



Transistor balistique quantique et HEMT bas-bruit pour la cryoélectronique inférieure à 4.2 K

E. Grémion

► To cite this version:

E. Grémion. Transistor balistique quantique et HEMT bas-bruit pour la cryoélectronique inférieure à 4.2 K. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT : . tel-00315433

HAL Id: tel-00315433

<https://theses.hal.science/tel-00315433>

Submitted on 28 Aug 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N ° d'ordre : 8960



THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique

École doctorale « Sciences et Technologies de l'Information
des Télécommunications et des Systèmes »

Présentée par : Emile Grémion

Transistor balistique quantique et HEMT bas-bruit pour la cryoélectronique inférieure à 4.2 K

Soutenue le 29 janvier 2008 devant le jury composé de:

Alain	Cappy	Rapporteur
Gabriel	Chardin	Examineur
Christian	Glattli	Examineur
Yong	Jin	Directeur de thèse
Claude	Pasquier	Président
Marc	Sanquer	Rapporteur

Remerciements

Ce travail est, à bien des égards, un travail collectif. C'est donc avec le plus grand plaisir que je m'apprête à rédiger ces quelques lignes pour remercier les différents acteurs qui ont participé, de près ou de loin, à l'obtention de ces quelques résultats.

En premier lieu, je remercie Jean-Yves Marzin, directeur du LPN, et Marcel Bensoussan, ancien directeur adjoint, remplacé depuis par Dominique Mailly, de m'avoir accueilli au *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures* (CNRS/UPR20). Les conditions de travail sont exceptionnelles, connues de tous et méritent une nouvelle fois d'être soulignées ici ; j'ai, en particulier, apprécié l'aide et la confiance que la direction m'a accordées pour prolonger ce travail de deux mois.

Je remercie Alain Cappy, Marc Sanquer, Gabriel Chardin, Christian Glattli et Claude Pasquier d'avoir accepté d'examiner ce travail avec minutie et esprit critique.

Je remercie vivement mon directeur de thèse, Yong Jin, et Gabriel Chardin (une nouvelle fois) de m'avoir proposé ce projet, financé par une bourse BDI CNRS-CEA. Yong Jin m'a formé aux techniques expérimentales. Étant manifestement un très mauvais expérimentateur à mes débuts, sa patience (sur le JEOL notamment) m'a rendu l'apprentissage aisé. Dire qu'il possède deux cultures, celle de ce petit pays au petit milliard d'habitants et celle du continent européen, est une évidence : si la première m'est plus secrète et par définition moins accessible, je reste admiratif devant sa grande ouverture et sa grande sensibilité envers la seconde. Sa gentillesse et sa disponibilité ont rendu le quotidien si facile en salle blanche, mais aussi en dehors à de nombreuses occasions.

Au cours de ce travail expérimental, j'ai pu bénéficier des moyens technologiques du LPN mais surtout du savoir-faire et de la disponibilité du personnel qui fait vivre ces équipements. Ce cadre de travail est évidemment une grande chance avec la contrepartie de l'exigence : une idée non testée est une idée que nous n'avons pas eue. Je remercie donc Ali Madouri, le grand « gourou » (il en faut un) du fonctionnement au quotidien de la salle blanche. Mes premières armes de nanofabrication l'ont été en lithographie optique, lors de mon passage chez NANOFLU : Nathalie Bardou, Christophe Dupuis et Jean-Claude Esnault m'ont formé à cet outil si éprouvé que l'on en oublie sa puissance. D'autres équipements rythment le quotidien de la nanofabrication ; je remercie Luc Le Gratiet (grand négociateur lors de l'achat du S800) pour sa formation sur les microscopes électroniques, Laurent Couraud et Laetitia Leroy pour les dépôts métalliques et la gestion de ces bâtis vitaux, Laurence Ferlazzo-Manin pour la formation et les explications subtiles du bâti RIE (et ICP...). Je remercie également Edmond Cambril dont les mails « Intervention JEOL » nous font toujours craindre le pire mais dont la lecture est fort heureusement souvent très rassurante. Je remercie enfin Christain Ulysse au travail plus transversal dans ces 1000 m²...

Au sein du groupe PHYNANO, sans faire offense aux anciens qui ont bâti notre cadre de travail, je retiendrai l'apport de la « jeunesse » initialement portée par Frédéric Pierre

et Romain Giraud qui ont insufflé un dynamisme différent dans le groupe. J'ai particulièrement apprécié la mise en place des réunions hebdomadaires, même s'il m'a été difficile de participer activement à ces « grandes conversations » scientifiques... elles ont constitué une ouverture certaine. Je leur souhaite d'avoir le même succès que leurs aînés, Dominique et Giancarlo. Ensuite, Abdelkarim Ouerghi est arrivé, apportant, outre sa spécificité technique, une couleur tunisienne bienvenue sur ce plateau si humide en automne. Au sein du groupe, il y a les épitaxieurs Antonnella Cavanna, Ulf Gennser, Bernard Etienne et Karim donc : j'ai l'occasion ici de les remercier pour l'effort très important qu'ils ont dû fournir pour maîtriser et déceler les vices de fabrication du nouveau bâti. Ulf n'a pas connu que des sueurs froides dans les chemins de traverse de Marcoussis... L'autre partie du groupe (Christophe David, Jean Christophe Girard et Zhao Wang), concentrée sur la physique des surfaces apporte des expériences nouvelles qui me font dire que ces électrons ont décidément un comportement bien curieux ; je remercie plus particulièrement Christophe David grâce qui j'ai pu accéder à quelques notions d'AFM. Je n'oublie pas non plus les anciens thésards du groupe : Joseph, qui allie à merveille jovialité et rigueur théorique ; Damien dont la fragilité des nanofils n'a d'égal que son flegme légendaire pour savoir les manipuler ; Christophe, d'un calme olympien face à son STM basse température ; Sanae et son « pot de thèse » merveilleux ; Tuong et ses calculs numériques.

Je remercie Yinxin Liang, nouveau post-doctorant du groupe, qui a fait un certain nombre de mesures en température présentées dans ce travail. Il en est de même pour David Niepce qui est resté environ deux mois. Enfin je remercie Ming-Cheng Cheng de l'université de Clarkson (USA) d'avoir commencé un travail de simulation sur les 2DEG lors de son séjour en France ; les discussions que nous avons menées et ses conseils ont été précieux...

J'ai beaucoup apprécié, lors de ma première année, la compagnie d'Elisa De Ranieri : les nombreux tests et essais en salle blanche ont finalement permis d'obtenir des QPC satisfaisants...

Je souhaite enfin tout le courage nécessaire aux nouveaux thésards du groupe. Cécile, qui s'investit avec panache dans la techno et qui apporte une bonne humeur très appréciée d'un lunatique dans mon genre. Carles, qui fait partie de ces étudiants qui ne se laisse pas rebuter par la difficulté, mais qui laissent au contraire entrevoir les possibilités de notre génération. Edgar, le mexicain... tout est dit ou presque.

Je remercie aussi vivement l'équipe CMO de l'IEF (Arnaud, Jérôme, Philippe, Hugues, Sylvie...) qui m'a embrigadé dans l'organisation des JNRDM-VIII et qui m'a conseillé de participer au GDR nanoélectronique. Ils sont de l'autre côté de la barrière avec des simulations Monte-Carlo qui me laissent toujours un brin rêveur et, assurément, admiratif...

L'accueil au sein d'EDELWEISS a été une ouverture formidable, même si je me suis progressivement éloigné de l'expérience. Gabriel Chardin m'a toujours fait confiance et m'a donné de nombreuses occasions de m'ouvrir à cette communauté étonnante de la physique des détecteurs, à travers, notamment, le réseau européen *Network Cryodetectors*. Il en a été de même pour Gilles Gerbier qui a repris depuis la gestion d'EDELWEISS II. Enfin, parmi cette grande famille, je réserve une place particulière à Michel Fesquet toujours enthousiaste, motivé et motivant avec qui j'ai réalisé, entre autres, mes premières soudures!! Je garderai de bons souvenirs de Xavier-François Navick et de ces longues discussions milanaïses. Je ne peux omettre de mentionner également l'équipe du CSNSM au sein de laquelle figurent Alexandre Juillard, Stefanos Marnieros, Alex Broniatowski, Xavier Defay et leur magnifique manip d'électrodes interdigitées... Enfin, je garderai de très bons souvenirs des quelques réunions auxquelles j'ai participé : l'ambiance est vive, les

discussions précises, l'enthousiasme toujours présent...

Je remercie également l'équipe du CRTBT qui m'a accueilli une petite semaine à Grenoble, afin d'avoir un aperçu de l'électronique de multiplexage utilisée dans le projet DCMB. Il s'agit d'Alain Benoît, Philippe Camus, Christian Hoffmann, Thomas Durand et Stephen Yates qui m'a donné un sérieux coup de pouce lors de son passage au LPN pour la prise en main de Labview. Et puis, surtout, nous avons pu faire des échantillons qui marchent... quelle satisfaction d'avoir pu apporter une petite pierre à l'édifice !

Ensuite il y a le quotidien, beaucoup plus personnel mais non moins important. Mes compagnons de bureau successifs : Anthony Martinez et son facteur de Henry, Tuong (« Mais que fais-tu en finance ? ») et Gwendal Fève dont j'ai pu apprécier la bonne humeur et entrevoir la précision apportée dans son travail. Et comment oublier nos quatre secrétaires que sont Alexandra, partie depuis vers de nouveaux horizons, Dorothée, Marina et Mélissa !! Les footex, que j'ai abandonnés depuis plusieurs mois... Les paris pour l'Euro sont lancés : finale France-Allemagne (2-0) : but de Benzema à la 22^{ème} et de Nasri à la 79^{ème}. Puisque je vous dis qu'une partie de la jeunesse sait prendre la relève... Je remercie également le personnel de la cantine Sodhexo qui a largement contribué à rendre ces trois années agréables avec de très bons cuisiniers en coulisse et un personnel d'enfer à l'accueil. C'est l'un des très bons moments de la journée, pour ceux qui ne partent pas courir dans la forêt... Et enfin, le service info d'une très grande disponibilité.

La famille et les amis ont beaucoup compté au cours de ces derniers mois : mes parents, bien sûr, qui m'ont tant appris, ma sœur, la Berlinoise, en qui je crois énormément. Et surtout, merci à Julie qui a dû supporter un personnage bien curieux par moments. Je conclurai avec un petit mot pour Paul qui a presque 9 mois ; il ne m'a pas suggéré d'idées géniales mais il a su me remettre les pieds sur terre : c'est l'essentiel...



Laboratoire de Photonique
et de Nanostructures



« On a battu du terrain en vain, si on ne rentre pas dans la ruche chargée de cire. On a fait bien des amas de cire inutile, si on ne sait pas en former les rayons. »

Denis Diderot, *Interprétation de la nature* IX, Paris 1754

Table des matières

Introduction	1
Constantes et symboles	3
I Présentation générale	7
I.1 De nouveaux besoins	7
I.1.1 La cryoélectronique	7
I.1.1.1 Problématique	7
I.1.1.2 EDELWEISS	8
I.1.1.3 DCMB	10
I.1.2 La nanoélectronique	11
I.2 Une brique de base : le gaz d'électrons bidimensionnel	13
I.2.1 Historique	13
I.2.2 Description	13
I.2.3 Propriétés	15
I.2.4 Éléments de théorie, diagramme de bandes	16
I.3 Propriétés électroniques : transport classique - transport quantique	18
I.3.1 Modèle de Drude	18
I.3.2 Transport semi-classique	18
I.3.3 Physique mésoscopique	20
I.3.3.1 Longueurs caractéristiques	20
I.3.3.2 Formalisme de Landauer-Büttiker	21
I.3.3.3 Quantification de la conductance	23
I.4 Conclusion	27
II Fabrication des échantillons	29
II.1 Propriétés des couches utilisées	29
II.2 Réalisation des échantillons	31
II.2.1 Lithographie électronique	31
II.2.2 RIE	31

II.2.3	Protocole de fabrication	32
II.2.3.1	Étape 1 : marques d'alignement	32
II.2.3.2	Étape 2 : méso	32
II.2.3.3	Étape 3 : contacts ohmiques	33
II.2.3.4	Étape 4 : grilles	34
II.2.3.5	Étapes 5 et 6 : protection, connexion	38
III	Transistor à contact ponctuel quantique : 1D-QBFET	41
III.1	Résultats expérimentaux	41
III.1.1	Fabrication	41
III.1.2	Quantification de la conductance	42
III.1.3	1D-QBFET	43
III.1.3.1	$I_{DS}(V_{GS}) - g_m$	43
III.1.3.2	$I_{DS}(V_{DS}) - g_d$	45
III.1.3.3	Gain en tension > 1	48
III.1.3.4	Conclusion intermédiaire	49
III.2	Modélisation	50
III.2.1	Expression théorique du courant	51
III.2.1.1	Expression de la transmission	51
III.2.1.2	Expression du courant	51
III.2.2	Variation de V_{DS} à température constante	53
III.2.2.1	Evaluation de $E_{n+1} - E_n$	53
III.2.2.2	Evaluation de $\hbar\omega_x$	54
III.2.2.3	Synthèse : $E_1(V_{DS}, V_{GS})$	58
III.2.3	Variation de la température à V_{DS} constant	64
III.2.3.1	Quelques formules analytiques	64
III.2.3.2	Résultats expérimentaux	66
III.2.3.3	Conclusion	68
III.2.4	Pour aller plus loin	68
III.2.4.1	DIBL et couplage non-linéaire	68
III.2.4.2	Courant quantique	69
III.2.4.3	Calculs électrostatiques	71
III.2.4.4	Une description plus fine	75
III.2.5	Limites du 1D-QBFET	78
III.2.5.1	Limites théoriques	78
III.2.5.2	Bruit basse fréquence	78
III.2.5.3	Limites technologiques	79

III.3 QPC réalisé par LAO-AFM	80
III.3.1 Fabrication	80
III.3.2 Caractéristiques électriques	82
III.3.3 1D-QBFET ?	82
III.4 Régime de forte polarisation	84
III.5 Application des QPC : DCMB et multiplexage	87
III.5.1 Principe	88
III.5.1.1 Multiplexage	88
III.5.1.2 Sources de bruit	89
III.5.2 Cahier des charges	90
III.5.3 Réalisation des échantillons	90
III.5.4 Résultats	91
III.5.5 Conclusion	92
III.6 Conclusion et perspectives	95
IV HEMT cryogéniques bas-bruit	97
IV.1 Introduction	98
IV.1.1 Invention du HEMT	98
IV.1.2 Les différents bruits électroniques	99
IV.1.2.1 Bruit de grenaille	99
IV.1.2.2 Bruit G-R	99
IV.1.2.3 Bruit $1/f$	99
IV.1.2.4 Bruit Thermique	100
IV.2 Mesures de C_{GS}	101
IV.2.1 Définition de C_{GS} et C_{GD}	101
IV.2.2 Mesures avec un impédance-mètre	102
IV.2.3 Mesures « directes »	104
IV.2.3.1 Montage	104
IV.2.3.2 Approximations	106
IV.2.3.3 Résultats	106
IV.2.4 Conclusion	109
IV.3 Mesures DC à 4.2 K	112
IV.3.1 Montage expérimental	112
IV.3.2 Résistance d'accès et performances intrinsèques	113
IV.3.2.1 Résistance d'accès	113
IV.3.2.2 Performances intrinsèques	114
IV.3.3 Tension de seuil	116

IV.3.3.1 Définitions	116
IV.3.3.2 Mesures	117
IV.3.3.3 Polarisation lors du refroidissement	119
IV.3.3.4 Conclusion	121
IV.3.4 Transconductance	122
IV.3.4.1 Reproductibilité et résistances d'accès	122
IV.3.4.2 Évolution avec W_G et L_G	122
IV.3.4.3 Conductance de sortie	123
IV.3.4.4 Gain extrinsèque	124
IV.3.5 Mesures à 77 K	127
IV.3.6 Modélisation	127
IV.3.6.1 Transport diffusif	127
IV.3.6.2 Transport balistique	130
IV.3.6.3 Conclusion	132
IV.4 Mesures de bruit	133
IV.4.1 Montage et protocole	133
IV.4.2 Bruit en tension de la couche 05N011	134
IV.4.2.1 Contacts	134
IV.4.2.2 Résultats	134
IV.4.3 Bruit en tension de la couche U102	137
IV.4.3.1 Évolution avec V_{GS}	137
IV.4.3.2 Évolution avec V_{DS}	139
IV.4.3.3 Évolution avec I_{DS} et performances	141
IV.4.3.4 Influence des contacts	142
IV.4.3.5 Variation de $e_{n,in}^2(I_{DS}/g_m^2)$	144
IV.4.3.6 Évolution avec C_{GS} et la température	145
IV.4.3.7 Origine du bruit	146
IV.4.3.8 Bruit en courant	147
IV.5 Conclusion	148
V Préamplificateur de charge	149
V.1 Fonctionnement	149
V.2 Mise en équation	151
V.2.1 Sans Shaper	151
V.2.1.1 Signal utile	151
V.2.1.2 Hypothèses et simplifications	151
V.2.1.3 Sources de bruit	152

V.2.2 Avec Shaper	153
V.2.2.1 Approximations	153
V.2.2.2 Signal principal	153
V.2.2.3 ENC et FWHM	154
V.3 Évaluation des performances	156
V.3.1 JFET	156
V.3.2 HEMT	157
V.3.2.1 Approximations et modèles	157
V.3.2.2 Résultats	157
V.4 Conclusion	158
Conclusion et perspectives	161
A 2DEG : utilitaire	165
B Calcul de la conductance en seconde quantification (cas 1D)	167
C Transport balistique intrinsèque selon K. Natori	171
D Shaper	173
E Source équivalente de bruit	175
F Courbes complémentaires	177
Publications et conférences	181
Références bibliographiques	195

Introduction

L'un des ressorts majeurs de la science repose sur la mesure : en améliorer la précision ouvre de nouveaux champs d'investigations et remet parfois en cause les lois de la nature telles qu'elles étaient construites jusqu'alors. Le début de l'électronique a été à la source de progrès considérables. La mise en série d'amplificateurs à tube a permis d'observer des signaux si petits que l'humanité était de nouveau autorisée à croire en ce rêve ultime, celui d'« entendre l'herbe pousser »¹ : alors que le microscope optique était limité par la longueur d'onde, l'amplificateur à tube restait encore exempté de tout cadre théorique définissant ses performances. Mais Schottky a formulé en 1918 [154] une première limite physique à l'observation de *l'infiniment petit* : le bruit de grenaille. Depuis, la physique quantique a offert des dispositifs qui s'en affranchissent, mais qui restent limités par un bruit plus fondamental, le bruit quantique [208].

Ce travail s'inscrit donc au sein de cette grande problématique des amplificateurs cryogéniques bas-bruit placés au plus prêt du signal à mesurer (amplifier). Notre objectif est d'étudier expérimentalement les possibilités offertes par les gaz d'électrons bidimensionnels (2DEG) pour réaliser un transistor efficace avec un gain important et un faible bruit équivalent en entrée. Nous nous sommes concentrés sur l'examen de deux composants : le contact ponctuel quantique (ou Quantum Point Contact (QPC), en anglais) et le transistor à haute mobilité électronique (ou High Electron Mobility Transistor (HEMT), en anglais). Ce manuscrit présente, en cinq chapitres, les principaux résultats obtenus :

- Dans le **chapitre I**, nous rappellerons la nécessité de développer une électronique performante à basse température (cryoélectronique) pour améliorer la résolution des expériences d'astrophysique ou de physique des particules. Ayant fabriqué des dispositifs balistiques et quantiques, nous aborderons également quelques-uns des enjeux qui guident la nanoélectronique émergente pour apporter un éclairage expérimental instructif à propos de ces nouvelles problématiques. Nous présenterons enfin les principales propriétés des 2DEG et leur grand intérêt en physique mésoscopique, renvoyant le lecteur à des ouvrages de référence plus complets sur ces deux disciplines.
- Dans le **chapitre II**, nous décrirons brièvement les procédés technologiques standard mis en œuvre au cours de ce travail.
- Nous détaillerons, dans le **chapitre III**, les résultats des composants basés sur la quantification de la conductance, les QPC. La majeure partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude d'un transistor balistique quantique, étude qui a été l'occasion non seulement d'illustrer quelques-unes des problématiques de la nanoélectronique émergente, mais aussi d'aborder des questions complexes liées à la réponse du 2DEG au champ électrique (écranage). Nous décrirons, enfin, les échantillons que nous avons fabriqués dans le cadre d'une collaboration nationale sur le développement de matrices de bolomètres pour l'observation du fond diffus micro-onde (collabora-

¹ « der Traum vom "Gras wachsen hören" stellte sich wieder einmal recht greifbar der Menschheit dar », W. Schottky [154].

tion DCMB²) : nous verrons que les QPC sont des interrupteurs idéaux en raison, essentiellement, de leur faible capacité C_{GS} .

- Le **chapitre IV** est consacré à l'étude des HEMT. L'objectif est de proposer un amplificateur bas-bruit fonctionnant à 4.2 K. Les performances de cette technologie à haute fréquence sont connues. Nous nous sommes essentiellement focalisés sur la réduction du bruit $1/f$. Contrairement aux principaux résultats précédemment obtenus [191, 197], qui s'appuyaient sur des couches pseudomorphiques de faible mobilité ($\sim 10^4 \text{cm}^2/\text{V/s}$ à 4.2 K), nous avons fabriqué des HEMT à partir de 2DEG de haute mobilité électronique épitaxiés au laboratoire
- Nous décrirons, au **chapitre V**, l'une des applications possibles des HEMT potentiellement adaptés aux préamplificateurs de charge utilisés dans l'expérience EDELWEISS. Pour mieux saisir l'influence des différents paramètres intervenant dans ces architectures électroniques, nous avons détaillé les calculs qui permettent d'aboutir à des formules analytiques simples. Nous comparerons, en particulier, les performances de l'amplificateur de charge utilisant un JFET à 100 K en entrée (électronique actuelle) avec celles qui seraient obtenues avec un HEMT placé à 4.2 K.

²Développement Concerté de Matrices de Bolomètres.

Constantes et symboles

Symbole	Description	Valeur/Unité
A	Gain du préamplificateur de charge incluant le gain du HEMT et de l'électronique de contre-réaction	
A_v	Gain en tension composite	
C_{GD}	Capacité Grille-Drain	F
C_{GS}	Capacité Grille-Source	F
d	Distance surface/2DEG	m
DIBL	Drain Induced Barrier Lowering	
DLTS	Deep Level Transient Spectroscopy	
e (ou q)	Charge électrique	1.602×10^{-19} C
E_F	Niveau de Fermi	J
$e_{n,in}$	Bruit équivalent en entrée	$V.Hz^{-1/2}$
$e_{n,out}$	Bruit en sortie	$V.Hz^{-1/2}$
ENC	Equivalent Noise Charge	C
$ENC(f)$	ENC à la fréquence f ($\Delta f = 1$ Hz)	$C.Hz^{-1/2}$
f_c	Fréquence de coupure	Hz
$FWHM$	Full Width at Half Maximum	eV
g_{1D}	Densité 1D	m^{-1}
g_{2D}	Densité 2D	m^{-2}
g_{3D}	Densité 3D	m^{-3}
G_0	Gain intrinsèque	
G_{ext}	Gain extrinsèque ($R_L = 1$ k Ω)	
$G_{ext,int}$	Gain extrinsèque calculé à partir des performances intrinsèques	
$G_{EG\&G-5004}$	Gain de l'amplificateur EG&G-5004	
g_d	Conductance de sortie	Ω^{-1} ou S
g_{di}	Conductance de sortie intrinsèque	Ω^{-1} ou S

Symbole	Description	Valeur/Unité
g_m	Transconductance	Ω^{-1} ou S
g'_m	Transconductance, autre définition	Ω^{-1} ou S
g_{mi}	Transconductance intrinsèque	Ω^{-1} ou S
g_s	Dégénérescence de spin	
h	Constante de Planck	$6.6260755 \times 10^{-34} \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-1}$
$\hbar$	Constante de Planck réduite	$\frac{h}{2\pi} \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-1}$
$H_{s,n}(p)$	Fonction de transfert du shaper d'ordre n	
I_{DS}	Courant électrique drain-source	A
I_{GS}	Courant électrique grille-source	A
I_{JEOl}	Courant du masqueur électronique lors de l'insolation	A
k_B	Constante de Boltzmann	$1.380658 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$
L_e	Longueur électrique induite dans le 2DEG	m
l_e	Libre parcours moyen	m
L_G	Longueur de la grille (HEMT)	m
l_{in}	Libre parcours moyen inélastique	m
l_ϕ	Longueur de cohérence de phase	m
m_0	Masse de l'électron	$9.1093897 \times 10^{-31} \text{ kg}$
m^*	Masse effective	$0.067 m_0$ (GaAs)
MEB	Microscope électronique à balayage	
n	Numéro de la sous-bande 1D ou du canal de transmission ($n \in \mathbb{N}^*$)	
N	Nombre d'électrons sous la grille	
N	Nombre de canaux (ou modes) de conduction dans un canal 1D	
N_A	Densité d'accepteurs	m^{-3}
N_D	Densité de donneurs	m^{-3}
n_s	Densité du 2DEG	m^{-2}
q (ou e)	Charge électrique	$1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$
R_L	Résistance de charge (Amplificateur source commune)	1 k Ω
QPC	Quantum Point Contact Contact Ponctuel Quantique (CPQ) en français	
1D-QBFET	Unidimensional Quantum Ballistic Field Effect Transistor	

Symbole	Description	Valeur/Unité
$R_{\square}$	Résistance par carré	$\Omega/\text{carré}$
S	Surface de la grille ($W_G \times L_G$)	m^2
T	Température	K
T	Probabilité de transmission	
V_{ds}	Tension de polarisation intrinsèque	V
V_{DS}	Tension de polarisation drain-source	V
$V_{\text{DS,sat}}$	Tension V_{DS} séparant la zone ohmique de la zone de saturation	V
V_{GS}	Tension de polarisation grille-source	V
V_{Gs}	Tension de polarisation intrinsèque	V
V_{pol}	Tension appliquée sur la grille lors de la descente en température (HEMT et QPC)	V
v_{F}	Vitesse de Fermi	m.s^{-1}
W_{e}	Largeur électrique induite dans le 2DEG	m
W_{G}	Largeur de la grille (HEMT) ou espacement entre les grilles d'un QPC	m
α_{B}	Rayon de Bohr : $4\pi\epsilon\hbar^2/(m^*e^2)$	10 nm (GaAs)
α_{H}	Paramètre de Hooge	s
$\mathcal{E}$	Champ électrique	V/m
$\mathcal{E}_{\text{int},i}$	Champ électrique à l'interface du semiconducteur i	V/m
ϵ_0	Permittivité électrique du vide	$8.85419 \times 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$
$\epsilon_{\text{r,GaAs}}$	Permittivité électrique relative de GaAs	12.9
Θ	Échelon d'Heaviside	
λ_{F}	Longueur d'onde de Fermi	m
μ, μ_{e}	Mobilité	$\text{m}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$
μ_{S}	Potentiel électrochimique de la source	J
μ_{D}	Potentiel électrochimique du drain	J
τ_{S}	Constante de temps du shaper	s
ω_{c}	Pulsation de coupure	rad.s^{-1}
ω_{S}	Pulsation du shaper	rad.s^{-1}

Chapitre I

Présentation générale

I.1 De nouveaux besoins

I.1.1 La cryoélectronique

I.1.1.1 Problématique

Cryodétecteurs Le vingtième siècle a apporté la mécanique quantique, le modèle standard. Les expériences furent nombreuses pour sonder les nouvelles lois de cette nouvelle physique, à la fois surprenante et redoutablement prédictive (jusqu'à présent). Les expériences aux très basses températures ont joué progressivement un rôle prépondérant dans ces avancées, soit pour observer des phénomènes se manifestant uniquement dans ces conditions extrêmes (supraconductivité), soit pour s'affranchir des fluctuations thermiques et améliorer ainsi la précision des mesures. C'est ainsi que les cryodétecteurs sont devenus un standard dans de nombreux champs de la physique.

Cryoélectronique Les stratégies à mettre en œuvre pour observer plus finement la matière, un rayonnement, sont diverses et le plus souvent propres à chaque expérience (nouveaux matériaux, mesures spatiales...). Parmi elles, la cryoélectronique < 4.2 K tend à jouer un rôle de plus en plus déterminant. Une telle électronique permet en effet d'augmenter la résolution du système global (bruit de l'électronique plus faible, amplification proche du détecteur, faible capacité de liaison détecteur/amplificateur...) mais aussi de simplifier des architectures matricielles en plein développement depuis une dizaine d'années [220]. La cryoélectronique est loin d'être une discipline nouvelle comme l'atteste, par exemple, la conception du satellite Herschel, sur le point d'être lancé (en 2008). Il embarque à son bord un observatoire du rayonnement infrarouge et submillimétrique de l'Univers ; l'une des nouveautés réside dans la fabrication d'une caméra de bolomètres refroidis à une température < 300 mK, multiplexée par une électronique basse température (instrument PACS). La cryogénie a donc permis d'améliorer considérablement notre compréhension de l'univers ; pour aller plus loin, les détecteurs ne pourront pas faire l'économie d'une cryoélectronique performante.

I.1.1.2 EDELWEISS

EDELWEISS ¹ fait partie de ces programmes soucieux d'anticiper les éventuelles avancées de la cryoélectronique. Une collaboration s'est instaurée entre le LPN et EDELWEISS pour étudier les possibilités d'intégrer un HEMT comme transistor d'entrée d'un amplificateur de charge. Nous y reviendrons en détail au chapitre V.

Ces quelques lignes n'ont d'autre but que de donner au lecteur quelques repères très simples sur l'une des grandes questions de la physique fondamentale actuelle : « la masse manquante de l'univers ». Nous définirons également les spécificités des détecteurs utilisés, avant de revenir, dans le chapitre V, plus en profondeur sur l'intérêt que constituerait une cryoélectronique bas bruit. Le lecteur novice pourra trouver de nombreuses références de vulgarisation [8, 9, 10] sur le sujet. Les détails, tant sur les enjeux théoriques d'EDELWEISS que sur les choix et les résultats de l'expérience [5, 6], sont accessibles dans les thèses d'anciens doctorants [3, 7] disponibles sur le site internet de l'expérience [8].

