température et sur différents échantillons. L'étude sera organisée autour du bruit dans les transistors sans grille, ce qui revient en quelque sorte à étudier le bruit dans le gaz 2D d'une structure présentée sous forme de 'résistance'.

II. <u>Le bruit dans les transistors</u>

L'éventail des dispositifs amplificateurs à faible bruit est très large : semiconducteurs, masers, squids, amplificateurs.... Dans le cas des amplificateurs, le choix est guidé par les spécificités de chaque dispositif qui le rend plus ou moins adapté suivant les contraintes imposées par la réception. Ces contraintes sont généralement liées à la cryogénie, l'impédance du détecteur, les bandes passantes, l'encombrement du dispositif, sa complexité, sa fiabilité.... Les deux principales contraintes viennent souvent de la cryogénie et de la simplicité maximale requise du système de préamplification. Un préamplificateur externe, exige l'utilisation d'une ligne de transmission longue qui peut être pénalisante à cause des bruits parasites qu'elle peut capter. Ce problème est résolu en plaçant le préamplificateur le plus

près possible du récepteur. 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). Le refroidissement est bénéfique pour les performances en bruit tant que l'amplification ne s'en trouve pas altérée et si le bruit est principalement d'origine thermique. Des deux types d'amplificateurs à semiconducteurs envisageables (les transistors bipolaires et les FETs) seuls les FETs supportent des conditions cryogéniques. Leurs bonnes performances proviennent essentiellement du faible bruit en courant équivalent en entrée (S₁). Le bruit dans les FETs vient principalement des variations aléatoires de la vitesse des porteurs dans le canal. Ces dernières mènent aux variations en courant et donc au bruit. Les JFETs sont les dispositifs les plus intéressants pour les applications faible bruit à basse fréquence. Un de leurs gros avantages est leur faible bruit en tension. À la température ambiante et à des fréquences autour de plusieurs centaines de Hz, leurs performances sont à peu près équivalentes à celles des MESFETs. Cependant, ils supportent mal des refroidissements inférieurs à 120 K [1, 2], alors que les MESFETs supportent facilement d'être refroidis à 77 K voire 4 K [2]. Les transistors MESFETs à base de GaAs sont couramment utilisés à basse température en RMN (résonance magnétique nucléaire) [3] ou dans les détecteurs de particules [2]. Leurs caractéristiques en bruit s'améliorent avec le refroidissement et, en règle générale, les transistors commerciaux de ce type fonctionnent de façon correcte à 4 K voire jusqu'à 1 K [4]. Pour les applications très faible bruit, le choix du HEMT est généralement meilleur que celui du MESFET [5, 6]. Comme pour les MESFETs, les performances des HEMTs s'améliorent avec la cryogénie [7].

Comparé au PHEMT GaAs, le HEMT sur GaAs présente moins de bruit [8]. Le bruit minimum est obtenu pour des tensions de drain inférieures à celles du PHEMT GaAs, ainsi la puissance de dissipation est inférieure. Cette caractéristique du HEMT sur GaAs est donc très appropriée aux applications cryogéniques.

Dans ce chapitre, notre première motivation sera d'étudier le bruit du gaz bidimensionnel d'électrons dans des structures similaires aux transistors HEMT GaAs mais qui n'ont pas de grille de contrôle. Pour cela, nous étudierons le bruit en fonction de la température et de la polarisation source-drain.

II.1. <u>Les différents types de bruit</u>

L'accès au bruit dans les composants électroniques se fait grâce à la mesure des fluctuations du courant ou de la tension autour de leur valeur moyenne. Il est souvent

caractérisé sous forme d'une densité spectrale de bruit de la grandeur mesurée (courant ou tension). Avant de discuter les différents types de bruit, nous donnerons un bref rappel sur l'analyse fréquentielle des signaux dans le cas de signaux déterministe et aléatoire.

• Signal déterministe

C'est un signal dont l'évolution en fonction du temps est prévisible par un modèle mathématique approprié. On rappelle que le spectre d'un signal déterministe est le module de sa transformée de Fourier. On définit, la densité spectrale de puissance comme étant le carré du module de la transformée de Fourier. Ainsi, si x(t) est un signal et X(f) sa transformée de Fourier, la densité spectrale de puissance S_x s'écrit :

$$S_x = |X(f)|^2 \qquad \qquad Eq \ 1$$

• Signal aléatoire stationnaire

Un signal aléatoire stationnaire est un processus indépendant du temps (les moyennes temporelles sont équivalentes à des moyennes d'ensemble). Une réalisation x(t) du processus aléatoire stationnaire X(t) ne tend pas vers zéro lorsque $t \rightarrow \pm \infty$. La fonction x(t) n'est donc ni sommable ni de carrée sommable, et sa transformée de Fourier n'existe pas au sens de la théorie des fonctions ordinaires. Dans ce cas, le calcul de la densité spectrale se fait par l'intermédiaire de la fonction d'autocorrélation $g(\tau)$.

$$g(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(t) X(t+\tau) dt = \overline{X(t)} X(t+\tau)$$
 Eq 2

Cette fonction est très importante. Prise au point τ , elle mesure en quelque sorte la manière dont les structures que l'on peut voir dans un signal se répètent sur des échelles de temps τ . Dans le cas des signaux stationnaires, propriété vérifiée pour presque tout processus du bruit [9], g(τ) est uniquement fonction de τ .

• Théorème de Wiener-Khintchine : autocorrélation et densité spectrale de bruit

Supposons que la variable aléatoire X(t) décrit un processus aléatoire stationnaire. Alors on peut décomposer X(t) en série de Fourier sur le temps T (que l'on fait en théorie tendre vers l'infini et qui en pratique représente le temps de mesure à l'analyseur de spectre), il vient :

$$X(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n e^{i\frac{2\pi n}{T}t} \qquad \qquad Eq \ 3$$

Les coefficients a_n s'écrivent :

$$a_n = \frac{1}{T} \int_0^T X(t) e^{-i\frac{2\pi n}{T}t} dt \qquad Eq 4$$

On définit alors la densité spectrale de bruit S(f) de la variable X par :

$$S(f) = \lim_{T \to \infty} 2T \left\langle a_n a_n^* \right\rangle \qquad \qquad Eq \ 5$$

En utilisant l'équation (Eq 4) on écrit :

$$2\langle a_{n}a_{n}^{*}\rangle = \frac{2}{T^{2}}\int_{0}^{T}\int_{0}^{T}\overline{X(u)X(v)}e^{-i\frac{2\pi n}{T}(u-v)}du.dv$$
$$= \frac{2}{T^{2}}\int_{0}^{T}du\int_{-u}^{T-u}\overline{X(u)X(u-s)}e^{-i\frac{2\pi n}{T}s}ds$$
$$= \frac{2}{T^{2}}\int_{0}^{T}du\int_{-u}^{T-u}\overline{X(u)X(u+s)}e^{-i\frac{2\pi n}{T}s}ds$$

Les deux dernières égalités s'obtiennent en faisant le changement de variable s = u - v et en remplaçant $\overline{X(u)X(u-s)}$ par $\overline{X(u)X(u+s)}$ (propriété qui découle de la symétrie de la fonction d'autocorrélation). On considère maintenant que $\overline{X(u)X(u+s)}$ est absolument intégrable. On peut alors définir un intervalle $-M \le s \le M$ de sorte que à l'extérieur de cet intervalle, $\overline{X(u)X(u+s)}$ prend une valeur négligeable. En choisissant T >> M, l'équation (Eq 6) s'écrit avec une bonne approximation [9] :

$$2\langle a_n a_n^* \rangle = \frac{2}{T^2} \int_0^T du \int_{-M}^M \overline{X(u)X(u+s)} e^{-i\frac{2\pi n}{T}s} ds \qquad Eq \ 7$$

En utilisant le fait que la fonction $\overline{X(u)X(u+s)}$ est négligeable pour |s| > M et le fait qu'elle soit indépendante de la variable u, l'équation (Eq 7) devient :

$$2\left\langle a_{n}a_{n}^{*}\right\rangle = \frac{2}{T^{2}}\int_{0}^{T}du\int_{-\infty}^{\infty}\overline{X(u)X(u+s)}e^{-i\frac{2\pi n}{T}s}ds$$

$$= \frac{2}{T}\int_{-\infty}^{\infty}\overline{X(u)X(u+s)}e^{-i\frac{2\pi n}{T}s}ds$$
Eq 8

Ceci permet d'écrire en utilisant (Eq 5) :

$$S(f) = \lim_{T \to \infty} 2T \langle a_n a_n^* \rangle = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \overline{X(u)} \overline{X(u+s)} e^{-i\frac{2\pi n}{T}s} ds \qquad Eq 9$$

La densité spectrale S(f) apparaît donc comme la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation $g(\tau)$ (voir Eq 2). Ceci constitue le théorème de Wiener–Khintchine. Ce résultat, démontrée par N. Wiener en 1930 et A. Khintchine en 1934, montre que la fonction

d'autocorrélation et la densité spectrale d'un processus aléatoire stationnaire sont transformées de Fourier l'une de l'autre. Ces deux quantités contiennent la même information sur le processus aléatoire stationnaire considéré.

Les mesures de bruit mettent en évidence la fluctuation d'une grandeur physique (tension V_{ds} dans notre cas) autour d'une valeur moyenne. Le bruit peut se décomposer en deux parties ; bruit blanc et bruit en excès. La particularité du bruit blanc est de posséder un spectre indépendant de la fréquence, tandis que le bruit en excès en dépend.

Le bruit blanc regroupe deux sources : Le bruit thermique S_{th} également nommé bruit de résistance, ou bruit de Johnson, du nom du physicien Johnson qui l'a mis en évidence en 1925. Ce bruit apparaît dans les résistances. Une résistance, en l'absence de courant, n'est pas dans un état de repos absolu. En effet, elle est le siège d'une agitation thermique qui entraîne un déplacement d'électrons à l'intérieur de cette résistance. L'étude théorique en a été faite en 1927 par Nyquist. Quand un corps est porté à une certaine température, les noyaux atomiques mais surtout les électrons qui le composent (en raison de leur plus faible masse) sont agités. Ils sont dotés d'une vitesse en moyenne nulle, mais dont la moyenne quadratique est proportionnelle au produit de la température, exprimée en degrés Kelvin, et de la constante de Boltzmann k_B.

Pour une résistance R portée à la température T, la densité spectrale de puissance du bruit vaut S_{th} (V²/Hz) = 4k_BRT. Ce bruit est dit blanc, par analogie avec la lumière visible, car toutes les fréquences sont également représentées dans le spectre. Cela n'est pas rigoureusement exact (l'énergie transportée par un tel signal serait infinie), mais cette approximation est tout à fait valable dans les domaines de fréquences où l'on travaille habituellement.

La deuxième source du bruit blanc est le bruit de grenaille également nommé "shot noise". Ce dernier est dû à l'émission aléatoire des électrons dans les jonctions de composants. Il est causé par des discontinuités du débit des porteurs de charge (le plus souvent des électrons) liées à la nature granulaire du courant. Ce bruit est modélisé par une source de courant, placée en parallèle avec le composant idéal (non bruyant), et de densité spectrale de puissance $S_{gren} (A^2/Hz)= 2qI$, où I désigne le courant moyen qui parcourt le composant et q la charge de l'électron.

Sur ces deux types de bruit, qui constituent une limite inférieure au niveau de bruit, viennent se superposer des bruits en excès induits par des défauts présents dans le matériau ou

ajoutés au cours de la technologie. On distingue en général le bruit de générationrecombinaison (S_{G-R}) et le bruit en 1/f ($S_{1/f}$).

Le bruit de génération-recombinaison S_{G-R} est souvent observé dans les dispositifs à semiconducteurs. Ce bruit, de spectre Lorentzien, est facilement identifiable par rapport au bruit blanc puisqu'il a un spectre qui dépend de la fréquence. Il rend compte des fluctuations du nombre de porteurs dues à la génération ou à la recombinaison (G-R) des paires électron-trou dans les semiconducteurs. Les centres de génération-recombinaison (niveaux profonds) occupent certains niveaux énergétiques qui peuvent être évalués en étudiant le bruit en fonction de la température.

Pour un niveau de piège donné, caractérisé par sa densité N_i et sa constante de temps τ_i , la densité spectrale S_i(f) s'écrit [9] :

$$S_i = A \times N_i \times \frac{4 \times \tau_i}{1 + (2 \times \pi \times f \times \tau_i)^2} \qquad Eq \ 10$$

Ce bruit de G-R est caractérisé par un plateau pour les fréquences inférieures à la fréquence de coupure $f_c = 1/(2\pi\tau)$ puis une décroissance en $1/f^2$. 'A' est une constante qui dépend des dimensions du dispositif.

Le bruit en 1/f également nommé "flicker noise" ou bruit de scintillement, est caractérisé par une variation en inverse de la fréquence. Dans le cas où il n'est pas masqué par le bruit thermique, le bruit en 1/f peut avoir une dépendance en fréquence entre $1/f^{0.8}$ et $1/f^{1.4}$ [10] Observé dans presque tous les dispositifs électroniques actifs et dans certains composants passifs. Notons que dans d'autres travaux la valeur de l'exposant peut aller jusqu'à 2 [11, 12]. L'origine du bruit en 1/f présente toujours une controverse. Des chercheurs, s'appuyant sur le modèle de Hooge interprètent le bruit en 1/f comme étant une fluctuation de la mobilité des porteurs [13 - 15], tandis que d'autres considèrent que ce type de bruit est dû à la présence des imperfections dans la structure selon le modèle de Mac Whorter qui est basé sur une superposition de bruits de G-R [16, 17].

La fluctuation dans une résistance de semiconducteur était empiriquement modélisée par Hooge selon la formule [18] :

$$\frac{S_I(f)}{I^2} = \frac{S_V(f)}{V^2} = \frac{\alpha_H}{N \times f^{\gamma}}$$
 Eq 11

Où $\alpha_{\rm H}$ est le coefficient de Hooge et N le nombre total des porteurs de charge.

Dans la théorie basée sur la fluctuation du nombre de porteurs [16], le bruit basse fréquence est attribué aux pièges situés dans la bande interdite du semiconducteur, qui sont les sources de bruit de génération-recombinaison.

II.2. <u>Le bruit basses fréquences</u>

De nombreuses études sur le bruit électrique dans les composants à semiconducteurs ont mis en évidence un lien plus ou moins direct entre certains paramètres extrinsèques du matériau –notamment les défauts électriquement actifs qu'il contient généralement– et l'apparition du bruit (bruit de G-R) [19, 20]. La mesure du bruit G-R permet d'extraire la densité de pièges, leur énergie d'activation et leur section de capture. La mesure du bruit peut donc être utilisée non seulement pour la détermination des paramètres du bruit minimum des composants, mais aussi pour la mise en évidence d'hétérogénéités et de défauts induits par les processus de croissance et de fabrication. Le bruit de génération–recombinaison peut être observé à basses comme à hautes fréquences. Cependant, le bruit en 1/f est par excellence le bruit basse fréquence le plus répandu. Deux types majeurs de bruit en 1/f existent généralement dans les dispositifs à semiconducteurs et signalés dans les transistors à effet de champ : i) le bruit de fluctuation du nombre de porteurs et ii) le bruit de fluctuations de la mobilité.

III. Études antérieures

Avant de présenter nos travaux sur le bruit en température et afin de situer notre démarche par rapport à certains travaux antérieurs effectués au LPN, nous donnons dans ce paragraphe un résumé sur une étude [8, 21, 22] effectuée sur des HEMTs de différentes géométries élaborés au LPN. Ce travail, mené à 4 K, a montré que ces composants peuvent avoir des niveaux de bruit très bas en tension de l'ordre de 0,3 nV/ \sqrt{Hz} à 100 kHz.



Fig 1 : Spectre de bruit d'un PHEMT élaboré au LPN (V_{ds} =300 mV et I_{ds} =985 μ A).

Il a aussi été montré que le bruit provient essentiellement de la zone sous la grille. Et une relation empirique entre le paramètre de bruit et les paramètres statiques a été développée pour à la fois caractériser le bruit (par la détermination du paramètre de Hooge) et dans certains cas accéder à la valeur moyenne de la vitesse de saturation. Cependant, ce travail n'a pas permis de donner une réponse aussi claire que possible sur la provenance du bruit à basse fréquence et donc n'a pas permis de voir quel modèle ($\Delta\mu$ ou Δ n) utiliser.

Nous ne pensons pas pouvoir conforter clairement un modèle par rapport l'autre, mais l'originalité de notre contribution se base sur l'utilisation de structures simples afin de réduire le nombre de paramètres qui interviennent dans l'identification du bruit : Il s'agit d'étudier le bruit dans des transistors HEMTs sans grille. L'absence de l'électrode de contrôle permet d'exclure l'effet de la variation de la tension grille sur les mesures.

IV. <u>Montage expérimental</u>

Nos signaux sont traités par l'analyseur de spectre hp35665A à deux voies qui possède trois modes de fonctionnement : analyse FFT, analyse de corrélation et histogramme/temps. A ces trois modes, on ajoute trois modes de fonctionnement optionnels : analyse par octave, analyse par ordre et sinusoïde vobulée. Bien que le hp35665A soit à la base un analyseur dans le domaine fréquentiel, on peut également l'utiliser pour effectuer des mesures dans le domaine temporel ou de l'amplitude.

Dans notre travail, et vu notre préoccupation (spectre de bruit), nous utiliserons l'analyseur en mode d'analyse FFT. Dans ce mode, l'analyseur fonctionne comme un analyseur de spectre/réseau FFT basses fréquences standard. Ce mode nous 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 0,24 mHz et celle maximale est de 102 kHz.



Fig 2 : Bloc digramme d'un montage électrique utilisé pour la mesure du bruit dans nos hétérostructures.

Le montage (Fig 2) montre le bloc digramme du montage électrique utilisé pour la mesure du bruit dans nos hétérostructures. Le dispositif expérimental est polarisé (au point V_{ds}) à l'aide de potentiomètres alimentés par des piles pour diminuer les bruits provenant des sources d'alimentation. Un préamplificateur de type EG&G 5004 faible bruit et de gain G_{Amp} = 1000 permet d'amplifier le signal d'entrée pour qu'il soit détectable par le hp35665A. L'amplification peut se faire selon deux modes (Isolate ou Ground). Nous utiliserons dans toutes nos mesures, le mode « Isolate ». Ce mode 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 le mode 'Ground', on se trouve en présence de deux masses, l'une près de l'échantillon et l'autre près de l'amplificateur. On sera donc en présence d'une boucle qui se comporte comme une antenne qui capte des fréquences perturbatrices dues à l'environnement par exemple. La bande passante du préamplificateur s'étend de 0,5 Hz à 1 MHz et son impédance d'entrée est constituée d'une résistance de 50 MQ en parallèle avec une capacité de 50 pF. Les valeurs de bruit équivalents en entrée en tension et en courant eAmp et IAmp du préamplificateur (EG&G 5004) fournies par le constructeur sont respectivement de 0,8 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ et 92 fA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ pour une fréquence f = 1kHz.

À partir de la figure (Fig 2) on remarque qu'il y a trois sources principales de bruit qui contribuent au spectre total : l'échantillon étudié, la résistance R_L et le préamplificateur avec le reste du circuit (câbles, canne,...). Ces derniers contribuent par la quantité $S_{résiduel}$; bruit résiduel. Les échantillons qui font l'objet de cette étude sont des transistors sans grille réalisés sur les trois couches à faible densité (séries D, E et F) déjà présentées. Ces structures

(transistors sans grille) sont assimilables à des résistances (dipôles). Pour accéder au bruit de l'échantillon étudié, 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 (présenté par R_T), ce qui donne la contribution $S_{(RT//RL)}$. Ces contributions sont prises à l'entrée du préamplificateur. À la sortie de cet amplificateur le bruit total S_V (en V^2/Hz) s'écrit comme la somme de ces contributions supposées non corrélées multipliée par le carré du gain du préamplificateur :

$$S_{V} = \left[\left(S_{R_{T} / / R_{L}} \right) + S_{résiduel} \right] \times G_{Amp}^{2}$$
 Eq 12

Le bruit résiduel dans lequel nous trouvons le bruit du préamplificateur, des câbles, de la canne et le reste du circuit s'obtient en court–circuitant l'emplacement de l'échantillon. Ce bruit résiduel a été mesuré en température et a été trouvé indépendant de celle-ci comme le montre la figure (Fig 3).



Fig 3 : Bruit résiduel pris entre 300 K et 4 K.

La résistance R_L est une résistance en film mince, son bruit est purement thermique. L'évolution de la résistance des échantillons étudiés des trois séries en fonction de la température a montré que celle-ci est souvent faible (comparée à R_L) et ne dépasse pas 200 Ω ($R_T \leq 200 \Omega$) (comme le montre (Fig 4)).



Fig 4 : Variation de la résistance des échantillons étudiés en température.

Et étant donné que les deux résistances R_T (résistance totale de l'échantillon) et R_L sont mises en parallèle dans le montage lorsque l'échantillon est inséré, nous avons négligé la contribution de $R_L = 1k\Omega$ au bruit total devant celle de R_T .

En effet :

$$S_{V(R_T //R_L)} = (R_T //R_L)^2 \times (S_{I(R_L)} + S_{I(R_T)})$$

= $(R_T //R_L)^2 \times (\frac{4 \times K \times T}{R_L} + S_{I(R_T)})$
Eq 13

Ceci permet d'écrire :

$$S_{V(R_T)} = S_{V(R_T / / R_L)} \times \left(\frac{R_T}{R_T / / R_L}\right)^2 - \frac{4 \times K \times T \times R_T^2}{R_L} \qquad Eq \ 14$$

Pour R_L=1000 Ω le rapport $\frac{4 \times K \times T \times R_T^2}{R_L}$ varie entre 0,1 nV²/Hz et 0,2 nV²/Hz pour toute température comprise entre 300 K et 4 K. Ces valeurs ne présentent que 20 % du bruit thermique qu'engendrait la résistance R_T ($\frac{R_T}{R_L} < 0,2$). Elles sont encore négligeable quand l'échantillon est sous polarisation (apparition du bruit en excès). D'autre part la quantité $\left(\frac{R_T}{R_T/R_L}\right)^2$ est proche de l'unité (entre 1,13 et 1,45). La faible augmentation du bruit est compensée par $\frac{4 \times K \times T \times R_T^2}{R_L}$. Ceci nous permet de négliger la contribution de la résistance

R_L (bruit thermique) dans le bruit total.

$$S_{V(R_T \parallel \mid R_L)} \cong S_{V(R_T)} = S_n \qquad \qquad Eq \ 15$$

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

Il vient alors qu'à la sortie du préamplificateur, le bruit s'écrit :

$$S_V = \left[S_n + S_{résiduel}\right] \times G_{Amp}^2 \qquad Eq \ 16$$

Ceci permet d'accéder à S_n ; bruit de l'échantillon étudié, sachant que S_V et $S_{résiduel}$ sont deux grandeurs mesurables et G_{Amp} =1000.

$$S_n = \frac{S_V}{G_{Amp}^2} - S_{résiduel} \qquad Eq \ 17$$

V. <u>Mesures et résultats</u>

Notre but est de faire une étude du bruit en température et en polarisation. Pour ce faire, nous allons effectuer des mesures sur des structures de gaz bidimensionnel d'électrons ayant la forme de transistors sans grille avec une géométrie en dentelles pour les contacts source et drain. Les séries concernées dans cette partie sont les séries à faible densité électronique D, E et F. Deux types de canal peuvent être distingués pour ces séries ; un canal en GaAs pour les deux séries E et F et un canal en AlGaAs pour la série D. Dans ce qui suit, nous présentons directement la densité spectrale de bruit de l'échantillon étudié grâce à l'équation (Eq 17).

V.1. Étude du bruit à la température ambiante

Les échantillons étudiés, lorsqu'ils sont polarisés, présentent des spectres en puissance du bruit dans lesquels on peut distinguer les différentes contributions ($S_{1/f}$, S_{G-R} ...). Un exemple est donné un peu plus loin à la figure (Fig 6). Il concerne les spectres S_n de l'échantillon D pris comme exemple à 300 K. Les mesures ont été faites à trois tensions V_{ds} différentes 0 mV, 50 mV et 150 mV. À 300 K, le bruit thermique est masqué par le bruit en excès et n'est visible que lorsque la structure n'est pas polarisée. Pour les trois séries, les valeurs de la résistance totale entre les deux électrodes source et drain pour les différentes longueurs du canal ainsi que les bruits thermiques correspondants sont regroupés dans le tableau (Tab 1). Le bruit thermique calculé à partir de ces valeurs de résistances est en parfait accord avec les mesures de bruit effectuées sur nos échantillons.

Série	Longueur canal (µm)	résistance totale mesurée (Ω)	S _{th} (nV ² /Hz) mesurée	S _{th} (nV ² /Hz) calculée
	16	74	1,09	1.18
D	11	52	0,85	0.83
D	8	38	0,6	0.60
	7	34	0,51	0.54
	16	89	1,25	1.41
F	11	63	1,12	1
L	8	47	0,75	0.75
	7	42	0.65	0.67
	16	110	1.74	1.75
F	11	83	1.34	1.32
	8	69	1.12	1.1
	7	64	1	1.02

*Tab 1 : Comparaison des valeurs mesurées et calculées du bruit thermique S*_{th} dans les trois séries d'échantillons.

On note sur la figure suivante (Fig 5) que le bruit thermique mesuré à 300 K présente une variation linéaire en fonction de la longueur du canal.



Fig 5 : Bruit thermique mesuré en fonction de la longueur du canal à la température ambiante.

Le bruit thermique du à la résistance totale (Fig 5) est composé à la fois du bruit de la résistance du canal et du bruit des résistances d'accès. La variation linéaire de la densité spectral du bruit total en fonction de la longueur totale du canal nous permet d'accéder, à partir de la pente, à la valeur de la résistivité. Elle nous permet aussi d'accéder à la densité

spectrale du bruit du aux résistances d'accès ainsi qu'à la valeur de ces résistances grâce à l'ordonnée à l'origine. Les données sont regroupées dans les tableaux (Tab 2 et Tab 3). Nous faisons aussi une comparaison avec les valeurs déterminées à partir des caractéristiques I-V. Pour les deux séries D et E, les valeurs des résistances et résistivités déduites de la mesure du bruit thermique et des caractéristiques I-V sont comparables, alors que pour la série F la mesure I-V ne nous a pas permis d'accéder à R_{acc sp}. La valeur de la résistivité du canal déduite du bruit thermique est plus faible comparée à celles données par la technique Van der Pauw et par la mesure I-V. Ces dernières sont proches.

Série	Ordonnée à l'origine (nV ² /Hz)	$R_{acc sp} (\Omega.mm)$ par le bruit	$R_{acc sp}$ (Ω .mm) par I-V
D	0,064	1	1,8
Е	0,110	1,7	1
F	0,483	7,6	

Tab 2 : Valeur de R_{acc} spécifique mesurées par les deux techniques : bruit et I-V.

Série	Pente (nV ² /Hz.µm)	résistivité par le bruit (Ω)	Résistivité par I-V (Ω)	%
D	0.069	2191	2276	4%
Е	0.082	2571	2633	2%
F	0.078	2458	4860	49%

Tab 3 : Valeurs de la résistivité mesurées par les deux techniques : bruit et I-V.

L'application d'une polarisation fait apparaître d'autres types de bruit. À la température ambiante, le bruit thermique se trouve masqué par le bruit en excès. Un exemple de spectre de bruit généré dans la structure sous polarisation est donné à la figure (Fig 6). On note aussi l'effet de la polarisation sur le spectre du bruit total mesuré.



Fig 6 : Spectre du bruit pour la série D à $V_{ds}=0$, 50 et 100 mV pour une longueur de canal $L = 8\mu m$.
On peut constater qu'à basses fréquences, le bruit total ne s'identifie pas parfaitement avec le bruit en 1/f. Nous procédons à une décomposition de spectre du bruit total pour identifier les différentes contributions. Cette décomposition des spectres (voir Fig 7) permet de donner les différents paramètres de chaque contribution à partir de l'ajustement des points expérimentaux. Ce qui nous permettra d'extraire le bruit en 1/f et d'identifier le bruit de génération–recombinaison dont le spectre suit une loi Lorentzienne selon l'équation.

$$S_{G-R} = \sum_{i=1}^{Z} \frac{C_i \times \tau_i}{1 + (2 \times \pi \times f \times \tau_i)^2} \times V_{ds}^2$$
 Eq 18

Où V_{ds} est la tension drain-source, τ_i est la constante de temps caractérisant le niveau piège.

La somme est à prendre en compte quand plusieurs centres de génération-recombinaison se présentent. Dans cette expression $\sum_{i=l}^{Z} C_i = 4 \times \overline{\Delta N^2}$ où $\overline{\Delta N^2}$ est la variance du nombre d'électrons fluctuant. Chaque centre de génération-recombinaison possède une fréquence caractéristique $f_i = \frac{1}{2\pi\tau_i}$.



Fig 7 : Décomposition d'un spectre de bruit.

À partir de l'exemple de spectre cité dans la figure (Fig 7), nous avons extrait pour le bruit en 1/f le coefficient α_H qui est de l'ordre de 6,7.10⁻⁴. Quant aux contributions au bruit de génération-recombinaison, elles donnent une constante de temps de l'ordre de 6 10⁻³ s pour la première et 6 10⁻⁶ s pour la deuxième. Le bruit thermique est de l'ordre de 10⁻¹⁸ V²/Hz. Il est possible de faire apparaître les pics correspondant à la fréquence de coupure de la lorentzienne en traçant le produit de la densité spectrale (S_n) par la fréquence en fonction de celle-ci (Fig 8). Le bruit en 1/f donne théoriquement une droite parallèle à l'axe des fréquences.



Fig 8 : *Le* produit $S_n \times$ fréquence en fonction de la fréquence.

Ici, nous allons nous intéresser à l'effet d'un certain nombre de paramètres (longueur canal, polarisation,...) sur la densité spectrale du bruit.

L'effet de la polarisation V_{ds} est bien souligné dans la figure (Fig 9). Le bruit augmente avec la polarisation. Afin de vérifier s'il évolue proportionnellement à V_{ds}^2 , on le présente à la température ambiante en fonction du carré de la tension appliquée pour des fréquences données (100 Hz, 1 kHz, 10 kHz, 100 kHz). Les résultats sont donnés dans la figure (Fig 10).



Fig 9 : Densité spectrale de bruit pour différentes polarisations.



Fig 10 : Bruit en fonction de V²_{ds} pour différentes fréquences (100Hz, 1kHz, 10kHz et 100kHz).

Ces résultats, montrent une linéarité entre la densité de bruit et le carré de la tension source drain V_{ds} pour les trois séries D, E et F et pour les différentes longueurs du canal. Cette linéarité traduit le fait que le bruit provient majoritairement du canal. Dans ces structures à gaz bidimensionnel d'électrons, on constate que c'est le bruit basses fréquences qui domine.

La comparaison du niveau de bruit entre les trois séries peut se faire autrement en présentant le niveau de bruit mesuré en fonction du champ électrique appliqué entre les deux électrodes source et drain. Ce qui permet d'éviter la différence dans les longueurs de canal entre les séries étudiées. Le résultat est donné à la figure (Fig 11). La densité spectrale S_n du bruit varie linéairement en fonction du carré du champ électrique. Le niveau du bruit est plus important dans le cas de la série F où la résistivité est la plus élevée.



Fig 11 : Bruit en fonction du champ électrique pour différentes fréquences.

La dépendance du bruit en fonction de la résistivité peut être explicitée comme suit : dans le troisième chapitre, nous avons vu que pour les températures supérieures à 100K c'est la résistance du canal qui domine par sa contribution à la résistance totale. Pour un champ électrique donné et en se plaçant dans le cas des faibles fréquences où le bruit est majoritairement de type 1/f, celui-ci présente une variation linéaire en fonction de la valeur de la résistivité comme le montre la figure (Fig 12). Ce qui confirme que le bruit en 1/f (tant que la fréquence du spectre est inférieure à 1kHz) est dominé par la contribution du bruit de canal. Cette dépendance explique les faibles valeurs de bruit observées pour la série D.



Fig 12 : Bruit en fonction du carré de la résistivité pour deux fréquences 100Hz et 1kHz à 300 K.

Ce bruit en 1/f, dû à la fluctuation de la conductivité du canal, a généralement été lié à la fluctuation de la mobilité. Gardons en mémoire que nos échantillons se présentent comme des résistances (absence de grille de contrôle). L'étude concerne un canal relativement homogène; une série d'études expérimentales faites sur des échantillons homogènes (généralement du silicium) a montré que le bruit en 1/f dû à la fluctuation de la mobilité est toujours présent et dont le coefficient $\alpha_{\rm H}$ est de l'ordre de 10^{-4} [18]. Il ne faut pas oublier la contribution des interfaces dans le cas de nos échantillons. À ce bruit dû à la fluctuation de la mobilité, peut être ajouté un bruit en 1/f dû à d'autres types de fluctuations générées aux interfaces du canal [18]. D'où l'intérêt de la figure (Fig 12) qui montre la parfaite linéarité entre le bruit total pour deux fréquences données (100 Hz et 1 kHz) et le carré de la résistivité du canal indiquant par là même la forte contribution du canal à ce bruit.