La masse manquante de l'univers En 1933, Fritz Zwicky [1] observe la vitesse de rotation de sept galaxies dans l'amas de Coma. Selon la mécanique de Newton, il en déduit une masse de l'amas qui est ~ 100 fois supérieure à la masse calculée à partir d'observations directes (rayonnements). L'énigme de la matière noire est posée. Les conclusions de Zwicky seront confirmées peu après en 1936 par des observations similaires [2], obtenues cette fois-ci dans l'amas de la Vierge. Cette question fut laissée de côté une quarantaine d'années pour ressurgir dans les années 1970 avec les observations de Vera Rubin qui mesura les vitesses de rotation des étoiles à la périphérie de la galaxie d'Andromède. Là encore, les vitesses étaient trop élevées, compte tenu de la répartition des masses visibles.

A ces premières observations de la dynamique céleste est venu s'ajouter un deuxième argument de poids nécessitant l'introduction de cette matière noire. Le modèle cosmologique du Big-Bang, confirmé par de nombreuses expériences, prédit la densité actuelle de l'univers ($\sim 10^{-29} \text{g.cm}^{-3}$). Or la somme de l'ensemble des différentes contributions de matière ordinaire, c'est-à-dire composée de protons et de neutrons (appelée également matière baryonique), ne permet pas d'atteindre la masse prédite par le modèle cosmologique actuel. Notons, par exemple, les résultats des expériences EROS ², MACHO ³ et AGAPE ⁴, débutées respectivement en 1990, 1992 et 1994, qui se sont attachées à chercher cette masse manquante en observant indirectement (lentilles gravitationnelles) la quantité de MACHO³ dans deux galaxies, Le Grand Nuage de Magellan (EROS et MACHO) et Andromède (AGAPE). Peu d'effets de lentille gravitationnelle ont été observés, rendant improbable l'explication de la masse noire de l'univers par la prise en compte de l'ensemble des objets ordinaires (gaz, naines blanches...).

Cette masse « manquante » est donc « naturellement » qualifiée de noire et serait non-baryonique et froide, en raison de la répartition actuelle des galaxies.

¹Expérience pour Détecter Les Wimps En SIte Souterrain.

²Expérience pour la Recherche d'Objets Sombres.

³Massive Astronomical Compact Halo Objects. Ce terme générique comprend une population assez disparate d'objets massifs et émettant un rayonnement très faible (naine blanche, naine brune, planètes...).

⁴Andromeda Galaxy Amplified Pixel Experiment.

Les WIMP A moins de remettre en cause les lois de Newton et le modèle standard ⁵, ces résultats ont amené progressivement une partie de la communauté des physiciens à chercher une particule massive et interagissant peu avec la matière. Ces nouvelles hypothétiques particules sont regroupées sous le terme générique WIMP ⁶ et s'inscrivent aujourd'hui dans le cadre théorique de la supersymétrie, une extension du modèle standard. C'est la stratégie suivie par l'expérience EDELWEISS, commencée en 1994 [8].

Le blindage Les taux d'interaction prédits par les théories supersymétriques sont très faibles. Pour détecter les WIMP, il faut donc s'affranchir des rayons cosmiques très énergétiques (muons) et de la radioactivité naturelle de la roche (fission de l'uranium et du thorium). Un blindage extrêmement sévère est par conséquent indispensable. C'est la raison pour laquelle l'expérience se déroule dans le Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) installé dans le tunnel du Fréjus (73). Les 1700 mètres de roche naturelle réduisent d'un facteur 10^6 le taux de muons à une valeur proche de 4 muons/m²/jour. À ce blindage naturel, s'ajoute un blindage complexe [7] qui permet de réduire le taux de gammas et neutrons, très élevé dans le laboratoire. Pour simplifier, trois couches principales ont été installées :

- 30 cm de paraffine réduisent d'un facteur 100 le taux de neutrons (radioactivité de la roche) et diminuent la vitesse des dits neutrons.
- 15 cm de plomb réduisent efficacement le taux de gamma
- un dernier blindage de cuivre stoppe les X émis dans le plomb

Principe de détection Pour mesurer l'énergie incidente d'une particule, nous pouvons mesurer l'élévation de température créée dans un détecteur, suite à une interaction de la particule incidente (bolomètre). C'est ce choix qui a été fait pour EDELWEISS : un bolomètre de germanium massif est placé à 17 mK. Cependant, même avec le blindage évoqué ci-dessus, il reste un taux trop important de particules par rapport aux flux attendus de WIMP. Il est donc nécessaire de discriminer les particules recherchées des particules connues. Pour ce faire, EDELWEISS mesure également la charge créée lors d'une interaction. Le rapport ionisation/chaleur dépend du type d'interaction et donc du type de particules incidentes. Il est ainsi possible de discriminer les interactions gamma d'un côté (création essentiellement de paires électron-trou) des WIMP et des neutrons de l'autre (ionisation et chaleur).

Il n'est donc pas possible de distinguer individuellement un neutron d'un WIMP. Compte tenu du très faible taux d'interactions attendu (moins d'un événement par an et par kg de détecteur), il est primordial, outre le blindage évoqué, d'avoir une masse de détecteur importante pour observer un biais mesurable par rapport au flux de neutrons connu et toujours présent. EDELWEISS II, actuellement en cours, en constitue une des premières étapes.

Améliorer la résolution : cryoélectronique En réalité, les difficultés sont nombreuses et complexes. Nous évoquons, par exemple, les événements de surface, à l'origine d'une collecte incomplète de la charge, qui induisent en erreur l'« observateur » qui peut interpréter

⁵Pour la physique moderne, cette possibilité semble très téméraire à l'heure actuelle, compte tenue du grand nombre d'observations et de la très grande robustesse de ces modèles à toutes les expériences menées jusqu'à présent.

⁶Weakly Interacting Massive Particles; ce terme signifiant « mauviettes » en français est à opposer au MACHO...

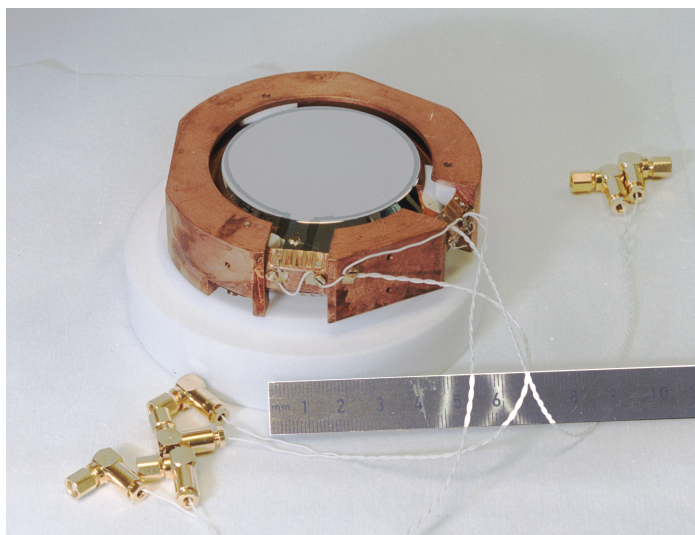


FIG. I.1: Photo d'un bolomètre germanium d'EDELWEISS.

à tort la mesure comme un recul nucléaire (neutron ou WIMP). Une solution basée sur la forme du front de montée du signal « ionisation » fut un temps évoquée pour localiser l'impact de la particule dans le bolomètre [4] ; une telle solution aurait nécessité une électronique haute fréquence bas-bruit ; dernièrement, une solution basée sur des électrodes interdigitées fut validée expérimentalement (A. Broniatowski, X. Defay et al. [220]) et semble beaucoup plus prometteuse pour EDELWEISS à l'avenir. Néanmoins, les modèles théoriques prédisent une section efficace de collision d'autant plus grande que l'énergie du WIMP incident est faible : le développement d'une électronique bas-bruit au plus proche du détecteur reste donc d'actualité pour mesurer des charges très faibles (voir chapitre V) et détecter les WIMP les moins énergétiques.

I.1.1.3 DCMB

Description Le fond diffus cosmologique (CMB, pour *Cosmic Microwave Background*) est un rayonnement millimétrique émis 380 000 ans après le Big Bang, découvert fortuitement par Penzias et Wilson en 1964, mais prévu par Gamow, Alpher et Herman dès 1948. Ce rayonnement est, aujourd'hui encore, la trace la plus ancienne de l'univers primordial et constitue une preuve directe de son état (dense et chaud). Malgré cette découverte majeure en 1964, une cartographie complète du rayonnement électromagnétique de corps noir n'a été réalisée que beaucoup plus tard (en 1990), avec le lancement du satellite COBE en novembre 1989 : il est alors apparu clairement que ce fond est globalement uniforme mais présente néanmoins quelques faibles anisotropies résiduelles. L'observation fine de ces très faibles variations du CMB pourrait apporter des informations capitales sur la formation de l'univers et affinerait les modèles cosmologiques existants.

Des expériences nombreuses Suite au lancement de COBE, de nombreuses expériences en vol (BOOMERanG, MAXIMA, ARCHEOPS⁷ [214, 219]...), au sol (DASI, CBI...) ou dans l'espace (WMAP) ont considérablement amélioré les premières mesures de COBE

⁷Les mesures d'ARCHEOPS ont été réalisées avec les instruments qui seront embarqués prochainement dans le satellite Planck qui devrait alors apporter une résolution jamais atteinte par les expériences antérieures.

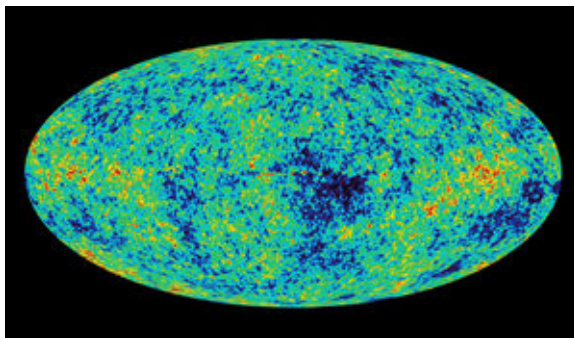


FIG. I.2: Fond diffus cosmologique mesuré par l'expérience WMAP (2003).

(figure I.2). De nombreux projets sont sur le point de fournir de nouveaux résultats (Planck); un grand nombre de programmes de R&D de par le monde s'attache également à développer des détecteurs plus performants [220] pour observer plus finement les variations du CMB, sa polarisation... Pour améliorer la résolution angulaire de ces observations millimétriques et augmenter la sensibilité des mesures en utilisant pleinement le champ focal des instruments existants, il faut augmenter le nombre de détecteurs⁸. Pour des raisons évidentes d'encombrement (chaque pixel ne peut avoir un amplificateur dédié) et de cryogénie (faible puissance de refroidissement aux températures d'observation, ~ 100 mK), il faut limiter le nombre de câbles : le multiplexage devient indispensable. En France, des laboratoires se sont regroupés pour développer des matrices de bolomètres au sein de la collaboration DCMB (Développement Concerté de Matrices de Bolomètres). Deux voies sont à l'étude au sein de la collaboration : une voie haute impédance avec des bolomètres $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ (isolant d'Anderson, transition Métal-Isolant) et une voie basse impédance avec des TES⁹ NbSi (transition supraconducteur-métal.). Le LPN est impliqué dans la voie haute impédance pour réaliser les interrupteurs du multiplexage [215]; nous présenterons au chapitre III la technologie et les choix retenus qui ont permis d'obtenir les meilleurs résultats à ce jour [216, 217, 218].

I.1.2 La nanoélectronique

La loi de Moore La révolution informatique de la deuxième moitié du vingtième siècle s'est appuyée sur différentes avancées scientifiques désormais légendaires, telles la réalisation du premier transistor semi-conducteur en 1947 (John Bardeen, William Shockley et Walter Brattain) et du premier circuit intégré (Jack Kilby) en 1959. Des efforts considérables dans la modélisation et la fabrication des puces ont permis d'améliorer, de manière continue, les performances des ordinateurs suivant les deux lois de Moore [221] : la taille du transistor mis sur le marché est divisée par deux tout les 3 ans, le nombre de transistors par puce est doublé tous les 18 mois. Ce mouvement s'est accéléré au milieu des années 1990, si bien que concepteurs et physiciens se penchent désormais sur la fin probable de cette fulgurante « marche en avant ».

Le besoin est donc grandissant d'étudier la physique des transistors ultra-courts où la physique quantique va jouer progressivement un rôle croissant. Il est donc aujourd'hui d'un intérêt à la fois économique et académique d'étudier précisément, par la simulation et l'expérience, le transport des électrons dans ces dispositifs ultimes. Dans quelle mesure

⁸Notons, par exemple, que Planck est actuellement limité par le bruit de photon.

⁹Transition Edge Sensors.

pourra-t-on domestiquer le transport balistique dans ces nouveaux transistors ? La physique quantique ($L_G < 10$ nm) sera-t-elle un frein au développement d'une nouvelle génération de chips ou, au contraire, les espoirs placés en elle déboucheront-ils sur un transistor nouveau, au fonctionnement révolutionnaire, à l'image de ce qu'a permis la magnétorésistance géante dans le stockage des données ?

Des difficultés nouvelles Les « lois d'échelle » imposent progressivement des défis technologiques considérables pour garder un fonctionnement satisfaisant du MOSFET. Les obstacles technologiques sont de plus en plus complexes à surmonter (résolution de la lithographie optique, alignement, fluctuation du dopage, dissipation thermique...). A ces difficultés de « faire toujours plus petit » s'ajoute l'apparition de phénomènes physiques nouveaux [132], appelés « effet de canaux courts » ou « ultra-courts ». Ils viennent essentiellement de la nécessité, malgré la réduction des dimensions, de maintenir des tensions de polarisation élevées pour éviter de trop fortes dispersions. Citons notamment :

- *Le courant tunnel* : les lois d'échelle imposent de diminuer l'épaisseur d'oxyde dans les mêmes proportions que la longueur de grille pour garder une capacité de contrôle suffisante ; or, pour des épaisseurs de quelques nm, le courant tunnel n'est plus acceptable.
- *La diminution de la tension de seuil* : pour des longueurs de grilles de quelques dizaines de nm, la pénétration des zones de charge d'espaces (ZCE) sous la grille ne peut plus être négligée ; la tension d'inversion diminue...
- *Le percement volumique* : l'augmentation croissante de la ZCE par rapport à L_G a également pour effet de rendre dépendant la barrière de potentiel induite dans le canal (par V_{GS}) et le champ électrique longitudinal : l'augmentation de la tension V_{DS} a pour effet d'abaisser la barrière de potentiel induite sous la grille et de favoriser un courant en mode bloqué. Ce phénomène s'appelle DIBL (Drain Induced Barrier Lowering) ; il est notamment responsable, dans les MOS ultra-courts, d'une augmentation du courant I_{DS-off} dans des proportions souvent trop importantes selon l'ITRS [221].
- *Transport balistique* : les électrons subissent de moins en moins d'interactions dans le canal ce qui remet en cause l'approche dite de « mobilité ».
- *Transport quantique* : la longueur d'onde des électrons va devenir comparable à L_G d'ici moins de 10 ans ; l'aspect ondulatoire de l'électron devra être pris en compte pour décrire le transport.

De nouvelles solutions « traditionnelles » Jusqu'à ce jour, l'industrie du semi-conducteur a toujours trouvé un intérêt majeur à continuer d'augmenter la fréquence d'horloge et donc de diminuer la longueur de grille. En ce qui concerne les limites intrinsèques du MOS (effets de canaux courts ou ultra-courts précédemment évoqués), il est vraisemblable que les efforts gigantesques entrepris jusqu'à présent seront poursuivis quelques années encore pour préserver les performances du transistor, au prix de stratégies toujours plus complexes. Citons, parmi elles, les structures multi-grilles [134, 135], qui permettent de limiter le percement volumique, les oxydes à haute permittivité électrique, qui réduisent les courants de fuite en maintenant une capacité de contrôle suffisante.

De nouvelles solutions révolutionnaires Des solutions beaucoup plus ambitieuses, portées en partie par l'électronique moléculaire, proposent d'assembler des molécules pour réussir à maîtriser la fabrication de transistors de quelques nanomètres. Les nanotubes de carbone font l'objet d'un engouement particulier en raison des propriétés de transport remarquables (confinement électronique, conduction des trous et des électrons, transport

balistique...). Ainsi, dès 1998, de premières publications [125, 126] laissaient entrevoir la possibilité de réaliser un transistor moléculaire avec ces matériaux (CNTFETs ¹⁰) en augmentant le gain, ce qui fut fait quelques années plus tard [127] (inverseur à nanotubes intégrés).

Malgré les nombreux succès qui ont suivi (maîtrise des contacts Schottky métal-nanotube, premières réalisations d'autoassemblage), le chemin semble pour le moins incertain pour envisager une électronique moléculaire se substituant à 60 années d'une technologie largement éprouvée, technologie elle-même déjà miraculeuse à bien des égards. Néanmoins, ces études restent importantes, parce qu'elles permettent de sonder des régimes de transports nouveaux qui apparaîtront dans les futures générations de MOS. La *physique mésoscopique*, avec des matériaux et des conditions de mesures différentes, maîtrise depuis plusieurs années le transport balistique et quantique. L'objectif du chapitre III est de profiter de ces avancées pour illustrer expérimentalement quelques problématiques majeures inhérentes à la nanoélectronique émergente.

I.2 Une brique de base : le gaz d'électrons bidimensionnel

Pour répondre à ces deux besoins distincts que sont la cryoélectronique (EDELWEISS, CMB...) et la nanoélectronique émergente, nous allons utiliser un matériau éprouvé depuis plusieurs années, le gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) obtenu par une hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$

I.2.1 Historique

En 1960, Anderson [12] avait envisagé la possibilité d'obtenir des couches électroniques confinées à l'interface de certains matériaux semiconducteurs. Un peu plus tard, en 1969, Esaki et al. [14] propose une structure dans laquelle les électrons seraient séparés des donneurs. Mais il a fallu attendre la fin des années 1970 pour qu'une telle structure soit expérimentalement réalisée [15] grâce à la maîtrise de l'épitaxie par jet moléculaire. Très rapidement, les 2DEG basés sur une hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ont offert de très fortes mobilités ouvrant la voie à une nouvelle filière hyperfréquence, la filière HEMT [138, 139]. Depuis, les HEMT ont connu des progrès continus, tant au niveau de la description physique et des modélisations analytiques que dans l'étude de nouveaux alliages. Parallèlement à cet apport industriel, les 2DEG sont devenus un matériau fondamental en physique mésoscopique. Citons notamment la découverte, en 1981, de l'effet Hall quantique par von Klitzing et al. qui fut récompensée, en 1985, par le prix Nobel de physique.

I.2.2 Description

Nous donnons ici quelques unes des propriétés majeures de ces structures [17, 23]. L'ensemble des paramètres physiques (masse effective, bande interdite, hauteur de barrière...) des différents alliages III-V mis en œuvre est accessible dans Levinshtein et al. [33].

La figure I.3-A donne une représentation schématique de l'hétérostructure obtenue par épitaxie par jet moléculaire. La stratégie consiste à doper le matériau de grande bande interdite ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) par un élément donneur (le silicium) qui va prendre la place d'un atome de gallium (valence 3) dans la structure cristalline. L'électron supplémentaire va

¹⁰Carbon Nanotube Field Effect Transistors.

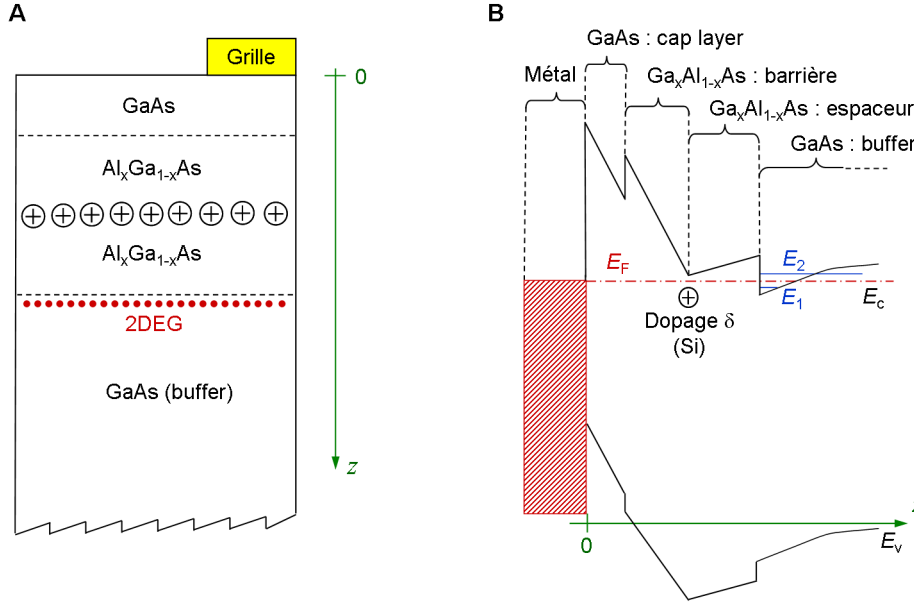


FIG. I.3: **A** : Schéma d'une hétérostructure d'arséniure de gallium $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$; les points rouges symbolisent le 2DEG **B** : Schéma de bandes de l'hétérostructure.

pouvoir diffuser de part et d'autre de ce plan de dopage de la même manière que dans une jonction PN classique [46] ; cette évolution atteint un équilibre thermodynamique (équilibre dérive/diffusion) à l'origine d'une courbure des bandes (figure I.3-B). Mais en raison de la différence d'affinité électronique entre $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et GaAs , des barrières de potentiel apparaissent et viennent complexifier l'image traditionnelle de la jonction PN : du côté « buffer », les électrons restent confinés à l'interface des deux matériaux. L'écart entre les bandes de conduction ΔE_c augmente avec le taux d'aluminium [33] et vaut typiquement entre 200 meV et 300 meV. La figure I.3-A fait apparaître différents éléments de l'hétérostructure que nous allons détailler.

Le cap layer Le cap layer (typiquement entre 5 et 10 nm) permet d'éviter l'oxydation de la barrière $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ qui altérerait de manière irréversible le 2DEG en quelques jours. Cette fine couche d'arséniure de gallium permet de conserver les échantillons plusieurs années sans aucune difficulté...

La barrière Un phénomène important de l'hétérostructure est le piégeage à la surface du niveau de Fermi au milieu de la bande interdite : ce phénomène, appelé « pinning » [16, 85], s'explique par le grand nombre de liaisons pendantes à la surface du cristal¹¹. Il en résulte un grand nombre d'états d'interface susceptibles d'accueillir les électrons ; ces états d'interface étant très nombreux, le niveau de Fermi reste piégé au milieu de la bande interdite. Tous les électrons issus de l'ionisation du silicium ne participent donc pas à augmenter la densité électronique n_s du 2DEG, mais contribuent significativement au peuplement des états de surface.

¹¹Le dépôt d'un métal ne semble pas modifier cette propriété ($\phi_m \sim 800$ meV).

L'espaceur Historiquement, l'espaceur n'était pas présent dans les premières hétérostructures. Mais très vite, cette idée fut testée avec succès [18] : des mobilités de $2 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ ont ainsi été obtenues dès 1983. Par la suite, de nombreuses améliorations ont été apportées, avec notamment l'introduction du dopage planaire (figure I.3-A). Outre un accroissement de la mobilité, cette technique permet d'épitaxier des 2DEG très proches de la surface ($< 40 \text{ nm}$), ce qui va s'avérer crucial dans l'élaboration du 1D-QBFET présenté au chapitre III. En revanche, l'augmentation de l'espaceur diminue le transfert de charge de la zone de dopage vers la canal : la densité du 2DEG diminue [20].

I.2.3 Propriétés

Séparation électrons-donneurs L'espaceur est donc un élément primordial de l'hétérostructure car il permet de diminuer l'interaction électron-donneur, dominante à basse température devant les interactions électron-phonon. Un espaceur important permet donc d'augmenter la mobilité mais réduit, en revanche, le transfert de charge du δ -dopage vers le 2DEG. Un compromis doit être trouvé entre la densité électronique recherchée et la mobilité souhaitée. Nous pouvons trouver une étude expérimentale détaillée de l'influence de l'espaceur sur les relation $\mu(n_s)$ à différentes températures dans Hirakawa et al. [23]. Ce travail met en évidence l'augmentation de la mobilité avec la densité pour un espaceur donné. À basse température, en particulier, une loi puissance est vérifiée entre ces deux quantités :

$$\mu = n_s^\gamma \quad (\text{I.1})$$

où l'exposant γ augmente avec la largeur du spaceur.

Synthèse Nous énumérons ici quelques-unes des propriétés remarquable des 2DEG III-V qui en font des candidats idéaux pour la physique mésoscopique et la cryoélectronique :

1. Le niveau de Fermi E_F dans le 2DEG est supérieur à la bande de conduction (figure I.3-B) : c'est un semi-conducteur dégénéré. Les électrons de la bande de conduction ne sont pas « gelés » à basse température.
2. La densité du 2DEG ($\sim 10^{11} \text{ électrons/cm}^2$ à 4.2 K) est faible par rapport à la densité d'un métal :
 - la longueur d'onde de Fermi λ_F est de quelques dizaines de nm (voir annexe A), c'est-à-dire très supérieure à celle d'un métal¹² : des dispositifs de dimensions comparables pourront être facilement réalisés par lithographie électronique [22].
 - la densité du 2DEG, modulable en déposant une grille, ouvre la voie à la réalisation de composants actifs (HEMT, QPC) et permet d'étudier finement les propriétés électroniques en fonction de la densité électronique (interaction électron-électron...)
3. Contrairement aux semi-conducteurs dopés, la séparation des électrons et des donneurs ionisés est à l'origine de l'obtention de très haute mobilité comme nous l'avons introduit plus haut (I.2.1). Autrement dit, nous disposons d'un 2DEG au libre parcours moyen de plusieurs microns (voir annexe D), propice à la réalisation de structures balistiques¹³.
4. En *physique mésoscopique*, la longueur de cohérence de phase L_Φ des électrons permet de réaliser des expériences d'interférences quantiques sur une échelle $\sim 10 \mu\text{m}$, échelle très largement accessible par les techniques usuelles de nanofabrication [27] (voir chapitre II).

¹²Pour un métal, la longueur d'onde de Fermi est de l'ordre de 0.1 nm.

¹³À noter également la très faible valeur de la masse effective m^* dans GaAs.

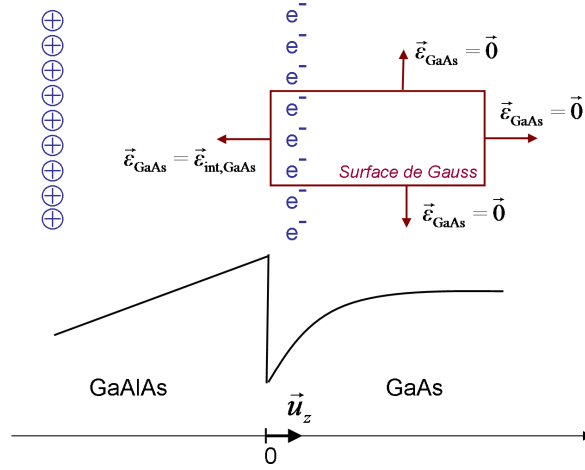


FIG. I.4: Bande de conduction de l'hétérostructure GaAlAs/GaAs.

I.2.4 Éléments de théorie, diagramme de bandes

Dans une telle structure, le transfert de charge depuis la zone de dopage vers le matériau petit gap (GaAs) est à l'origine de la présence d'un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) à l'interface $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Les électrons sont confinés dans un puits de potentiel et leur énergie est quantifiée. Des approches numériques ou analytiques [17] permettent de calculer le diagramme de bande et la position des niveaux quantifiés.

Approximation triangulaire Le diagramme de bandes présenté plus haut fait apparaître un puits de potentiel triangulaire près de l'interface $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Pour illustrer le confinement électronique, nous rappelons ici les résultats de la résolution de l'équation de Schrödinger dans un puits de potentiel triangulaire infini [17]. C'est une approche trop simple, comme nous le verrons au chapitre II, mais qui fut initialement mise en œuvre pour appréhender les premières hétérostructures [142].

Le champ électrique dans GaAs est noté $\mathcal{E}_{\text{int,GaAs}}$. Nous pouvons d'ailleurs considérer que le champ électrique $\mathcal{E}_{\text{GaAlAs}}$ induit dans l'espaceur est identique au champ électrique dans le 2DEG du fait de la grande similitude des permittivités électriques relatives $\epsilon_{\text{r,GaAs}}$ et $\epsilon_{\text{r,GaAlAs}}$ (continuité du vecteur déplacement). Les fonctions d'onde sont des fonctions d'Airy (Abramowitz et Stegun, 1964) ; l'énergie propre E_n associée à chacun de ces états est donnée par l'expression suivante :

$$E_n = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3} \left(\frac{3}{2} \pi e \mathcal{E}_{\text{int,GaAs}} \right)^{2/3} \left(n + \frac{3}{4} \right)^{2/3} \quad (\text{I.2})$$

Il est plus commode d'exprimer les niveaux énergétiques E_n non pas en fonction du champ électrique mais en fonction de la densité électrique n_s du 2DEG. En général, les impuretés résiduelles du GaAs sont de type P (carbone) et en très très faible concentration ($\lesssim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$). Le terme N_A , densité d'accepteur peut être négligé dans l'équation de

Poisson :

$$\begin{aligned} \text{div}(\vec{\mathcal{E}}) &= \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_{r, \text{GaAs}}} \\ \frac{d\mathcal{E}}{dx} &= \frac{-e}{\epsilon_0 \epsilon_{r, \text{GaAs}}} [n(x) + N_A] \approx \frac{-e n(x)}{\epsilon_0 \epsilon_{r, \text{GaAs}}} \end{aligned} \quad (\text{I.3})$$

L'intégration de l'équation de Poisson dans GaAs (théorème de Gauss sur la surface définie en figure I.2.4) nous permet d'exprimer le champ électrique à l'interface GaAlAs/GaAs en fonction de la densité du 2DEG :

$$\begin{aligned} \oint \vec{\mathcal{E}} \cdot d\vec{S} &= \frac{Q_{\text{int}}}{\epsilon_0 \epsilon_{r, \text{GaAs}}} \\ &= \frac{S n_S}{\epsilon_0 \epsilon_{r, \text{GaAs}}} \end{aligned} \quad (\text{I.4})$$

Nous en déduisons :

$$\vec{\mathcal{E}}_{\text{int, GaAs}} = \frac{e n_S}{\epsilon_0 \epsilon_{r, \text{GaAs}}} \vec{u}_z \quad (\text{I.5})$$

A partir des relations I.2 et I.5, nous en déduisons la relation reliant les niveaux énergétiques E_n à la densité du 2DEG :

$$E_n = \gamma_n n_S^{2/3} \quad \text{avec} \quad \gamma_n = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3} \left(\frac{3\pi e^2}{2\epsilon_0 \epsilon_{r, \text{GaAs}}} \right)^{2/3} \left(n + \frac{3}{4} \right)^{2/3} \quad (\text{I.6})$$

Si on prend en compte n niveaux 1,2,...N

$$n_S = \sum_{n=1}^N \int_{E_n}^{+\infty} g_{2D} \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{k_B T}}} dE \quad {}^{14} = g_{2D} \frac{k_B T}{e} \ln \left[\prod_{n=1}^N 1 + e^{q/k_B T (E_F - E_n)} \right] \quad (\text{I.7})$$

A basse température, en introduisant l'approximation du canal graduel, la densité est simplement donnée par :

$$n_S(x) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{r, \text{GaAs}}}{e d} \left[V_G - V_{\text{off}} - V(x) - E_F \right] \quad (\text{I.8})$$

Résolution auto-cohérente Pour décrire plus précisément l'hétérostructure, il faut résoudre de manière auto-cohérente l'équation de Poisson et l'équation de Schrödinger [19] :

$$\begin{cases} -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2 \Psi_i(z)}{dz^2} + V(z) \Psi_i(z) = E_i \Psi_i(z) \\ \frac{d^2 V(z)}{dz^2} = \frac{-\rho(z)}{\epsilon_0 \epsilon_r} \end{cases} \quad (\text{I.9})$$

¹⁴ $\int \frac{1}{1+e^x} dx = x - \ln(1+e^x) = \ln(1-e^{-x})$

Des calculs, réalisés dans le groupe par B. Etienne, permettent d'obtenir la structure de bandes précise et de prédire la densité n_s ainsi que la mobilité μ en fonction de l'hétérostructure. Ces calculs s'appuient sur deux conditions aux limites : la densité d'impuretés résiduelles dans le buffer (Carbone, élément accepteur situé à 40 meV de E_v) et le niveau donneur du silicium dans le complexe ionique du dopage planaire. Lorsque le taux d'aluminium est important, le niveau donneur correspond au premier niveau des centres DX : c'est le cas notamment de la couche U102. Ces deux paramètres fixés, un calcul autocohérent du système I.9 permet d'obtenir les fonctions d'ondes électroniques des niveaux quantifiés. À titre d'exemple, nous avons tracé, en figures I.5 et I.6, les structures de bandes des couches UA08 et U102, deux couches qui nous ont permis d'obtenir de très bons résultats pour les QPC (chapitre III) et les HEMT (chapitre IV).

I.3 Propriétés électroniques : transport classique - transport quantique

I.3.1 Modèle de Drude

En 1900, Drude propose une approche pour décrire le transport électronique dans les milieux désordonnés [43, 44]. Dans ce modèle, les électrons subissent un grand nombre de chocs (figure I.7-a) : le transport est dit diffusif. De manière similaire à la théorie cinétique des gaz, l'ensemble des mécanismes de diffusion des électrons est décrit par une densité de probabilité d'interaction exponentielle $P(t) = \exp(-t/\tau)$. Ainsi, en appliquant un champ électrique $\vec{\mathcal{E}}$ constant, l'approche de Drude relie la vitesse moyenne des électrons $\langle \vec{v} \rangle$, le champ électrique et le temps caractéristique entre deux collisions τ :

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{e\tau}{m_e} \vec{\mathcal{E}} = -\mu_e \vec{\mathcal{E}} \quad (\text{I.10})$$

Pour rendre compte de l'approche de Drude, il est commode d'introduire un terme de frottement visqueux $-m_e \vec{v}/\tau$; nous aboutissons alors à l'équation locale du mouvement de l'électron dans un métal :

$$m_e \frac{d\langle \vec{v} \rangle}{dt} = \vec{F}_{\text{extérieures}} - m_e \frac{\vec{v}}{\tau} \quad (\text{I.11})$$

Le modèle de Drude permet de définir une conductivité locale σ (loi d'Ohm) et la constante de diffusion D (loi de Fick) :

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{ne^2\tau}{m_e} \quad \text{où } n \text{ est la densité électronique du matériau} \\ D &= \frac{k_B T}{m} \tau \end{aligned} \quad (\text{I.12})$$

I.3.2 Transport semi-classique

Cette approche classique s'avère insuffisante pour expliquer de nombreux phénomènes observés [44] (évolution en température de la chaleur spécifique des métaux, émission de lumière dans certains semi-conducteurs...). Il a fallu attendre l'avènement de la physique quantique pour résoudre progressivement ces difficultés. La description du transport des

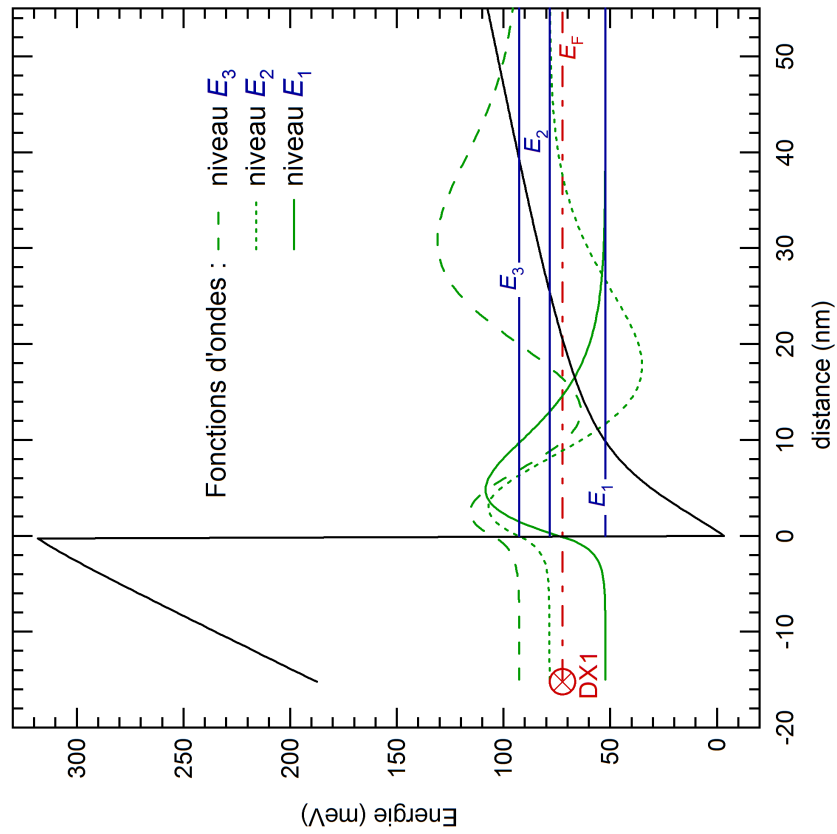


FIG. I.5: Structure de bandes de la couche U102 (voir tableaux II.2 et II.3 page 30).

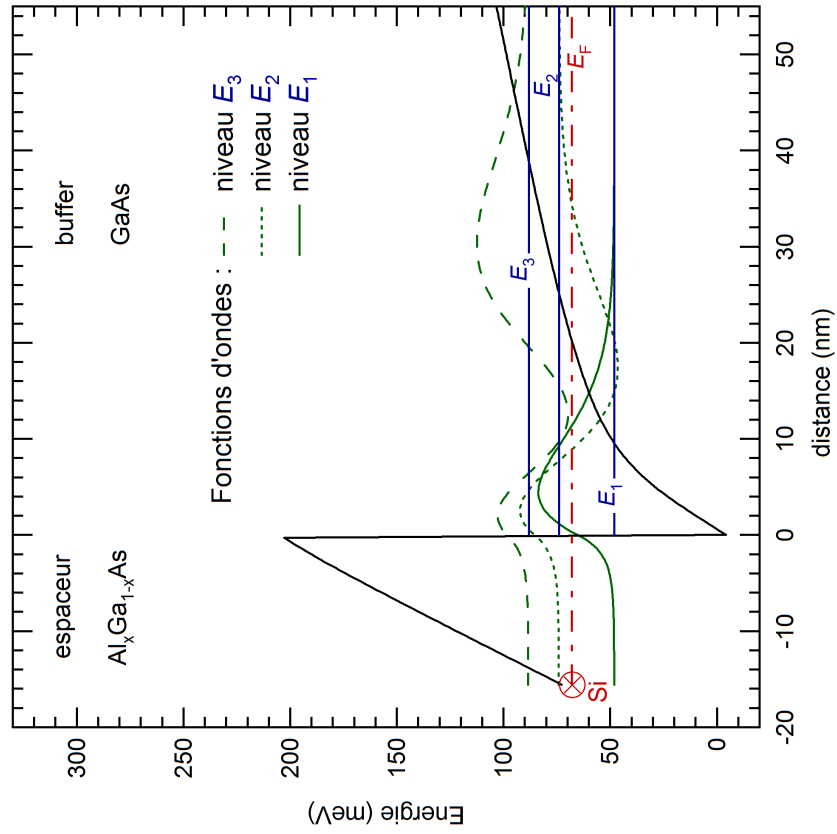


FIG. I.6: Structure de bandes de la couche UA08 (voir tableaux II.1 et II.3 pages 29-30).

électrons dans le cristal va ainsi être bouleversée. Alors que la mécanique quantique permet de calculer le diagramme de bandes, les interactions et les fonctions des distributions (Fermi-Dirac), le transport de l'électron reste soumis à la physique classique.

I.3.3 Physique mésoscopique

L'approche semi-classique reste valable tant que la nature ondulatoire des porteurs peut être négligée dans l'équation du transport : l'électron est un « corpuscule ». Si le champ électrique varie fortement par rapport à l'élargissement du paquet d'onde [39] ou si l'électron garde sa phase sur une distance comparable à la taille du dispositif étudié, le système devient quantique [38, 55, 65, 72, 75, 82, 99].

I.3.3.1 Longueurs caractéristiques

Interactions et cohérence de phase Dans un métal ou un semi-conducteur, la conductivité est limitée par les interactions des porteurs sur les centres diffuseurs. Nous pouvons distinguer deux grandes classes d'interactions : les interactions élastiques (sans échange d'énergie), caractérisées par un libre parcours moyen élastique l_e , et les interactions inélastiques (échange d'énergie), caractérisées par un libre parcours moyen inélastique l_{in} . Appartiennent à la première catégorie les interactions avec les défauts du cristal, la rugosité d'interface, à la seconde, les interactions électron-phonon, électron-électron. Ce sont principalement les interactions inélastiques¹⁵ qui sont à l'origine de la décohérence des fonctions d'ondes électroniques, de sorte que nous pouvons établir la relation d'ordre suivante entre l_e , l_{in} et l_ϕ la distance sur laquelle la phase de la fonction d'onde est conservée :

$$l_e < l_\phi \leq l_{in} \quad (\text{I.13})$$

La physique mésoscopique étudie ainsi les systèmes dont les dimensions L sont inférieures à l_ϕ . Dans les 2DEG couramment utilisés ($\mu \sim 10^6 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$, $n_s \sim 10^{11} \text{ cm}^{-2}$), le libre parcours moyen et la longueur de cohérence de phase valent typiquement quelques μm .

Longueur d'onde de Fermi λ_F A basse température, les électrons susceptibles de se déplacer ont une énergie proche de l'énergie de Fermi. Nous pouvons leur associer une longueur d'onde, conformément à la dualité onde-corpuscule, appelée longueur d'onde de Fermi λ_F (tableau I.1). Dans un 2DEG, la longueur d'onde de Fermi vaut sensiblement quelques dizaines de nm ; il en découle les deux propriétés suivantes :

- la longueur d'onde de Fermi est très inférieure au libre parcours moyen élastique : $\lambda_F \ll l_e$ ¹⁶ ; par conséquent, le transport quantique des électrons peut être visualisé comme une onde plane (l'extension du paquet d'onde $\geq \lambda_F$ est très inférieure à la distance entre deux chocs élastiques) diffusant au gré de différents chocs élastiques.
- la longueur d'onde de Fermi dans un métal, en raison de la très forte densité électronique, est très faible (*grosso modo* quelques Å) ; par conséquent, il est complexe, et souvent inenvisageable, de réaliser expérimentalement des dispositifs dont les dimensions sont comparables à la longueur d'onde de Fermi. En revanche, les gaz d'électrons

¹⁵ Les inéactions avec des impuretés magnétiques, en inversant le spin, contribuent également à la décohérence de la phase électronique.

¹⁶ Critère de Yoffe-Regel.

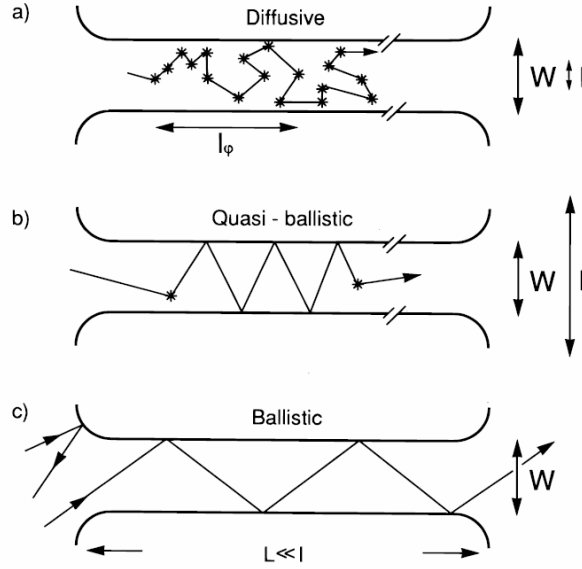


FIG. I.7: Différents régimes de transport : le régime diffusif, le régime quasi-balistique et le régime balistique ; image tirée de H. van Houten et al.[55] ; $l = l_e$.

bidimensionnels nous offrent la possibilité d'étudier des systèmes unidimensionnels (voir I.1) et/ou interférentiels, tels des anneaux Aharonov-Bohm ou des QPC : la nature ondulatoire des porteurs est « facilement » accessible dans ces systèmes...

Régime balistique en régime faiblement désordonné Le passage du monde macroscopique au monde mésoscopique est entièrement déterminé par la longueur de cohérence de phase l_ϕ . Si la dimension du système L est supérieure à l_ϕ , le transport est diffusif et peut être décrit par le modèle de Drude-Sommerfeld. A l'inverse, si $L < l_\phi$, l'évolution de la phase électronique est parfaitement déterminée : le transport fait appel à la nature ondulatoire des porteurs. Plus précisément, au sein même du cadre théorique précédemment introduit ($l_e \gg \lambda_F$, $L \ll l_\phi$), plusieurs solutions se présentent :

- soit $W, L \ll l_e$: le transport est balistique (figure I.7-c)
- soit l'une des dimensions est supérieure au libre parcours moyen ($L > l_e$ et $W < l_e$) : le transport est quasi-balistique.

I.3.3.2 Formalisme de Landauer-Büttiker

Historiquement, l'approche globale du transport dans de tels dispositifs a été engagée par Landauer [39] dans les années 1950 puis généralisée par Büttiker [47] dans les années 1980 à des systèmes multi-contacts.

La figure I.8-A représente un système balistique unidimensionnel connecté à deux réservoirs « source » et « drain ». Les réservoirs sont à l'équilibre thermodynamique, caractérisés par le potentiel électrochimique μ et la température T . Leur nature importe peu mais ils possèdent deux propriétés physiques fondamentales. Premièrement, les réservoirs sont des « corps noirs à électrons », pouvant émettre dans le canal 1D des électrons d'énergie E suivant la statistique de Fermi-Dirac :

Dimension	1D	2D	3D
$k_F = \frac{2\pi}{\lambda_F}$	$\frac{\pi N}{g_S L}$	$\sqrt{\frac{4\pi N}{g_S A}}$	$\sqrt[3]{\frac{6\pi^2 N}{g_S V}}$
E_F	$\frac{\pi^2 \hbar^2}{2 g_S^2 m} \left(\frac{N}{L}\right)^2$	$\frac{2\pi \hbar^2}{g_S m} \frac{N}{A}$	$\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{6\pi^2}{g_S}\right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{N}{V}\right)^{\frac{2}{3}}$
Densité d'état...	...linéique g_{1D} : $\frac{g_S \sqrt{m}}{\sqrt{2\pi} \hbar} \frac{1}{\sqrt{E}}$	...surfacique g_{2D} : $\frac{g_S m}{2\pi \hbar^2}$	...volumique g_{3D} : $\frac{g_S m^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2\pi^2} \hbar^3} \sqrt{E}$

TAB. I.1: Vecteur d'onde k_F , énergie de Fermi E_F et densité d'état en fonction du nombre d'électrons N du système, pour les trois dimensions (conditions aux limites périodiques).

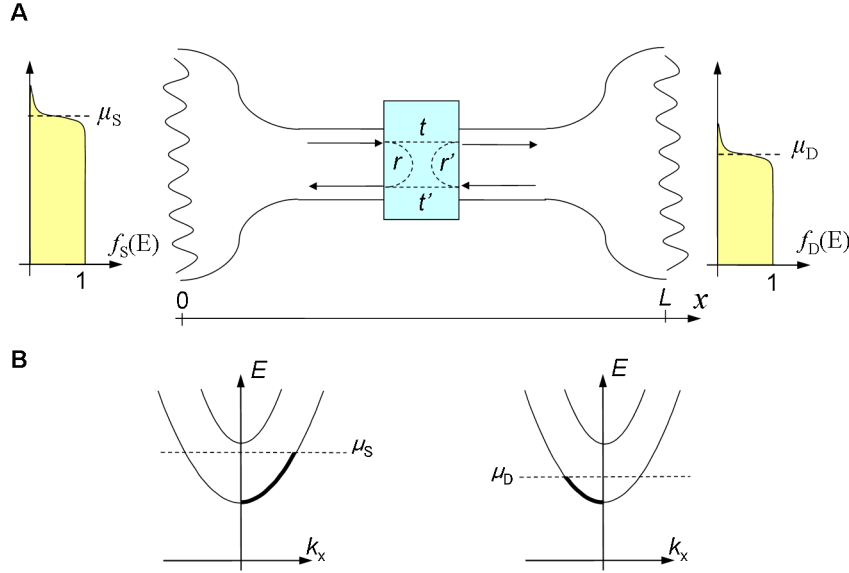


FIG. I.8: **A** : représentation schématique de la diffusion (« scattering ») des ondes électroniques selon le formalisme de Landauer-Büttiker ; les réservoirs, à l'équilibre thermodynamique (T, μ) sont peuplés d'électrons selon la distribution de Fermi-Dirac **B** : Diagrammes de bandes 1D côté source et côté drain ; en gras, les vecteurs d'onde participant au transport (l'injection (réservoirs) est fixée par les potentiels électrochimiques μ_S et μ_D).

$$f_S(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - \mu_S}{k_B T}}} \quad f_D(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - \mu_D}{k_B T}}} \quad (\text{I.14})$$

Deuxièmement, ces réservoirs absorbent tous les électrons incidents et sont le siège de l'ensemble des interactions inélastiques responsables du retour à l'équilibre thermodynamique. Le modèle de Landauer-Büttiker propose de modéliser ce système unidimensionnel, sorte de « boîte noire » quantique, par une quantité, la matrice de diffusion S , qui va embrasser l'ensemble des propriétés du centre diffuseur¹⁷ présent dans le canal. Les coefficients t et t' représentent l'amplitude de probabilité pour une onde incidente d'être transmise respectivement de la source vers le drain et du drain vers la source ; r et r' représentent l'amplitude de probabilité pour une onde incidente d'être réfléchi respectivement vers la source et le drain :

$$S = \begin{pmatrix} S_{SS} & S_{SD} \\ S_{DS} & S_{DD} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r & t' \\ t & r' \end{pmatrix} \quad (\text{I.15})$$

La matrice S , du fait de la conservation du courant, est unitaire [99, 118] ; en l'absence de champ magnétique, S est également symétrique (invariance par renversement du temps).

I.3.3.3 Quantification de la conductance

1988... L'étude du transport balistique dans des systèmes de faible dimensionnalité a pris un essor considérable dans les années 1980, en raison des progrès conjoints de l'épitaxie par jet moléculaire et de la nanofabrication. En particulier, en 1988, des résultats spectaculaires ont été simultanément publiés par deux équipes à Delft [52] et à Cambridge [53]. Les auteurs ont repris la technique de la grille fendue [24, 25] qui permet d'induire électrostatiquement une constriction dans le 2DEG, dont la largeur électrique W_e est modulable par la tension de grille V_{GS} . La figure I.9 en donne une représentation schématique. Ce genre de dispositif permet de sonder la loi d'Ohm à l'échelle de la longueur d'onde de Fermi. Dans une approche classique du transport, nous pouvons définir une conductivité locale σ et calculer très simplement la conductance de la constriction :

$$G(V_{GS}) = \frac{\sigma W_e(V_{GS})}{L_e(V_{GS})} \quad (\text{I.16})$$

Si la variation des dimensions électriques est complexe, nous pouvons raisonnablement nous attendre, dans une approche classique, à obtenir une fonction $G(V_{GS})$ convexe. En réalité, les mesures expérimentales (figure I.10) montrent de manière tout à fait spectaculaire un comportement non-ohmique : la conductance présente des paliers (multiple de $2e^2/h$) qui ne peuvent pas être simplement reliés à l'évolution des dimensions électriques de la constriction : c'est la quantification de la conductance.

Démonstration Pour comprendre la quantification de la conductance, une description en seconde quantification serait plus rigoureuse [118] (voir annexe B). Nous démontrerons ici les résultats sous l'angle d'une approche semi-classique associée, néanmoins, à une définition quantique de la vitesse des électrons [52]. Nous introduirons également, conformément

¹⁷Mentionnons ici quelques cas d'école : la barrière tunnel, la marche de potentiel. La probabilité de transmission dépend de l'énergie E de l'électron incident...

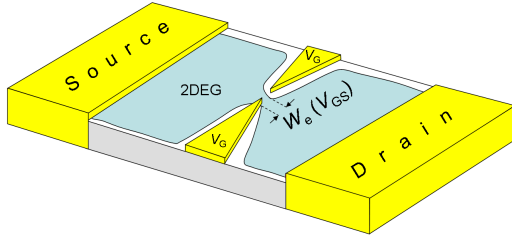


FIG. I.9: Vue schématique d'un contact ponctuel quantique (QPC) réalisé en déposant une grille fendue à la surface [24, 25] : la largeur électrique W_e induite dans le 2DEG est modulée par la tension V_G appliquée sur les grilles.

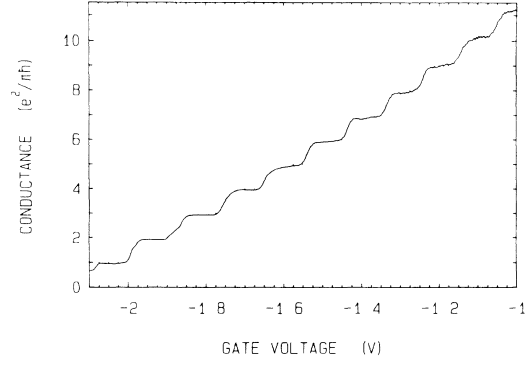


FIG. I.10: Quantification de la conductance obtenu par Wees et al. [52] - "Philips Research Laboratories", Eindhoven.

au formalisme de Landauer, la probabilité de transmission T pour qu'un électron issu d'un réservoir soit transmis à travers le centre diffuseur.

Dans la constriction (figure I.9), l'électron est confiné selon deux directions de l'espace (y et z) et libre suivant la troisième (x). Son énergie s'écrit sous la forme :

$$E_{n,m}(k_x) = E_{n,y} + E_{m,z} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} \quad (\text{I.17})$$

Les indices (n, m) repèrent ici un mode du canal 1D. Le nombre de bandes impliqué dans le transport dépend du niveau de Fermi :

$$N = \sum_n \sum_m \vartheta(E_F - E_{n,y}) \Theta(E_F - E_{m,z}) \quad (\text{I.18})$$

En général, dans les 2DEG utilisés, le confinement à l'interface GaAlAs/GaAs est sévère : la masse de l'électron dans GaAs étant très faible, l'écart énergétique entre les différents niveaux du 2DEG est suffisamment important pour considérer que tous les électrons se situent sur le même niveau énergétique $E_{m,z} = E_{1,z}$, pris comme référence. Par la suite, nous nommerons E_n les niveaux quantifiés $E_{n,y}$. La figure I.8-B montre les diagrammes de bandes 1D dans le conducteur quantique ; en gras ne sont indiqués que les vecteurs d'onde participant au transport côté source et côté drain. Comme le suggère cette figure, nous supposons, dans un premier temps, qu'il n'y a qu'un seul mode de conduction 1D. Autrement dit, les électrons dans le canal sont tous situés sur le même niveau énergétique $E_n = E_1$. Les électrons se déplacent à la vitesse de groupe $v(E)$ fixée par la courbure de bandes. Dans le cas 1D, le produit de la vitesse $v(E)$ et de la densité d'états $g_{1D}(E)$ est une constante (tableau I.1) :

$$v(E) = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} \propto \sqrt{E} \quad (\text{I.19})$$

$$g_{1D}(E) = \frac{1}{\pi} \frac{dk}{dE} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (\text{I.20})$$

En appliquant une différence de potentiel V_{DS} entre les réservoirs, un déséquilibre est créé entre les potentiels électrochimiques du drain et de la source $\mu_S - \mu_D = V_{DS}/e$. Les

contributions $I_{S \rightarrow D}$ et $I_{D \rightarrow S}$, respectivement portées par des ondes provenant de la source et du drain, s'écrivent :

$$\begin{aligned} I_{D \rightarrow S} &= \int_0^{+\infty} e g_{1D}(E) v(E) f_D(E) T(E) dE \\ I_{S \rightarrow D} &= \int_0^{+\infty} e g_{1D}(E) v(E) f_S(E) T(E) dE \end{aligned} \quad (I.21)$$

En raison de ce déséquilibre, un courant net s'établit entre les réservoirs. En se plaçant à $T = 0$ K¹⁸, et en remplaçant le produit $v(E) g_{1D}(E)$ par les expressions établies en I.19 et I.20, nous pouvons simplifier l'expression du courant total :

$$\begin{aligned} I_{DS} &= I_{S \rightarrow D} - I_{D \rightarrow S} \\ &= \int_{\mu_D}^{\mu_S} \frac{2e}{h} T(E) dE \end{aligned} \quad (I.22)$$

En supposant que la tension V_{DS} appliquée soit faible, nous pouvons émettre l'hypothèse que tous les électrons participant au transport sont à l'énergie de Fermi et ont la même probabilité de transmission $T(E_F) = T$. Ainsi, la conductance liée à la bande $n = 1$ est donnée par :

$$G = \frac{I_{DS}}{V_{DS}} = \frac{2e^2}{h} T \quad (I.23)$$

La figure I.10 montre que la conductance vaut $2e^2/h$ lorsque la tension de grille vaut $V_{GS} = -2.05$ V. Le confinement est important : seul le niveau E_1 est accessible ($E_1 < E_F < E_2 < E_3 < \dots < E_n < \dots$). Lorsque la tension de grille est moins importante, la largeur électrique W_e augmente et ouvre progressivement d'autres canaux de transmission. Plus généralement, lorsqu'il y a N canaux de transmission, la conductance est donnée par :

$$G = \sum_{n=1}^N \frac{2e^2}{h} T(E_F) \quad (I.24)$$

Cette formule est dénommée « formule de Landauer », en référence aux travaux pionniers de Landauer [39]. Ainsi, les mesures expérimentales présentées en figure I.10 montrent une succession de paliers, témoin de la participation successive des modes électroniques. Il est remarquable de constater que la résistance du conducteur unidimensionnel balistique n'est pas nulle et dépend uniquement de constantes universelles (h , e), de sa probabilité de transmission T et du nombre de modes impliqué dans le transport¹⁹. La nature du matériau, la géométrie du dispositif, exceptée son influence éventuelle sur la probabilité de transmission, n'interviennent pas dans la conductance du point quantique ; les récents travaux de Wieser et al. [104] et de Rokhinson et al. [119], qui ont étudié la quantification dans un 2DEG élaboré à partir d'une hétérostructure contrainte Si/SiGe et un 2DEG de type p, en fournissent des illustrations complémentaires.

¹⁸à $T = 0$ K, $f_S = \vartheta(E - \mu_S)$ et $f_D = \vartheta(E - \mu_D)$

¹⁹Le terme 2 provient de la dégénérescence de spin pris en compte dans l'expression de g_{1D} (voir tableau I.1).

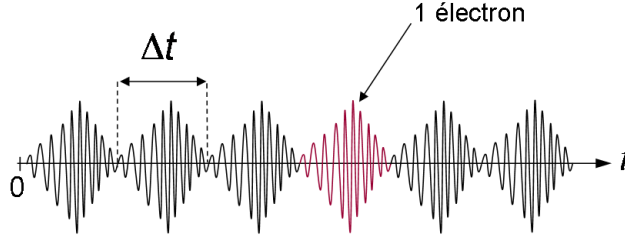


FIG. I.11: Évolution temporelle de la fonction d'onde à une position x déterminée du canal 1D : le courant électronique est porté par une succession de paquets d'ondes de largeur $\Delta t = h/\Delta E = h/eV_{DS}$.