V.2. Étude du bruit en température

Dans ce paragraphe nous présentons l'effet de la température sur l'évolution du bruit en fonction de la polarisation V_{ds} . À la température ambiante nous avons vérifié que la densité spectrale du bruit évolue linéairement en fonction de la tension appliquée. Cette situation n'est

pas toujours vérifiée pour toutes les températures. En effet, à basses températures la variation n'est plus linéaire comme le montre la figure (Fig 13).



Fig 13 : Evolution du bruit en fonction de V_{ds}^2 . Saturation du bruit à basse température (f=100Hz).

On remarque une saturation du niveau de bruit en fonction de la tension pour les deux séries D et E alors que pour la série F la variation s'accentue.

On peut penser que cette saturation est due à l'augmentation du bruit vers les basses températures comme c'est le cas pour la série E mais ceci n'est pas vrai. La série D en est un contre exemple où on observe une saturation vers un niveau de bruit « minimum ». Le niveau du bruit présente une variation linéaire en fonction de la tension entre 0 mV et 70 mV. Ensuite, le niveau de bruit reste constant pour des tensions V_{ds} allant jusqu'à 250 mV.

Le cas de la série F est un peu différent (Fig 14). Au lieu d'observer une saturation, à basse température, on constate une croissance.



Fig 14 : évolution du bruit en fonction de V_{ds}^2 . Accentuation du bruit à basse température dans le cas de la série F (f=100Hz).

Les courbes présentées sur les figures (Fig 15 et Fig 16) donnent l'évolution du spectre de bruit (S_n) en fonction de la température. Contrairement à ce qu'on peut prédire, le bruit à basse température (4 K) n'est pas toujours faible comparé au bruit à la température ambiante. Dans le cas de la série D, on constate que le bruit diminue d'environ une décade quand on passe de 300 K à 4 K. A travers de ce résultat, on peut s'attendre à ce que le bruit diminue de façon régulière quand on baisse la température. En réalité, l'expérience montre que cette évolution n'est pas régulière ; pour des températures intermédiaires, le bruit peut avoir un niveau encore plus bas que celui enregistré à 4 K. La même évolution irrégulière est observée pour les séries E et F. En fait, cette évolution qui nous paraît irrégulière est due en partie au fait que les bosses dues au bruit G-R se déplacent en température comme le montre la figure (Fig 16). Ce qui nous permettra d'identifier thermiquement les caractéristiques de ce bruits telles que les constantes de temps de piégeage–dépiégeage et les énergies d'activation.



Fig 15 : Spectre de bruit à différentes températures pour la série D à 50 mV.



Fig 16 : Evolution des spectres de bruit en fonction de la température. Résultats obtenus sur la série D.

V.3. <u>Identification des différentes contributions au bruit basses</u> <u>fréquences</u>

À basses fréquences le bruit le plus dominant dans les composants électroniques est le bruit en 1/f dû à la fluctuation de la mobilité ou de la densité [18 - 37]. Le caractère 1/f diminue le niveau du bruit vers les hautes fréquences. Cependant, quand le composant présente des imperfections (présence de pièges), une autre composante vient s'additionner à ce bruit. C'est le bruit de génération-recombinaison (G-R) de spectre Lorentzien [23]. L'apparition par moments du bruit (G-R) à très basse fréquence et à basse température résulte du déplacement de sa fréquence de coupure $fc_i = 1/2\pi\tau_i$ (pour un niveau de piège donné) vers les basses fréquences lorsque la température diminue. Pour nos échantillons les mesures du bruit basses fréquences montrent la présence de deux types de bruit : bruit de génération-recombinaison et le bruit en 1/f. La décomposition du spectre total nous permet l'extraction de chacune de ces deux contributions. Dans ce paragraphe, nous nous intéressons en premier lieu au bruit de génération-recombinaison, puis nous discutons par la suite le bruit en 1/f selon le modèle de Hooge et son origine physique dans nos échantillons.

V.3.1 <u>Bruit de génération-recombinaison</u>

L'étude, en température, du bruit a montré la présence du bruit de générationrecombinaison pour différentes fréquences. Dans cette partie, nous présentons quelques aspects généraux du bruit (G–R) et sa dépendance en fonction de la température et de la fréquence. Au paragraphe (§ V.1) nous avons montré que le maximum du produit densité spectrale du bruit multipliée par la fréquence est atteint pour une fréquence donnée. C'est la fréquence de coupure des pièges G–R (fc_i = $1/2\pi\tau_i$). A partir de cette fréquence, une constante de temps τ est déduite. L'évolution de τ en fonction de la température permet d'accéder à l'énergie d'activation thermique du défaut [24]. La figure suivante (Fig 17) montre un résultat type concernant la série F.



Fig 17 : Evolution du pic du bruit G-R en fonction de la température.

Pour différentes températures (140 K, 265 K et 288 K) on peut suivre, dans une présentation graphique de la densité spectrale S_n multipliée par la fréquence f en fonction de cette dernière, le déplacement du pic identifiant le bruit de génération-recombinaison. Il est à signaler que ce maximum ce déplace vers les basses fréquences quand la température baisse. Les différentes fréquences de coupure correspondant aux trois pics illustrés à la figure (Fig 17) sont respectivement 9.10³ Hz, 6.10³ Hz et 6 Hz pour les trois températures 288 K, 264 K et 140 K. Le grand écart observé entre la valeur 6 Hz de la fréquence de coupure et les deux autres valeurs $\approx 10^3$ Hz est dû à la décroissance exponentiel de la fréquence de coupure en fonction de la température. L'évolution de $\tau = 1/(2\pi fc)$ en fonction de la température s'exprime selon la loi exponentielle [9] :

$$\tau = \tau_0 \times exp\left(\frac{E_a}{k_B \times T}\right) \qquad \qquad Eq \ 19$$

Dans cette expression E_a est l'énergie d'activation thermique du piège et τ_0 la période de vibration thermique des atomes [25]. Le diagramme d'Arrhenius présentant τ (en échelle logarithmique) en fonction de l'inverse de la température donne une droite. L'énergie d'activation E_a est déduite à partir de la pente de cette droite. La figure suivante (Fig 18) donne un exemple obtenu pour la série E.



Fig 18 : Diagramme d'Arrhenius donnant τ en fonction de 1000/T.

Le tableau (Tab 4) regroupe les différentes énergies d'activation obtenues dans nos échantillons et la constante τ_0 pour chaque série.

Série	$\tau_{0}(s)$	Ea1 (meV)	Ea2 (meV)	Ea3 (meV)
D	5.10-11	225	318	
Е	1.10 ⁻⁷	80	109	132
F	1.10 ⁻⁸	33	172	

Tab 4 : Paramètres extraits de la présentation de τ en fonction de 1000/T.

Les valeurs de l'énergie d'activation trouvées dans nos échantillons $(33 \text{ meV} \le E_a \le 318 \text{ meV})$ sont faibles comparées à celles données dans la littérature pour les centres profonds (DX) [19, 26 - 30]. Kirtely et al. [26] ont trouvé que les centres DX peuvent avoir des énergies d'activations de 352 meV et de 381 meV pour des taux d'aluminium de 34 % et de 37 %, respectivement. Une autre étude a permis d'avoir trois niveaux d'énergie d'activation de valeurs 580 meV, 520 meV et 270 meV. Cette dernière valeur a été liée à l'effondrement du courant (effet collapse) [27]. Une étude récente effectuée sur des couches Al_xGa_{1-x}As à deux taux d'Aluminium (15% et 30%) a révélé trois types de défauts ayant des énergies 231, 356 et 384 meV dans des échantillons avec x = 15% et en a révélé d'autres ayant les valeurs 191, 213 et 380 meV dans des échantillons avec 30% [19]. Ce travail a révélé un point important, à savoir; l'obtention d'une même énergie d'activation thermique (380 meV) pour trois pièges avec x = 30% et un piège avec x = 15%. Il est à noter que cette valeur d'énergie est supposée correspondre aux centres DX [26].

Dans nos échantillons, le taux d'aluminium est inférieur à 22 % limite donnée pour diminuer la concentration des centres DX (20,3 % pour la série D et 19,6 pour les séries E et F). Le piège caractérisé par $E_a = 318$ meV observé dans le cas de la série D pourrait être similaire au piège EL7 ($E_a = 323$ meV) observé dans les matériaux à croissance par épitaxie [28 - 30]. De même, le niveau piège ayant $E_a = 225$ meV pourrait s'identifier au niveau piège EL2 (250 meV) observé par la technique DTLS [28, 30] dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs. Ce niveau EL2 a été lié à la présence d'un atome d'As dans un site destiné à un atome de Ga [31]. D'autres valeurs, encore plus faibles, ont été obtenues dans le cas des JFET's à base de silicium (Ea = 92 meV et Ea = 131 meV) [20].

V.3.2 <u>Bruit en 1/f</u>

Deux types majeurs de bruit en 1/f existent généralement dans les dispositifs à semiconducteurs : le bruit dû aux fluctuations de la mobilité ($\Delta \mu$) et le bruit lié à la fluctuation du nombre de porteurs (Δn). Le comportement en 1/f du bruit basses fréquences est exprimé simplement par la relation empirique de Hooge (Eq 11). Selon cette relation, le bruit en 1/f est caractérisé par deux paramètres ; le paramètre $\alpha_{\rm H}$ (paramètre de Hooge) qui traduit le niveau de bruit et l'exposant γ traduisant le caractère 1/f avec 0,7 < γ < 1,4. Malheureusement, cette relation ne permet pas de distinguer entre les fluctuations de la mobilité et les fluctuations du nombre de porteurs. Le paramètre $\alpha_{\rm H}$ de Hooge a été posé initialement comme étant une constante universelle égale à 2.10⁻³ dans tous les matériaux [32, 33]. Cette valeur a été vérifiée par la suite par plusieurs auteurs [20, 18 - 37]. L'introduction de $\alpha_{\rm H}$ comme une constante universelle pourrait être un paramètre important à la compréhension du bruit en 1/f. Malheureusement, la forte dépendance du bruit en fonction de l'état d'oxydation dans les semiconducteurs et d'autres expériences menées sur les transistors à effet de champ ont donné un paramètre $\alpha_{\rm H}$ évoluant entre 10⁻³ et 10⁻⁹ [38]. D'autre part, des expériences sur des métaux ont montré une dépendance de $\alpha_{\rm H}$ en fonction de la température avec des valeurs caractéristiques pour chaque métal. Par conséquent, $\alpha_{\rm H}$ ne peut pas être décrit comme une constante universelle [41]. Il a été mis en évidence que le paramètre de Hooge dépend également de la qualité du matériau et de la technologie utilisée. Mais en général, une valeur de $\alpha_{\rm H}$ de l'ordre de 10⁻⁴ est souvent observée quand le bruit en 1/f est d'origine $\Delta\mu$ [42].

Pour la séparation entre les deux modèles ($\Delta \mu$ et Δn), Hooge [42] a proposé une méthode expérimentale pour les semiconducteurs homogènes en partant de la règle de Matthiessen exprimant la mobilité mesurée μ en fonction des mobilités de différents mécanismes de dispersion (Eq 20). Dans les semiconducteurs, deux modes de dispersion sont généralement actifs : la dispersion par le réseau (phonons) avec une mobilité qui lui correspond $\mu_{rés}$, et la dispersion par impuretés avec μ_{imp} .

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{rés}} + \frac{1}{\mu_{imp}} \qquad \qquad Eq \ 20$$

Cette équation permet d'écrire en exprimant la fluctuation de chaque terme par le symbole Δ :

$$\Delta \left(\frac{1}{\mu}\right) = \Delta \left(\frac{1}{\mu_{rés}}\right) + \Delta \left(\frac{1}{\mu_{imp}}\right)$$
 Eq 21

Dans ce cas, le coefficient de Hooge mesuré α_H est donné par l'expression :

$$\alpha_{H} = \left(\frac{\mu}{\mu_{rés}}\right)^{2} \times \alpha_{rés} + \left(\frac{\mu}{\mu_{imp}}\right)^{2} \times \alpha_{imp}$$

$$avec \ \frac{\Delta \left(\frac{1}{\mu_{i}}\right)}{\left(\frac{1}{\mu_{i}}\right)^{2}} = \frac{\alpha_{i}}{N \times f^{\gamma}}$$

$$Eq \ 22$$

L'indice 'i' fait référence à un mécanisme de dispersion ou à la valeur mesurée. Dans le cas où la dispersion par impuretés serait négligeable (faible contribution au bruit) et en supposant que $\Delta(\mu_{imp}) = 0$, le bruit en 1/f est généré seulement par la fluctuation de la mobilité liée au réseau. L'utilisation de la loi de Hooge permet d'écrire dans ce cas (Eq 23) :

$$\alpha_{H} = \left(\frac{\mu}{\mu_{rés}}\right)^{2} \times \alpha_{rés} \qquad \qquad Eq \ 23$$

 α_{H} et $\alpha_{rés}$ sont respectivement le coefficient de Hooge mesuré et celui dû à la dispersion par phonons.

En pratique, si la présentation graphique de Log (α_H) en fonction de Log (μ) donne une pente de valeur 2, le bruit en 1/f est alors de nature $\Delta\mu$. Cette confirmation reste vraie même lorsque la pente n'est pas exactement égale à 2. Ce léger écart serait une conséquence de l'approximation faite sur la faible fluctuation de μ_{imp} [42].

Si le terme $(\mu/\mu_{imp})^2 \alpha_{imp}$ domine dans (Eq 22), nous aurons une situation où $\mu \approx \mu_{imp}$. Ce qui donne $\alpha_H \approx \alpha_{imp}$. Le bruit caractérisé par α_{imp} est proportionnel au nombre de centres impureté, qui dans cette situation est inversement proportionnel à $\mu \approx \mu_{imp}$. La pente devient - 1 caractérisant un bruit en 1/f dû à la fluctuation de la mobilité par impuretés [42].

$$\alpha_{H} \approx \alpha_{imp} \propto \mu_{imp}^{-1} \approx \mu^{-1} \qquad \qquad Eq \ 24$$

Dans les trois sous-paragraphes qui suivent, nous allons en premier lieu caractériser le bruit en 1/f par l'extraction et l'étude de l'évolution en température des paramètres $\alpha_{\rm H}$ et γ , puis nous procédons à l'identification de l'origine de ce bruit sur la base de l'étude présenté ci-dessus.

V.3.2.1 <u>Résultats de mesures</u>

Tout d'abord, nous présentons à la figure (Fig 19) quelques spectres montrant le caractère 1/f pour les trois séries à 300 K et à 4 K sous une polarisation de 50 mV. Pour la série D où le canal et en AlGaAs, on remarque une diminution du bruit en 1/f de plus d'une décade quand on passe de la température ambiante à la température de l'hélium liquide. Le coefficient de Hooge $\alpha_{\rm H}$ passe de 6,7.10⁻⁴ à 300 K à 8,5.10⁻⁶ à 4 K. Il est à signaler que pour ces deux températures, la pente du spectre caractérisée par le coefficient γ (1/f⁴) est conservée $\gamma = 0,9$. Les valeurs des deux coefficients $\alpha_{\rm H}$ et γ montrent bien qu'on est en présence d'un bruit en 1/f.



Fig 19 : Bruit en 1/f : cas de la série D.

Les deux séries E et F à canal en GaAs montrent aussi un comportement en (1/f) (Fig 20). Une légère variation du niveau de bruit est observée quand on passe de 300 K à 4 K. La variation du paramètre de Hooge $\alpha_{\rm H}$ est moins prononcée dans le cas de ces deux séries, comparée à la diminution enregistrée dans le cas de la série D (98%). À 300 K $\alpha_{\rm H}$ prend la valeur de 9,9.10⁻⁴ pour la série E et 3,4.10⁻⁴ pour la série F. A 4 K Ces valeurs diminuent respectivement de 53 % et 71 %.

Le tableau (Tab 5) regroupe les différents paramètres caractéristiques du bruit en 1/f pour les trois séries D, E et F.



Fig 20 : Bruit en 1/f : cas des deux séries E et F.

T (K)	$\alpha_{\rm H}$ Série D	γ Série D	$\alpha_{\rm H}$ Série E	γ Série E	$\alpha_{\rm H}$ Série F	γ Série F
4	8,5.10 ⁻⁰⁶	0,9	9,9.10 ⁻⁰⁴	1,3	3,4.10 ⁻⁰⁴	1,1
300	6,73.10 ⁻⁰⁴	0,9	2,1.10 ⁻⁰³	1,4	1,2.10 ⁻⁰³	1,4

Tab 5 : Paramètres caractéristiques du bruit 1/f à 300 K et 4 K pour les séries D, E et F.