Des paliers non prévus Les travaux de Landauer [39] avaient une conséquence étonnante : la résistance d'un conducteur balistique de transmission $T = 1$ est nulle. Cette nouvelle approche n'a pas manqué d'animer les débats jusqu'au travaux d'Imry [97] et Büttiker [47] qui ont démontré que, si la résistance du canal est intrinsèquement nulle, la résistance totale ne l'est pas, en raison de la contribution des réservoirs. Une mesure « 4 fils » d'un QPC, réalisée dernièrement par Picciotto et al. [103], a permis de vérifier *in situ* cette description. Ceci dit, malgré les progrès théoriques déterminants des années 1980 sur la physique des conducteurs balistiques, la découverte expérimentale de la quantification de la conductance n'a pas été prédite²⁰ : l'obtention d'un conducteur balistique 1D parfait constitue une réalisation expérimentale tout à fait remarquable...

Origine physique du quantum de résistance Pour mieux saisir l'origine physique du quantum de conductance, nous devons revenir à la nature quantique des électrons. Nous supposons qu'aucun centre diffuseur ne vient perturber le transport électronique de sorte que la probabilité de transmission T vaut 1. Les électrons étant des fermions, ils ne peuvent se trouver, en raison du principe de Pauli, à une même position x déterminée du canal 1D. Les électrons vont donc transiter « un par un » à travers le conducteur quantique.

Lorsque nous appliquons une tension V_{DS} entre les réservoirs source et drain, des paquets d'ondes de largeur $\Delta E = eV_{DS}$ vont se propager entre les deux contacts. Selon le principe d'incertitude d'Heisenberg²¹, nous pouvons évaluer leur largeur temporelle :

$$\Delta t \sim \frac{h}{eV_{DS}} \quad (I.25)$$

Le courant maximal qui peut passer à travers le point quantique vaut simplement :

$$I = \frac{e}{\Delta t} = \frac{e^2}{h} V_{DS} \quad (I.26)$$

La résistance du matériau provient donc des contacts : elle est la conséquence directe du fait que le courant est porté par des particules se déplaçant à une vitesse finie, la vitesse de Fermi v_F . Dernièrement, en 2001, une mesure 4 fils [103] sur un canal 1D a pu mettre expérimentalement en évidence l'absence de chute de potentiel le long d'un canal 1D balistique prouvant par la même que la dissipation et la thermalisation des électrons (interactions inélastiques) a lieu dans les réservoirs.

²⁰ « Unexpectedly, plateaus are found in the resistance », Wees et al. [52].

²¹ $\Delta E \Delta t \sim h$

Et localement... La nature même du transport (ballistique quantique) nous a conduit à décrire le transport uniquement de manière globale, sans nous préoccuper du parcours exact de chaque électron. Ces dernières années, de nombreuses études à « sonde locale » ont permis d'étudier expérimentalement les propriétés locales du transport dans un QPC, renforçant ainsi la vision et la compréhension générale de ces systèmes. Dans Topinka et al. [100], une sonde locale (pointe AFM polarisable) permet d'induire un « scatter » qui modifie la conductance du QPC ; les auteurs remontent ainsi indirectement à la visualisation spatiale de la probabilité de présence de l'électron par l'étude de franges d'interférences quantiques $\lambda_{F/2}$, visibles pour de faibles tensions V_{DS} ²² (faible largeur spectrale des réservoirs).

L'utilisation de microscopes à sonde locale (AFM, STM²³) a également permis d'étudier localement les propriétés du transport à travers un QPC. Récemment, Crook et al. [108] ont mis en évidence l'existence de plateau à e^2/h sans champ magnétique [120], prouvant ainsi la nature ferromagnétique 1D du point quantique²⁴.

I.4 Conclusion

Nous avons défini, dans ce chapitre, quelques enjeux de la recherche fondamentale et appliquée actuelle. Pour y répondre ou pour y apporter un éclairage nouveau, nous allons étudier deux composants : le contact ponctuel quantique (QPC) et le transistor à haute mobilité électronique (HEMT). Ces deux composants exploitent les formidables propriétés des 2DEG GaAs à basse température. Nous avons également introduit quelques concepts généraux qui seront nécessaires à la compréhension et à la mise en perspective de nos résultats expérimentaux.

²²Inférieur à 200 μV dans l'article.

²³AFM : Atomic Force Microscop ; STM : Scanning Tunneling Microscope.

²⁴Cette propriété est très peu robuste dans les 2DEG ; il est nécessaire, selon les auteurs, d'avoir un QPC parfaitement symétrique ne présentant aucune impureté à proximité du canal.

Chapitre II

Fabrication des échantillons

Nous donnons ici quelques éléments précis sur les 2DEG utilisés et sur les moyens technologiques du laboratoire mis en œuvre pour réaliser nos échantillons. Nous détaillerons certains protocoles, illustrerons certaines étapes dans un souci d'éclairer le lecteur peu familier de ces techniques expérimentales. Nous indiquerons quelques ouvrages et références, même si leur lecture ne peut remplacer la formation dispensée par les chercheurs, ingénieurs et techniciens du laboratoire.

II.1 Propriétés des couches utilisées

Les couches utilisées ont été élaborées au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (CNRS-LPN) par épitaxie par jet moléculaire (EJM) ou MBE (Molecular Beam Epitaxy) ¹. Contrairement aux hétérostructures couramment utilisées en physique mésoscopique, nous nous sommes restreints à l'étude de 2DEG très proches de la surface, obtenus plus facilement avec un dopage δ [70]. Les tableaux II.1 et II.2 présentent la structure épitaxiale des couches dénommées UA08 et U102. Nous indiquons également, dans les tableaux II.3 et II.4, les propriétés électriques des 2DEG utilisés au cours de la thèse.

¹Équipe MBE du groupe PHYNANO : Antonella Cavanna, Bernard Etienne, Ulf Gennser et Abdelkarim Ouergui.

Cap layer : GaAs	5 nm
Barrière : $\text{Al}_{0.215}\text{Ga}_{0.785}\text{As}$	10 nm
Dopage δ : SiAs (3.1×10^{13} atomes/cm ²)	
Espaceur : $\text{Al}_{0.215}\text{Ga}_{0.785}\text{As}$	16 nm
GaAs	1800 nm
Substrat	450 μm

TAB. II.1: Structure de la couche UA08 (voir figure I.6 page 19).

Cap layer : GaAs	10 nm
Barrière : $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	10 nm
Dopage δ : SiAs (4.2×10^{13} atomes/cm ²)	
Espaceur : $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	15 nm
GaAs	360 nm
Super réseau $60 \times (\text{GaAs}, \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})$	300 nm
GaAs	720 nm
Substrat	450 μm

TAB. II.2: Structure de la couche U102 (voir figure I.5 page 19).

Nom de la couche	n_s (cm ⁻²)	μ_e (cm ² /V/s)	(E_0, E_1, E_2) équation I.6 (meV)	(E_0, E_1, E_2) calculs autocohérents (meV)
UA08	5.7×10^{11} à 4.2 K	9.3×10^5 à 4.2 K	(76.8, 135.3, 182.8)	(48.1, 74.0, 88.1)
U102	5.84×10^{11} à 4.2 K	5.23×10^5 à 4.2 K	(78.1, 137.5, 185.8)	(52.3, 78.5, 92.9)
	5.04×10^{11} à 77 K	1.67×10^5 à 77 K	(70.8, 124.8, 168.4)	
	6.05×10^{11} à 300 K	7.8×10^3 à 300 K	(80, 140.7, 190.2)	

TAB. II.3: Propriétés des couches UA08 et U102 ; la formule du puits triangulaire surestime les valeurs des niveaux E_n , si on les compare aux données plus rigoureuses issues des calculs auto-cohérents (voir figures I.5 et I.6).

Nom de la couche	Cap/Barrière/Espaceur/Buffer (nm)	Dopage Si (atomes/cm ²)	Al (%)	μ_e , 4.2 K (cm ² /V/s)	n_s , 4.2 K (cm ⁻²)
05No08	5/25/20/3600	1.6×10^{13}	28	5.3×10^5	5.4×10^{11}
05No11	5/10/20/4800	3.2×10^{13}	28	2.76×10^5	5.42×10^{11}
05No13	10/10/20/4200	3.2×10^{13}	28	3.25×10^5	5.1×10^{11}

TAB. II.4: Structures et propriétés de quelques couches utilisées pour réaliser les interrupteurs des matrices de bolomètres (projet DCMB - voir chapitre III.5). Des HEMT ont également été fabriqués sur ces couches.

II.2 Réalisation des échantillons

II.2.1 Lithographie électronique

Principe La fabrication d'un échantillon se déroule en plusieurs étapes pour définir successivement chaque élément (contacts, grilles, connexions...) du composant. Ces « dessins » ont tous été réalisés par lithographie électronique [22, 27] en utilisant le masqueur JEOL JBX-5DII [11] (50 keV) du laboratoire. Le principe consiste à imager, sur la surface de l'échantillon, une fine source d'électrons au moyen d'un ensemble de lentilles électromagnétiques : nous pouvons alors dessiner facilement (logiciel L-Edit) et varier avec beaucoup de liberté les motifs géométriques des échantillons. Classiquement, nous utilisons la résine PMMA² à 40 g/L ou 50 g/L. Nous étalons (tournette) la résine sur une hauteur d'environ 300 nm (vitesse de rotation ~ 4000 rpm³). Après un recuit à 170 °C, il faut environ une dose de ~ 500 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour insoler le PMMA ainsi déposé. Le pas élémentaire du masqueur étant de 2.5 nm, la fréquence de balayage de 6 MHz, nous en déduisons le nombre de saut N_{pas} entre deux « shot » :

$$N_{\text{pas}} = E \left[\sqrt{\frac{\text{Courant}}{f \times (2.5 \text{ nm})^2 \text{ Dose}}} \right] + 1 \approx E \left[\sqrt{\frac{2666 \times \text{Courant}(\text{nA})}{\text{Dose}(\mu\text{C}/\text{cm}^2)}} \right] + 1 \quad (\text{II.1})$$

Résolution La résolution de la lithographie électronique dépend essentiellement des effets de proximité. En utilisant de fortes tensions d'accélération, les électrons atteignent des vitesses suffisamment importantes au niveau de l'échantillon pour pouvoir négliger l'élargissement du faisceau lors de la pénétration dans la résine. En revanche, les électrons vont se réfléchir sur le wafer (plan GaAs dans notre cas) et être en partie rétrodiffusés avec un taux dépendant de la masse atomique des atomes de la surface : ils vont alors casser une partie des liaisons chimiques du polymère situé juste à côté du faisceau incident : c'est l'effet de proximité. D'une manière générale, avec le JEOL, nous pouvons atteindre, sans difficulté particulière, une résolution d'environ 30 nm, légèrement inférieure aux spécifications de l'appareil [11]. Pour réaliser de gros motifs, nous appliquons des courants de 1 à 10 nA ; pour des structures plus fines (grilles des QPC), des courants plus faibles (50 pA). Dans ce dernier cas, en raison des effets de proximité proportionnellement très importants sur de petites structures, il est souvent nécessaire de faire des tests avec différentes doses et différentes géométries initiales pour parvenir à la structure réelle souhaitée. Ainsi, s'il reste très difficile de réaliser des grilles de largeur < 20 nm, nous pourrions fabriquer, sans difficulté particulière, des grilles splitées espacées de 30 nm.

II.2.2 RIE

La gravure ionique réactive ou R.I.E.⁴ est une gravure plasma sèche [27] couramment utilisée car elle permet à la fois de conserver la verticalité des flancs⁵ (contrairement à une gravure humide) et d'offrir une forte sélectivité du matériau gravé (entre les diélectriques et

²PMMA : Poly Métacrylate de Méthyle (PMMA).

³rpm : rotation par minute.

⁴Reactive Ion Etching.

⁵En utilisant conjointement des gaz réactifs (SF_6 par exemple) et des gaz « passivants » présentant des radicaux CH- tel CH-F_3 pour créer des redépôts de polymère sur les flancs.

les semiconducteurs notamment). En outre, les vitesses de gravure sont importantes, généralement de plusieurs dizaines de nm par minute. Nous avons utilisé le bâti Nextral-Unaxis NE100 du LPN ⁶ qui permet de créer des plasmas fluorés et oxygénés. Ces derniers types de plasmas permettent de graver des composés organiques (résines : PMMA, AZ5214...).

Nous donnons ici quelques idées générales sur le fonctionnement d'un bâti RIE en l'illustrant avec des valeurs numériques extraites du protocole de gravure qui nous intéresse. Le principe consiste à créer un plasma RF (13,56 MHz) dans une enceinte sous vide (~ 30 mT) entre une anode située au dessus de l'enceinte et une cathode sur laquelle repose l'échantillon. L'anode est mise à la masse. L'application d'une tension alternative sur la cathode (puissance = 10 W) va mettre en mouvement les électrons initialement présents dans l'enceinte ; ils vont créer des ions et des radicaux : ces réactions en chaîne conduisent à la formation d'un plasma. Dans le même temps, la cathode attire et piège des électrons (plus mobile que les ions) à la surface de l'échantillon qui se charge négativement. La différence de potentiel ainsi créée entre le plasma et l'échantillon (360 V), appelée tension d'autopolarisation, va accélérer les ions qui vont venir frapper la surface de l'échantillon (gravure mécanique). A cette gravure mécanique s'ajoute une gravure chimique entre les radicaux du plasma et le matériau gravé (résine) : les composés issus de cette réaction, fortement volatiles, se désorbent de la surface. Ces effets combinés complexes ⁷ expliquent les grandes vitesses de gravure (environ 30 nm/min avec les paramètres indiqués ci-dessus). Cette vitesse dépend de l'énergie incidente des électrons et de la densité du plasma, deux paramètres qui sont corrélés dans le bâti Nextral-Unaxis NE100.

Dans ce travail de thèse, la RIE est parfois utilisée pour nettoyer les résidus de résine qui peuvent subsister à l'issue de la révélation (figure II.2) ; cela s'avère notamment utile pour réaliser les grilles fendues des QPC, aux très faibles dimensions (~ 30 nm). Nous appliquons simplement un plasma oxygéné tel qu'il est décrit dans le paragraphe précédent pendant 30 secondes ; nous ôtons ainsi les résidus de résine jusqu'à une hauteur d'environ 15 nm.

II.2.3 Protocole de fabrication

II.2.3.1 Étape 1 : marques d'alignement

Outre la finesse obtenue sur le faisceau d'électrons, la grande précision d'un masqueur électronique repose sur la localisation précise (ajustement par interférométrie laser) de l'échantillon au cours de l'insolation, et entre chaque étape du procédé. Pour ce faire, nous réalisons une première étape où nous dessinons des marques d'alignements (des croix métalliques) sur l'échantillon. Ces marques seront détectées par le masqueur électronique lors des étapes ultérieures permettant ainsi d'aligner les différents niveaux nécessaires à l'élaboration d'un composant avec une précision très supérieure à la précision mécanique.

II.2.3.2 Étape 2 : méso

La deuxième étape consiste à réaliser le méso (figure II.2.3.2), la région active de l'échantillon : il s'agit de définir la forme du 2DEG utilisable en gravant chimiquement (gravure humide) les régions où nous souhaitons éliminer le 2DEG.

⁶Responsables : Laurence Ferlazzo et Stéphane Guilet.

⁷Les ions, outre leur effet purement mécanique, peuvent rendre la surface plus réactive, favoriser les cinétique de réactions et la désorption des produits de réactions.

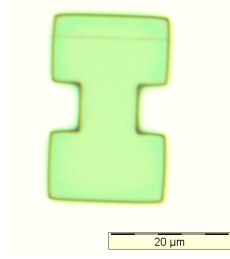


FIG. II.1: Photo par microscopie optique du méso d'un QPC.

La région active étant de faible dimension au regard de la taille totale de l'échantillon (figures II.13), nous utilisons une résine négative [27] pour insoler uniquement les régions correspondantes au méso. La résine AZ5214, standard de la lithographie optique, peut être insolée par lithographie électronique et être utilisée en résine négative en suivant le protocole suivant :

- dépôt d'AZ5214 (1400 nm) et recuit à 100 ° C pendant 60 secondes.
- insolation par lithographie électronique (dose de 45 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, avec un courant de 0.2 nA).
- recuit à 120 ° C pendant 90 secondes : la partie insolée "durcit" et va pouvoir résister plus fortement aux UV.
- lithographie optique⁸ : exposition de tout l'échantillon ("flood") pendant 40 secondes.
- développement dans le développeur MIF736 pendant 45 secondes puis rinçage (eau désionisée).

À la suite de cette étape, une attaque chimique des zones non-protégées avec une solution de $\text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_3\text{PO}_4 : \text{H}_2\text{O}$ (1 : 3 : 40) pendant 60 secondes permet de graver environ 50 nm de l'hétérostructure. En réalité, sans même graver le wafer jusqu'au plan de dopage (Si), le 2DEG est détruit à l'issue d'un tel traitement. Le fait d'ôter le cap layer et de réduire drastiquement la barrière a pour conséquence de rapprocher le plan de dopage de la surface. En raison du « pinning » évoqué au chapitre I, le champ électrique induit dans la barrière est très intense (niveau de Fermi piégé au milieu de la bande interdite) : un nouvel équilibre des charges s'établit dans l'hétérostructure, la majeure partie des électrons migrant vers des états de surface, dépeuplant ainsi entièrement le 2DEG.

Notons enfin que la faible gravure du wafer offre l'avantage de pouvoir connecter ensuite très facilement les pistes métalliques en déposant ~ 40 nm de Ti/Au : les pistes suivent parfaitement le relief de l'échantillon.

II.2.3.3 Étape 3 : contacts ohmiques

Comment contacter le 2DEG enterré avec des contacts les moins résistifs possibles et éviter la formation d'une barrière Schottky à l'interface métal/semi-conducteur ? La réponse technologique à ce problème est complexe, même si le procédé est désormais bien éprouvé. Il s'agit de réaliser un contact ohmique (relation linéaire courant-tension), faiblement résistif, en faisant diffuser les éléments Ni, Au et Ge [13, 26, 45]. Le principe général repose sur la réalisation d'un alliage eutectique (AuGe) dont la faible température de fusion (environ 370 ° C) autorise un recuit du dépôt à une faible température (420 ° C) qui n'altère pas les propriétés de la couche. La présence du nickel favorise la diffusion de l'alliage AuGe

⁸Appareil utilisé : MA 750 G en UV4 (large bande 365 nm / 436 nm), lampe au mercure (200 W), Responsables : Nathalie Bardou, Christophe Dupuis et Jean-Claude Esnault.

et permet ainsi de doper (germanium) l'ensemble de la structure, de la surface jusqu'au 2DEG enterré. La réalisation technologique des contacts ohmiques se fait en trois temps :

1. Définition des contacts par lithographie électronique ($I_{\text{JEOL}} = 20 \text{ nA}$).
2. Dépôt des éléments Ni, Au et Ge :

Au : 150 nm
Ni : 20 nm
Au : 120 nm
Ge : 60 nm
Ni : 10 nm
GaAs

3. Recuit rapide à 420°C pendant 30 secondes ; utilisation d'un four puissant (4 lampes à quartz de 1000 Watt chacune) pour obtenir des rampes en température très raides ; gaz utilisés lors des purges (azote et argon hydrogéné pour éviter toute oxydation de la surface).

Les contacts ainsi réalisés sont souvent très peu résistifs si la densité n_s du 2DEG n'est pas trop faible. Nous profitons également de cette étape pour réaliser une partie de la connexion des grilles (figures II.11 et II.12) et permettre ainsi de superposer par la suite la piste métallique de la source commune. Nous y reviendrons plus loin. Nous réalisons également les plots de connexion de la grille, de la source et du drain (figure II.11) : le contact ohmique résiste très bien, par sa nature même (alliage ayant diffusé dans l'hétérostructure), à l'étape du « bonding ». La résistance $R_{\square}$ de ces pistes est de l'ordre de $0.5 \Omega/\text{carré}$.

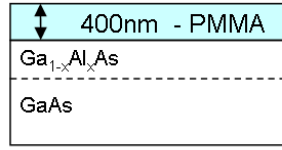
II.2.3.4 Étape 4 : grilles

QPC Comme nous l'avons vu au chapitre I, la disposition d'une grille fendue [24, 25] permet d'obtenir un confinement 1D à partir d'un 2DEG (voir figure I.9 page 24). Ce matériau et cette technique offrent de nombreux avantages de fabrication (technologie planaire) et permettent de faire varier simplement les dimensions ou la densité électronique [24, 25]. La réalisation la plus répandue et la plus commode à mettre en œuvre consiste à déposer une couche d'accroche de titane suivi d'un dépôt d'or [27]. Le LPN dispose d'un bâti qui permet de déposer cette bi-couche métallique ⁹. Nous détaillons en figure II.2 la procédure de fabrication des grilles des QPC. Nous pouvons mentionner en particulier l'étape de « recess » (voir étape 3 de la figure) : il s'agit de réduire le cap-layer par une gravure humide de manière à approcher plus fortement la grille fendue du 2DEG. Cette étape permet d'augmenter le couplage grilles/canal et le confinement électronique des QPC [98]. Le dépôt Ti/Au est suivi d'une étape de lift off : la dissolution de la résine entraîne la couche métallique déposée à sa surface. Généralement, cette étape se déroule sans difficulté particulière en raison du rapport géométrique important entre les épaisseurs de la résine et du dépôt Ti/Au (~ 10) : le recouvrement des flancs, qui empêcherait alors le trichloroéthylène d'atteindre la résine et de la dissoudre, est évité ¹⁰. Ainsi, grâce à la très

⁹Bâti Alcatel SCM 600, canon à électrons et pulvérisation RF (Ti, Au, Ge, Ni) ; responsables : Laurent Couraud et Laetitia Leroy.

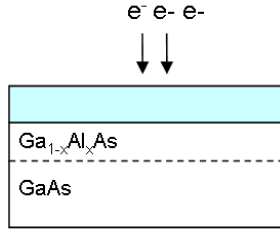
¹⁰Des technologies nécessitant des dépôts plus épais doivent utiliser des techniques plus subtiles pour obtenir des flancs plus droits (méthode tri-couche...).

1. Enduction



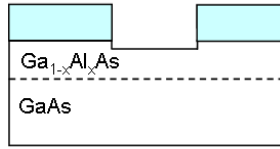
- Enduction PMMA 40g/L
- Hauteur 400nm (4000 rpm)
- Recuit à 170°C pendant 15 minutes

2. Lithographie électronique



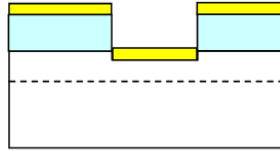
- Courant du JEOL: 50 pA

3. Révélation



- Développement dans 1:3 de MIBK (Methylisobutylketone) et d'isopropanol pendant 60 sec.
- RIE oxygéné (*NEXTRAL-UNAXIS NE100*)
- « recess »: $\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}$ (1:3:80) pendant 4 sec (~ 50 nm/min)

4. Métalisation



- Ti/Au (10 nm/30 nm)
- échelle non respectée: facteur 10 entre l'épaisseur de résine et le métal

5. Lift off



- Dissolution du PMMA dans du trichloroéthylène chauffé à ~ 100°C

FIG. II.2: Différentes étapes lors de la fabrication des grilles.

bonne résolution de la lithographie électronique et de la résine PMMA, nous allons pouvoir fabriquer facilement des structures de quelques 20 nm sans aucune difficulté apparente.

Nous avons également réalisé des grilles de géométries différentes avec l'espoir, finalement démenti, d'observer des différences dans le transport électronique. Nous avons inclus, dans ce manuscrit, les images MEB¹¹ de quelques-unes d'entre elles. Pour ce faire, il est nécessaire de maîtriser les effets de proximité lors de la lithographie électronique. Par exemple, pour une dose de $600 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ et un courant de 50 pA, la réalisation de la grille de type « 18 » (figure II.7) nous contraint de « commander » un espacement d'environ 70 nm.

Des procédés de fabrication différents [28, 30, 31, 34, 36, 90, 96, 108, 110] offrent des possibilités d'études nouvelles [120] même s'ils sont plus délicats à mettre en œuvre

¹¹MEB Hitach S800 ; responsable : Luc Le Gratiet.

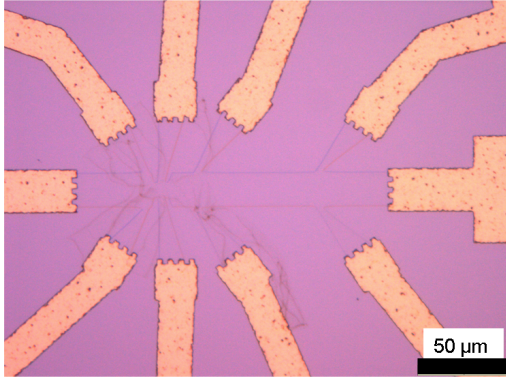


FIG. II.3: Image (microscope optique) d'une croix de Hall : on y distingue faiblement le méso ainsi que 10 contacts ohmiques.

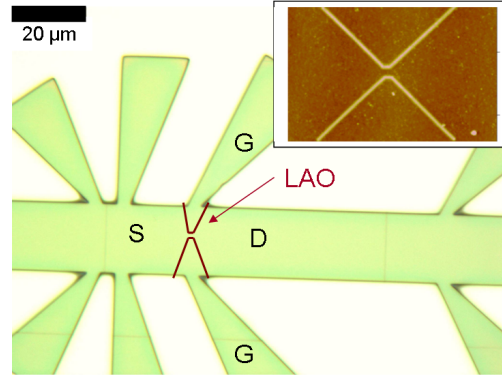


FIG. II.4: Image du méso à l'issue de l'étape 2 de fabrication ; en haut à gauche, une image AFM¹² des grilles réalisées par LAO ($W_G \approx 300$ nm, $L_G \approx 250$ nm, largeur à mi-hauteur des lignes d'oxydation ~ 80 nm).

et s'avèrent souvent inadaptés à la réalisation d'échantillons plus complexes. Parmi ces techniques, nous mentionnons plus particulièrement le travail de Christophe David (CNRS/LPN/PHYNANO) qui a repris la technique proposée par l'équipe de K. Ensslin [31, 32, 37, 102], l'*Oxydation Anodique Locale* (LAO). Le balayage d'une pointe AFM¹² polarisée à la surface d'un wafer de GaAs ou de Si va oxyder localement la surface. La pointe AFM joue le rôle de cathode et l'échantillon, d'anode (oxydation) ; l'électrolyte est formé par la fine couche aqueuse à la surface de l'échantillon, nécessitant donc de travailler en atmosphère humide ($\sim 40\%$). L'oxydation (Ga_2O_3 , As_2O_3 [32]) pénètre dans l'hétérostructure et peut dépléter le 2DEG, s'il est suffisamment proche de la surface [37], et créer ainsi une barrière de potentiel entre deux régions de la zone active. Il est ainsi possible de dessiner des grilles par « lithographie-AFM » en enfermant des zones du 2DEG entre des lignes d'oxydation : la prise d'un contact sur ces zones actives permettra de les polariser avec une tension V_{GS} . Les figures II.3 et II.4 représentent des images, obtenues par microscope optique, de croix de Hall¹³ à partir desquelles Christophe David a fait des QPC pour valider la maîtrise de cette technique au laboratoire. Un nombre important d'échantillons a été réalisé avant d'obtenir les résultats positifs présentés en III.3.

Cette technique originale a permis de fabriquer quelques standards de ces dernières décennies, tel des anneaux Aharonov-Bohm ou des « transistors » à un électron. L'enjeu de l'ensemble des nombreux essais réalisés repose sur le compromis à trouver entre le courant de fuite à travers la barrière d'oxyde (courant tunnel) et la capacité de contrôle des deux grilles. L'objectif est de « pincer » le canal pour une tension $|V_{GS}|$ inférieure à la tension de seuil du courant tunnel à travers la barrière. Une barrière épaisse permet d'augmenter la valeur seuil du courant de fuite mais réduit fortement la capacité de contrôle. À l'inverse, une barrière trop fine ne permet pas d'isoler les grilles du canal. Notons enfin que cette méthode est mal adaptée pour structurer des 2DEG trop éloignés de la surface (> 50 nm) en raison des difficultés, au fur et à mesure que l'oxyde se forme, d'oxyder le wafer en profondeur.

¹² Atomic Force Microscopy.

¹³ À l'avenir, il serait plus judicieux de prévoir des méso plus fin pour faciliter le travail de lithographie-AFM, très délicat quand il s'agit de parcourir de grandes distances.

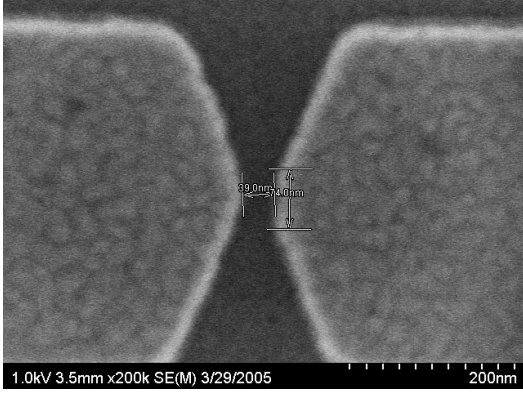


FIG. II.5: Image MEB d'une grille de type « 5 » : $W_G \sim 40$ nm.

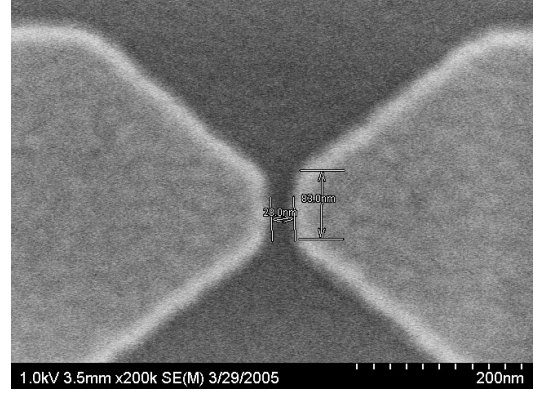


FIG. II.6: Image MEB d'une grille de type « 10 » : $L_G \sim 80$ nm, $W_G \sim 30$ nm.