On remarque la faible variation de l'exposant γ dans le cas des deux séries E et F. De façon qualitative, les séries à canal en GaAs ont des coefficients comparables. Les valeurs du paramètre α_H sont plus faibles pour la série D à canal en AlGaAs et la décroissance en 1/f est moins rapide dans cette dernière série ($\gamma = 0,9$) comparée aux séries E et F ($\gamma \approx 1,3$). Un coefficient γ supérieur à un serait probablement du à la contribution du mécanisme de piégeage-dépiégeage dans le bruit en 1/f à basse fréquence [39, 40].

À partir des résultats du bruit en 1/f en fonction de différentes longueurs du canal (Fig 21) on peut séparer entre les deux contributions au bruit en 1/f total : bruit en 1/f dans le canal et le bruit en 1/f dans les résistances d'accès.



Fig 21 : bruit en 1/f en fonction de la longueur du canal.

En effet, selon le modèle de Hooge appliqué dans le régime ohmique on peut écrire pour le bruit en 1/f :

$$\frac{S_V}{V^2} = \frac{S_I}{I^2} = \frac{S_R}{R^2} = \frac{\alpha_H}{N \times f^{\gamma}}$$
 Eq 25

De ces égalités on déduit la relation suivante exprimant la densité spectrale S_R dans la résistance R mesurée en fonction de S_V .

$$\frac{S_V}{I^2} = S_R \qquad \qquad Eq \ 26$$

La résistance totale mesurée est la somme des deux résistances : résistance du canal R_{canal} et résistance d'accès R_{acc} . Nous supposons par la suite que le coefficient γ décrivant le caractère en 1/f dans le modèle de Hooge prend la même valeur dans les deux zones sources de bruit (canal et zones d'accès). Dans le cas où les densités spectrales associées à R_{canal} et R_{acc} sont supposées décorrélées on peut écrire :

$$S_R = S_{R_{canal}} + S_{R_{acc}}$$
 Eq 27

La résistance d'accès est indépendante de la longueur L du canal. Le bruit en 1/f qui lui est associé l'est aussi et il s'écrit d'une façon formelle avec K un coefficient indépendant de la longueur :

$$S_{R_{acc}} = \frac{K}{f^{\gamma}} \qquad \qquad Eq \ 28$$

La résistance du canal dépend de sa longueur. Son bruit en 1/f s'écrit :

$$S_{R_{canal}} = \frac{\alpha_{H_{canal}}}{N \times f^{\gamma}} \times R_{canal}^{2} \qquad Eq \ 29$$

En exprimant R_{canal} par son expression $R_{canal} = \rho \times L/W$ et N par $N = n_s \times L \times W$ on obtient une proportionnalité entre $S_{R_{canal}}$ et L :

$$S_{R_{canal}} = \frac{\rho^2 \times \alpha_{H_{canal}}}{n_s \times W^3 \times f^{\gamma}} \times L \qquad Eq \ 30$$

L'équation (Eq 27) devient en utilisant (Eq 28 et Eq 30) et en multipliant par f^{γ} :

$$S_R \times f^{\gamma} = \left(\frac{\rho^2 \times \alpha_{H_{conal}}}{n_s \times W^3}\right) \times L + K \qquad Eq \ 31$$

Le report de la quantité $S_R \times f^{\gamma}$ en fonction de la longueur L du canal donne accès au bruit associé aux résistances d'accès par l'intersection avec l'axe des ordonnées. La pente donne accès au coefficient de Hooge dans le canal $\alpha_{H_{canal}}$. Le tableau suivant regroupe ces données :

série	pente $(\Omega^2/\mu m)$	$\alpha_{ m Hcanal}$	$\alpha_{\rm H}$ total mesuré	$\mathrm{S}_{\mathrm{Racc}}\left(\Omega^{2} ight)$	$(Sv/I^2) \times f^{\gamma}(\Omega^2)$ pour L _{canal} =5 μ m	% de S_{Racc}/S_{RT}
Е	10 ⁻⁰⁷	1,55.10 ⁻⁰³	1,20.10 ⁻⁰³	3,33.10 ⁻⁰⁷	7,87.10 ⁻⁰⁷	42%
F	6,73.10 ⁻⁰⁸	6,07.10 ⁻⁰³	2,10.10 ⁻⁰³	4,96.10 ⁻⁰⁸	4,33.10 ⁻⁰⁷	11%

Tab 6 : Différents paramètres obtenus à partir de la présentation graphique du bruit en 1/f en fonction de la longueur du canal.

Dans ce tableau, nous comparons le bruit en 1/f du aux résistances d'accès au bruit total en 1/f obtenu sur une hétérostructure ayant une longueur de canal la plus faible que nous ayons étudiée. On constate que le bruit en 1/f du aux résistances d'accès, malgré sa contribution au bruit en 1/f total (canal + accès), reste relativement négligeable. Le tableau contient aussi les valeurs du paramètre $\alpha_{\rm H}$ total mesuré donné à titre comparatif par rapport au $\alpha_{\rm Hcanal}$ calculé à partir de la pente des courbes (Fig 21). Les valeurs de $\alpha_{\rm Hcanal}$ se situent dans la gamme de celles données par Hooge (10⁻⁶ à 10⁻³) pour les matériaux III–V [42].

V.3.2.2 <u>Évolution du bruit en 1/f en température</u>

L'étude du bruit total en température présentée au paragraphe (§ V.2) a montré une irrégularité dans l'évolution du bruit total en fonction de la température. Cette irrégularité ne peut être due qu'au bruit en excès (bruit G–R et bruit en 1/f dans notre cas), car le bruit thermique diminue quand la température baisse. Même si nos échantillons présentent une variation de la résistance avec la température (Fig 4), la valeur du bruit thermique reste toujours très faible devant le bruit en excès. À l'ambiante son niveau ne dépasse pas $1,3 \text{ nV}^2/\text{Hz}$ et à 4 K –où la résistance présente la valeur la plus élevée 200 Ω enregistrée pour les deux séries D et F– le bruit thermique est de 0,04 nV²/Hz. En ce qui concerne le bruit (G–R), nous avons vu qu'il affecte l'évolution du bruit total par sa dépendance avec la température (§ V.3.1).

Le prélèvement du niveau du bruit en 1/f pour des fréquences qui varient par décade (de 10 Hz jusqu'à 100 kHz) en fonction de la température montre une évolution irrégulière pour les trois séries D, E et F. Une similitude est observée entre les deux séries à canal en GaAs. Le bruit en 1/f passe par un maximum vers les basses températures (Fig 22).



Fig 22 : Bruit en 1/f en température à des fréquences données pour la série E.

Pour la série D où le canal est en AlGaAs, on enregistre une réduction du bruit vers les basses températures. Aux basses fréquences (f<100Hz) le bruit en 1/f se stabilise à partir de 70 K jusqu'à 4 K (Fig 23).



Fig 23 : Bruit en 1/f en température à des fréquences données pour la série D.

La figure (Fig 24) regroupe les valeurs du coefficient γ obtenu pour différentes températures pour les trois séries étudiées à une tension de polarisation de 50 mV. Les amplitudes de variation de γ ne semblent pas être liées à V_{ds}. En effet, comme nous l'avons vu, l'évolution des spectres présente deux caractères ; soit un déplacement parallèle ou une saturation pour les basses températures. Les différentes valeurs de γ sont comprises entre 0,7 et 1,8 ce qui montre qu'on est bien en présence d'un bruit en 1/f.



Fig 24 : Variation de l'exposant \gamma en température.

La variation du coefficient $\alpha_{\rm H}$ en température reste dans la gamme donnée dans la littérature [43 - 46] comme le montre la figure (Fig 25).



Fig 25 : *Variation du coefficient* α *en température.*

On remarque que la variation de ce coefficient est sensiblement identique pour les deux séries E et F. Pour la série D, on observe deux paliers, un premier pour les températures supérieures à 140 K où $\alpha_{\rm H}$ prend la valeur 5,6.10⁻⁴ et l'autre pour les températures inférieures à 90 K où $\alpha_{\rm H}$ est de l'ordre de 6,6.10⁻⁶.

V.3.2.3 Origine physique du bruit en 1/f dans nos échantillons

La vérification expérimentale de l'origine du bruit en 1/f a montré que pour nos échantillons le bruit est dû en grande partie à la fluctuation de la mobilité ($\Delta\mu$). La figure suivante (Fig 26) donne un exemple type dans lequel on a présenté Log (α_H) en fonction de Log (μ) à 51 K.



Fig 26 : *Log* (α_H) *en fonction de Log* (μ) *à 51K.*

Le coefficient de proportionnalité est de 1,7 qui est proche de 2. Dans le tableau (Tab 7) nous avons donné la valeur de ce coefficient pour différentes températures. L'ordre de grandeur des valeurs (\approx 1,7) permet de dire que dans nos échantillons la dispersion des électrons n'est pas due seulement aux phonons mais aussi aux impuretés qui contribuent par une faible partie (canal intrinsèque).

T (K)	Pente Log ($\alpha_{\rm H}$)=f (Log (μ))
4	1.5
21	1.5
51	1.7
70	1.7
90	1.7

Tab 7 : Coefficient de proportionnalité entre Log (α_H) *et Log* (μ) à *différentes températures.*

Les valeurs données au tableau (Tab 7) sont proches de l'exposant 2 donné dans [42]. Ceci conforte le modèle de fluctuation de la mobilité ($\Delta\mu$) due principalement à la dispersion par le réseau.

VI. Conclusion

Nous avons consacré la première partie de ce chapitre à l'étude du bruit à la température ambiante où nous avons montré la linéarité du niveau de bruit en fonction du carré de la tension V_{ds} . La même linéarité a été vérifiée entre les valeurs du bruit et le carré de la résistivité, ce qui nous a permis de conclure que le bruit vient majoritairement du canal (faible contribution des résistances de contact). Ceci vient du fait que nous avons réduit la contribution des résistances de contact par l'utilisation de structures en dentelle pour les contacts ohmiques dans nos échantillons. La décomposition des spectres de bruit obtenus à température ambiante nous a permis d'étudier les différentes contributions (bruit G–R, bruit en 1/f et bruit thermique) rencontrées dans nos échantillons.

L'étude en température a montré une irrégularité dans l'évolution du bruit. Cette irrégularité a été liée à l'évolution du bruit en excès (bruit G–R et bruit en 1/f). Quant au bruit thermique, son niveau reste toujours très faible $(1,3 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ valeur maximale observée à 300 K). Ce dernier, tracé en fonction de la longueur, a permis d'obtenir des valeurs de la résistivité comparables à celles obtenues par des mesures statiques I-V. Il a aussi permis d'avoir des valeurs de résistances d'accès.

L'évolution du bruit G–R en fonction de la température nous a permis d'extraire quelques paramètres intéressants comme la constante de temps τ et l'énergie d'activation thermique E_a des niveaux pièges dont certains ont été identifiés grâce à la comparaison de nos valeurs avec celles données dans la littérature.

Concernant le bruit en 1/f, les valeurs trouvées des deux paramètres α_H et γ ont confirmé le caractère en 1/f. Nous avons pu aussi décomposé le bruit en 1/f en bruit dans le canal et bruit dans les résistances d'accès. Le bruit en 1/f dans le canal nous a permis d'obtenir des valeurs pour le coefficient α_{Hcanal} . Par la suite, nous avons identifié l'origine physique du bruit en 1/f dans nos échantillons. Cette origine du bruit a été confortée par le calcul de la pente de la fonction Log (α_H) en fonction de Log (μ). La valeur de cette pente reste voisine de 2, montrant ainsi que c'est la fluctuation de la mobilité qui est à l'origine du bruit en 1/f dans nos échantillons.

Bibliographie

The low-noise read-out electronics of the ¹⁸⁷Re experiment F. Gatti et L. Parodi.

1. Nuclear Instruments and MSthods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 444 (1-2), pp. 129-131, avril 2000.

Lock-in detection using a cryogenic low noise current preamplifier for the readout of resistive bolometers

D. Yvon, V. Sushkov, R. Bernard, J. L. Bret, B. Cahan, O. Cloue, O. Maillard, B. Mazeau, J. P. Passerieux, B. Paul et C. Veyssiere.

2. Mazeau, J. P. Passerieux, B. Paul et C. Veyssiere. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 481 (1-3), pp. 306-316, avril 2002.

SQUID detected NMR and NQR

3. Matthew P. Augustine, Dinh M. TonThat et John Clarke. Solid State Nuclear Magnetic Resonance, 11 (1-2), pp. 139-156, mars 1998.

Performance of GaAs MESFET's at low temperatures.

4. C. A. Lietchi et R.B.Larrick. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT, pp. 365-370, juin 1976.

Applications of HEMT devices in space communication systems and equipment: a European perspective.

5. M. C. Comparini, M. Feudale et A. Suriani. Solid-State Electronics. 43 (8), pp. 1577-1589, aout 1999.

Low temperature electronics-Physics, Devices, Circuits, and applications.

- E. A. Gutierrez-D, M. J. Deen, C. L. Claeys.
- 6. Édit. Academic Press. 2001.

Cryogenic Temperature Performance of Modulation Doped Field Effect Transistors.

7. J.Kolodzey, H.Laskar et S.Boor. Electron. Lett. 25, pp. 777-778, 1988.

Vers la cryoélectronique ultra sensible : Étude expérimentale des caractéristiques statiques et du bruit en 1/f du HEMT à 4,2K.

8. Tristan Lucas. Thèse au LPN. Université Paris 7. (2002).

Noise in solid state devices and circtuits.

9. A. Van der Ziel. Edit. Wiley & Sons, Inc. (1986). Low-frequency noise study in electron devices: review and update.

10. H. Wong. Microelectronics Reliability. 43, pp. 585–599, 2003.

The origin of 1/f fluctuations and scale transformations of time series at nonequilibrium phase transitions.

 V.P. Koverda et V.N. Skokov. Physica A: Statistical and Theoretical Physics, 346 (3-4), pp. 203-216, février 2005.

1/f noise of avalanche noise.

12. A. M. Zaklikiewicz. Solid-State Electronics. 43 (1), pp. 11-15, 1999.

Model for mobility fluctuation 1/f noise.

13. R. P. Jindan et A. Van der Ziel. Appl. Phys. Lett. Vol. 38 (4), pp. 290-291, février 1981.

1/f noise in MOS devices, mobility or number fluctuation?

14. Vandamme LKJ, Xiaosong Li, Rigaud D. IEEE Trans. Elect. Dev. 41 (11), pp. 1936-1945, novrmbre 1994.

Low frequency noise characterization in 0.13 μ m p-MOSFETs. Impact of scaled-down 0.25, 0.18 and 0.13 μ m technologies on 1/f noise.

 M. Marin, Y. Akue Allogo, M. de Murcia, P. Llinares, et J.C. Vildeuil Microelectrinics Reliability. 44 (7) pp. 512-523, 2004.

1/f noise and germanium surface properties. A. Mc Whorter, R. Kingston.

16. Semiconductor surface physics. Philadelphia: University of Pennsylvania. pp. 207-228, 1957.

A Nonfundamental Theory of Low-Frequency Noise in Semiconductor Devices.

17. S. Mohammadi, et D. Pavlidis. IEEE Trans. Elect. Dev. 47 (11), pp. 2009-2017, novembre 2000.

1/f noise.

18. F. N. Hooge. Physica B+C. 83, (1), pp. 14-23, mai 1976.

Noise spectroscopy of deep levels in n⁺nn⁺AlGaAs devices

19. M. de Murcia, F. Pascal, E. Richard IEE proceeding. pp. 247-250. 1999.

Temperature characterization of deep and shallow defect centers of low noise silicon JFETs.

 C. Arnaboldia, A. Fascillaa, M. W. Lundb, G. Pessinaa. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A 517, pp. 313–336, 2004. Investigations on the low-power and low-frequency noise performance of pHEMT at 4.2K.

T. LUCAS et Y. JIN.
 Proceedings of the 5th European Workshop on Low Temperature Electronics. 12 (3), pp. 121-124, 2002.

A relationship between 1/f noise and DC parameters in the pHEMT at 4.2K T. LUCAS et Y. JIN.

Proceedings of the 5th European Workshop on Low Temperature Electronics. 12 (3), pp. 113-116, 2002.

Low-frequency noise characteristics of lattice-matched (x=053) and strained (x>0,53) $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_xGa_{1-x}As$ HEMT's.