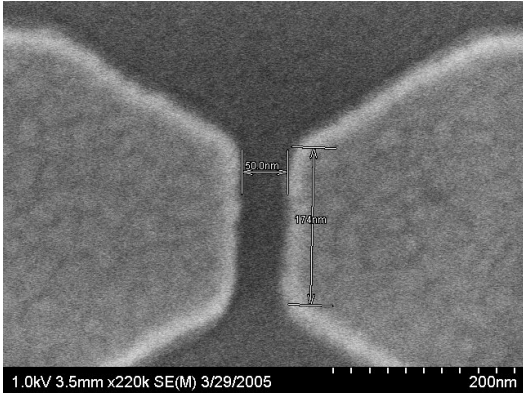


FIG. II.7: Image MEB d'une grille de type « 18 » : $L_G \sim 175$ nm, $W_G \sim 50$ nm.

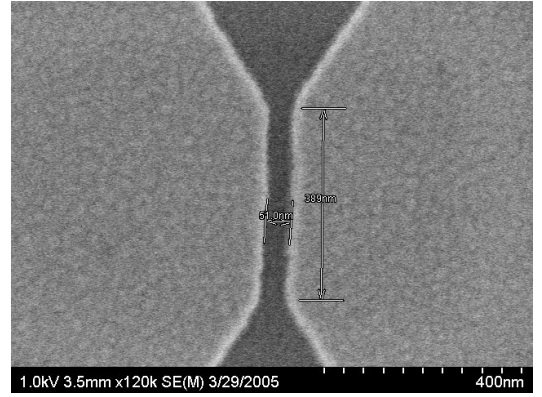


FIG. II.8: Image MEB d'une grille de type « 20 » : $L_G \sim 400$ nm, $W_G \sim 50$ nm.

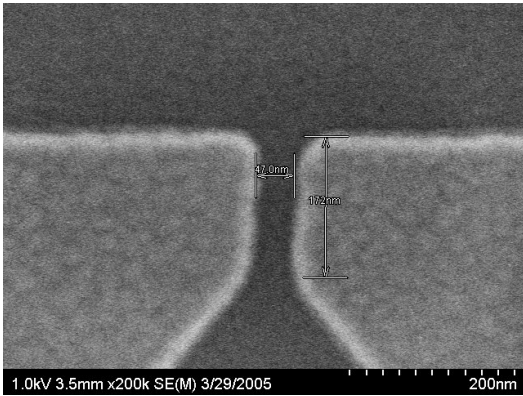


FIG. II.9: Image MEB d'une grille de type « 25 » : $L_G \sim 170$ nm, $W_G \sim 50$ nm.

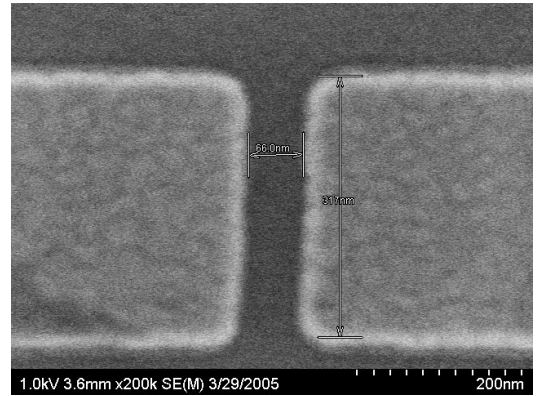


FIG. II.10: Image MEB d'une grille de type « 28 » : $L_G \sim 320$ nm, $W_G \sim 65$ nm.

HEMT La réalisation de la grille des HEMT n'a pas toujours été suivie de cette étape de « recess » : environ 4.4 nm du cap layer des HEMT des couches 05No08, 05No11 et 05No13 ont été retirés alors qu'aucune étape de recess n'a été appliquée sur les HEMT des couches UA08 et U102. En raison des forts rapports d'aspects W_G/L_G , les grilles sont

fabriquées en une structure interdigitée (voir figure II.15).

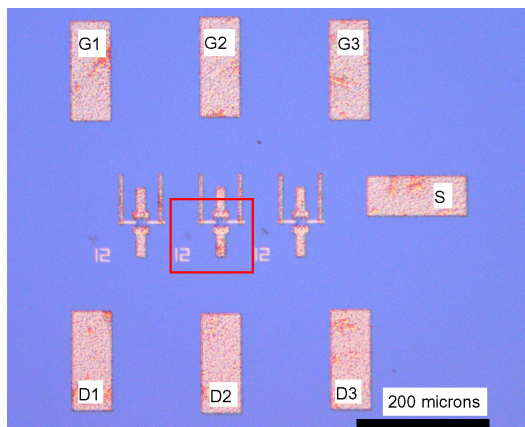


FIG. II.11: Image (microscope optique) de l'état de l'échantillon (3 QPC en parallèle) à l'issue de l'étape 4 (réalisation des grilles); le numéro 12 est un « repère » spécifique à la géométrie de la grille.

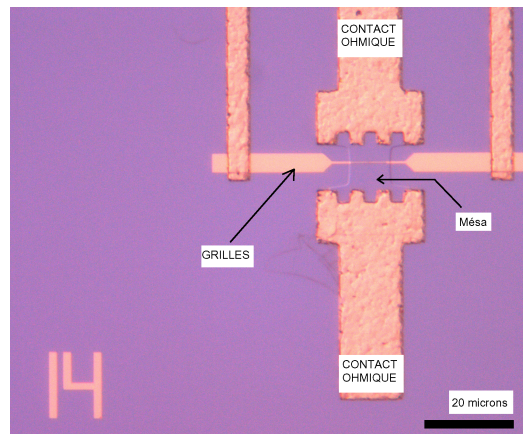


FIG. II.12: Echantillon rigoureusement similaire à celui présenté sur la figure ci-contre mais avec une grille de forme différente (type « 14 »); vue correspondant au carré rouge de la figure II.11.

II.2.3.5 Étapes 5 et 6 : protection, connexion

Afin de contacter la source commune des 3 QPC ou de relier les différentes branches de la structure interdigitée des HEMT, il est nécessaire de réaliser une étape qui va permettre d'isoler des pistes réalisées lors de l'étape 2 (contact ohmique) de celles réalisées ultérieurement (étape 6). Pour cela, nous utilisons la résine SU-8 (épaisseur déposée 650 nm). Cette étape de protection est clairement visible sur la figure II.14 : elle permet de contacter la source commune (plot de droite des figures II.11 et II.13) sans court-circuiter les pistes de la grille fendue. Nous avons également profiter de cette étape pour protéger le méso et la grille en déposant de la Su-8 sur la région active (figure II.14).

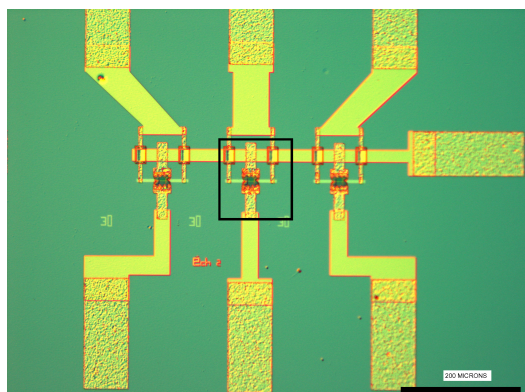


FIG. II.13: Vue (microscope optique) de l'échantillon final (3 QPC en parallèle).

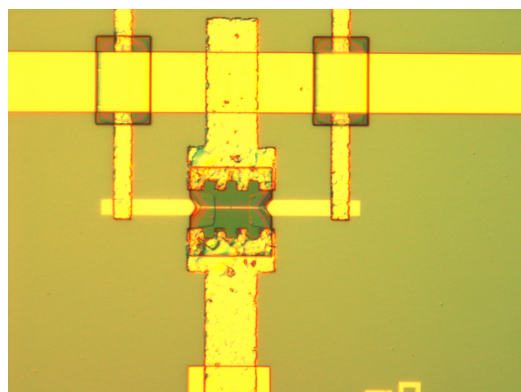


FIG. II.14: Agrandissement de la figure II.13 (carré noir).

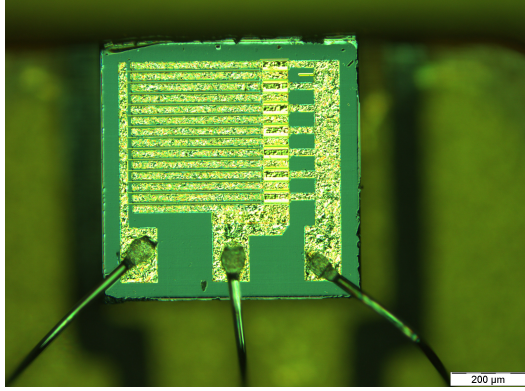


FIG. II.15: Vue (microscope optique) d'une structure HEMT interdigitée; les connecteurs sont, de gauche à droite, la grille G, la source S et le drain D.

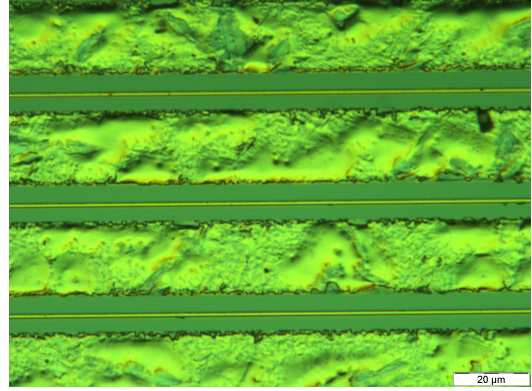


FIG. II.16: Zone active du HEMT ; nous reconnaissons les contacts ohmiques (alternativement source et drain) ainsi que la grille (trait fin métallique).

Chapitre III

Transistor à contact ponctuel quantique : 1D-QBFET

Nous avons vu au chapitre I le principe général du transport balistique à travers un canal unidimensionnel. La quantification de la conductance (figure I.10 page 24) conduit à des non-linéarités dans les caractéristiques $I_{DS}(V_{GS})$ (ou $G(V_{GS})$) qui « interpellent » naturellement le concepteur. Est-il possible d'utiliser ce phénomène physique nouveau pour fabriquer un transistor capable d'amplifier un signal ($\text{gain} > 1$) ? L'objectif de ce chapitre est d'étudier cette question d'un point de vue expérimental. Après une brève description qualitative des résultats obtenus, nous appliquerons ensuite le formalisme de Landauer-Büttiker pour décrire plus précisément le transport électronique dans ces composants. Nous présenterons enfin un exemple d'application des QPC : le multiplexage de matrices de bolomètre haute impédance (projet DCMB).

III.1 Résultats expérimentaux

III.1.1 Fabrication

2DEG Nous avons fabriqué des échantillons avec 3 QPC en parallèle comme il l'est décrit au chapitre II. Le succès des résultats obtenus s'appuie en grande partie sur la possibilité d'obtenir des gaz d'électrons bidimensionnels très proches de la surface. Ainsi, la couche utilisée pour réaliser les échantillons a été épitaxiée au LPN (couche UA08) par l'équipe MBE du groupe PHYNANO¹. Le 2DEG est à environ 36 nm de la surface si nous prenons en compte les 31 nm de l'hétérostructure (voir tableau II.1) et les 5 nm dus à la localisation du maximum de la fonction d'onde du niveau E_1 (voir figure I.6 page 19). La densité du 2DEG à 4.2 K vaut 5.7×10^{11} électrons/cm² ce qui équivaut à une énergie de Fermi d'environ 20 meV (voir annexe A) ; la forte mobilité du gaz, environ 0.93×10^6 (cm²/V/s), correspond à un libre parcours moyen l_e d'environ 11.5 μm (annexe A).

Les grilles À ce succès de l'épitaxie moléculaire s'ajoute le « recess » effectué avant le dépôt métallique : en gravant quelques nanomètres du cap layer, nous réduisons la distance surface-2DEG et augmentons ainsi la capacité de contrôle de la grille ($C_{GS} \propto 1/d$). Enfin, nous avons intuitivement réalisé des QPC avec une faible distance entre les grilles de manière à accroître le confinement électronique et espacer au maximum les niveaux E_n

¹Voir note 1 page 29.

(voir III.2.4.3). Il était également intuitif de réaliser des constriction plus longues que larges pour accentuer la quantification comme l'attestaient certaines simulations [63]² : nous avons ainsi fabriqué des QPC de différentes longueurs dans l'espoir, finalement déçu, de mesurer des variations significatives de transmission.

III.1.2 Quantification de la conductance

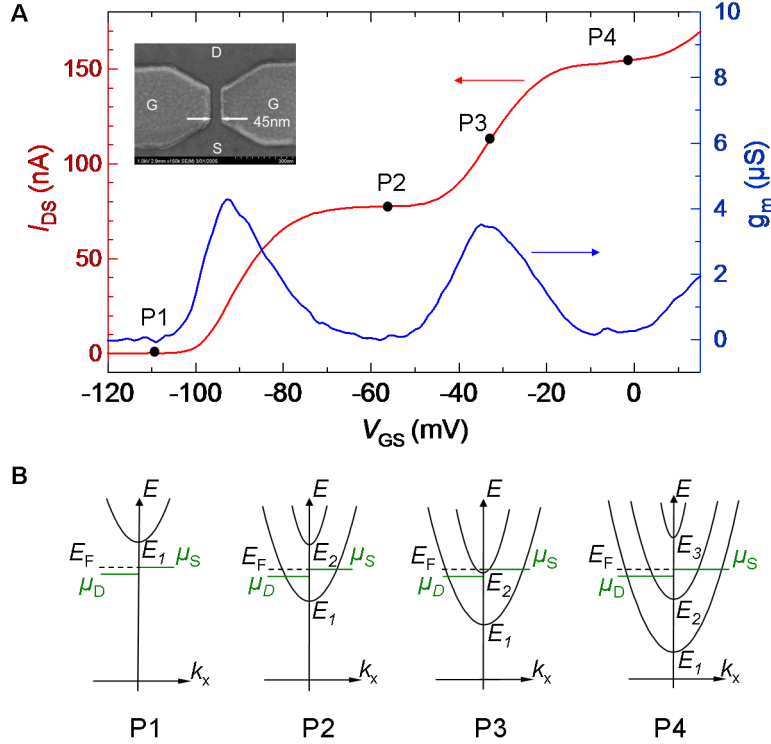


FIG. III.1: **A** : Image MEB d'une grille de type « 18 »³ ; mesure de $I_{DS}(V_{GS})$ (courbe rouge) de l'échantillon EA1811 (grille « 18 ») pour $V_{DS} = 1$ mV ; en bleu, la dérivée I_{DS} (transconductance) ; $T = 4.2$ K **B** : Représentation schématique des diagrammes de bandes correspondant aux points de polarisation repérés en **A**.

Nous présentons ici les mesures obtenues sur l'échantillon EEA1811 (grille « 18 »³, échantillon n° 1, grille n° 1/3). Les mesures ont été effectuées avec des Keithley-2400⁴ polarisés en tension (Labview), à la température de l'hélium liquide (4.2 K). Sauf si nous l'indiquons, la source, le drain et la grille sont mis à la masse lors de la descente en température. Lors des mesures, la source reste fixée à la masse (amplificateur source commune). Nous imposons donc la relation suivante :

$$\mu_S = E_F \quad (\text{III.1})$$

La figure III.1-A fait clairement apparaître la quantification de la conductance dans le QPC. Sur le premier plateau, nous mesurons un courant drain-source I_{DS} de 77.5 nA pour

²van de Marel et al. [63] ont par ailleurs montré que le rapport W_e/L_e entre la largeur et la longueur électrique est assez peu restrictive pour observer la quantification de la conductance dans un QPC.

³Voir figure II.7 page 37.

⁴Appareil similaire à des SMU (Source Measure Unit) à l'exception de l'impédance d'entrée, plus faible.

une tension V_{DS} de 1 mV, ce qui correspond à la résistance du quantum de conductance :

$$\frac{77.5 \text{ nA}}{1 \text{ mV}} \approx \frac{1}{12.9 \text{ k}\Omega} \approx \frac{2e^2}{h} \quad (\text{III.2})$$

Pour tracer précisément la conductance G en fonction de la tension de grille, il serait plus rigoureux d'appliquer une différence de potentiel $\mu_{\text{s}} - \mu_{\text{D}}$ plus faible, comme c'est généralement le cas dans les expériences de physique mésoscopique [92, 117]. En réalité, nous verrons que l'écart énergétique $E_{n+1} - E_n$ et l'énergie caractéristique de transition entre deux canaux de conduction sont suffisamment grands devant eV_{DS} pour justifier l'application d'une polarisation si forte. En outre, le mode « transistor » du QPC n'apparaîtra que pour des polarisations en tension élevées, de l'ordre de quelques mV. Nous nous restreignons donc volontairement à ce régime.

La figure III.1-B décrit qualitativement la structure de bande dans le canal 1D pour 4 points de polarisation P1, P2, P3 et P4 repérés en III.1-A. La largeur électrique induite dans le 2DEG par la tension de grille V_{GS} est d'autant plus petite que la tension est négative : le confinement étant plus sévère, les niveaux énergétiques E_n sont plus élevés. Si la tension grille-source est très négative (< -100 mV), le premier niveau E_1 dans la constriction est supérieure à l'énergie de Fermi E_{F} ; aucun électron de la source n'a l'énergie suffisante pour « satisfaire » cette condition de quantification (point « P1 ») : la probabilité de transmission T est nulle, il n'y a pas de courant drain-source. Lorsque nous diminuons la tension sur la grille, la largeur électrique du canal augmentant, les niveaux de quantification diminuent, ouvrant progressivement les canaux de transmission (points « P2 » et « P4 »). Lorsque $E = E_2$ (point « P3 »), la probabilité de transmission du mode $n = 2$ vaut $1/2$, alors que la probabilité de transmission du mode $n = 1$ vaut 1, menant à une conductance de $(3/2)2e^2/h$. Nous décrirons plus précisément la transition entre chaque plateau un peu plus loin dans le chapitre.

III.1.3 1D-QBFET

Fondamentalement, tout circuit électronique actif s'appuie sur la capacité du système à amplifier une information « entrante ». Pour sonder les capacités d'amplification du composant, nous définissons le gain intrinsèque G_0 par le rapport $\partial V_{\text{DS}} / \partial V_{\text{GS}}$ entre les variations de tension en sortie et en entrée. Nous pouvons également exprimer G_0 par le rapport entre la transconductance g_{m} et de la conductance de sortie g_{d} :

$$G_0 = \frac{\partial V_{\text{DS}}}{\partial V_{\text{GS}}} = \frac{\partial I_{\text{DS}}}{\partial V_{\text{GS}}} \frac{\partial V_{\text{DS}}}{\partial I_{\text{DS}}} = \frac{g_{\text{m}}}{g_{\text{d}}} \quad (\text{III.3})$$

III.1.3.1 $I_{\text{DS}}(V_{\text{GS}})$ - g_{m}

Contrôle de la grille Le canal étant très résistif ($\sim G_0^{-1} \sim 12.9 \text{ k}\Omega$) par rapport aux résistances des contacts ($\sim 10 \text{ }\Omega$), une mesure « deux fils » est suffisante. La capacité de contrôle de la grille est mesurée par la transconductance définie par :

$$g_{\text{m}} = \left. \frac{\partial I_{\text{DS}}}{\partial V_{\text{GS}}} \right|_{V_{\text{DS}}} \quad (\text{III.4})$$

Maxima La figure III.2 présente les résultats typiques de transconductances mesurés sur nos échantillons. Les pics correspondent à l'introduction d'un canal de conduction

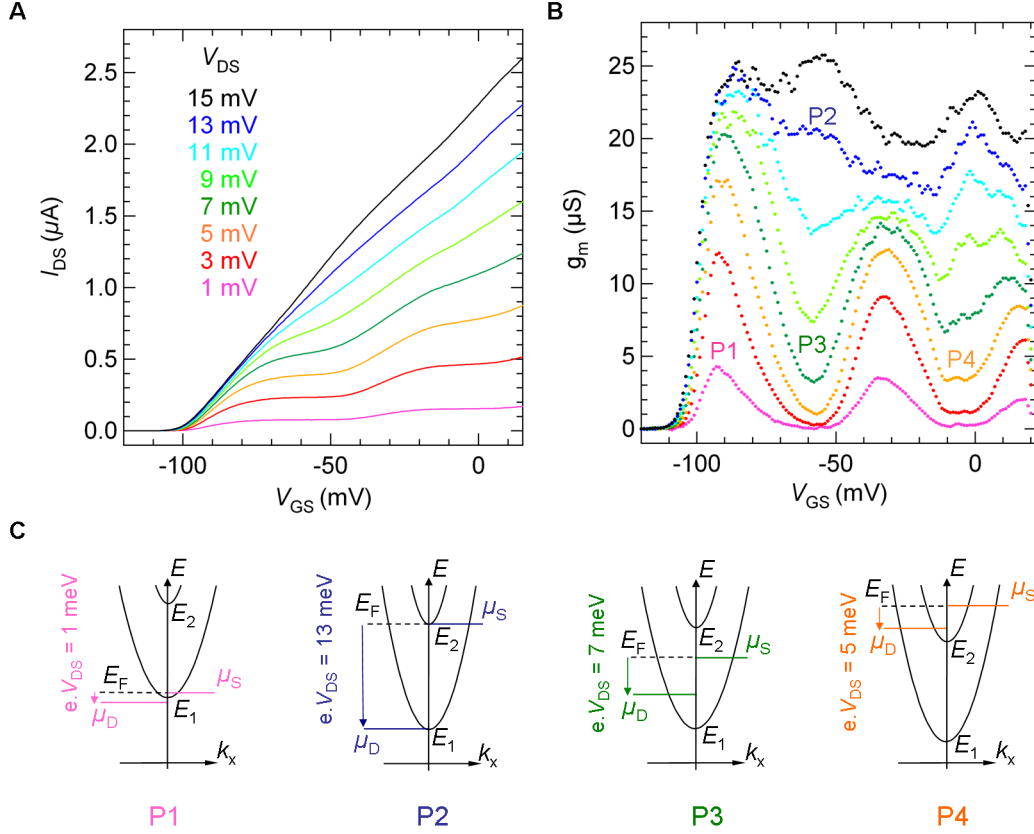


FIG. III.2: Mesures réalisées à $T = 4.2$ K de l'échantillon EEA1811. **A** : courbes $I_{DS}(V_{GS})$ **B** : transconductance $g_m(V_{GS})$ **C** : Schéma de bandes correspondant au point de polarisation P1, P2, P3, P4 repérés en B.

supplémentaire dans le transport. Ces pics augmentent avec la tension V_{DS} jusqu'à atteindre une valeur de saturation proche de $20 \mu S$ pour une tension $V_{DS} \sim 10$ mV, la tension source-grille V_{GS} valant environ -90 mV.

Ces premières mesures nous laissent également entrevoir un phénomène plus complexe : le maximum de transconductance est plus important sur le premier pic que sur le deuxième, et plus important sur le deuxième que sur le troisième. Ce phénomène est très généralement observé jusqu'à des ordres plus élevés [73, 88, 102, 110, 112, 114], à quelques exceptions près [91]⁵. Nous proposerons un peu plus loin quelques phénomènes physiques susceptibles d'expliquer ces comportements. Nous pouvons néanmoins déjà garder à l'esprit que le contrôle est plus efficace près de la tension de seuil.

Evaluation de $E_2 - E_1$ Nous distinguons nettement sur la figure III.2-B les pics de transconductance lorsque la tension eV_{DS} est faible devant l'écart énergétique entre les sous-bandes : le diagramme de bandes (figure III.2-C) correspondant au point de polarisation P1 en donne une illustration claire. De la même manière, la position des plateaux de conductance est bien repérée pour de faibles tensions drain-source (point P3 et P4). En revanche, plus l'écart entre les potentiels électrochimiques $\mu_S - \mu_D$ est important, plus la distinction devient difficile. En particulier, les deux pics de transconductance disparaissent pour une tension $V_{DS} = 13$ mV. Dans le cadre d'un modèle simple (décroissance linéaire

⁵QPC très longs : $L_G \in [400 \text{ nm} ; 2 \mu m]$.

des bandes avec V_{GS} , invariance de $E_{n+1} - E_n$ avec les tensions de polarisation), cette courbe est le reflet direct de l'écart énergétique entre les deux premières sous-bandes, que nous estimons ainsi à 13 meV (voir figures III.26 et III.28). Notons enfin que pour des tensions $eV_{DS} > E_2 - E_1$, les deux maxima des deux premiers pics de transconductance se décalent et fusionnent pour ne former qu'un seul pic situé à un point de polarisation $E_F = (E_1 + E_2)/2$: les schémas de bandes 1D permettent également de comprendre qualitativement cette évolution.

Tension de seuil La tension de seuil peut varier d'environ 20 mV pour une même géométrie de grille ⁶ (figure II.13 page 38) : la raison principale est imputable à la résolution de la résine PMMA. Nous pouvons néanmoins relier aisément la tension de seuil à la largeur entre les grilles splitées : la tension de seuil croît quand W_G diminue (~ 5 mV/nm). Les variations d'une descente en température à l'autre sont très faibles (quelques mV). Notons enfin que le 2DEG étant proche de la surface et la largeur entre les grilles très faibles (~ 30 nm) par rapport aux lithographies couramment pratiquées [52, 53, 78, 100] ($W_G \sim 250/300$ nm), les tensions de pincement sont réduites d'un facteur ~ 10 . Certains échantillons réalisés ont même un comportement « normally off » (voir III.5). Nous ne risquons donc pas d'observer d'hysteresis dans les mesures, comme c'est parfois le cas pour des échantillons qui nécessitent l'application de tensions V_{GS} plus fortes [91] ⁷.

Reproductibilité Exceptée la tension de seuil, aucune différence notable n'a pu être identifiée entre les différentes géométries testées (figures page 37). Les disparités observées s'expliquent en premier lieu par la non-uniformité des dispositifs (épitaxie et/ou nanofabrication) : une impureté localisée à l'entrée ou à l'intérieur du canal, peut fortement modifier les propriétés de transmission [78]. Mais généralement, en l'absence d'impuretés visibles, les figures de transconductance $g_m(V_{GS} - V_{seuil})$ varient très peu d'un échantillon à l'autre. Les écarts énergétiques entre les deux premiers niveaux E_1 et E_2 sont compris entre 11 et 13 meV. Nous n'avons pas montré ici de grilles suffisamment espacées (page 37) pour présenter des différences significatives et présenter une courbe du type $E_2 - E_1 = f(W_G)$. En réalité, nous avons pour objectif d'obtenir des niveaux assez espacés pour observer aisément la quantification à la température de l'hélium liquide ($E_2 - E_1 \gg 4k_B T$) : nous avons fabriqué d'emblée des constriction très étroites [98].

Pour un échantillon donné, la reproductibilité d'une mesure à l'autre, pour des conditions identiques de descente en température, est très bonne : la tension de seuil peut varier de quelques mV et les maxima d'environ 10 %.

III.1.3.2 $I_{DS}(V_{DS})$ - g_d

Saturation de I_{DS} L'analyse de la transconductance nous a permis de quantifier dans quelle mesure le QPC permet de contrôler le courant I_{DS} induit entre les deux réservoirs. Nous avons clairement mis en évidence le rôle joué par les bandes 1D. Le transistor à effet de champ idéal est une source de courant commandée en tension : pour réaliser un amplificateur, il suffit alors de convertir les variations de courant induites dans le canal

⁶Les variations sont plus importantes d'un run à l'autre : pour des conditions similaires d'insolation (dessin, dose), la largeur géométrique de la grille peut varier d'environ 10 nm en raison du réglage du faisceau d'électrons du masqueur électronique (légèrement différente à chaque insolation) et de l'état du filament.

⁷L'application de forte tension sur la grille peut changer la densité de charge dans les états de surface et ainsi modifier la tension de seuil : nous y reviendrons plus précisément au chapitre IV.

par la variation de tension en entrée (sur la grille) en polarisant, par exemple, la sortie par une résistance de charge. La « qualité » de la source s'avère donc primordiale : il faut un mécanisme de saturation efficace à fort V_{DS} . Le transport à travers les bandes 1D offre-t-il cette saturation en courant dans des proportions suffisantes ? Pour étudier cette question et quantifier la saturation du composant, nous définissons la conductance de sortie g_d :

$$g_d = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} \right|_{V_{GS}} \quad (\text{III.5})$$

La figure III.3-A atteste effectivement de la présence d'une telle saturation [64] pour des tensions $V_{DS} \sim 10$ mV. Pour le même point de polarisation décrit précédemment ($V_{DS} = 7$ mV, $V_{GS} = -90$ mV), la conductance de sortie vaut environ $10 \mu\text{S}$. Notons que les tensions appliquées sont très faibles par rapport aux tensions mises en œuvre dans les MOS (facteur 100) ou les HEMT à 4.2 K (facteur 10), rendant ces composants particulièrement prometteurs pour la cryoélectronique (très faible consommation).

Nous pouvons décrire qualitativement l'origine physique de cette saturation [60, 64] très simplement à l'aide de diagrammes de bandes 1D, comme nous l'avons fait précédemment. Considérons les points de polarisation « P4 » et « P5 » de la figure III.3 correspondant à une tension $V_{GS} = -70$ mV. Lorsque la tension drain-source est faible, les potentiels électrochimiques du drain de la source étant contenus dans la première sous-bande, la résistance du canal est donnée par le quantum de conductance (point « P4 »). En augmentant la tension drain-source, le potentiel électrochimique du drain sort de la première sous-bande. Par conséquent, une partie de la tension V_{DS} ne va pas injecter d'électrons supplémentaires dans le premier canal ; seuls les électrons d'énergie $E \in [E_1; \mu_s]$ sont transmis de la source vers le drain (point « P5 ») : le système sature.