 G. I. Ng, D. Pavlidis. M. Tutt. M. Weiss et P. Marsh. IEEE Trans. Elect. Dev. 39, pp. 523-532, 1992.

Generation-recombination noise in the saturation regime of MODFET structures S. Kugler.

24. S. Kugler. IEEE Trans. Elect. Dev. 35, pp. 623-628, 1988.

1/f noise and nonlineare effects in thin metal films.

25. G. P. Zhigal'skii. Physics Uspekhi. 40 (6), pp. 599-622, 1997.

Noise spectrscopy of deep level (DX) centers in $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ heterostructures.

 J. R. Kirtely, T. N Theis. P.M. Mooney et SL Wriight. J. Apl. Phys. 63 (5), pp. 1541, 1988.

Trap Studies in GaInP/GaAs and AlGaAs/GaAs HEMT's by Means of low Frequency noise and transconductance dispersion characterizations.

27. Yi-Jen Chan et D. Pavlidis. IEEE Trans. On Elect Devices. 41 (5), pp. 637-642, mai 1994.

Properties of the EL2 level in organometallic GaAlAs.

28. A. B. Cherifa, R. Azoulay et G. Guillot. Mater. Res. Soc Symp. Proc. 104, pp. 404, 1987.

Electronic traps in bulk and epitaxialGaAs crystals.

29. G.M Martin, A. Mitonneau et Mircea. Electron. Lett. 13, pp. 191-193, 1977.

Deep-level transient spectroscopy of $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ using nondestructive acousto-electric voltage measurement

30. M. Tabib-Azar et F. Hajjar.
 IEEE Trans. Elect. Dev. 36 (6), pp. 1189-1195, juin 1989.

Understanding defects in semiconductors as key to advancing device technology.

Eicke R. Weber. 31 Physica B. 340-342, pp. 1-14, 2003.

1/ noise in continuous thin gold films.

F. N. Hooge et A. M. H. Hoppenbrouwers. 32. Physica. 45 (3), pp. 386-392, decembre 1969.

1/f noise is no surface effect.

F. N. Hooge. 33. Physics Letters A. 29 (3), pp. 139-140, avril 1969.

1/f noise in homogeneous single crystals of III–V compounds.

L. K. J. Vandamme.

34. Physics Letters A. 49 (3), pp. 233-234, Septembre 1974.

Temperature fluctuations and 1/f noise in semiconductors and metals.

T. G. M. Kleinpenning. 35. Physica B+C. 84 (3), pp. 353-361, octobre 1976.

Comment on "Current noise measurements in continuous metal thin films".

F. N. Hooge and T. G. M. Kleinpenning. 36. Appl. Phys. Lett. 27 (3), pp. 160, aout 1975.

1/f noise of deformed crystals.

J. T. M. Stroeken and T. G. M. Kleinpenning. 37. J. App. Phys. 47 (10), pp. 4691-4692, octobre 1976.

Flicker (1 / f) noise: Equilibrium temperature and resistance fluctuations.

R. F. Voss and J. Clarke. 38. Phys. Rev. B. 13 (2), pp. 556-573, janvier 1976.

Spectral dependence of $1/f^{\gamma}$ noise on gate bias in n-MOSFETS.

Z. Celik-Butler et T. Y. Hsiang. 39. Solid-State Electronics. 30 (4), pp. 419-423, avril 1987.

> Effetct of channeldoping on the low-frequency noise in GaN/AlGaN heterostructure field-effect transistors.

40. A. Balanadin, S. Mortozoc, G. Wijeratane, S. J. Cai, R. Li, K. L. Wang. A. Phys Lett. 75 (14), p. 2064, 1999.

Excess (1 / f) noise in metals.

J. W. Eberhard and P. M. Horn. 41. Phys. Rev. B. 18 (12), pp. 6681-6693, decembre 1978.

1/f Noise source.

F. N. Hooge. 42. IEEE Trans. Electr. Dev. 41 (11), p. 1926, novembre 1994. Low-frequency noise in Gallium Arsenide MESFETs.

43. K. H. Duh, X. C. Zhu et A. van der Ziel. Solid-State Electronics. 27 (11), pp. 1003-1013, novembre 1984.

Low frequency noise physical analysis for the improvement of the spectral purity of GaAs FETs oscillators.

44. J. Graffeuil, K. Tantrarongroj et J. F. Sautereau. Solid-State Electronics. 25 (5), pp. 367-374, mai 1982.

1/f noise in ion-implanted indium phosphide layers.

45. Munecazu Tacano, Kinya Oigawa et Yoshinobu Sugiyama. Solid-State Electronics. 31 (8), pp. 1243-1245, aout 1988.

Dependence of Hooge parameter of InAs heterostructure on temperature.

46. M. Tacano, M. Ando, I. Shibasaki, S. Hashiguchi, J. Sikula et T. Matsui. Microelectronics Reliability. 40 (11), pp. 1921-1924, novembre 2000. Conclusion générale

Conclusion générale

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire a pour objet de contribuer à la caractérisation d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans différentes hétérostructures à base de AlGaAs/GaAs. Deux techniques de caractérisations ont été employées ; à savoir des mesures statiques (courant– tension (I–V)) et des mesures de bruit.

Cette étude a été relancée sur la base de données expérimentales antérieures effectuées au Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN) sur des transistors HEMTs élaborés dans ce même laboratoire. L'étude de ces HEMTs a montré la bonne performance de ces transistors à basse température, notamment l'apparition de la saturation pour des faibles tensions (0,1 V) garantissant par la suite des puissances de dissipation très inférieures à 1 mW avec un gain en tension suffisant (>1).

L'étude du bruit en 1/f dans ces transistors à forte mobilité électronique (série E par exemple) a montré leurs supériorités par rapport aux PHEMTs, surtout pour les applications demandant de très faibles puissances de dissipation. Cependant, l'étude du bruit à basse température dans ces transistors a révélé une domination des résistances d'accès par rapport à la résistance du canal.

Partant de ces résultats, nous nous sommes engagés dans cette thèse à faire une étude plus détaillée de l'effet de certains paramètres sur l'évolution du bruit dans le canal entre la source et le drain incluant les résistances d'accès et ce, en température et en tension (V_{ds}). Nous nous sommes aussi intéressés au comportement du transport électrique dans différents motifs. Trois types de motifs ont été utilisés dans ce travail à savoir des croix de Hall, des structures TLM et des transistors sans grille.

L'utilisation des structures TLM et croix de Hall nous a permis l'extraction de différents paramètres tel que la résistivité ρ et la résistance d'accès R_{accès}. Nos mesures ont montré une homogénéité de la résistivité par rapport à la direction cristalline.

La diminution de la résistivité (ρ) avec la température reflète le bon état des hétérostructures étudiées manifestant ainsi la forte augmentation de la mobilité vers ces températures comparée à la diminution de la densité électronique du gaz bidimensionnel. Quant aux résistances d'accès, une augmentation de celle-ci a été observée vers les basses températures (T<100 K). À ces températures, selon la direction cristalline, deux comportements électriques au niveau des contacts ont été observés ; contact ohmique et contact Schottky dans le cas des séries à faible densité électronique.

Le comportement Schottky a été lié à la dégradation du contact ohmique et a été expliqué par la présence de défauts d'interfaces entre l'eutectique diffusée et le canal. Dans l'autre direction la caractéristique I–V présente un comportement ohmique. Cependant, vers les basses températures (T<80 K) le courant sature pour des champs faibles (E \approx 5 V/cm). Pour nous échantillons (absence de grille) nous avons lié la saturation du courant à la saturation de vitesse dans le cas de la série E où la valeur de cette vitesse est proche de celle de Fermi (V_{série E} =1,8.10⁷ cm/s et V_{Fermi} \approx 1,9.10⁷ cm/s). Pour les deux autres séries D et F les vitesses présentent des valeurs faibles comparées à celle de Fermi (3 % et 16 %, respectivement). Elle ne présente que 3% et 16% de la vitesse de saturation. Dans ces échantillons, la saturation a été liée à la présence de défauts et impuretés dans le canal (série F) et à la diffusion par alliage (série D).

Suite aux résultats expérimentaux montrant une dégradation des contacts ohmiques vers les basses températures, nous avons opté pour une structure en dentelles au niveau des contacts dans les transistors sans grille afin de réduire les valeurs des résistances d'accès pour effectuer les mesures de bruit. Les résultats de mesures ont été présentés au chapitre IV dans lequel nous avons discuté les différentes contributions (bruit thermique, bruit G–R et bruit en 1/f) au bruit total.

Les mesures du bruit thermique dans nos échantillons pour différentes longueurs nous ont permis d'accéder à la résistivité du canal et aux valeurs de la résistance d'accès, valeurs d'ailleurs proches de celles déterminées à partir des I–V.

L'étude du bruit a été faite en température [4 K-300 K]. Ce qui nous a permis d'extraire dans le cas du bruit de génération-recombinaison des paramètres aussi importants que l'énergie d'activation thermique et les constantes de temps caractérisant les niveaux pièges. Nous avons aussi mis en évidence l'évolution des paramètres α_H et γ (1/f^{γ}) avec la température dans le cas du bruit en 1/f. A partir de ce dernier type de bruit nous avons pu séparer entre les deux contributions relatives au canal et aux zones d'accès. Cette séparation nous a permis d'accéder au niveau du bruit en 1/f dans les résistances d'accès et au coefficient de Hooge relatif au canal.

Finalement, les résultats des mesures statiques courant-tension et ceux du bruit dans des structures sans grille, nous ont permis d'apporter une contribution à la compréhension du

comportement du gaz 2D sous polarisation V_{ds} variable vis-à-vis d'une variation de température. Nos mesures nous ont aussi permis de mettre en évidence ou du moins de montrer la prédominance de la fluctuation de la mobilité dans la contribution au bruit basse fréquence.

À travers les résultats de ce mémoire, et malgré le fait que nos échantillons semblent être plus performant, ou du moins comparables aux dispositifs mis dans le commerce, nous définissons tout de même quelques perspectives permettant de compléter cette étude. Ces perspectives, destinées à améliorer la performance de nos dispositifs, ont un double objectif.

D'abord un objectif d'ordre technologique ; à savoir :

- ✓ L'amélioration des contacts électriques indépendamment de la direction cristalline pour les séries à faible densité de gaz bidimensionnel d'électrons dans le but de réduire le bruit pour faciliter l'utilisation de ces dispositifs dans les domaines nécessitant les basses températures.
- ✓ La recherche de conditions optimales permettant de ralentir la forte diminution de la densité du gaz d'électrons bidimensionnel avec la température tout en maintenant une forte mobilité.

✓ La réduction du phénomène de dispersion par alliage en optant probablement pour un canal en GaAs.

Puis un objectif d'ordre fondamental ; à savoir :

✓ L'identification physico-chimique des défauts contribuant au bruit de génération-recombinaison. Pour cela, il serait souhaitable de compléter l'étude effectuée par l'utilisation de techniques complémentaires à celle du bruit, telles que la méthode DLTS, éventuellement.

✓ L'étude d'hétérostructures à densité électronique élevée.

154

Annexes

<u>Annexe :</u>

Caractérisation de structures MOS tunnel

I. Introduction

Le travail présenté dans les quatre chapitres de ce mémoire n'a mis l'accent que sur les résultats obtenus au LPN sur l'étude électrique, statique et par le bruit, des hétérostructures AlGaAs/GaAs en température et en polarisation. Une autre partie du travail a été menée bien avant à celle réalisée au LPN (durant le stage de DEA et pendant la première année de thèse). Il s'agit de la caractérisation des structures métal–oxyde–silicium (MOS) à oxyde ultramince ($\leq 2,5$ nm) dites MOS tunnel. Cette partie a été réalisée au LMEN de l'université de Reims.

Dans cette annexe nous présentons notre contribution à l'étude des MOS tunnel sous forme d'un résumé mettant l'accent sur quelques résultats intéressants qui ont donné lieu à des publications dans des revues internationales avec comité de lecture.

II. Résumé

La diminution continuelle de la longueur du canal des dispositifs MOSFET's requiert des épaisseurs d'oxyde ultraminces et un très fort dopage afin d'améliorer les performances des dispositifs. Dans les MOSFET's modernes utilisés dans la technologie ULSI (Ultra Large Scale Integration) l'oxyde de grille se trouve avec une épaisseur sous 3 nm et un dopage supérieur à 10^{18} cm⁻³, la longueur du canal étant de l'ordre de 0,1 µm. Très récemment, des dispositifs MOS d'épaisseur d'oxyde 1,5 nm (3 à 5 couches atomiques) ont été fabriqués. Avec une telle épaisseur, le courant tunnel direct induit une augmentation exponentielle du courant de fuite, une forte consommation de puissance et une détérioration des performances du dispositif.

L'objectif de ce qui va être présenté est l'étude des comportements physique et électrique des diodes tunnels (épaisseur de l'oxyde 1,5 à 3 nm). Pour cela, nous nous sommes intéressés à leurs caractéristiques électriques en effectuant à la fois des simulations (effectuées par des collègues russes) tenant compte des effets quantiques et des expériences sous différentes conditions.

Parallèlement à l'étude des caractéristiques électriques de ces diodes tunnels, nous avons procédé à des contraintes électriques uni- et bidirectionnelles et ce, à tension et courant

constants. Des résultats probants ont été obtenus montrant ainsi la différence substantielle entre les effets de contraintes observés sur des structures à oxyde épais (≥ 5 nm) et les effets observés sur ces diodes tunnel.



Available online at www.sciencedirect.com



Solid-State Electronics 47 (2003) 617-620

SOLID-STATE Electronics

www.elsevier.com/locate/sse

Impact of the band-band tunneling in silicon on electrical characteristics of Al/SiO₂/p⁺-Si structures with the sub-3 nm oxide under positive bias

A. El Hdiy ^{a,*}, R. Khlil ^a, Dj. Ziane ^a, I.V. Grekhov ^b, A.F. Shulekin ^b, M.I. Vexler ^b

 ^a LASSI/DTI, CNRS-UMR 6107, UFR Sciences, BP 1039, 51687, Reims cedex 2, France
 ^b A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Polytechnicheskaya Str. 26, 194021 Saint Petersburg, Russia Received 12 November 2001; accepted 4 June 2002

Abstract

Measurements of current–voltage and capacitance–voltage characteristics were performed for metal—tunnel oxide silicon structures on p⁺-silicon wafers doped to 2×10^{18} – 2×10^{19} cm⁻³. Obtained results show at least two striking points. First, the forward (metal "+") current is amazingly high and comparable in value with the reverse-bias current (metal "–"). Second, capacitance–voltage curves exhibit a distortion in the depletion regime and a hump indicating the onset of inversion. The hump is accentuated with decreasing frequency. These features are suggested to appear due to a tunneling of the valence band electrons within the forbidden gap of silicon and further into metal. Eventually, such electrons may enter the conduction band of silicon where a fraction of them can be temporarily captured at the interface and impurity defects forming thereby an inversion layer.

© 2002 Elsevier Science Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

A downscaling of the channel length in metal-oxidesilicon (MOS) field effect transistors (MOSFETs) is known to require simultaneous reduction of gate oxide thickness and enhancement of channel doping. As the channel length shrinks to the 100 nm dimensions, the insulator thickness d_{ox} should be less than 3 nm and the substrate doping level should be higher than 10^{18} cm⁻³ [1,2]. An investigation into the different aspects of operation of MOS tunnel structures with 2.0–2.5 nm oxide on a semiconductor with doping concentration N_A (N_D) in the range of ~ 10^{18} – 10^{19} cm⁻³ becomes therefore very important. potential barrier between the silicon substrate and the gate cannot be considered as impenetrable and the direct tunneling becomes the mean leakage mechanism [3–5]. The electrons may tunnel through the oxide layer originating from or falling into conduction and valence bands of silicon (Si) [6]. A reduction of SiO₂ thickness together, with an enhancement of doping concentration lead also to the increase of transverse electric fields in the near-interface region of silicon, which makes the tunnel transport of carriers within Si possible. This effect will be paid special attention. We aim to experimentally study the current density–

In MOS structures with ultra-thin oxide films, the

We aim to experimentally study the current density– voltage (J-V) and capacitance–voltage (C-V) characteristics of Al/SiO₂/p⁺-Si MOS tunnel diodes. Such a study enables us to suggest explanation on observed features of J-V and C-V characteristics.

The paper is organized as follows. In Section 2, we describe samples used in this study and also experimental techniques. In Section 3, we give results and discuss them. And at the end, in Section 4, we present our conclusion.

^{*} Corresponding author.

E-mail address: abdelillah.elhdiy@univ-reims.fr (A. El Hdiy).

2. Sample and experiment description

In this work, two-electrode MOS structures (MOS tunnel diodes) have been fabricated and studied. All the samples were made on p⁺-Si (1 1 1) wafers with boron concentration of 2×10^{19} or 2×10^{18} cm⁻³. Thin oxide (SiO₂) films were grown in a mixture of oxygen (20%) and nitrogen at 700 °C during 30–60 min, and the insulator thickness was estimated to be equal to 2–2.5 nm. The upper aluminum contacts were vacuum-deposited through the mask at 200 °C. Circular device area was 0.00126 cm².

Static J-V curves had been measured at room temperature using a HP4140B picoammeter. The terminal bias V (gate voltage) was being slowly swept from positive to negative values and back, or from zero to positive or to negative applied bias. Such a technique enables not to miss a hysteresis of J-V curves, if it occurs. C-V measurements were made by a HP4284A LCR-meter (20 Hz to 1 MHz) by sweeping the voltage from inversion to accumulation regime or/and backwards.

3. Results and discussion

3.1. Experimental data with some comments

Typical J-V characteristics are shown in Fig. 1. For both polarities, the current is seen to rapidly increase as a function of absolute value of gate voltage (V) and to depend on the insulator thickness (oxidation time). The change of doping concentration N_A from 2×10^{18} to 2×10^{19} cm⁻³ results in substantial enhancement of forward currents while the effect of N_A on the reversebias branch is relatively minor.

A surprising thing here is that the forward current (metal "+") is fairly large, while—at the first sight—it



Fig. 1. Static current density–voltage (J-V) characteristics for three devices. The effects of acceptor concentration and of oxide thickness (oxidation time) are demonstrated.

should be small. Indeed, as thermal generation in depletion area is weak, only a very limited amount of electrons might be available for tunneling from the conduction band of Si into metal. As to a tunneling with energies under the valence band edge of Si at the Si/SiO₂ interface, i.e. valence band—oxide-metal, it could play a major role for extremely high doping concentrations (say 10^{20} cm⁻³), but not for our range of N_A The reasons are a too large band bending in silicon and low oxide voltage. In our ultra-thin MOS diodes, there can be no inversion, and even for $N_A = 2 \times 10^{19}$ cm⁻³ a huge part of the applied bias V drops in Si.

Fig. 2a and b show the experimental capacitance– voltage characteristics (C-V) at several frequencies. The reduction of capacitance observed in accumulation mode at negative V is due to the current flow, surface roughness and finite series resistance [7,8]. Under forward bias (metal "+"), two possibilities have been revealed. In Fig. 2a, the capacitance C is monotonously decreasing which is casual for a deep-depletion mode. Another situation is shown in Fig. 2b. There is an apparent onset of inversion and some flatness in the



Fig. 2. Capacitance density-voltage (C-V) characteristics measured at different frequencies for two of samples whose J-V-curves are shown on Fig. 1. (a) Without any inversion, (b) with an inversion hump.
depletion regime. A hump is observed between depletion and inversion regimes in all curves. It is accentuated when the frequency is very low, like it occurs in C-Vmeasurements on non-tunnel MOS capacitors because of a delayed response of minority carrier density to the modulations of terminal bias.

Again, the form of measured C-V characteristics for positive applied voltage—namely the eventual onset of inversion—seems to be surprising. According to theoretical estimations, MOS structures with $d_{ox} < 3$ nm, cannot be inverted without external supply of minority carriers. Only if an unusually high thermal generation rate is assumed for our samples, the curves of Fig. 2b (and also the appearance of large forward currents) could be understood. But such assumption is certainly artificial, so that one needs to seek for alternative explanations.

3.2. Interpretation of experimental results

In our opinion, the behavior of studied MOS structures under forward bias (metal "+", V > 0) relies on the Si valence-band electron tunneling into metal. In addition to the tunneling only through the oxide with energies below the band edge E_{v0} (Fig. 3), a double tunneling—first within the forbidden band of Si and then in the oxide—is possible in the energy range between E_{v0} and $E_{v0} + q\phi_s$ (Fig. 3). If the surface potential ϕ_s is larger than E_g/q , the tunneling electrons having energies from $E_{v0} + E_g = E_{c0}$ to $E_{v0} + q\phi_s$ will enter the conduction band of Si (like at Zener breakdown of p⁺– n⁺ tunnel diodes). Anyway, the electrons depart from the valence band of silicon and destine in metal (Fig. 3).

Normally, even the electrons entering the conduction band of Si are supposed to reach the metal without intermediately staying in silicon (Fig. 3a). The matter is that no allowed states (i.e. no discrete levels with energies below $E_{v0} + q\phi_s$) should exist in a potential well formed near the p⁺-Si/SiO₂ interface at small positive V.



Fig. 3. Energy band diagram of a MOS diode under forward bias V. (a) Without any electron capture in conduction band, pure depletion, (b) with such a capture, inversion. The key point in providing a large forward current is the electron tunneling with energies up to $E_{v0} + q\phi_s$.

Electron tunneling will not be therefore automatically accompanied by the formation of an inversion layer (Fig. 3a). Another situation arises if the process of electron motion may be destroyed from some reasons, e.g. due to defects. This is equivalent to the appearance of an allowed extra state in the conduction band of Si at corresponding energy (Fig. 3b). In such a case, some fraction of electrons may temporarily reside the nearinterface region of conduction band giving a contribution toward the inversion layer charge, as if they were, for example, thermally generated. Further, these electrons will tunnel into metal. This mechanism causes a redistribution of the applied bias V: the insulator bias becomes higher at the expenses of a surface band bending (Fig. 3b).

Due to the tunneling of valence-band electrons in Si and SiO₂ ("double" tunneling), the total current will be greatly enhanced. This explains the generally large values of a forward current in all the samples (Fig. 1). For the given oxide thickness and V, the double-tunneling current is larger for $N_A = 2 \times 10^{19}$ cm⁻³, because the electric field in the near-interface region of silicon is higher for higher N_A . From a qualitative point of view, it does not matter whether the electrons are fractionally captured or not as the current will be large in both cases. But the hump may only be expected if there are electrons residing the conduction band.

Whether the structure may be turned to inversion, depends therefore on the interplay between the intensity of electron capturing ("destruction" of tunneling to metal) and the leakage current. One can suggest that in the sample of Fig. 2b, for which the oxidation time was the shortest, the concentration of near-interface defects is enough to have many electrons captured and to render this sample inverted. It is not the case in sample of Fig. 2a, where the amount of defects is supposed to be smaller and the inversion layer cannot exist.

It should be pointed out that a big impact of the band-band tunneling in Si on electrical characteristics of MOS structures is to be expected just for a range of acceptor concentration of $\sim 10^{19}$ cm⁻³. For much lower N_A band-band tunneling is weak, while for high N_A (about 10^{20} cm⁻³ and higher), the total band bending in silicon $q\phi_s$ does not reach E_g under practical bias conditions and band-band tunneling is not possible at all. However, if N_A exceeds $\sim 10^{18}$ cm⁻³, tunneling of electrons in forbidden band of Si with energies from E_{v0} to $E_{v0} + q\phi_s$ should be taken into account—as a mechanism of current flow—in any case.

4. Conclusion

Al/SiO₂/p⁺-Si(111)MOS diodes with $N_A = 2 \times 10^{18}$ -2 × 10¹⁹ cm⁻³ and oxide thickness of 2.0–2.5 nm have been fabricated and studied. In measured J-V and C-V curves, two points are to be emphasized: (a) the current flowing under forward bias is fairly large; and (b) sometimes a hump appears in capacitance–voltage curves indicating the apparition of inversion.

These features are supposed to occur due to the key role of electron tunnel current from the valence band of silicon to its conduction band and further into the metal. Such a mechanism is able to provide large values of a forward current. In the samples having many interface defects, a fraction of the electrons may be temporarily captured in a conduction band of Si. In devices with relatively thick oxide, it leads to the formation of inversion layer and causes the voltage redistribution in a MOS structure.

Acknowledgements

We thank Mrs. N. Asli and Mr. S.E. Tyaginov for their help. A support of Russian All-State Scientific Program "Nanostructures" and Russian Foundation for Basic Research is greatly acknowledged.

References

- Taur Y, Mii YJ, Frank D, Wong H-S, Buchanan D, Rishton S, et al. CMOS scaling into the 21st century: 0.1 µm and beyond. IBM J Res Develop 1995;39:245–60.
- [2] Liu CT. Circuit requirement and processing challenges of thin gate dielectrics for ultra-small FET's. IEDM Techn Digest 1998:747.
- [3] Momose HS, Ono M, Yoshitomi J, Ohguro T, Nakamura S-I, Saito M, et al. Solid State Electron 1997;41:707.
- [4] Schenk A, Heiser G. J Appl Phys 1997;81:7900.
- [5] Yang HY, Niimi H, Lucovsky G. J Appl Phys 1998;83: 2327.
- [6] Okhomin S et al. Appl Phys Lett 1999;74:842.
- [7] Henson WK, Ahmed KZ, Vogel EM, Hauser JR, Wortman JJ, Venables RD, et al. IEEE Electron Dev Lett 1999; EDL-20:179.
- [8] Zhang J-L, Yuan JS, Ma Y, Oates AS. Solid State Electron 2001;45:373.



Microelectronics Reliability 44 (2004) 543-546

Research Note

MICROELECTRONICS RELIABILITY

www.elsevier.com/locate/microrel

Soft breakdown of MOS tunnel diodes with a spatially non-uniform oxide thickness

R. Khlil^a, A. El Hdiy^a, A.F. Shulekin^b, S.E. Tyaginov^{b,*}, M.I. Vexler^c

^a LASSI/DTI, CNRS-UMR 6107, UFR Sciences BP 1039, F-51687, Reims cedex 2, France

^b A.F. Ioffe Physicotechnical Inst., 26 Polytechnicheskaya Str., 194021 St.-Petersburg, Russia

^c Lehrstuhl für Halbleitertechnik, Technische Fakultät der CAU zu Kiel, Kaiserstraße 2, D-24143 Kiel, Germany

Received 4 August 2003; received in revised form 28 November 2003

Abstract

The effect of electric stress on the characteristics of Al/SiO₂/p⁺-Si MOS tunnel diodes ($d_{ox} = 2.5-3$ nm) is studied. Along with the gradual current changes, superimposed by the soft-breakdown-related steps, a non-trivial abrupt decrease in current is also revealed during the constant voltage stress. The latter occurred predominately under high bias and may be considered as an unusual appearance of the same soft breakdown events. In case of substantial spatial oxide thickness deviation, this effect is important even if it occurs within a small area.

© 2003 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

To meet the quests of a scaling, the oxide thickness in MOSFETs rapidly approaches its ultimate limit. The investigation into the degradation of tunnel-thin oxides (e.g. [1–3]) and interface properties becomes therefore an important task. The aim of this work is to study the electric stress in metal/2.5–3 nm oxide/p⁺-silicon (MOS) tunnel diodes on a heavy doped $(2 \times 10^{18} - 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3})$ Si substrate.

The qualitative picture of thin oxide damage is usually drawn as a three-stage process: stress-induced current increase, soft breakdown (formation of the nonpropagating breakdown spot) and then hard breakdown. Often, a "soft breakdown" is simply understood as the *abrupt* (although, perhaps, small in value) *current growth*. But it can be shown that, along with the casual increase of current during a stress, the abrupt stressrelated current *reduction* is possible too.

The present work is just focused on this effect, and we shall discuss the prerequisites for its observation. An

abrupt current decrease after the soft breakdown will be shown to occur primarily in the small-area devices and in devices with a strong spatial non-uniformity of SiO₂ thickness. The non-uniformity is characterized by the standard deviation of thickness σ from its nominal value. To reveal the current reduction effect, we intentionally use the structures having larger parameter σ , than the industrial samples.

2. Samples and measurement procedure

In this work, MOS tunnel diodes fabricated on a boron-doped p⁺-Si (111) wafers ($N_A = 2 \times 10^{18} - 2 \times 10^{19}$ cm⁻³) have been studied. Thin oxide (SiO₂) film was grown in a dry mixture of O₂ (20%) and N₂ at 700 °C during 60 min; averaged insulator thickness was ~2.7 nm and σ was about 0.3 nm. The circular Al gate contacts ($S = 1.26 \times 10^{-3}$ cm²) were vacuum-deposited through the mask at 200 °C.

The large value of a parameter σ was reflected by the fact that the current–voltage (*I–V*) characteristics of our samples coincided very well with theoretical expectation [4] for MOS structures with smaller—about 2.2–2.3 nm—oxide thickness.

^{*} Corresponding author. Fax: +7-812-247-9321.

E-mail addresses: abdelillah.elhdiy@univ-reims.fr (A. El Hdiy), shulekin@pop.ioffe.rssi.ru (S.E. Tyaginov).

^{0026-2714/\$ -} see front matter © 2003 Elsevier Ltd. All rights reserved. doi:10.1016/j.microrel.2003.12.008

The standard procedures of constant–voltage and constant–current stress (CVS, CCS) were used. For the CCS, the magnitude of stressing current was maintained at the level of 5×10^{-6} A. For CVS, the voltage magnitude within 3.0–3.5 V was fixed. During the CCS or CVS, gate voltage variations V(t) or, respectively, gate current variations I(t), were recorded.

After each stress cycle, static I-V-curves have been recorded. For the control purposes, the capacitance–voltage (C-V) measurements were also performed.

All the studies were made at T = 300 K in the dark (in order to inhibit a photo-effect).

3. Summary of experimental results

Fig. 1 demonstrates the recorded data on I(t) for a CVS. Both gradual and abrupt changes of current are observed. Recoverable monotonous changes of I usually occurred just after the application of a stressing voltage. As for the abrupt changes, it is important to emphasise that the current may not only grow like in Fig. 1a, but also drop (Fig. 1b).

Similar results were obtained for all studied samples. Note also that the monotonous increase of current with a large rate (progressive breakdown [5]) was never



Fig. 1. Changes of current during a CVS: (a) gradual and abrupt increase of I; (b) abrupt reduction of current.

measured, probably because our oxides are still not so thin.

The evolution of current-voltage characteristics during the stress reflects the interplay of processes responsible for the increase and decrease of current. In most cases, a regular shift of I-V curve toward higher I as a whole was observed. Qualitatively, this result is very similar to that of Ref. [6] where the authors had dealt with heavy-doped n^+ -Si MOS diodes. To a larger extent, this is just the case also in Fig. 2, although the picture is, in fact, more complicated. Namely, while for low |V| the post-stress growth of current is seen, one can note certain reduction of I in the high-voltage range. Such a trend is even more evident at Fig. 3 where the ratio $(I_{\rm st}-I_0)/I_0=\Delta I/I_0$ is plotted vs. voltage ($I_{\rm st}$ was recorded after and I_0 before the stress) for some another sample. But a brutal overload of the structure enhanced the currents at any V, in comparison with $I_0(V)$ (e.g. the last curve in Fig. 2), as it could be expected.

The high-frequency C-V characteristics remained practically unchanged during the stress.

4. Discussion

We should first pay some attention to the time-resolved Fig. 1. The *gradual* current changes are suggested to arise from the trapping of carriers at the available oxide and interface traps and from the generation of new defects, which then act as extra states for tunnelling. These mechanisms may result in the increase (as in Fig. 1a) or decrease of a tunnel current under the same applied bias V. However, it is not worth to deep into the



Fig. 2. Current-voltage characteristics after the CCS with electron injection: (a) from the substrate, (b) from the gate. Inset: averaged value of the charge injected before the measurement of a corresponding curve. Different samples are taken to record the sides (a) and (b).



Fig. 3. The ratio $(I_{st} - I_0)/I_0 = \Delta I/I_0$ (I_{st} is after and I_0 before the stress) as a function of the gate voltage V in a typical case: ΔI is positive in the low-voltage range and negative for high V. The arrow indicates the evolution of curves with further stressing.

details of this gradual effect, because it lies somewhat outside the scope of this work.

The abrupt current increase (Fig. 1a) does not arise from the recharging of traps because this process cannot occur instantly. It is a soft breakdown-formation of a conducting path in dielectric, locally shorting the gate to the substrate. However, it should be emphasised that an oxide damage of such kind does not automatically imply the increase of current. Indeed, the current-voltage characteristic of a fresh MOS tunnel diode is roughly exponential. If the SiO₂ layer is locally shortened through the *finite* resistance, the current through the shunted area will be lower than that flown in the same area before the breakdown, for high $|V| > |V^*|$. This is because the "tunnel exponent" with any parameters intersects the "ohmic" curve, the question is only whether this intersection $|V^*|$ falls into the practical bias range. In general, there are more chances to reveal the decrease of I in samples with small d_{ox} where the tunnel resistance is low. Anyway, the role of soft breakdown in the growth of current, diminishes with |V|.