DIBL Outre la saturation en courant, un phénomène *a priori* curieux est observé sur la courbe $g_d|_{V_{GS}=-50 \text{ mV}}$: la conductance de sortie augmente jusqu' à une tension drain-source d'environ 9 mV, traduisant une augmentation « anormale » du courant (visible sur la figure III.3-A), avant de diminuer avec la même pente que dans le cas précédemment décrit. Cette évolution de g_d est l'une des signatures très marquée de l'influence de la tension drain-source sur la position des niveaux énergétiques E_n , influence appréciée très tôt dans les nombreuses publications des années 1990. Le recours à des diagrammes de bandes 1D permet une nouvelle fois d'illustrer très simplement le phénomène. Les points de polarisation P1, P2 et P3 correspondent schématiquement aux trois premiers diagrammes de bandes de la figure III.3-C. Le niveau de Fermi du point P1 est situé juste en dessous de la deuxième sous-bande : pour de faibles tensions drain-source (< 3 mV), les potentiels électrochimiques de la source et du drain sont contenus dans la première sous-bande : la résistance est imposée par le quantum de conductance. Lorsque la tension augmente trop fortement, on note une légère diminution de la résistance (point P2) qui ne peut s'expliquer que par l'intervention d'une bande 1D supplémentaire dans le transport ; l'augmentation de V_{DS} abaisse donc suffisamment le potentiel au centre de la constriction de sorte que μ_s pénètre significativement dans la deuxième sous-bande : le deuxième canal de conduction transmet alors les électrons d'énergie $E \in [\mu_s; E_2]$. Pour de plus fortes tensions drain-source, le potentiel électrochimique du drain sort de la première sous-bande (point P3) et conduit à une diminution de la conductance de sortie de manière tout à fait similaire aux points P4 et P5 précédemment décrits.

Ce phénomène fait naturellement penser à l'abaissement de la barrière dans le canal des transistors ultra-courts, comme nous l'avons évoqué en I.1.2. Nous utiliserons donc na-

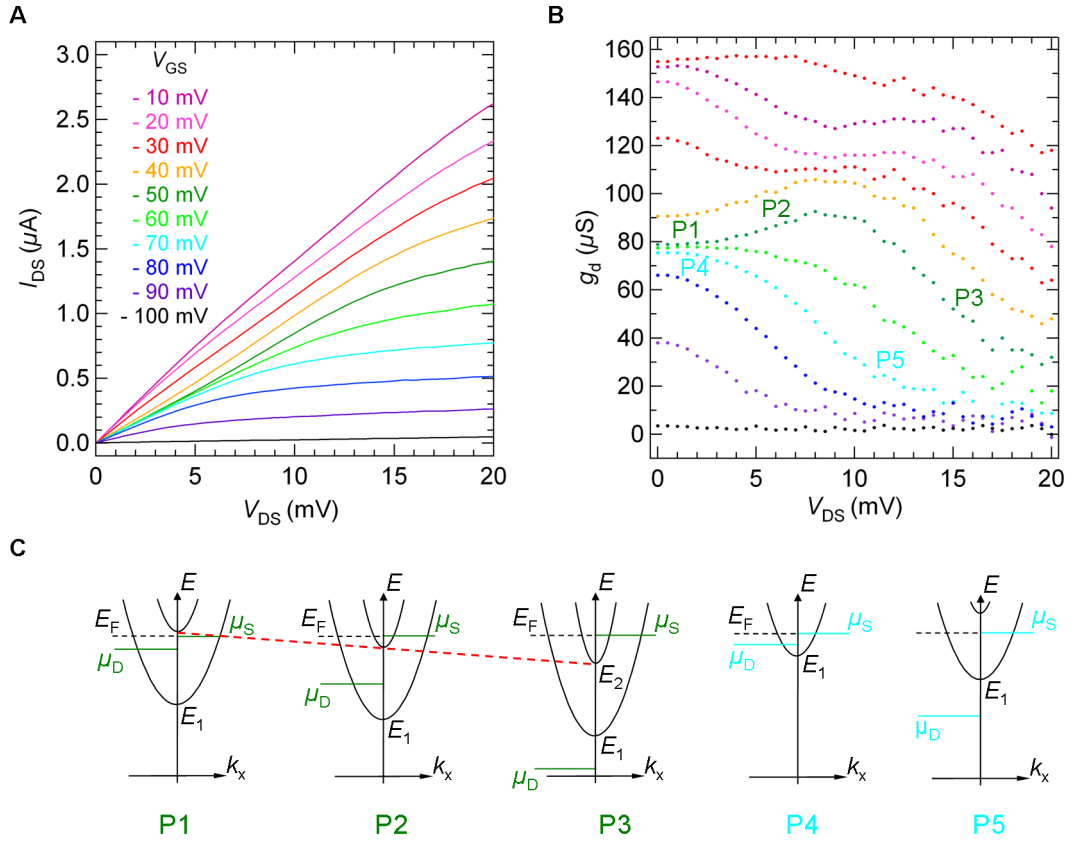


FIG. III.3: Mesures DC réalisées à $T = 4.2$ K de l'échantillon EEA1811 (même mesures que celles présentées en figure III.2) **A** : courbes $I_{DS}(V_{DS})$ **B** : conductance de sortie $g_d(V_{DS})$ **C** : Schéma de bandes correspondant au point de polarisation P1, P2, P3, P4 et P5.

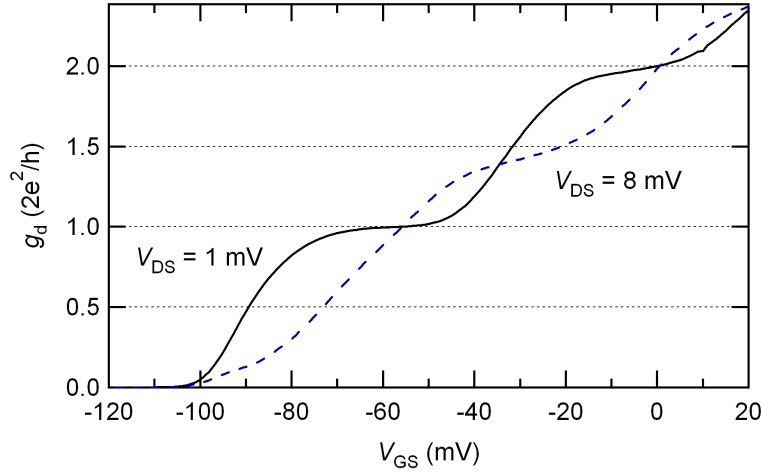


FIG. III.4: Conductance de sortie g_d calculée pour une faible tension de polarisation ($V_{DS} = 1$ mV - trait plein) et pour une tension de polarisation plus importante ($V_{DS} = 8$ mV - tirets).

tuellement le terme de DIBL, emprunté à la microélectronique classique, pour le désigner. Le QPC, archétype du composant ultra-court, n'échappe donc pas à l'une des dégradations majeures des caractéristiques statiques des MOSFET traditionnels pour des longueurs de grilles $\lesssim 40$ nm [132, 134] : le DIBL est à l'origine de la mauvaise saturation des courbes $I_{DS}(V_{DS})$.

« **demi-plateaux** » Généralement, l'étude du transport dans le QPC se fait à l'aide d'une polarisation symétrique entre source et drain de sorte que $\mu_s = E_F + \beta eV_{DS}$ et $\mu_D = E_F - (1 - \beta)eV_{DS}$. Le facteur β vaut approximativement $1/2$ [64, 110]. Ainsi, comme il le fut prédit très tôt [60, 64], des « demi-plateaux » de conductance sont attendus (multiple de e^2/h) pour des tensions de polarisation importantes pour lesquelles μ_s et μ_D n'occupent pas le même nombre de sous-bandes. Cette « quantification » en pas de e^2/h dans les courbes $g_d(V_{GS})$ fut effectivement observée par la suite [71, 80, 81] ; la figure III.4 en donne une illustration. Ces « demi-plateaux » ne doivent évidemment pas être confondus avec la véritable quantification en pas de e^2/h sous fort champ magnétique ($B \gtrsim 5$ T), dû à la levée de dégénérescence de spin [67, 80, 107].

III.1.3.3 Gain en tension > 1

Dans les deux paragraphes précédents, nous avons mis en évidence un point de polarisation particulier ($V_{DS} = 7$ mV ; $V_{GS} = -90$ mV) correspondant à une transconductance de $20 \mu S$ et une conductance de sortie de $10 \mu S$. Le système peut donc idéalement amplifier avec un gain $= 20 \mu S / 10 \mu S = 2$. De manière plus complète, nous présentons, en figure III.5, le gain intrinsèque déduit des mesures précédentes. Nous remarquons clairement une région où le gain en tension est supérieur à 1. Cette région correspond au premier « pic » de transconductance. L'explication ne repose pas sur le fait que les maxima de transconductance soient légèrement plus prononcés à cet endroit, mais sur le fait que la conductance de sortie y est plus faible (voir figure III.3-B). En réalité, g_d est d'autant plus grand que le nombre de canaux de conduction est important : si $\mu_D < E_1$, sa diminution n'injectera aucun « électron » supplémentaire dans aucune sous-bande. De manière simplifiée, si μ_s est situé dans la bande n et μ_D dans la bande $n - 1$, la conductance de sortie est donnée

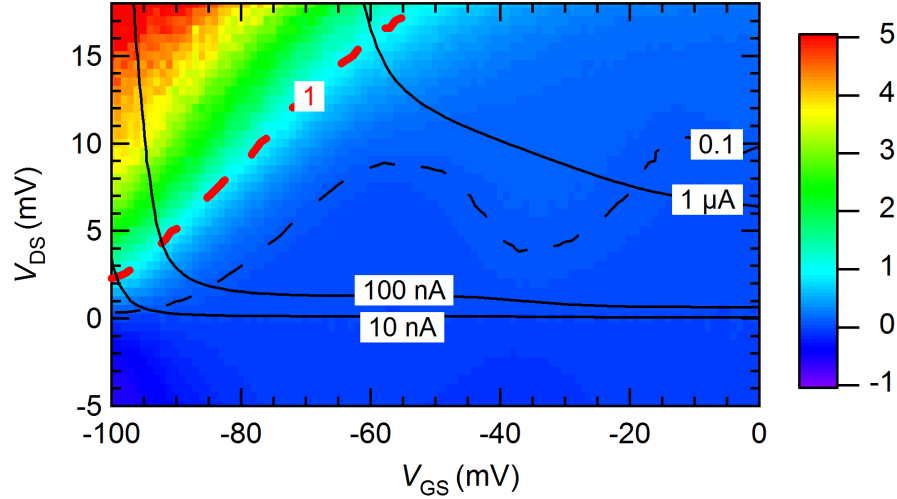


FIG. III.5: Gain intrinsèque calculé à partir des mêmes mesures présentées en figures III.2 et III.3 ; échantillon EEA1811, $T = 4.2$ K.

par :

$$g_d(n) = \frac{2e^2}{h}(n - 1) \quad (\text{III.6})$$

Ainsi, pour obtenir du gain en tension sur le deuxième « pic », il est nécessaire d'appliquer une tension drain-source plus importante, de l'ordre de $(E_2 - E_1)/e$, pour obtenir une conductance de sortie g_d suffisamment faible. Notons enfin que nous n'avons pas de gain pour des tensions drain-source négatives, en raison de l'absence de saturation : le potentiel électrochimique du drain va pénétrer successivement dans les différentes sous-bandes 1D.

Les mesures de transconductance sont très similaires d'un échantillon à l'autre. Nous présentons en figure III.6 quelques courbes supplémentaires relatives à l'échantillon UA08_0202. La grille de type « 2 » est similaire à la grille de type « 18 » mais avec $L_G = 180$ nm et $W_G = 60$ nm. La figure III.7 montre clairement que le gain en tension est obtenu sur le premier pic de transconductance situé vers - 50 mV. Les mesures du gain sont naturellement bruitées pour de faibles courants, mais l'on distingue néanmoins la décroissance du premier pic de G_0 , comme nous distinguons nettement celles relatives aux pics n° 2 et n° 3. Ces pics correspondent rigoureusement aux pics de transconductance, prouvant ainsi que du gain en tension de plusieurs unités peut être obtenu en régime balistique 1D.

III.1.3.4 Conclusion intermédiaire

Nous avons démontré, à l'issue de ces quelques pages, qu'il est possible, par une technologie adaptée, d'utiliser la quantification de la conductance pour réaliser un transistor. Il est d'ailleurs remarquable de constater que les tensions mises en jeu sont très faibles par rapport aux tensions d'une technologie classique. D'un point de vue cryogénique, les résultats sont donc très encourageants : à 4.2 K, pour une tension de grille de -90 mV, une tension drain-source de 7 mV, nous avons obtenu un gain de 2 pour un courant de 175 nA, correspondant à une puissance de consommation de seulement 1.2 nW.

La dénomination 1D-QBFET (transistor quantique balistique 1D) est pour le moins tentante. Mais est-elle justifiée ? La physique quantique intervient dans la quantification transverse. Mais intervient-elle dans le sens du transport de manière suffisamment signifi-

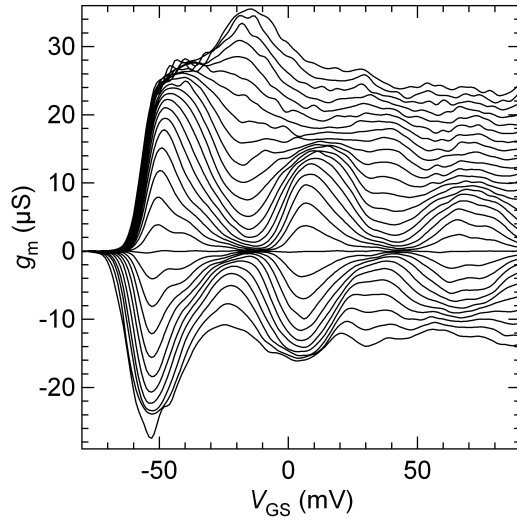


FIG. III.6: Transconductance de l'échantillon UA08_0202 (grille « 2 ») pour différentes tensions V_{DS} variant de -10 mV à 20 mV (pas de 1 mV) ; $T = 4.2$ K.

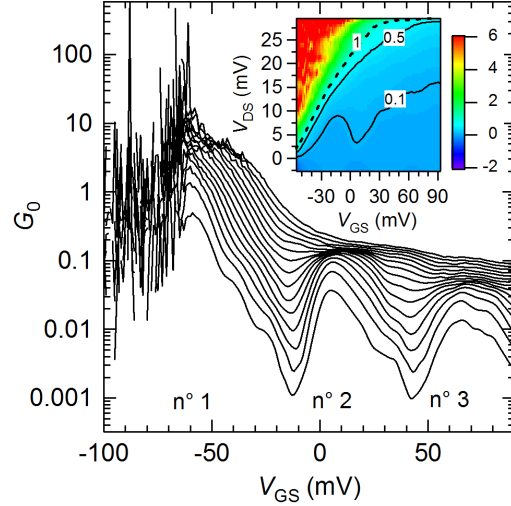


FIG. III.7: G_0 de l'échantillon UA08_0202 pour différentes tensions V_{DS} variant de 1 mV à 14 mV (pas de 1 mV) ; en haut à droite est représenté $G_0(V_{GS}, V_{DS})$.

cative à un point de polarisation de gain $G_0 > 1$? Une description semi-classique (structure de bandes 1D) ne serait-elle pas suffisante ? Les réponses à ces questions sont relativement évidentes : comme il le fut évoqué dans ces premières pages descriptives, la quantification et la transmission jouent un rôle prépondérant dans le transport. Néanmoins, pour y répondre plus rigoureusement, nous allons tenter de « modéliser » aux mieux nos résultats.

III.2 Modélisation

Nous avons clairement montré que les caractéristiques statiques des QPC (g_m et g_d) révèlent très fortement la nature unidimensionnelle et balistique du transport électronique. Pour modéliser ces résultats expérimentaux, nous allons mettre en œuvre le formalisme de Landauer-Büttiker. L'expression du courant I_{DS} se met alors sous la forme :

$$I_{DS}(V_{DS}, V_{GS}) = \frac{2e}{h} \sum_{n=1}^N \int_0^{+\infty} T_n(E, V_{DS}, V_{GS}) \left[\frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{k_B T}}} - \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F + e V_{DS}}{k_B T}}} \right] dE \quad (\text{III.7})$$

La plus grande difficulté reste à déterminer la probabilité T_n relative à chaque mode électronique. Idéalement, nous devrions calculer numériquement le potentiel induit dans le 2DEG [51, 84, 121] par les tensions de polarisation V_{GS} et V_{DS} pour déterminer, dans un deuxième temps, la probabilité de transmission T . Ce genre d'étude n'est évidemment pas l'objectif du travail de thèse. Nous allons effectuer le travail inverse : à partir des mesures de transport, nous en déduirons des propriétés sur le potentiel induit dans le 2DEG. Nous tenterons alors, dans un second temps, de proposer quelques explications physiques pour justifier cette démarche inductive.

III.2.1 Expression théorique du courant

III.2.1.1 Expression de la transmission

Il est nécessaire de connaître l'expression de la transmission $T(E)$ d'un électron d'énergie E à l'entrée du canal 1D. Même si l'approche d'un potentiel abrupt permet de décrire certaines tendances [57, 58, 63], elle n'est pas correcte. De manière évidente, le potentiel induit dans le 2DEG par les grilles est doux. Il est possible de l'approcher par un potentiel en « selle » [60, 67] (voir figure III.34) ; un développement limité d'ordre 2 au niveau du col permet de réduire le potentiel à la forme quadratique suivante :

$$V(x, y) = V_0 - \frac{1}{2}m^*\omega_x^2 x^2 + \frac{1}{2}m^*\omega_y^2 y^2 \quad (\text{III.8})$$

Outre le fait de proposer une description moyenne intuitivement satisfaisante, l'approche quadratique offre l'avantage majeur de conduire à une expression analytique de la transmission $T_{m,n}(E)$ [40, 41, 60, 67] du canal n vers le canal m ⁸ :

$$T_{m,n}(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{-2\pi(E-E_n)}{\hbar\omega_x}}} \delta_{m,n} \quad (\text{III.9})$$

Les niveaux énergétiques dépendent de la courbure transverse ω_y (séparation de l'Hamiltonien selon deux directions indépendantes) et valent :

$$E_n = V_0 + \hbar\omega_y \left(n - \frac{1}{2}\right) \quad (\text{III.10})$$

Cette expression est mathématiquement similaire à une fonction de Fermi-Dirac où la courbure $\hbar\omega_x$ joue le rôle de $k_B T$. Un canal « long » ($\hbar\omega_x$ faible), aura une transition en énergie très rapide entre la probabilité de transmission « 0 » et la probabilité de transmission « 1 ». A l'inverse, un canal « court » ($\hbar\omega_x$ grand) favorisera le courant tunnel et les réflexions. La figure III.8 donne quelques tracés de cette fonction pour $\hbar\omega_x \in [1; 5; 10; 15 \text{ meV}]$.

Dans ce modèle, l'écart énergétique entre les niveaux E_n est constant et vaut $\hbar\omega_y$. Cet aspect du modèle ne correspond pas tout à fait avec nos mesures expérimentales (3 premiers modes) et l'ensemble des résultats expérimentaux publiés à ce sujet. L'approche du puits carré infini⁹, plus adaptée à des structures plus abruptes (puits quantiques épitaxiés...), ne rendrait évidemment pas mieux compte de ces résultats. L'approche parabolique décrite par la suite est donc corrigée en introduisant les niveaux E_n les plus appropriés pour « fiter » nos courbes.

III.2.1.2 Expression du courant

N'ayant pas d'argument décisif pour justifier des variations des courbures du potentiel avec les tensions de polarisation (V_{GS} , V_{DS}), nous supposons que les écarts énergétiques $E_{n+1} - E_n$ et $\hbar\omega_x$ restent constants. Le courant I_{DS} induit entre les réservoirs source et drain du QPC se met sous la forme :

⁸Voir l'article de H. A. Fertig et al. [49] pour le calcul de la transmission en champ magnétique.

⁹Les niveaux énergétiques E_n dans un puits infini de largeur a valent :

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* a^2}$$

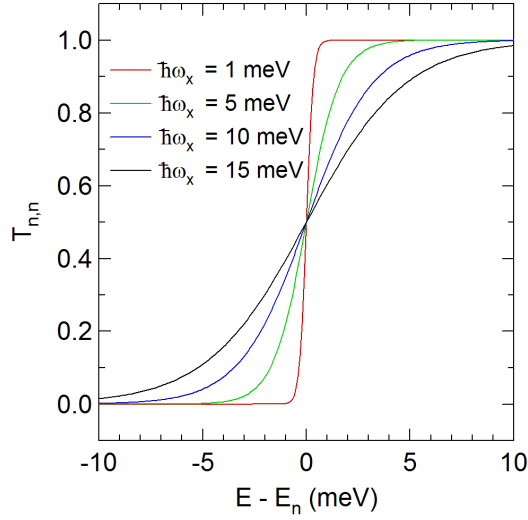


FIG. III.8: Probabilité de transmission $T(E)$ (équation III.9) pour quatre courbures de potentiel ω_x différentes (1, 5, 10 et 15 meV).

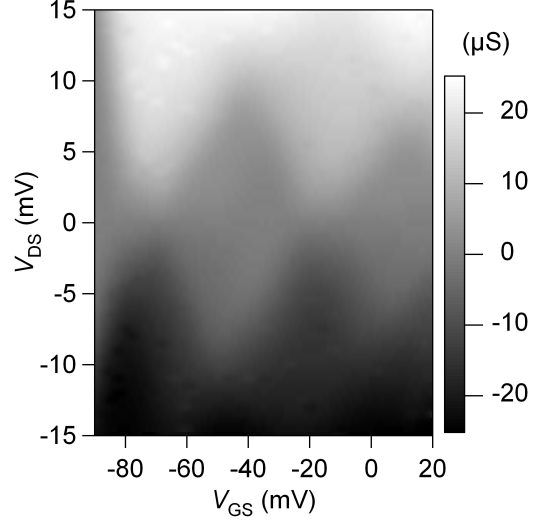


FIG. III.9: $g_m(V_{GS}; V_{DS})$; ces figures « diamant » permettent d'estimer les écarts énergétiques entre les sous-bandes avec une précision de l'ordre de 1-2 mV.

$$I_{DS}(V_{DS}, V_{GS}) = \sum_{n=1}^N \int_0^{+\infty} \underbrace{\left[\frac{2e}{h} \right]}_{e g_{1D}(E) v(E)} \underbrace{\left[\frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{k_B T}}} - \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F - eV_{DS}}{k_B T}}} \right]}_{f_S(E) - f_D(E)} \underbrace{\left[\frac{1}{1 + e^{-\frac{E-E_n(V_{DS}, V_{GS})}{\hbar\omega_x/(2\pi)}}} \right]}_{T(E)} dE \quad (\text{III.11})$$

Par la suite, nous utiliserons souvent (sauf lors de calculs numériques) une expression simplifiée valable à basse température. En nous plaçant à $T = 0$ K, nous pouvons intégrer l'expression précédente :

$$\begin{aligned} I_{DS}(V_{DS}, V_{GS}) &= \frac{2e}{h} \sum_{n=1}^N \int_{\mu_S - eV_{DS}}^{\mu_S} T_n(E, V_{DS}, V_{GS}) dE \\ &= \frac{2e^2}{h} N V_{DS} + \frac{2e}{h} \sum_{n=1}^N \frac{\hbar\omega_x}{2\pi} \ln \left[\frac{1 + e^{-\frac{2\pi [E_F - E_n(V_{DS}, V_{GS})]}{\hbar\omega_x}}}{1 + e^{-\frac{2\pi [E_F - E_n(V_{DS}, V_{GS}) - eV_{DS}]}{\hbar\omega_x}}} \right] \end{aligned} \quad (\text{III.12})$$

Nous avons donc posé les bases du modèle utilisé pour interpréter les résultats expérimentaux présentés plus haut. À ce stade, nous pouvons soulever les questions suivantes : quel est le couplage entre les tensions de polarisation V_{GS} et V_{DS} et les niveaux E_n ? Comment pouvons-nous évaluer la courbure $\hbar\omega_x$? La « selle » va-t-elle se déformer lorsque nous allons appliquer de forte tension V_{DS} ? Pour étudier ces questions, nous nous proposons ici de faire varier deux paramètres : la tension drain-source V_{DS} et la température T de manière à pouvoir sonder et évaluer les énergies caractéristiques $E_{n+1} - E_n$ et $\hbar\omega_x$.

III.2.2 Variation de V_{DS} à température constante

III.2.2.1 Evaluation de $E_{n+1} - E_n$

Paramètres technologiques Pour observer la quantification de la conductance à « haute température », il faut avoir des niveaux énergétiques les plus éloignés les uns des autres. Plus précisément, il faut que $E_{n+1} - E_n \gg 4k_B T$ (voir III.2.3.1). Par lithographie électronique, nous avons donc réalisé une constriction très étroite, pour augmenter très sensiblement le confinement. Dans les deux articles fondateurs par exemple, les largeurs géométriques des grilles étaient plus importantes, de 250 nm (échantillons de l'équipe néerlandaise [52]) à 700 nm (échantillons de l'équipe anglaise [53]), rendant la quantification moins résistante en température (mesures effectuées à ~ 100 mK). Pour illustrer ce propos, nous citerons par exemple l'étude précise menée par Apetrii et al. [106] qui a clairement montré l'augmentation des écarts énergétiques en fonction de la largeur dans des QPC réalisés par LAO-AFM [31, 32, 34] ; dans ce travail, l'évolution peut-être estimée à environ 1.5 meV/10 nm.

Outre la distance des grilles, il est à noter que la technique des grilles fendues [24], si elle allie souplesse et rapidité par rapport à d'autres techniques, offre généralement des écarts énergétiques assez faibles en raison de la grande distance entre les grilles et le 2DEG [88, 76]. Nous soulignons donc ici le grand intérêt, une nouvelle fois, de disposer d'un 2DEG très proche de la surface (couche UA08), même si la technologie (épitaxie) est plus complexe et les risques de destruction lors de la fabrication plus grands [73] : le champ électrique de confinement est plus abrupt (voir III.2.4.3). Ainsi des écarts énergétiques d'environ 10 meV ont été mesurés très tôt dans les QPC, en 1991 [73], mettant en œuvre de tels 2DEG (distance surface - 2DEG = 30 nm). Il est également possible d'utiliser des 2DEG plus éloignés de la surface en appliquant une étape de « recess » (page 35) plus sévère [98]. De manière complémentaire, Apetrii et al. [106] a clairement montré qu'une gravure profonde du 2DEG permettait d'améliorer le confinement et d'espacer plus fortement les niveaux. Le « recess » est tout à fait utile dans notre travail.

Mesures Comme nous l'avons décrit en III.1.3.1, les figures de transconductance permettent d'évaluer les écarts énergétiques entre les sous-bandes 1D. Nous avons ainsi montré que $E_{n+1} - E_n$ baisse quand n croît. Toutes les publications expérimentales reportent des mesures qui vont dans ce sens [76, 81, 88, 91, 98, 110, 113]. L'incertitude sur ces mesures (en partie comprise par les calculs qui suivront) sont de l'ordre de ± 1 meV [113].

Cette façon de déterminer les écarts énergétiques est différente des méthodes basées sur une polarisation symétrique [66], mais repose fondamentalement sur les mêmes hypothèses et la même approche : supposant l'écart énergétique $E_{n+1} - E_n$ constant, l'augmentation de la tension entre les réservoirs permet de sonder progressivement les différentes sous-bandes 1D et de repérer les transitions caractéristiques des écarts énergétiques entre sous-bandes. Les résultats sont souvent présentés à l'aide de structures « diamant » [88] (figure III.9 ¹⁰).

Discussion Patel et al. [81] ont mesuré, suivant la méthode décrite par Zagorskin [66] (polarisation symétrique des réservoirs [110]), l'écart énergétique entre deux niveaux en fonction de la tension de grille. Ayant mesuré des variations faibles (augmentation de $\partial(E_{n+1} - E_n)/\partial V_{GS} \sim -1$ meV/V, il en ont conclu que la tension de grille joue principalement sur le potentiel V_0 dans la constriction, sans en changer la courbure. Il ont par ailleurs

¹⁰Grille « 27 » rectangle : $W_G = 50$ nm, $L_G = 230$ nm.

mesuré un écart $E_2 - E_1 = 4.5$ meV pour des grilles séparées de 300 nm, lithographiées sur un 2DEG à plus faible densité ($n_s = 3 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$, $E_F \simeq 10$ meV)¹¹.

La technique « cleaved edge overgrowth » (CEO) permet d'améliorer le confinement : des écarts entre les deux premiers niveaux de 40 meV ont été mesurés [110]. Il est intéressant de noter que l'écart entre les niveaux suivants baisse fortement (22 meV, 15 meV, 13 meV, 12 meV...). Cette tendance est donc tout à fait générale, quelle que soit la technique mise en œuvre.

La faible masse des électrons m^* dans GaAs explique la bonne séparation des niveaux énergétiques¹² obtenue avec la technique des grilles fendues. La réalisation d'un QPC sur un gaz contenu dans un canal AlAs [115] a permis d'observer des niveaux énergétiques beaucoup plus proches les uns des autres, la masse effective de l'électron étant plus importante ($m^* = 0.26 m_0 \simeq 4.12 \times m_{\text{GaAs}}^*$) [33]. A l'inverse, l'utilisation d'un 2DEG InAs ($m_{\text{InAs}}^* = 0.023 m_0$) permettrait d'augmenter l'écart entre niveaux et ainsi la température de fonctionnement [86, 91].

Conclusion Les valeurs que nous introduirons dans les calculs seront donc directement issues des figures de transconductance décrites plus haut. Les mesures en températures confirmeront la pertinence des ordres de grandeur proposés.