As we can see in Fig. 1b, *a post-stress current reduction is quite possible.*

Usually, the breakdown spot is small. There might be some doubts in the reality of a substantial (e.g. by as much as 2–3%, Fig. 1b) current reduction. As a matter of fact, the oxide thickness is always non-uniform, and the current can be strongly crowded in thinnest device sections [7]. A current fraction, which flows through the given thinnest parts of a structure, depends on σ (Fig. 4). This fraction was calculated within the tunnel current models for a non-uniform oxide thickness [7,8]. As one can see, already at $\sigma \sim 0.1$ nm (note that the regular



Fig. 4. The current fraction, which flows through the thinnest parts of a structure, constituting the area fraction given as abscissa. Four curves correspond to different standard deviations σ .

industrial samples have $\sigma \sim 0.15$ nm) 10^{-4} of a total current flows through only 10^{-6} of device area. In our samples ($\sigma \sim 0.3$ nm) such a phenomenon appears more strongly. Namely, one percent of the total current can flow through $\sim 10^{-8}$ of the device area.

It is obvious that the regions with smallest oxide thickness and highest current density will be broken down first. Therefore, the existence of a substantial spatial thickness deviation is a prerequisite for the observable post-stress current decrease.

Let us now return to Figs. 2 and 3. In the characteristics shown there, different post-stress shifts are seen. As already mentioned, the curves often evolve in such a way, that two pronounced regions may be discerned: for low |V|, the current increases while in the high voltage region, the shift ΔI is small or even negative. At Fig. 3, the crossover occurs at about 2 Volts. Such behaviour agrees well with our assumption on the relative role of breakdown spot under low and high bias.

The left and right sides of Fig. 2 ("a" and "b") compare the CCS effect at electron injection from the gate and from the substrate. In Fig. 2a, the current sequentially increases after each stress. But in part "b", the first curves are almost exactly superimposed and a shift first appeared only after many CCS. Similar comparison was given in the literature for oxides in the thickness range of 5 to 22 nm [9,10]. There has been reported that the effective positive charge density was always higher during electron injections from the gate than from the substrate. For our samples with ultra-thin oxide ($d_{ox} < 3$ nm), on the contrary, the *I–V* characteristics are suggested to be more stress-sensitive during the substrate injection and the positive charge trapping was preferentially created near the gate/SiO₂ interface.

As said in Section 3, the C-V curves had almost the same form before and after the stress. This evidences, in

our opinion, for the local nature of studied degradation effects.

5. Conclusion

Metal (Al)/2.5–3 nm Oxide/p⁺-Silicon tunnel diodes have been electrically stressed under a constant current $(I \sim 5 \times 10^{-6} \text{ A})$ and a constant voltage $(V \sim 3 \text{ V})$. The non-trivial abrupt decrease of current after the soft breakdown was revealed. Such a phenomenon was suggested to arise from the larger resistance of the defect area at high voltages, compared to the tunnel resistance before the damage. Although the damage spot takes a small fraction of the device area, this effect is easy observable, due to the strong spatial non-uniformity of oxide thickness in studied samples.

Acknowledgements

The authors are grateful to the "Nanostructure" program and to the A. von Humboldt foundation for a support.

References

- Farmer KR, Andersson MO, Engström O. Appl Phys Lett 1992;58:730.
- [2] Depas M, Vermeire B, Heyns MM. J Appl Phys 1996;80: 382.
- [3] Depas M, Nigam T, Heyns MM. Solid-State Electron 1997;41:725.
- [4] J.P. Shiely, Simulations of tunneling in MOS devices, Ph.D. thesis, Duke University, 1999.
- [5] F. Monsieur, Degradation mechanisms during the ultrathin oxide breakdown, Abstract book of the 13th Conference on Insulating Films On Semiconductors—INFOS, IT-1, Barcelona, Spain, 2003.
- [6] Yuwono B, Schloesser T, Gschwandtner A, Innertsberger G, Grassl A, Olbrich A, et al. Microelectron Eng 1999;48: 51.
- [7] Houssa M, Nigam T, Mertens PW, Heyns MM. Solid-State Electron 1999;43:159.
- [8] Vexler MI, Shulekin AF, Dieker Ch, Zaporojtschenko V, Zimmermann H, Jäger W, et al. Solid-State Electronics 2001;45:19.
- [9] El Hdiy A, Salace G, Jourdain M, Meinertzhagen A, Vuillaume D. Thin Solid Films 1997;296:106.
- [10] El Hdiy A, Ziane D, Nebel F, Vuillaume Dj, Jourdain M. J Phys D: Appl Phys 1999;32:1435.

Semiconductors, Vol. 38, No. 6, 2004, pp. 724–726. Translated from Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov. Vol. 38, No. 6, 2004, pp. 753–756. Original Russian Text Copyright © 2004 by Shulekin, Tynginov, Khlil, El Hdy, Vesler.

$= \frac{\text{PHYSICS OF SEMICONDUCTOR}}{\text{DEVICES}} =$

Soft Breakdown as a Cause of Current Drop in an MOS Tunnel Structure

A. F. Shulekin*^, S. É. Tyaginov*, R. Khlil**, A. El Hdiy**, and M. I. Vexler*

*Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 194021 Russia ^e-mail: shulekin@pop.ioffe.rssi.ru

**LASSI/DTI, CNRS-UMR 6107, UFR Sciences BP 1039, F-51687, Reims cedex 2, France Submitted November 10, 2003; accepted for publication November 11, 2003

Abstract—The effect of electric stress on current–voltage characteristics of Al/SiO₂/ p^4 -Si MOS diodes with a tunnel-thin (2.5–3.0 nm) insulator was studied at constant current and constant voltage. Under constant-voltage stress, the current increase related to soft breakdown was followed in several cases by an abrupt drop in current. Typically, the drop occurs at a high bias, and it may be a specific manifestation of a soft breakdown. At strong nonuniformity of the SiO₂ thickness, the effect can be significant even if the breakdown is localized within a rather small area. © 2004 MAIK "Nauka/Interperiodica".

1. INTRODUCTION

The process of miniaturization of MOSFETs requires that increasingly thin SiO_2 layers be used as gate insulators. In modern MOSFETs, the thickness of insulators is 3–4 nm, and substrates are doped to $\sim 10^{18}$ cm⁻³ [1], but the investigation of transistors with a thinner insulator or a higher doping level has attracted considerable attention [2].

We studied a soft breakdown of MOS diodes with tunnel-thin SiO₂, fabricated on *p*-Si substrates doped to $N_A = 2 \times 10^{18} - 2 \times 10^{19}$ cm⁻³.

The damage of a thin oxide layer is often qualitatively regarded as a three-stage process: the increase in stress-induced current at a fixed voltage, soft breakdown, and, finally, hard breakdown [3]. Soft breakdown [4] is a local breakdown of an insulator without further enlarging of the broken-down area, unlike a hard (catastrophic) breakdown, when local damage may expand over the whole area of a device.

An abrupt rise in current seems to be a natural, and the only possible, result of a soft breakdown [3-6]. However, as shown in this study, an abrupt drop in current can and must be observed along with the possible rise in current, although this might seem strange at first glance.

2. MODEL OF CURRENT DROP AFTER A SOFT BREAKDOWN

For simplicity, we assume that the region of a soft breakdown is a portion of the MOS structure area in which the local current–voltage (I-V) characteristic is nearly ohmic, in contrast to undamaged portions, where this characteristic is tunnel-type (roughly, exponential [7], Fig. 1). With a small bias V, the total current in the structure sharply increases after the soft breakdown, owing to the contribution of the defective area. However, the tunnel resistance sharply decreases as the bias increases and finally becomes smaller than any ohmic resistance, regardless of the parameters of tunneling. In other words, sooner or later, the tunneling exponential will cross the linear *I*--*V* dependence of the breakdown area $(V = V^*, \text{ Fig. 1})$. This simple reasoning shows that at $V > V^*$, the current should fall, not rise, after the soft breakdown.

A natural suggestion [6] is that the conducting region formed under a soft breakdown (breakdown spot) is quite small. Thus, the possibility of experimental observation of the drop in current seems unlikely. Indeed, if the current density is uniform, even total exclusion of the breakdown area from the charge trans-



Fig. 1. Schematic I-V characteristics of the undamaged portion of a MOS structure (exponential) and of the region of soft breakdown (linear). At high voltage $(|V| > |V^*|)$, the tunneling resistance exceeds the ohmic resistance.

1063-7826/04/3806-0724\$26.00 @ 2004 MAIK "Nauka/Interperiodica"



Fig. 2. Fraction of current flowing through the thinnest region of a device as a function of the relative area of this region, with different values of the standard deviation σ of oxide thickness. The nominal thickness of SiO₂ is 25 Å, the doping level in *p*-Si $N_A = 2 \times 10^{18}$ cm⁻³. Temperature T = 300 K. Gate voltage V = -2 V (solid line) and -3V (dashes).

port will not lead to any measurable decrease in the current across the device. However, the distribution of the oxide thickness over the area is always nonuniform, and the breakdown occurs at the thinnest fragments, so the influence of defective regions on the total current increases drastically.

Figure 2 shows the fraction of the current that flows through the thinnest region of a structure as a function of relative area of this region for different values of the standard deviation σ of thickness from its nominal value. This dependence was obtained using a model similar to [8]. It can be seen that, when σ is as small as ~0.1 nm, 10⁻⁴ of the total current flows through a 10⁻⁶ fraction of the device area (note that in the best commercial samples $\sigma \sim 0.15$ nm [9]).

It appears that the presence (or intentional formation) of a considerable spatial variation of SiO_2 thickness enables a significant drop in current as a result of a soft breakdown, even if the damaged area is very small.

3. EXPERIMENTAL RESULTS AND DISCUSSION

In our experiments, we used MOS tunnel diodes fabricated on boron-doped (111) p^+ -Si substrates. Thin SiO₂ oxide was grown in a dry [O₂ (20%) + N₂] mixture at a temperature of 700°C; the average thickness of the oxide was ~2.7 nm, and $\sigma \approx 0.3$ nm. Circular Al contacts with area $S = 1.26 \times 10^{-3}$ cm² were deposited at 200°C.

The value of parameter σ is quite large, so the *I*–*V* characteristics of our samples agree well with those calculated theoretically for a slightly lower thickness of an insulator (2.2–2.3 nm) [10].

Samples were tested under constant current stress (CCS) and under constant voltage stress (CVS). In CCS



Fig. 3. Variations of current under constant bias: (a) smooth and sharp increase in current (V = -3.5 V); (b) stepwise drop in current V = -3 V).

in CVS mode, the voltage was fixed at 1.0–3.5 V. Variations of voltage and current were recorded simultaneously as functions of time. *I–V* characteristics were recorded after each series of tests. All measurements were done at temperature T = 300 K in the dark (to exclude the photovoltaic effect).

Typical examples of the evolution of current with time are shown in Fig. 3. Usually, smooth variations arise immediately as the bias is applied to the structure; they are related to the capture of carriers on the interface. An abrupt step in current can occur either to higher (Fig. 3a) or to lower (Fig. 3b) values. The novel effect revealed in this study is the drop in current. It can be clearly seen in Fig. 3b (>1-3%), and it was observed in the many devices under study. It is noteworthy that both up and down steps may be observed at the same voltage (or at similar voltages). The model suggested in Section 2 can be made to agree with this experimental observation if we assume that the value of V^* can vary between successive breakdown events in a sample or between samples.

Now we discuss the modification of the *I*–*V* characteristics as a whole (Fig. 4). An increase in current is observed at small voltages |V|, whereas at high voltages the current definitely decreases. Figure 5 gives additional information concerning this behavior: the dependence of $(I_{st} - I_0)/I_0 = \Delta I/I_0$ as a function of the applied



Fig. 4. L-V characteristics after a series of stresses with the injection of electrons from (a) the substrate and (b) the metal. The values of the charge that crossed the structure prior to recording the corresponding curve, averaged over area, are shown; (a) and (b) are different samples.



Fig. 5. The ratio $\Delta I/I_0 = (I_{st} - I_0)/I_0$ as a function of the bias across the structure in the most typical case: ΔI is positive at low voltage and negative at high |I|. The arrow indicates the evolution of characteristics during tests.

after applying the stress; I_0 , before it). The results presented in Figs. 4 and 5 can be explained in terms of the suggested model. The resistance of the defective region at high voltage ($|V| > |V^*|$) becomes higher than the tunnel resistance (see Fig. 1), which results in the decrease in current. At small voltages, we have the opposite situation; thus, the current increases.

Certain devices only demonstrated the increase in current, but one should stress that it was significant only at small voltages and was almost imperceptible at high voltage. This behavior also supports the model of current drop discussed above. We believe that voltage V^* is not reached in these structures, although the reduction of the rise in current indicates that a value near this voltage is attained. The data in Fig. 2 allow us to obtain the lower estimate of the characteristic size of the defective region, l_{def} (assuming that the current in the broken-down region is zero). In our samples with $\sigma \approx 0.3$ nm, 1% of current flows through 10⁻⁸ of the device area. Assuming a drop in current of 1%, we obtain the estimated minimum size $l_{def} \approx (10^{-8} \text{S})^{1/2} \approx 40$ nm.

We have presented the first observation of the decrease in current in an MOS tunnel structure after a soft breakdown. Note that the significance of this effect may grow as FETs become increasingly miniaturized, because the relative fraction of a defective area increases when the device size decreases.

4. CONCLUSION

The behavior of $Al/SiO_2/p^+-Si$ MOS tunnel diodes with 2.5 to 3.0-nm-thick SiO_2 was studied under electric stress in the constant-current and constant-voltage modes. A nontrivial stepwise decrease in current was observed, mainly in the high-voltage range; the effect is interpreted as a consequence of the soft breakdown. The drop in current should be even stronger in samples of small area and/or with a significant spatial scatter of the oxide thickness, which raises the relative contribution of the broken-down region to the formation of the total current.

ACKNOWLEDGMENTS

The study was supported by a grant from the President of the Russian Federation for Support of Leading Scientific Schools (grant no. NSh-758.2003.02) and by the program of the Ministry of Industry, Science, and Technology of the Russian Federation "Physics of Solid-State Nanostructures 2003."

REFERENCES

- SEMATECH. The International Technology Roadmap for Semiconductors (2001), http://public.itrs.net/home.htm.
- B. Yuwono, T. Schloesser, A. Gschwandtner, et al., Microelectron. Eng. 48, 51 (1999).
- R. Degraeve, in *Reliability* of *Ultra-Thin Oxide Gate* Dielectrics: 9th European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis (Tutorial) (IMEC, Leuven, 1998).
- 4. M. Depas, T. Nigam, and M. M. Heyns, IEEE Trans. Electron Devices 43, 1499 (1996).
- F. Crupi, R. Degraeve, G. Groeseneken, et al., IEEE Trans, Electron Devices 45, 2329 (1996).
- E. Miranda, J. Suñé, R. Rodíguez, et al., Jpn. J. Appl. Phys., Part 1 38, 80 (1999).
- S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed. (Wiley, New York, 1981; Mir, Moscow, 1984). Vol. 2, Chap. 9.
- M. I. Vexler, A. F. Shulekin, Ch. Dieker, et al., Solid-State Electron. 45, 19 (2001).
- H. S. Momose, S. Nakamura, T. Ohguro, et al., IEEE Trans. Electron Devices 45, 691 (1998).
- 10. J. P. Shiely, PhD Dissertation (Duke Univ., 1999).

Translated by D. Mashovets

Electric transport in a AlGaAs/GaAs structure from 300 K to 4.2 K

R. Khlil and A. El Hdiy^{a)}

Laboratoire de Microscopies et Etudes de Nanostructures (LMEN), Université de Reims, Boîte Postale 1039, 51687 Reims cedex 2, France

A. Cavanna, F. Laruelle, and Y. Jin Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN), CNRS-UPR20, Route de Nozay, Marcoussis, France

(Received 9 February 2004; accepted 24 May 2004)

Some AlGaAs/GaAs heterostructures with different high electron mobilities were electrically characterized as a function of temperature. Hall measurements were made at 4.2 K and current-voltage characteristics were measured from 300 K to 4.2 K. Experimental results have revealed a saturation of the current at electric fields as low as 5 V/cm at low temperature (<100 K). The saturation was linked to the very high mobility combined with the presence of alloy diffusion in the AlGaAs/GaAs channel. The pinch-off effect was excluded because of the absence of the control gate. Drift velocities were carried out at 4.2 K in these experiments. © 2004 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.1774256]

The present paper gives some information about electrical transport in the channel of the AlGaAs/GaAs heterostructure without the presence of the control gate. The electronic current was measured as a function of applied lateral voltage (along the drain-source channel) and of temperature in the range of 4.2–300 K. Our aim was to study electronic properties as electric contacts, mobility, and electron density variations from the current-voltage (I-V) measurements.

Samples were grown on a semi-insulating (100) GaAs substrate by molecular beam epitaxy. The AlGaAs/GaAs heterostructure consists of a 10 nm GaAs cap layer, a 15 nm $Al_xGa_{1-x}As$ (x=20.3% for sample A, x=19.6% for samples B and C) layer with a Si δ -doping density of 10^{13} cm⁻², a 45 nm $Al_xGa_{1-x}As$ (20.3% for A, 19.6% for B and C) layer with a Si δ -doping density of 10^{12} cm⁻², an $Al_xGa_{1-x}As$ spacer layer of 30 nm for sample A (40 nm for B and C), followed by $Al_yGa_{1-y}As$ ($y \approx 5.5\%$) quantum well of 20 nm for sample A and a GaAs well of 20 nm for samples B and C.

I-V and Hall measurements were made using a HP4142B Modulator Source/Monitor controlled by a HP362 controller. Samples were mounted on a sample holder located at the end of a cryogenic cane that can be directly put in a helium reservoir. A 330 Lake Shore temperature controller measured temperature. For each measure, the sample was maintained for a sufficiently long time (≈ 10 min) before measurements to be sure that the thermodynamic equilibrium was reached at a given temperature. All the measures were made in the dark. For standard Hall measures, magnetic field *B* was varied from 0 to 0.5 T and the temperature was fixed at 4.2 K. For these measurements, six electrical contacts were made to each sample.

The mobility μ , the sheet density n_s , and electric conductivity σ were measured with varying the temperature from 300 K to 4.2 K. μ and σ increased but n_s decreased with decreasing temperature. These effects are well known in HEMT transistors because electron densities are transported in the undoped channel free of ionized impurity scattering revealing higher mobilities (>10⁶ cm²/V s) with decreasing temperature^{1–3} due to the reduction of the corresponding Coulombian scattering rate that dominates at low temperatures.^{4,5}

For all samples the I-V curves showed a linear (ohmic) behavior followed by saturation field values as low as 5 V/cm at 4.2 K. Figure 1 shows saturation of the current followed by an increase of the I-V rate with decreasing temperature. Another behavior was scrutinized when the sample was polarized in a perpendicular direction. Measurements showed a "Schottky contact"-type behavior as shown in Fig. 2.

To explain the saturation, we exclude the pinch-off occurrence as observed in HEMTs transistors because of the absence of the control gate. However, this saturation was similar to that observed in Gunn effect. As well known in GaAs semiconductors, at a low field the linear variation of I-V characteristics is only due to light electrons. With in-



FIG. 1. I-V characteristics at 4.2 K and 300 K. In addition to saturation behavior, there is a supplementary linear variation for fields higher than 5 V/cm.

^{a)}Electronic mail: abdelillah.elhdiy@univ-reims.fr



FIG. 2. I-V characteristics at 4.2 K to show the "Schottky" behavior due to degradation of electric contact at low temperature.

creasing field, light electrons (in Γ valley) gain enough energy to "jump" to neighboring conduction band minimum (e.g., in *L* valley and/or *X* valley). This intervalley transfer induces a loss of the electron energy excess in these new valleys and a change in the electron effective mass (from light electrons to heavy electrons) and a slowdown in their velocity. After saturation, it appears to be a linear variation resulting essentially from heavy electrons conductors. This process is well known in III–V semiconductors at room temperature and the appearance of this effect needs an average field of about 2–3 kV/cm. However, the saturation at low temperature in our samples appeared at as low as 5 V/cm.

For the three samples, and using mobility values obtained at 4.2 K, drift velocities ($\nu \approx \mu E_{ds}$; ν is the drift velocity and E_{ds} is the electric field) were of about 0.3 ×10⁶ cm/s (sample A; μ =84 000 cm²/V s), 1.2 ×10⁶ cm/s (sample B; μ =300 000 cm²/V s) and 1.8 ×10⁷ cm/s (sample C; μ =1.8×10⁶ cm²/V s). While the Fermi velocity is about 1.9–2×10⁷ cm/s for our samples, a previous work has reported a saturation velocity of about 3 ×10⁶ cm/s.⁶ The drift velocity in sample C is well consistent with those given in the literature⁷⁻⁹ and is comparable to the Fermi velocity.

We think that the combination of high mobility, Gunn effect, and the presence of alloys diffusion in the channel can fully explain the I-V saturation in the studied samples. The weakness of the saturation velocity in samples A ($\nu=0.3$ $\times 10^6$ cm/s) and B ($\nu = 1.2 \times 10^6$ cm/s) was probably due to heating effects resulting in the transfer of energy from carriers to the lattice (the channel) to defects (C, Si, Al,...) in the channel via scattering mechanisms⁸ and to alloys especially for sample A. Note that measurements, when sample B has been illuminated at 4.2 K, gave μ value similar to that of sample C ($\approx 1.8 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{V s}$). This suggests "neutralization" of impurities in the channel of sample B during illumination and indicates the absence of alloys. While sample A gave after illumination approximately the same μ value than in the dark (see Table I) because of the presence principally of alloys inducing an "alloy-diffusion" in the Al_vGa_{1-v}As channel at low temperatures. That is why the variation of the

TABLE I. Mobility and density of the 2D electron gas variation between measurements in the dark and after light illumination at 4.2 K.

	In the dark		After light illumination	
	$n_{\rm s} \ (10^{11} \ {\rm cm}^{-2})$	$\mu (10^6 \text{ cm}^2/\text{V s})$	$n_{\rm s} \ (10^{11} \ {\rm cm}^{-2})$	$\mu \; (10^6 \; \mathrm{cm^2/V} \; \mathrm{s})$
А	2.13	0.087	3.84	0.077
В	1.67	0.3	2.85	1.8
С	1.93	1.6	2.37	2.2

2D electron density in sample A was very high after illumination

 $\{(n_i - n_d)/n_d = 80\%; n_i \text{ is the 2D electron density after illumi$ $nation and <math>n_d = n_s$ in the dark}.

The "Schottky-contact" behavior shown in Fig. 2—obtained when measurements were made in a perpendicular direction rather than measurements shown in Fig. 1—was maybe due to the occurrence of a carrier-depletion zone at the interfacial contact leading to a broadening of the potential barrier which required a threshold bias ($V_{ds} \neq 0$ V) to become conductive. The barrier broadening was probably due to the presence of border traps (defects located at the channel/metallic contact interface). The no "ohmic" behavior was reversible; during a warm-up to room temperature the *I-V* characteristic became linear. This is the particularity of border traps which are able to exchange carriers with the channel depending on both temperature and applied bias.

In summary, our measurements show that the electric transport depends on both contact direction and temperature. Saturation in current allowed us to carry out drift velocity at 4.2 K. Weak velocity value is linked to alloys, diffusion. Degradation of electric contacts was observed during decreasing temperature. This behavior was linked to the presence of border traps at the channel/electric contact interfaces.

ACKNOWLEDGMENTS

Authors would like to thank B. Etienne and U. Gennser for their helpful discussions. This work was partly supported by the "Region Ile de France" and the "Conseil Général de l'Essonne".

- ¹L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Störmer, and K. W. Baldwin, Appl. Phys. Lett. **55**, 1888 (1989).
- ²J. J. Harris, C. T. Foxon, D. Hilton, J. Hewett, C. Roberts, and S. Auroux, Surf. Sci. **229**, 113 (1990).
- ³V. Umansky, R. de-Picciotto, and M. Heiblum, Appl. Phys. Lett. **71**, 683 (1997).
- ⁴R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, and W. Weigmann, Appl. Phys. Lett. **33**, 665 (1978).
- ⁵H. L. Störmer, A. Pinczuk, A. C. Gossard, and W. Weigmann, Appl. Phys. Lett. **38**, 691 (1981).
- ⁶M. de Murcia, E. Richard, J. M. Perraudin, A. Boyer, A. Benvenuti, and J. Zimmermann, Semicond. Sci. Technol. **10**, 515 (1995).
- ⁷S. L. Su, R. Fischer, T. J. Drumond, W. G. Lyons, R. E. Thorne, W. Kopp, and H. Morkoç, Electron. Lett. **18**, 794 (1982).
- ⁸K. F. Brennan, D. H. Park, K. Hess, and M. A. Littlejohn, J. Appl. Phys. **63**, 5004 (1988).
- ⁹S. Gokden, N. Balkan, and B. K. Ridley, Semicond. Sci. Technol. **18**, 206 (2003).

Publications

Publications dans des revues internationales avec référés

(TI : Titre, AU : Auteurs, SO : Source)

1-TI : Impact of the band-band tunneling in silicon on electrical characteristics of $Al/SiO_2/p^+$ -Si Structures with the sub-3 nm oxide under positive bias.

AU : A. El-Hdiy, *R. Khlil*, Dj. Ziane, I.-V.Grekhov, A.-F.Shulekin, M.-I. Vexler. SO : Solid-State-Electronics. avril 2003; 47(4): 617-20.

2-TI : Soft breakdown of MOS tunnel diodes with a spatially non-uniform oxide thickness. AU : *R. Khlil*, A. El-Hdiy, A.-F. Shulekin, S.-E. Tyaginov, M.-I. Vexler. SO : Microelectronics-Reliability. Mars 2004; 44(3): 543-6.

3-TI : Soft Breakdown as a cause of Current Drop in an MOS Tunnel Structure. AU : A.F. Shulekin, S.E. Tyaginov, *R. Khlil*, A. El Hdiy et M.I. Vexler. SO : Semiconductors. 38, pp.724-726 (juin 2004).

4-TI : Electric transport in a AlGaAs/GaAs structure from 300K to 4.2K. AU : *R. Khlil*, A. El Hdiy, A. Cavanna, F. Laruelle et Y. Jin. SO : J. Appl. Phys. 96, pp. 3023-3024 (septembre 2004).

5-TI : Bidirectional Electric Stress on the MOS Tunnel Structures. AU : A. El Hdiy, *R. Khlil*, Y. Jin, S.E. Tyaginov, A. F. Shulekin et M.I. Vexler. SO : J. Appl. Phys. Accepté pour publication.

Articles soumis

1-TI : Tunnel charge transport within silicon in reversely-based MOS tunnel structures. AU : A. El Hdiy, M.I. Vexler, G.G. Kareva, B. Meinerzhagen, *R. Khlil*, Dj. Ziane. SO : S. Sci. Tech. Soumis à ce jour.

2-TI : A simple relationship between 1/f noise and DC parameters for linear and saturation regimes in pseudomorphique HEMTs at 4.2 K.

AU : T. Lucas, Y.Jin, *R. Khlil* et A. El Hdiy.

SO : Appl. Phys. Lett. Soumis à ce jour.

3-TI : Temperature effect on the bi-dimensional Electron gas transport in AlGaAs/GaAs heterostructures.

AU : R. Khlil, A. El Hdiy, A. Cavanna, F. Laruelle, et Y. Jin.

SO : J. Appl. Phys. Soumis à ce jour.

4-TI : Temperature and electric field effects on low frequency noise in AlGaAs/GaAs heterostructures.

AU : *R. Khlil*, A. El Hdiy et Y. Jin.

SO : J. Appl. Phys. Soumis à ce jour.

Communications

(**P** : poster, **I** : internationale, **N** : nationale)

1-N.P. "Nanomatériaux : Electrodéposition et Caractérisation de nanofils ; Analyse des propriétés physiques des MOS tunnels". Journées Micro et Nanotechnologies, Paris, France, Nov. 13-14 (2001). P. Fricoteaux, E. Roy , J. Mallet, A. L. Daltin, A. El Hdiy, Dj. Ziane, *R. Khil*, G. Salace, E. Merienne, C. Petit, P. Baudart, J. M. Patat, K. Yu-Zhang, Y. Leprince-Wabg, A. Helfen.

2-I.P. "Valence-Band-Electron Tunneling in a MOS Diode on Heavy Doped Substrate". A. El Hdiy, M.I. Vexler, G.G. Kareva, B. Meinerzhagen, *R. Khlil*, Dj. Ziane, ULIS 2002, 3rd European Workshop on Ultimate Inegration of Silicon, Munich, (Allemagne), 7-8 mars 2002.

3-N.P. "Effets de pré-claquage dans des MOS tunnel". 13^{ème} journée Nanotechnologie, Paris, France, Janv. 16 (2003). *R. Khlil*, Y. Jin, A. El Hdiy, M.I. Vexler, S.E. Tyaginov, A.F. Shulekin.

4-N.P. "Transistor balistique quantique à ultra bas bruit". 13^{ème} journée Nanotechnologie, Paris, France, Janv.16 (2003). *R.Khlül*, Y.Jin, A. El Hdiy, A. Cavana, B. Etienne, U. Gennser et F. Laruelle.

<u>Résumé</u>

Le travail de ce mémoire porte sur l'étude des propriétés de transport électrique dans un gaz bidimensionnel d'électrons dans des hétérostructures en AlGaAs/GaAs et sur la caractérisation par le bruit et ce, en polarisation et en température. L'étude a montré la bonne qualité des hétérostructures étudiées (forte augmentation de la mobilité μ qui passe de 3800.cm²/V/s à 300 K à 1,84.10⁶ cm²/V/s à 4 K et faible diminution de la densité qui ne dépasse pas 34 % dans certains cas). Une homogénéité de la résistivité et de la résistance de contact R_c a été observée selon les directions cristallines. Cependant, pour les séries à faible densité, R_c révèle une dégradation du contact à basse température. Pour améliorer le contact, une structure en dentelle a été adoptée.

Les mesures I-V ont montré une saturation pour des températures T<80 K et à faible champ électrique $E\approx5V/cm$ même en l'absence de grille. Cette saturation serait liée à l'effet Gunn et à la dispersion par alliage.

L'étude du bruit a montré une irrégularité de son évolution en fonction de la température. Les différentes contributions (bruit thermique, bruit G-R et bruit en 1/f) ont été étudiées. L'évolution du bruit G-R en température a mis en évidence la présence de certains niveaux pièges avec des énergies d'activation comprises entre 33 meV et 318 meV. Quant au bruit en 1/f, son spectre a été ajusté par la formule empirique de Hooge (α /Nf⁴). Les ordres de grandeur des deux paramètres α de Hooge et γ ($\alpha \approx 5.10^{-4}$ et $\gamma \approx 1$) confirment le caractère en 1/f. Une linéarité entre Log(α) v.s Log(μ) avec une pente 1,7 (≈ 2) nous a permis d'adopter le modèle $\Delta\mu$ avec une domination de la dispersion par phonons et une faible contribution par impuretés.

Mots clés : AlGaAs/GaAs, gaz 2D, énergie d'activation, bruit basse fréquence, basse température, saturation, transport électrique.

<u>Abstract</u>

The work of this memory concerns the study of the properties of electric transport in a twodimensional electrons gas in heterostructures in AlGaAs/GaAs and the characterization by the noise and this, in polarization and temperature. The study showed the good quality of the studied heterostructures (strong increase in the mobility μ which passes from 3800 cm²/V/s at 300 K to 1,84.10⁶ cm²/V/s at 4 K, and weak reduction of the sheet density which does not exceed 34 % for some cases). A homogeneity of the resistivity and contact resistance was observed according to crystal directions. However, for the series with weak sheet density, Rc reveals a degradation of the contact at low temperature. To improve the contact, a new structure was adopted.

I-V measurements showed a saturation for temperatures T<80 K even under a weak electric field ($E\approx5V/cm$) in the absence of grid. This saturation would be related to the Gunn effect and alloy scattering.

The study of the noise showed an irregularity of its evolution according to the temperature. The various contributions (thermal noise, G-R noise, and 1/f noise) were studied. The evolution of the G-R noise in temperature highlighted the presence of level traps with thermal activation energies ranging between 33 meV and 318 meV. The 1/f noise spectrum was adjusted by the empirical Hooge formula (α /Nf^{γ}). The orders of magnitude of the two parameters α Hooge and γ ($\alpha \approx 5.10^{-4}$ et $\gamma \approx 1$) confirm the character in 1/f. A linearity between Log(α) v.s Log(μ) with a slope 1,7 (≈ 2) enabled us to adopt the model $\Delta \mu$ with a domination of phonons scattering and a weak contribution of impurities.

Key-words : AlGaAs/GaAs, 2D gas, activation energy, low frequency noise, low temperature, saturation, electric transport.