III.2.2.2 Evaluation de $\hbar\omega_x$

Hypothèses Nous nous proposons ici de développer une formule analytique simple d'emploi afin de relier le maximum de transconductance à la courbure transverse ω_x et au couplage entre la tension V_{GS} et les niveaux E_n . Pour ce faire, nous faisons les hypothèses suivantes :

- la transmission $T(E)$ est approchée par la formule issue de l'approximation parabolique (voir équation III.9) et nous supposons que ω_x ne dépend pas des tensions de polarisation.
- nous nous plaçons à température nulle : $T = 0$ K
- nous supposons un couplage linéaire entre le potentiel au centre de la constriction et la tension V_{GS} :

$$E_n(V_{\text{DS}}, V_{\text{GS}}) = V_0 + \hbar\omega_y(n - \frac{1}{2}) - \beta V_{\text{GS}} - f(V_{\text{DS}}) \quad \text{avec} \quad \frac{\partial f(V_{\text{DS}})}{\partial V_{\text{GS}}} = 0 \quad (\text{III.13})$$

- on considère comme négligeable l'influence des bandes 1D adjacentes sur la valeur du maximum de transconductance ($\hbar\omega_y \gg \hbar\omega_x$)

Une expression analytique Selon les deux premières hypothèses, nous pouvons établir une expression analytique du courant (équation III.12). Pour calculer le maximum de transconductance, nous résolvons l'équation suivante :

$$\left. \frac{\partial g_m}{\partial V_{\text{GS}}} \right|_{V_{\text{DS}}} = \left. \frac{\partial^2 I_{\text{DS}}}{\partial V_{\text{GS}}^2} \right|_{V_{\text{DS}}} = 0 \quad (\text{III.14})$$

Ne prenant en compte qu'un seul canal de conduction ($N = 1$), la résolution de cette équation est simple. Le couple solution pour le pic n de transconductance « n » est :

¹¹La distance du 2DEG à la surface n'est pas mentionnée est probablement importante (~ 100 nm) compte tenu des tensions de pincement extrêmement négative : $V_{\text{GS-off}} \simeq -4$ V.

¹²Voir note page 51.

$$\begin{cases} V_{\text{GS}}^{\text{max}}(V_{\text{DS}}) = \frac{V_0 + \hbar\omega_y(n + \frac{1}{2}) - E_{\text{F}} - f(V_{\text{DS}}) + \frac{qV_{\text{DS}}}{2}}{\beta} \\ g_{\text{m}}^{\text{max}}(V_{\text{DS}}) = \frac{2e\beta}{h} \tanh\left(\frac{e\pi V_{\text{DS}}}{2\hbar\omega_x}\right) \end{cases} \quad (\text{III.15})$$

En réinjectant l'expression obtenue pour $V_{\text{GS}}^{\text{max}}$ dans III.13, on obtient la position relative du niveau de Fermi et des niveaux du canal 1D au maximum de transconductance. Sans surprise, cela correspond à une répartition symétrique des potentiels électrochimiques de part et d'autre de E_n , le couplage étant linéaire et la transmission $T(E - E_n) - 1/2$ impaire :

$$E_{\text{F}} = E_n + \frac{eV_{\text{DS}}}{2} \quad (\text{III.16})$$

Nous avons tracé en figure III.10 quelques courbes de $g_{\text{m}}^{\text{max}}$ pour quelques valeurs typiques de $\hbar\omega_x$.

Analyse Cette expression permet de formaliser l'évolution du maximum de transconductance observée précédemment (figure III.2-B) : une augmentation linéaire est suivie d'une saturation à « forte » tension drain-source¹³. Alors que la tension de saturation est liée à la largeur en énergie ($\hbar\omega_x$) de la probabilité de transmission $T(E)$, la valeur de saturation dépend uniquement de la capacité de contrôle de la grille (couplage β) :

$$g_{\text{m}}^{\text{max}}(V_{\text{DS}} = \frac{\hbar\omega_x}{e}) \simeq 92\% g_{\text{m, sat}}^{\text{max}} = 92\% \frac{2e\beta}{h} \quad (\text{III.17})$$

Ainsi, il n'est pas nécessaire d'envisager un QPC au canal « long » ($\hbar\omega_x$ petit) pour obtenir de la transconductance : il suffit simplement d'appliquer une tension $V_{\text{DS}} \sim \hbar\omega_x/e$. Un canal « long » permettrait donc éventuellement de réduire la puissance de consommation, dont nous avons vu qu'elle était en réalité suffisamment faible. Il serait néanmoins avantageux pour la démonstration de disposer d'un canal « long » pour séparer au mieux les sous-bandes 1D et mettre ainsi en valeur plus fortement la nature unidimensionnelle et balistique du transistor.

Pour plus de clarté, nous illustrons nos propos par la figure III.11 qui présentent des calculs numériques ($T = 4.2$ K) du maximum de transconductance introduisant un couplage β linéaire. Nous voyons ainsi clairement l'influence des sous-bandes supérieures à mesures que $\hbar\omega_x$ diminue et que $\hbar\omega_y$ augmente. Il est assez délicat de proposer un critère mathématique rigoureux et moins sévère que celui énoncé dans les hypothèses ($\hbar\omega_y \gg \hbar\omega_x$). Or il est évident que ce critère restreint trop fortement le domaine de validité de l'expression III.15. Pour parer à cette petite difficulté, nous nous proposons simplement d'indiquer quelques valeurs numériques pour évaluer la précision de cette expression. Le tableau III.1 présente les résultats d'un ajustement approprié ($V_{\text{DS}} < \hbar\omega_y = E_{n+1} - E_n$) des courbes $g_{\text{m}}^{\text{max}}(V_{\text{DS}})$ pour quelques valeurs usuelles de potentiel. Cette méthode surestime légèrement β et $\hbar\omega_x$ dans des proportions d'autant plus importantes que les niveaux sont proches et que $\hbar\omega_x$ est grand. Pour des niveaux espacés de 10 meV au moins et pour une courbure $\hbar\omega_x < 10$ meV, nous obtenons une très bonne précision sur β ($< 10\%$) et sur $\hbar\omega_x$ ($< 15\%$). Par la suite, nous ne comparerons donc pas nos mesures à des abaques de référence qui permettraient de corriger en partie les erreurs induites par les sous-bandes adjacentes ; nous utiliserons

¹³ $\tanh(x) \underset{x \rightarrow 0}{\sim} x \quad \tanh(x) \underset{x \rightarrow +\infty}{\sim} 1$

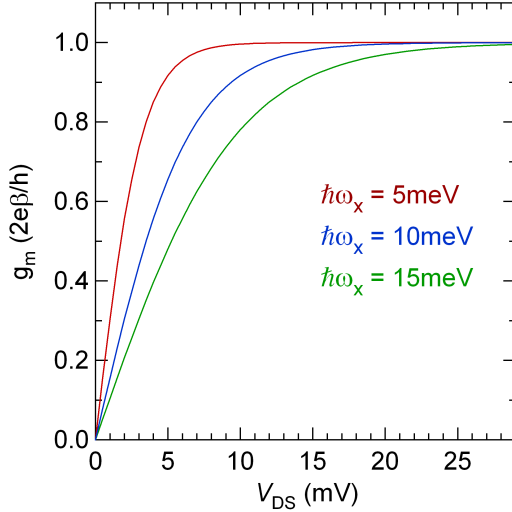


FIG. III.10: Évolution du maximum de transconductance selon l'équation III.15 pour différentes courbures de potentiel $\hbar\omega_x \in [5; 10; 15 \text{ meV}]$.

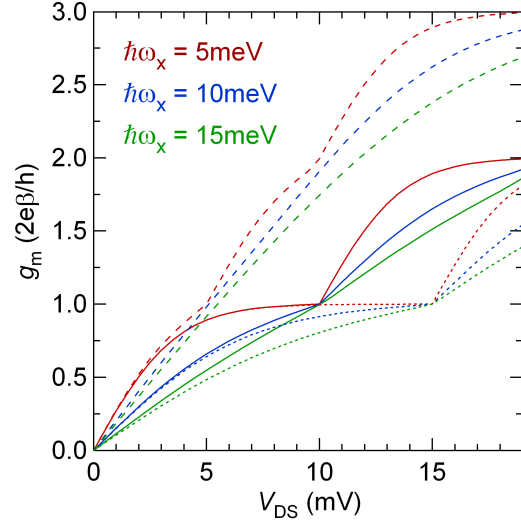


FIG. III.11: Calcul numérique ($T = 4.2 \text{ K}$) de $g_m^{\max}$ avec trois canaux de conduction équidistants en énergie : $\hbar\omega_y = 5 \text{ meV}$ (tiret), 10 meV (ligne), 15 meV (pointillés).

$\hbar\omega_x \backslash \hbar\omega_y$	5 meV	10 meV	15 meV
5 meV	(17% ; 30%)	(2.5% ; 15%)	(2% ; 14%)
10 meV	(150% ; 90%)	(8.5% ; 10%)	(2.5% ; 5%)
15 meV	(315% ; 130%)	(40% ; 30%)	(6.5% ; 5.5%)

TAB. III.1: Surestimation des paramètres β et $\hbar\omega_x$ des courbes de la figure III.11 obtenue en ajustant ces mêmes courbes au moyen de l'équation III.15 ; $V_{DS} \leq \hbar\omega_y/e$.

directement les paramètres issus des « fits », en prenant soin de considérer une plage de tension V_{DS} la plus faible possible.

Expériences Les figures III.12 et III.13 montrent les résultats des fits (équation III.15) des maxima de transconductance en fonction de V_{DS} des échantillons EEA1811 et EEA0202¹⁴. Pour éviter l'influence de la deuxième sous-bande, il ne faut pas considérer les maxima correspondant à des tensions drain-source trop élevées. En revanche, il est capital d'amorcer le début de saturation pour obtenir une bonne précision sur les deux paramètres recherchés (β et $\hbar\omega_x$), le régime linéaire n'apportant qu'une information relative entre ces paramètres (rapport β/ω_x). Pour donner une précision de nos mesures, nous détaillons ici les « fits » obtenus sur l'échantillon EEA1811 :

- fit avec $V_{DS} \in [0 ; 4 \text{ mV}]$: $\beta = 337.72 \pm 8.32 \text{ meV/V}$, $\hbar\omega_x = 9.42 \pm 0.28 \text{ meV}$
- fit avec $V_{DS} \in [0 ; 8 \text{ mV}]$: $\beta = 311.36 \pm 4.35 \text{ meV/V}$, $\hbar\omega_x = 8.57 \pm 0.21 \text{ meV}$

Pour le deuxième pic, nous obtenons :

- fit avec $V_{DS} \in [0 ; 3 \text{ mV}]$: $\beta = 179.5 \pm 9.58 \text{ meV/V}$, $\hbar\omega_x = 6.03 \pm 0.41 \text{ meV}$
- fit avec $V_{DS} \in [0 ; 8 \text{ mV}]$: $\beta = 195.2 \pm 1.07 \text{ meV/V}$, $\hbar\omega_x = 6.73 \pm 0.08 \text{ meV}$

¹⁴Grille de type « 2 » : similaire à une grille de type « 18 » mais avec $L_G = 180 \text{ nm}$ et $W_G = 60 \text{ nm}$.

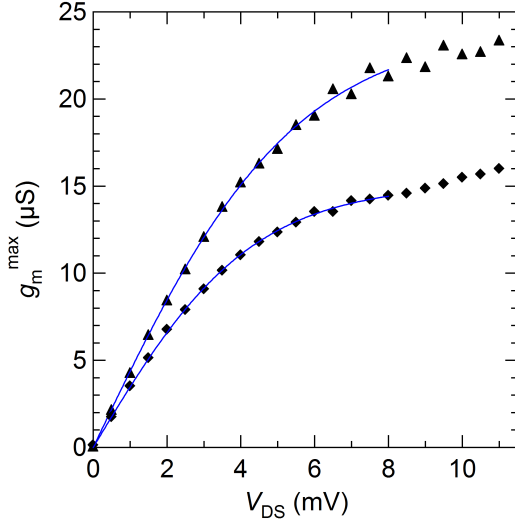


FIG. III.12: Maximum de transconductance des premier (▲) et deuxième (◆) pics de transconductance de l'échantillon EEA1811 (figure III.2-B).

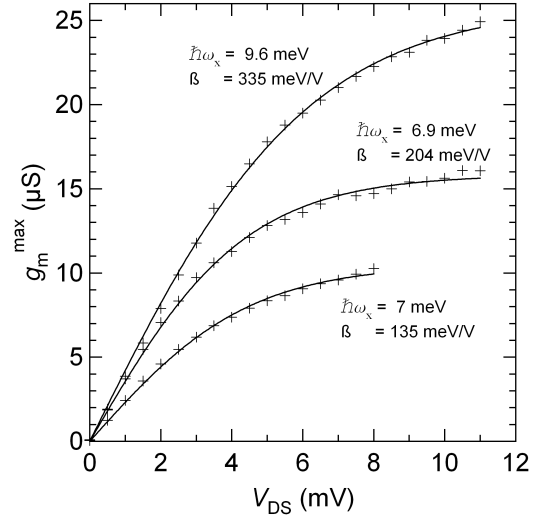


FIG. III.13: Maximum de transconductance des premier, deuxième et troisième pics de transconductance de l'échantillon EEA0202.

Nous constatons, une nouvelle fois, la non-linéarité du couplage β , nettement évoquée plus haut à propos des figures de transconductance III.2-B et III.6. Sans l'avoir démontrée rigoureusement ici, l'expression III.15 reste valable avec un couplage non-linéaire dans les proportions indiquées ci-dessus. Il semble également que $\hbar\omega_x$ dépende de n . En particulier, $\hbar\omega_x$ est toujours plus important sur le premier pic sur chacun des échantillons mesurés (30). Les variations semblent peut-être trop faibles pour être totalement convaincantes. C'est la raison pour laquelle nous avons tenté de mener des mesures en température à faible tension V_{DS} , de manière à sonder plus précisément l'évolution de la courbure ω_x avec V_{GS} . Mais nous verrons que là encore, compte tenu de la précision de la méthode, il est difficile de justifier pleinement une différence de 1-2 meV seulement.

Analyse Aucune différence significative sur la mesure de $\hbar\omega_x$ n'a été mesurée en fonction de L_G [91]. Nous avons reporté quelques-unes de ces mesures dans le tableau III.2. Pour être plus précis, nous aurions certainement dû réaliser des QPC plus courts pour sonder plus précisément les faibles L_e . Pour le moment, nous pouvons conclure que la courbure $\hbar\omega_x$ ne dépend pas (ou très peu) de L_G pour $L_G > 70$ nm. Il est également difficile, compte tenu des faibles variations de W_G entre les différents échantillons ($20 \text{ nm} \leq W_G \leq 70$ nm), d'établir une relation entre $\hbar\omega_x$ et W_G . Il apparaît donc que le 2DEG joue un rôle déterminant dans la courbure du potentiel : la réponse des électrons au champ électrique vient atténuer fortement les différences géométriques (écranage). Intuitivement, il serait donc tentant d'imaginer une équation reliant $\hbar\omega_x$ à n_s et d :

$$\hbar\omega_x = f(E_F; d) ? \quad (\text{III.18})$$

Peu de publications proposent une mesure précise de $\hbar\omega_x$. En revanche, les mesures de conductance $G(V_{GS})$ permettent d'estimer ce paramètre grâce à la formule III.22, si

¹⁵Grille « 7 » : grille similaire à une grille de type « 10 » (voir figure II.6) mais avec $L_G \sim 70$ nm, $W_G \sim 45$ nm.

¹⁶Voir note 10 page 53.

Type de grille	L_G (nm)	$(\beta; \hbar\omega_x)$ - pic n° 1 (meV/V ; meV)	$(\beta; \hbar\omega_x)$ - pic n° 2 (meV/V ; meV)	$E_2 - E_1$ (meV)	$E_3 - E_2$ (meV)	V_{seuil} (mV)
« 02 »	180	(335 ; 9.6)	(204 ; 6.9)	11.5	9	-200
« 20 »	400	(320 ; 11.8)	(212 ; 12)	11	8	-20
« 7 » ¹⁵	70	(235 ; 11.9)		10		-25
		(252 ; 8.1)		12		-30
		(233 ; 11)		11		-40
« 18 »	175	(338 ; 9.4)	(185 ; 6.5)	12.5	9	-100
		(282 ; 9.2)	(187 ; 7.2)	12	8	-90
		(292 ; 9.2)	(178 ; 7.5)	12.5	9	-100
		(285 ; 8,4)	(192 ; 6)	12	8.5	-70
		(320 ; 9.6)	(194 ; 7.4)	13	9	-50
« 25 »	170	(242 ; 7.5)	(223 ; 10)	10.5	7	-135
		(292 ; 8,5)	(187 ; 7)	10	6	-130
« 27 » ¹⁶	230	(282 ; 9.8)	(192 ; 7.75)	12.5	8.5	-90

TAB. III.2: Mesures des courbures de potentiel déduites des mesures de transport sur différentes géométries de grilles (voir photos MEB page 37) ; l'estimation de $\hbar\omega_x$ à partir de l'équation III.15 est effectuée sur la plage de tension drain-source la plus appropriée.

les auteurs ont précisé les écarts énergétiques de manière à estimer le couplage β . Nous indiquons dans le tableau III.3 quelques valeurs issues de la littérature. La tendance générale semble être une croissance de $\hbar\omega_x$ avec le niveau de Fermi : plus la concentration du 2DEG est élevée, plus la courbure du potentiel est prononcée au niveau de la constriction, ce qui va dans le sens « logique » d'un écrantage progressif du potentiel par le 2DEG. Nous pourrions vérifier à l'avenir assez facilement cette intuition en réalisant des QPC sur une hétérostructure de profondeur similaire (voir calculs électrostatiques en III.2.4.3) mais présentant une concentration différente, ou en disposant une grille supplémentaire sur l'ensemble de la zone active de manière à moduler indépendamment n_s et W_e .

III.2.2.3 Synthèse : $E_1(V_{DS}, V_{GS})$

Expression analytique Nous avons évalué l'écart énergétique $\hbar\omega_y$ entre les deux premiers niveaux. L'étude du maximum de transconductance nous a donné une estimation de la courbure longitudinale (ω_x) du potentiel parabolique. Nous devons désormais introduire

¹⁷Estimation avec une mesure en température ; malgré le « recess » très important (55-60 nm) sur un 2DEG à 90 nm de la surface, nous pouvons douter de la qualité des ajustements proposés. Les écarts ne seraient-ils pas plus faibles ? Nous verrons plus loin que les fits en température sont assez délicats et peuvent conduire facilement à des erreurs.

¹⁸Estimé à partir de la figure A.15 page 179.

¹⁹Estimation difficile d'après la figure 2 : estimation du couplage $\beta \simeq 90$ meV/V ($E_2 - E_1 = 10$ meV d'après leur simulation [69, 70]), valeur un peu faible compte tenu de leur 2DEG très proche de la surface. Cela souligne une nouvelle fois l'importance du « recess » dans nos procédés technologiques.

²⁰L'incertitude sur les mesures semblent importantes dans ce travail...

²¹Estimation de $\hbar\omega_x$ à partir de la figure 5.a en estimant le couplage à $\beta = 110$ meV/V, $E_2 - E_1 \sim 8$ meV.

Equipe	E_F (meV)	$\hbar\omega_x$ (meV)	$\hbar\omega_y$ (meV)	W_G (nm)	d (nm)
CNRS-LPN	20.5	$\simeq 9$	$\simeq 13$	30	~ 30
Kristensen et al. [98] ¹⁷	7.1	$\simeq 3$ $\simeq 2.6$	$\simeq 16.3$ $\simeq 20$		
Pasquier et al [84] (simulation) ¹⁸	4.1	$\simeq 0.7$	$\simeq E_F/2$	280	
Gloos et al. [114]	7	$\simeq 1$			
Snider et al. [73] ¹⁹	18.2	~ 4.2	10		
Senz et al. [102] ²⁰	20	2	4.5		
Knop et al [113] ²¹	15.7	5.8	10		
Dzurak et al. [83]	13	1.1	2.2 ± 1	500	
L. Martin-Moreno et al. [74, 80]	10.7	1	2	300	?

TAB. III.3: Quelques données de la littérature.

les couplages entre les tensions de polarisation (V_{DS} et V_{GS}) et la position des niveaux E_n dans le canal 1D, comme nous l'avons qualitativement décrit en III.1. Pour appréhender ces paramètres, nous nous proposons de nous appuyer sur l'expression analytique III.12 en ne considérant que les deux premiers modes ($N = 2$). Dans ces conditions, nous pouvons exprimer le niveau E_1 en fonction de I_{DS} et en déduire ainsi l'expression $E_1(V_{DS}, V_{GS})$. Il suffit de résoudre l'équation suivante :

$$\begin{aligned}
 a &= \frac{1+bx}{1+cx} \frac{1+bdx}{1+cdx} & \text{avec } a &= \exp\left[\left(I_{DS} - \frac{4e^2}{h}V_{DS}\right)\frac{2\pi^2}{e\omega_x}\right] \\
 b &= \exp\left[-\frac{2\pi E_F}{\hbar\omega_x}\right] \\
 c &= \exp\left[-\frac{2\pi(E_F - eV_{DS})}{\hbar\omega_x}\right] \\
 d &= \exp\left[\frac{2\pi\omega_y}{\omega_x}\right] \\
 x &= \exp\left[\frac{2\pi E_1}{\hbar\omega_x}\right]
 \end{aligned} \tag{III.19}$$

La résolution de l'équation III.19 admet une solution réelle unique pour x , lorsque V_{DS} est non nul et que $I_{DS} \leq 2 \times 2e^2/h V_{DS}$. Nous en déduisons alors l'expression suivante pour E_1 :

$$E_1(V_{GS}, V_{DS}) = \frac{\hbar\omega_x}{2\pi} \ln \left[\frac{(1+d)(b-ac) + \text{signe}(V_{DS})\sqrt{(1+d)^2(b-ac)^2 + 4(1-a)(ac^2-b^2)d}}{2d(ac^2-b^2)} \right] \tag{III.20}$$

Démarche Nous avons appliqué cette méthode à de nombreux échantillons en traçant $E_1(V_{GS}; V_{DS})$. Pour plus de clarté, nous indiquerons également quelques coupes de ce plan pour estimer les couplages β et α relatifs aux tensions de polarisation :

$$E_n(V_{DS}, V_{GS}) = V_0 + \hbar\omega_y(n + \frac{1}{2}) - \beta V_{GS} - \alpha V_{DS} \quad (\text{III.21})$$

De manière très générale, l'ensemble des paramètres intervenant dans l'équation III.20 dépend des tensions de polarisation. Nous supposons néanmoins que les écarts énergétiques entre les deux premières sous-bandes ($\hbar\omega_y$), ainsi que la courbure longitudinale ω_x , restent constants. En traçant l'évolution de E_1 , nous en déduisons ainsi une évolution des paramètres α et β avec les tensions de polarisation. Nous verrons que ces évolutions sont complexes et seront donc parfois difficiles à justifier, compte tenu des hypothèses nécessaires à l'établissement de $E_1(V_{GS}; V_{DS})$. Mais, quand bien même une approche plus précise pourrait être menée à l'avenir, il reste utile de connaître les conséquences d'une approche parabolique simple.

Résultats : cas « simple » (page 62) Quelques résultats idéaux identiques ont été obtenus sur deux échantillons. L'« idéalité » est ici purement intuitive. Il est simplement rassurant d'obtenir un plan uniforme sans variation particulière qui témoignerait d'une mauvaise estimation de ω_x et ω_y . C'est notamment le cas de la figure III.15 relative à l'échantillon 0711. Les figures III.16 et III.17 permettent de tirer les conclusions suivantes :

- l'augmentation des bandes 1D est plus prononcée vers la tension de seuil, d'où l'idée d'introduire un couplage β non-linéaire (décroissance de $g_m^{\max}$ avec n).
- au delà de la tension de seuil ($n \geq 1$) le couplage est de l'ordre de 200 meV/V, souvent très supérieur au couplage présenté dans la littérature.
- la tension drain-source abaisse clairement les bandes 1D avec un facteur α de l'ordre de 380 meV/V $> \beta$.

Cet échantillon est donc, semble-t-il, tout à fait bien maîtrisé, si nous acceptons que les écarts énergétiques et l'énergie « tunnel » ($\hbar\omega_x$) restent fixes. Selon ces hypothèses, il est nécessaire d'inclure un couplage non-linéaire, particulièrement important sur le premier pic de transconductance. Notons que les deux échantillons qui ont donné ces bons résultats étaient des grilles assez pointues, de type « 7 » (voir note 15).

Résultats : cas « complexe » (page 63) La majeure partie de nos mesures (28/30 échantillons) est plus proche de l'échantillon UA08_1812 (grille « 18 ») où les évolutions sont globalement conservées mais laissent apparaître quelques irrégularités et tendances complexes (figures III.18, III.19, III.20 et III.21). Premièrement, la figure III.19 atteste de la présence d'une « bosse » pour de faibles tensions V_{DS} (quelques mV) sur le premier plateau. Cette « bosse » est d'ailleurs parfois plus prononcée que celle présentée ici. Les figures III.20 et III.21 représentent des coupes de cette surface et illustrent plus quantitativement son importance. En réalité, ces aspérités ne remettent pas en cause la description globale qui a été faite jusqu'à présent. Elles illustrent le fait que la conductance mesurée sur le premier plateau est légèrement inférieure à $2e^2/h$, (de quelques nA/mV). Cette différence ne peut pas s'expliquer par la prise en compte des résistances d'accès trop faibles (mesures « 2 fils ») ; il semble donc que la transmission ne soit pas parfaite sur le plateau mais vaille ~ 0.95 . L'équation III.20 interprète donc à tort cette chute de conductance comme une augmentation du niveau E_1 . Cette erreur est d'autant plus visible sur l'allure générale du potentiel que les variations de courants sont faibles. Deuxièmement, le paramètre α présente une évolution *a priori* suspecte. Premièrement, à faible tension drain-source,

il augmente avec V_{GS} . Deuxièmement le DIBL baisse avec l'augmentation de la tension drain-source ce qui, en revanche, peut être compris par une approche diffusive [29, 132]. Ces deux évolutions sont très régulièrement observées dans nos échantillons.

Conclusion Les mesures à fortes tensions drain-source, si elles sont indispensables pour sonder la validité du modèle et extraire quelques paramètres et ordres de grandeur, restent intrinsèquement imprécises. La conductance G calculée est le résultat d'une intégration sur une large bande d'énergie. Par conséquent, les nappes $E_1(V_{GS}; V_{DS})$ varient assez peu en changeant $E_2 - E_1$ et $\hbar\omega_x$ de ± 1 meV, reproduisant naturellement l'imprécision des précédentes estimations. Nous ne sommes pas non plus parvenus à justifier des phénomènes plus complexes (variation de $\hbar\omega_x$ avec V_{GS} ou V_{DS} ...) que nous pourrions introduire avec bonheur dans l'expression III.20 pour « corriger », éventuellement, les évolutions complexes du DIBL. Il était par conséquent plus sage de garder ces paramètres constants et d'en déduire les évolutions de α et β . A ce stade, nous n'avons pas relié précisément ces évolutions à une réalité physique précise. Nous n'apporterons pas d'informations supplémentaires sur le DIBL. En revanche, nous reviendrons sur le couplage β et donnerons quelques références permettant d'en expliquer l'origine.

Cas « simple »

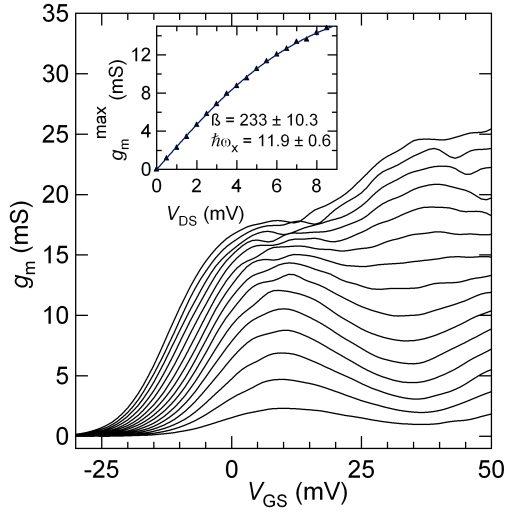


FIG. III.14: Transconductance de l'échantillon UA08_0711 pour différentes valeurs V_{DS} variant de 1 à 15 mV; en haut à droite, maximum du premier pic de g_m en fonction de V_{DS} : le « fit » (équation III.15) est réalisé entre 0 et 5 mV (β en meV/V et $\hbar\omega_x$ en meV).

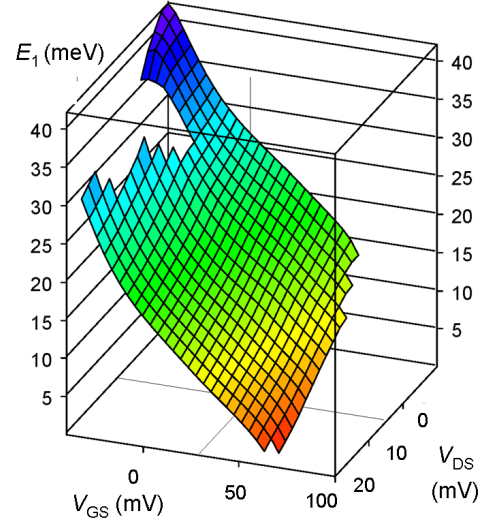


FIG. III.15: Évolution du premier niveau énergétique E_1 en fonction de V_{GS} et V_{DS} déduit de la formule III.20 en introduisant $E_F = 20.4$ meV (voir pages 30 et 165) et en utilisant les courbures de potentiels suivantes : $\hbar\omega_x = 11.9$ meV et $\hbar\omega_y = 10$ meV (voir figure ci-contre).

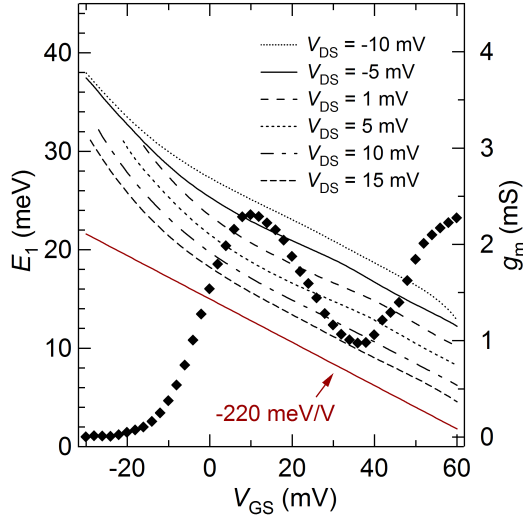


FIG. III.16: Évolution de E_1 en fonction de V_{GS} pour différentes tensions V_{DS} (voir figure III.15); transconductance ($\blacklozenge$) pour $V_{DS} = 1$ mV; UA08_0711.

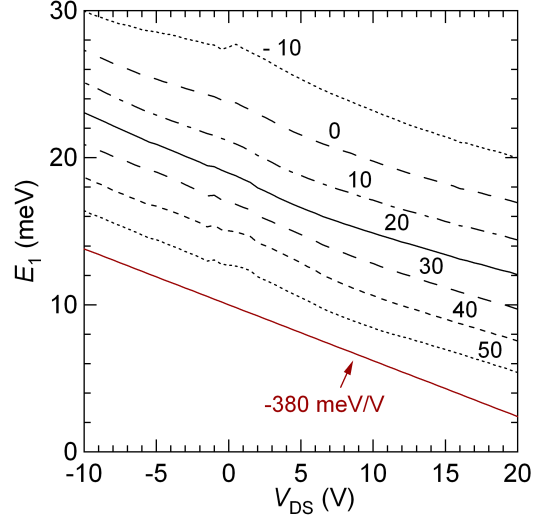


FIG. III.17: Évolution de E_1 en fonction de V_{DS} pour différentes tensions V_{GS} indiquées (mV) en haut de chaque courbe (voir figure III.15); UA08_0711.

Cas « complexe »

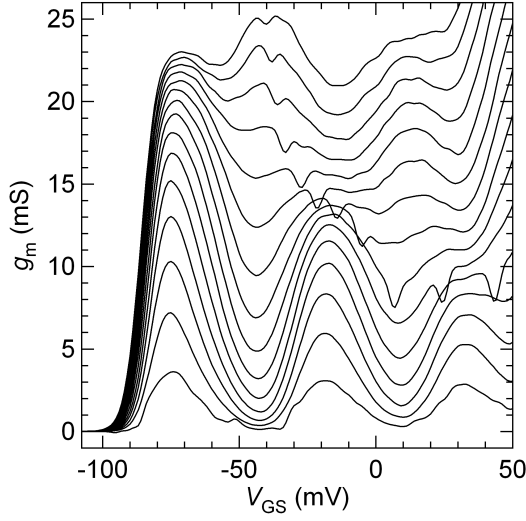


FIG. III.18: Transconductance de l'échantillon UA08_1812 pour différentes valeurs V_{DS} (de 1 mV à 15 mV).

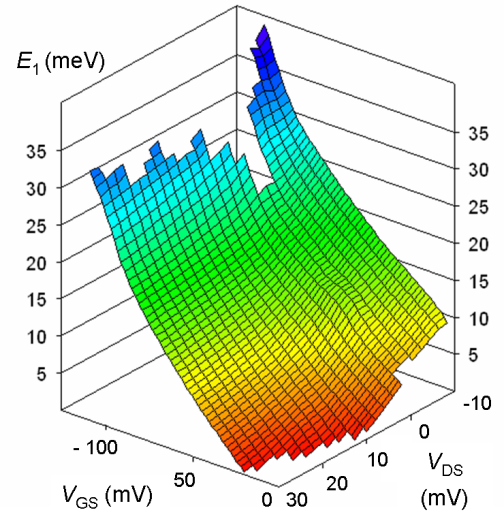


FIG. III.19: Évolution de E_1 en fonction de V_{GS} et V_{DS} avec $\hbar\omega_y = 12$ meV et $\hbar\omega_x = 9$ meV ; UA08_1812.

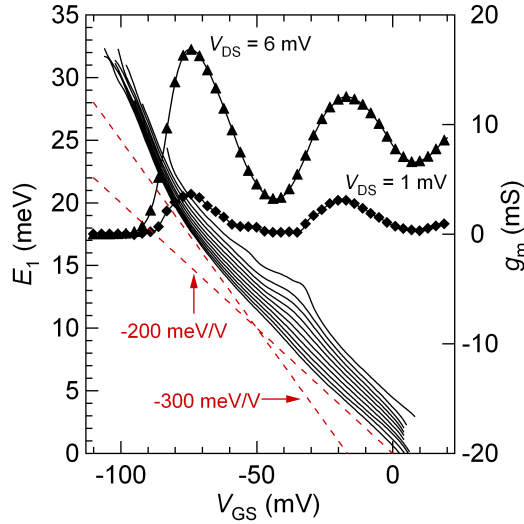


FIG. III.20: $E_1(V_{GS})$ pour différentes tensions V_{DS} variant de 1 à 10 mV (de haut en bas) ; transconductance pour $V_{DS} = 1$ mV ($\blacktriangle$) et 6 mV ($\blacklozenge$) ; UA08_1812.

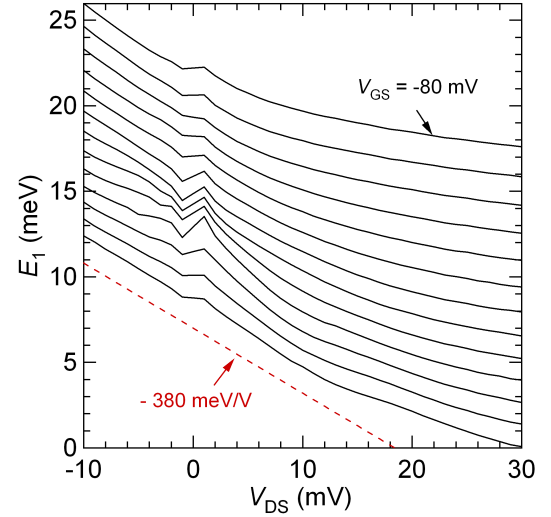


FIG. III.21: Évolution de E_1 en fonction de V_{DS} pour différentes tensions V_{GS} variant de - 80 mV à -20 mV (de haut en bas) (voir figure III.19) ; UA08_1812.

III.2.3 Variation de la température à V_{DS} constant

Dans cette partie, nous présentons quelques mesures en température. Pour mesurer les différents paramètres ($E_{n+1} - E_n$, $\hbar\omega_x$...), il est nécessaire d'élargir les énergies d'injection pour sonder les énergies caractéristiques. Alors que les mesures à 4.2 K jouaient sur la tension V_{DS} , les mesures en température vont s'appuyer sur l'élargissement des distributions statistiques des réservoirs (voir figure I.8 page 22 et équation III.7). Nous verrons que la précision est moins importante en raison d'un élargissement plus complexe qu'un simple élargissement « rectangulaire ». En revanche, nous pourrions estimer les paramètres du QPC à faible tension drain-source, évitant ainsi toute éventuelle déformation de la selle. Ces mesures devraient permettre de mettre en défaut ou, au contraire, de valider l'hypothèse selon laquelle les écarts énergétiques et $\hbar\omega_x$ ne varient pas avec V_{DS} .

III.2.3.1 Quelques formules analytiques

Nous allons établir quelques formules valables à faibles tensions drain-source V_{DS} ²² de manière à décrire plus facilement les résultats expérimentaux obtenus. Deux régimes doivent clairement être observés. À basse température, la transition d'un mode à l'autre dépend uniquement de la probabilité de transmission ($\hbar\omega_x$). À plus forte température, les fonctions de distribution des réservoirs élargissent encore un peu plus la plage en énergie sondée, jusqu'à devenir le phénomène dominant. Les mesures de cette transition en température doivent nous permettre d'estimer $\hbar\omega_x$.

À basse température, la transition entre deux canaux de conduction est entièrement déterminée par la probabilité de transmission. Nous pouvons exprimer facilement le maximum de transconductance en linéarisant l'expression III.15 pour de faibles tensions de polarisation V_{DS} :

$$g_m^{\max}(T) = \frac{2e^2}{h} \beta V_{DS} \frac{\pi}{2\hbar\omega_x} \quad (\text{III.22})$$

La température n'intervient pas dans le maximum. Au passage, ces mesures mettent en lumière l'une des grandes forces du formalisme de Landauer-Büttiker, qui relie la probabilité de transmission T à une grandeur mesurable, la conductance :

$$G(V_{GS}) = \lim_{V_{DS} \rightarrow 0} \frac{I_{DS}(V_{GS})}{V_{DS}} = \frac{2e^2}{h} \sum_n T_n(E_F, E_n(V_{GS})) \quad (\text{III.23})$$

À plus forte température, la pente entre deux modes ne dépend plus de la probabilité de transmission tunnel mais de la largeur en énergie $k_B T$ des deux réservoirs source et drain. Pour proposer une formule analytique de $g_m^{\max}$, nous nous restreignons une nouvelle fois à une sous-bande dans le calcul. L'élargissement tunnel étant négligeable devant l'élargissement en température, nous pouvons simplifier l'expression de la transmission (équation III.9) par :

$$T(E) = \Theta(E - E_n) \quad (\text{III.24})$$

Pour une faible tension V_{DS} devant $k_B T/q$, en introduisant le couplage linéaire β (équation III.13), nous pouvons alors récrire l'équation III.7 :

²² $eV_{DS} < k_B T$ et $V_{DS} < \frac{2\hbar\omega_x}{\pi e}$

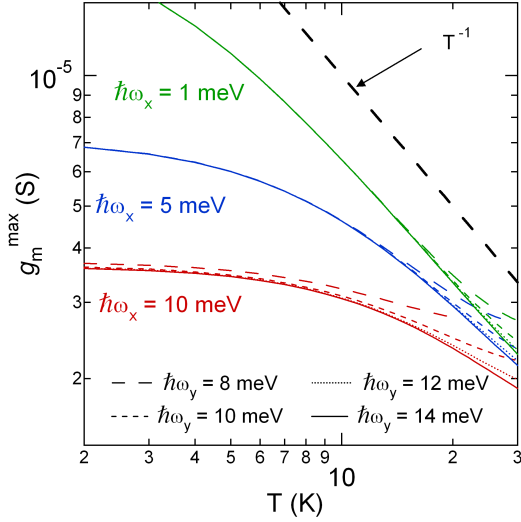


FIG. III.22: Calcul numérique (équation III.11) de $g_m^{\max}$ pour différents $\hbar\omega_x$; 5 bandes prises en compte ($E_{n+1} - E_n = \hbar\omega_y$); $\beta = 300$ meV/V; $V_{DS} = 1$ mV.

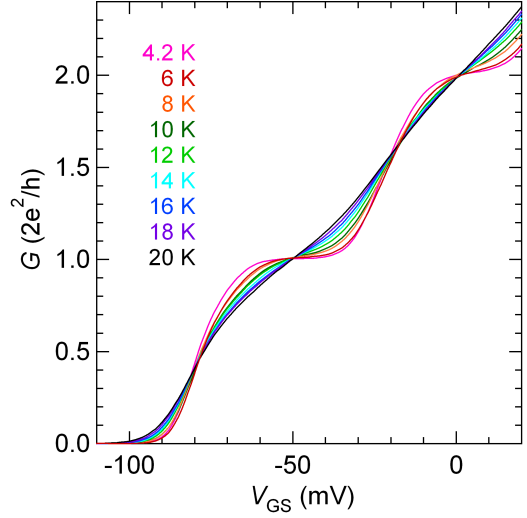


FIG. III.23: Évolution de la quantification (mesurée avec $V_{DS} = 1$ mV) en fonction de V_{GS} à différentes températures variant entre 4.2 K et 20 K.

$$\begin{aligned}
 I_{DS}(T, E_F) &= \frac{2e}{h} \int_{E_1}^{+\infty} \frac{-\partial f(E)}{\partial E} e V_{DS} dE & f : \text{fonction de Fermi} \\
 &= \frac{2e^2}{h} V_{DS} \frac{1}{1 + e^{\frac{E_1 - E_F}{k_B T}}}
 \end{aligned} \tag{III.25}$$

Le maximum de transconductance vaut alors :

$$g_m^{\max}(T) = \frac{2e^2}{h} \beta V_{DS} \frac{1}{4k_B T} \tag{III.26}$$

Par comparaison des expressions III.22 et III.26, nous pouvons ainsi définir une température caractéristique T_c qui sépare le régime « tunnel » du régime « forte température »

$$T_c \sim \frac{\hbar\omega_x}{4k_B} \tag{III.27}$$

En réalité, pour observer ce comportement $\propto 1/T$, il convient de s'assurer qu'une seule sous-bande est occupée. Par conséquent, outre le critère énoncé $T > T_c$, il faut que l'écart énergétique entre les sous-bandes soit suffisamment important pour que l'élargissement $4k_B T$ ne peuple pas une sous-bande supplémentaire :

$$\hbar\omega_y \gg \hbar\omega_x \tag{III.28}$$

Des calculs numériques présentés en figure III.22 montrent clairement un comportement $1/T$ pour $\hbar\omega_x = 1$ meV. A l'inverse, lorsque $\hbar\omega_x$ est comparable à $\hbar\omega_y$, le comportement $1/T$ n'est pas visible.

III.2.3.2 Résultats expérimentaux

Point fixe Nous présentons ici les résultats obtenus sur l'échantillon EEA1812 (UA08, grille « 18 »). La figure III.23 montre clairement l'influence de la température sur la forme des marches. Nous notons en particulier la présence de points fixes parfaitement attendus. Dans le cadre d'un couplage linéaire, le point fixe observé entre les modes de transmission n et $n+1$ correspond à une transmission de $(n-1/2)\frac{2e^2}{h}$. Ceci est clairement observé pour le pic n° 2 : le couplage est approximativement linéaire dans cette région (figure III.16). En revanche, pour le pic n° 1, le couplage étant plus complexe, le point fixe a lieu pour une transmission $\simeq 0.4 < 1/2 \frac{2e^2}{h}$.

$g_m^{\max}$ et $E_2 - E_1$ L'évolution des maxima et minima doit théoriquement nous permettre d'évaluer les courbures ω_x et ω_y en comparant les mesures expérimentales à des simulations numériques (figure III.22) : la température de transition (équation III.27) dépend de $\hbar\omega_x$, l'influence des sous-bandes supplémentaires de l'écart $E_{n+1} - E_n$. Après nous être assurés de la stabilité de l'échantillon (couplage β stationnaire), nous avons réalisé un ensemble de mesures présenté à la figure III.24.

Nous constatons que l'évolution à basse température est très faible et valide l'hypothèse de la température nulle mainte fois utilisée précédemment. À plus forte température, ($T > T_c$), $g_m^{\max}$ diminue moins fortement que le comportement prédit par l'équation III.26, prouvant que les courbures du potentiel dans les directions x et y sont du même ordre de grandeur : l'hypothèse $\omega_y \gg \omega_x$ n'est pas vérifiée. Nous avons également porté les calculs numériques qui permettent de « fiter » ces courbes. Pour des valeurs usuelles de potentiel et de température, le maximum de transconductance dépend uniquement des bandes adjacentes. Ainsi pour le pic n° 1, il est nécessaire de prendre en compte les deux premières sous-bandes ; pour les pics $n > 1$, il est nécessaire de prendre en compte les sous-bandes $n-1$, n et $n+1$.

L'ajustement réalisé sur ces mesures (figure III.24) mène aux résultats suivants :

- $E_2 - E_1 = 12 \pm 0.5$ meV
- $E_3 - E_2 = 10 \pm 0.5$ meV
- $\hbar\omega_x$ pic n° 1 $\in [7.5 ; 8.5]$ meV
- $\hbar\omega_x$ pic n° 2 $\in [6 ; 7.5]$ meV

À forte température (> 10 K), l'intégration sur une large gamme d'énergie réduit considérablement la précision sur les courbures du potentiel ; ainsi, outre l'incertitude sur nos mesures ²³, il est intrinsèquement délicat de justifier pleinement une évolution de $\hbar\omega_x$ avec V_{GS} , même si cette tendance semble confirmée ; en revanche, les ordres de grandeur sont tout à fait similaires aux valeurs obtenues en III.2.2.2. La mise en évidence de la diminution de l'écart énergétique entre sous-bandes (12 et 10 meV) est plus délicate à observer mais reste possible. Les mesures à plus fortes tensions drain-source (5 mV) sont parfaitement concordantes, si ce n'est que le couplage du deuxième pic a dû être légèrement diminué à 200 meV/V.

$g_m^{\min}$ La figure III.25 donne l'évolution des deux premiers maxima ainsi que des deux premiers minima de transconductance pour une tension drain-source $V_{DS} = 1$ mV. Il semble ici que la simulation effectuée pour $\hbar\omega_x = 6$ meV permette de bien fiter les courbes avec un couplage $\beta = 250$ meV/V, c'est à dire un couplage, compris entre 200 et 300 meV/V des pics

²³Pour effectuer nos mesures en température, nous nous servons du gradient naturel en température présent dans une bouteille d'hélium : en plaçant l'échantillon à différentes « hauteurs » nous avons accès à différentes températures.

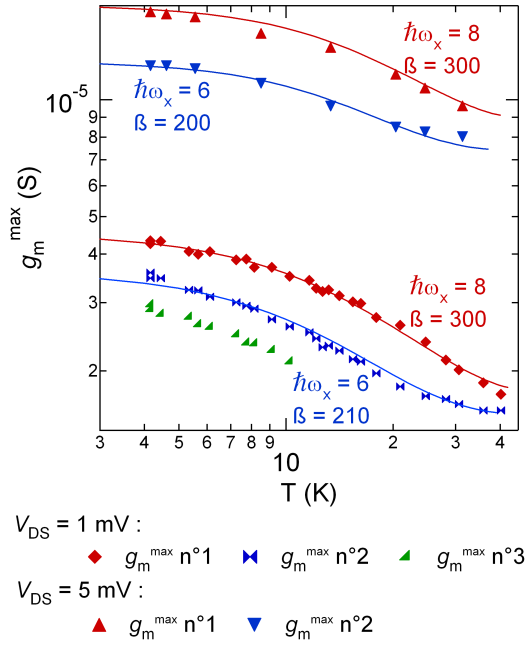


FIG. III.24: Mesures (symboles) des maxima de transconductance (pic n° 1, 2 et 3) en fonction de la température; calculs numériques (trait plein) pour différents couplage β (meV/V) et courbures de potentiel $\hbar\omega_x$ (meV) avec $E_2 - E_1 = 12 \text{ meV}$, $E_3 - E_2 = 10 \text{ meV}$.

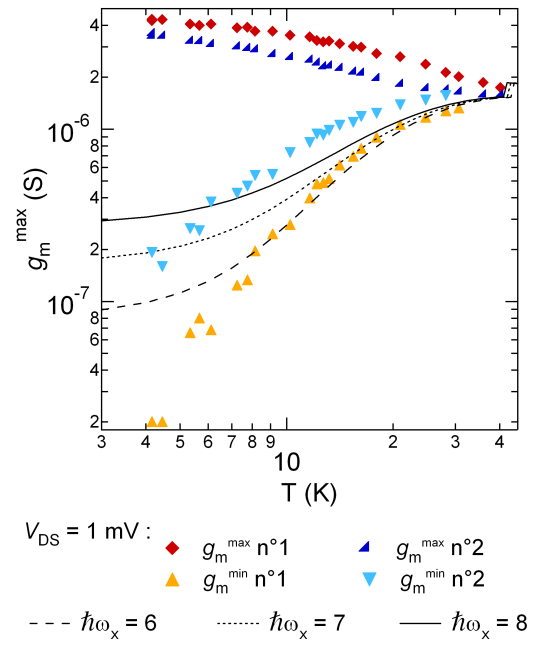


FIG. III.25: Mesures (symboles) des minima de transconductance (plateau n° 1 et 2) en fonction de la température; calculs numériques (trait plein) pour différentes courbures de potentiel $\hbar\omega_x$ (meV) avec $E_2 - E_1 = 12 \text{ meV}$, $E_3 - E_2 = 10 \text{ meV}$ et $\beta = 250 \text{ meV/V}$.

n° 1 et n° 2. $g_m^{\min}(T)$ devrait présenter un palier à basse température, un palier similaire à celui observé sur $g_m^{\max}$; mais ce palier n'est pas réellement observé. Enfin, les courbes $g_m^{\min}$ n° 1 et $g_m^{\max}$ n° 1 se rejoignent pour une température T telle que $4k_B T \sim E_2 - E_1$; de même $g_m^{\min}$ n° 2 et $g_m^{\max}$ n° 2 se rejoignent pour une température T telle que $4k_B T \sim E_3 - E_2$, confirmant une nouvelle fois la relation d'ordre entre les écarts énergétiques : $E_3 - E_2 < E_2 - E_1$.

III.2.3.3 Conclusion

Comme dans le cas des mesures en tension, les mesures en température permettent d'observer la participation progressive des différentes sous-bandes au transport et d'en déduire ainsi les énergies caractéristiques du point quantique. Les fits présentés ici ont été réalisés sur d'autres échantillons et donnent naturellement des résultats tout à fait similaires. Les mesures en température sont assez précises pour mesurer les écarts énergétiques entre les trois premières sous-bandes et vérifier la relation d'ordre $E_2 - E_1 > E_3 - E_2$ prouvant, si besoin est, que l'espace entre les niveaux ne dépend pas de la polarisation drain-source. La non-linéarité du couplage β est également confirmée. En revanche, l'évolution de $\hbar\omega_x$ avec V_{GS} n'a pas pu être totalement vérifiée, même si les « fits » présentés en figure III.24 sont les plus concordants ²⁴.

III.2.4 Pour aller plus loin

III.2.4.1 DIBL et couplage non-linéaire

Pour souligner l'importance à la fois de l'abaissement des sous-bandes 1D par la tension drain-source (paramètre α dans l'équation III.21), abusivement dénommé DIBL, et du couplage non-linéaire (paramètre β) près du seuil, nous donnons quelques calculs numériques effectués à 4.2 K. Ces calculs doivent permettre au lecteur de percevoir peut-être plus clairement l'importance de ces phénomènes. Nous supposons un couplage linéaire $\beta = 250$ meV/V dans deux situations :

- figure III.26 et III.27 : $\alpha = 0$ (pas de DIBL)
- figure III.28 et III.29 : $\alpha = 380$ meV/V (avec DIBL)

Dans les deux situations, les écarts énergétiques $E_2 - E_1$ et $E_3 - E_2$ sont respectivement égaux à 13 meV et 12 meV. L'énergie caractéristique $\hbar\omega_x$ est fixe et vaut 8.5 meV. La position initiale des niveaux E_n est choisie ²⁵ de manière à définir une tension de seuil $V_{GS} \approx -100$ mV, en accord avec les mesures présentées au début de ce chapitre.

En l'absence de DIBL, il apparaît ainsi clairement que les maxima de transconductance ne sont pas alignés (figure III.26) comme ils le sont dans nos expériences (figure III.2-B). L'expression III.15 rend compte de l'évolution de la position des pics avec V_{DS} , évolution tout à fait compréhensible, au demeurant, à l'aide de simples diagrammes de bandes. Les conductances de sortie $g_d(V_{DS})$ de la figure III.27 sont également très éloignées de nos mesures (voir III.1.3.2) où la saturation n'est pas parfaite comme elle l'est ici, dans un modèle sans DIBL.

La prise en compte du DIBL à travers un simple paramètre constant α améliore nettement les calculs numériques même si les allures restent encore légèrement différentes. Nous avons vu que Le DIBL a certainement une allure plus complexe, même s'il est très

²⁴ Avec $\hbar\omega_x = 7$ meV, et en modifiant légèrement les écarts entre niveaux, nous pouvons obtenir une courbe relative au pic n° 2 très proche de la courbe numérique retenue ici.

²⁵ Voir le terme V_0 dans l'équation III.8.

difficile d'en apporter la preuve définitive : de nombreux paramètres sont susceptibles de varier et d'expliquer une même allure DC. Dans le cas diffusif, il est possible d'obtenir des expressions analytiques du DIBL qui décroît avec V_{DS} : cette approche a été appliquée au QPC [29] pour en extraire une formule plus fine du DIBL. Mais nous n'avons pas pu exploiter de manière suffisamment convaincante les expressions proposées pour affiner nos modèles. Toujours est-il que le DIBL doit impérativement être décrit dans la modélisation pour rendre compte de la position des maxima et de la mauvaise saturation du QPC (g_d élevé).

Pour améliorer les simulations, nous devons impérativement introduire un couplage β non-linéaire (voir figure III.30) de manière à décrire la décroissance des maxima de transconductance avec n et pour expliquer la forme particulière des courbes près de la tension de seuil, à l'origine d'un « point fixe » qui n'est pas situé à $T = 0.5$ [102].

III.2.4.2 Courant quantique

Les conséquences de l'approche de Landauer-Büttiker développée dans le cadre de l'approche parabolique permettent de justifier la nature balistique et quantique (quantification) du transport à un point de polarisation de gain > 1 . L'objet de ces quelques lignes est de discuter un peu plus finement de la nature « quantique » du transport et de montrer qu'elle tient non seulement à la quantification de la conductance (principe d'exclusion de Pauli), mais aussi à la probabilité de transmission, dont nous avons vu qu'elle jouait un rôle déterminant dans l'allure générale des courbes expérimentales.

Pour mesurer l'importance de la transmission, nous définissons le pourcentage $P_{\text{quantique-}T_0}$ du courant I_{DS} dont les fonctions d'onde électronique ont une probabilité de transmission inférieure à T_0 :

$$P_{\text{quantique-}T_0} = \frac{\sum_n \int_0^{E', T_n(E')=T_0} T_n(E) [f_s(E) - f_d(E)] dE}{\sum_n \int_0^{+\infty} T_n(E) [f_s(E) - f_d(E)] dE} \quad (\text{III.29})$$

C'est une façon de caractériser la nature « quantique » au sens de la transmission. Pour donner quelques calculs numériques relatifs à nos échantillons, nous pourrions utiliser la nappe expérimentale $E_1(V_{GS}; V_{DS})$. Ici nous nous appuyons sur un modèle numérique qui reproduit tant bien que mal les figures de transconductance mesurées jusque-là. Nous supposons, dans nos calculs que :

- $E_2 - E_1 = 13 \text{ meV}$ et $E_3 - E_2 = 11.5 \text{ meV}$
- $\hbar\omega_x = 8.5 \text{ meV}$
- $T = 4.2 \text{ K}$
- α et β reproduisent les tendances observées plus haut ²⁶ (voir figure III.30)

Les résultats de ces calculs numériques sont présentés en figure III.30. Cette figure est à comparer à la figure III.2-B et montre une bonne concordance des courbes, même si

²⁶La variation de α est bien sûr contestable puisque nous n'avons pas prouvé qu'une autre explication était possible. Ces calculs présentent néanmoins deux intérêts :

- ils illustrent les conséquences des hypothèses retenues dans ce travail, hypothèses certainement contestables (écarts entre niveaux constants, notamment près de la tension de seuil...).
- ils suffisent amplement à illustrer nos propos sur la nature quantique du transport.

Comparaison de quelques modèles à 4.2 K

$$E_2 - E_1 = 13 \text{ meV}, E_3 - E_2 = 12 \text{ meV}, \hbar\omega_x = 8.5 \text{ meV}$$

$$\beta = 250 \text{ meV/V}, \alpha = 0 \text{ ou } 380 \text{ meV/V}$$

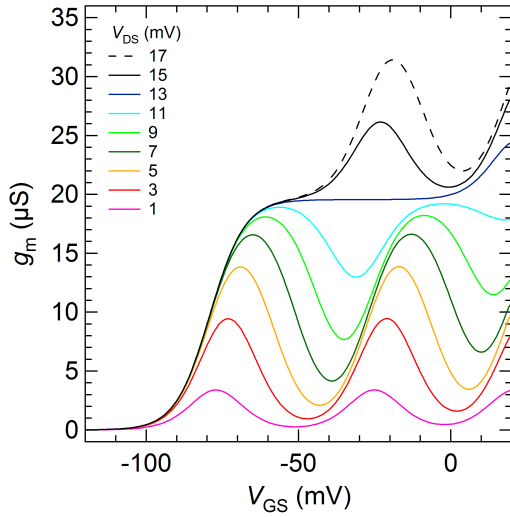


FIG. III.26: Transconductance calculée à 4.2 K en supposant $\alpha = 0$, $\beta = 250$ meV/V, $E_2 - E_1 = 13$ meV, $E_3 - E_2 = 12$ meV et $\hbar\omega_x = 8.5$ meV.

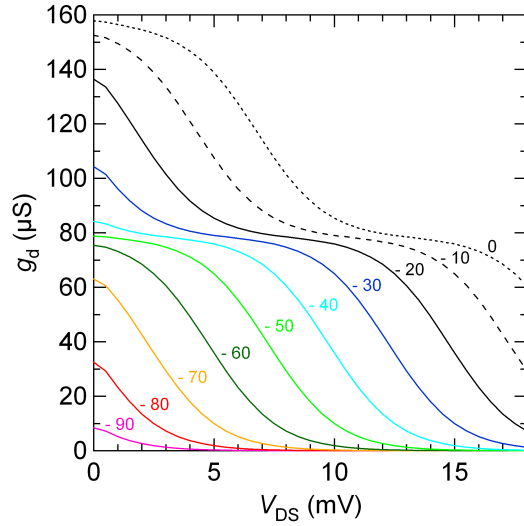


FIG. III.27: g_d calculée à 4.2 K en supposant $\alpha = 0$, $\beta = 250$ meV/V, $E_2 - E_1 = 13$ meV, $E_3 - E_2 = 12$ meV et $\hbar\omega_x = 8.5$ meV ; V_{GS} indiqué en mV.

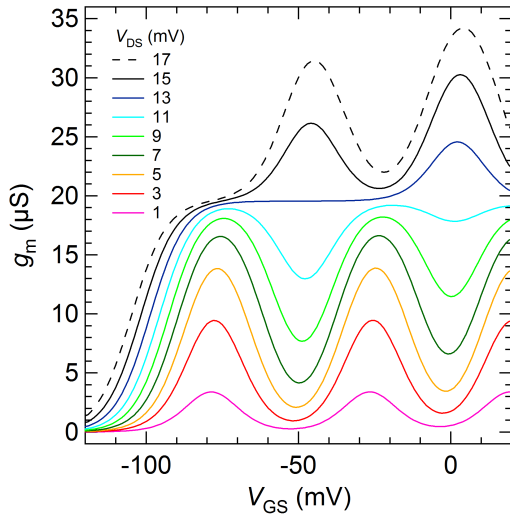


FIG. III.28: Transconductance calculée à 4.2 K en supposant $\alpha = 380$ meV/V, $\beta = 250$ meV/V, $E_2 - E_1 = 13$ meV, $E_3 - E_2 = 12$ meV et $\hbar\omega_x = 8.5$ meV.

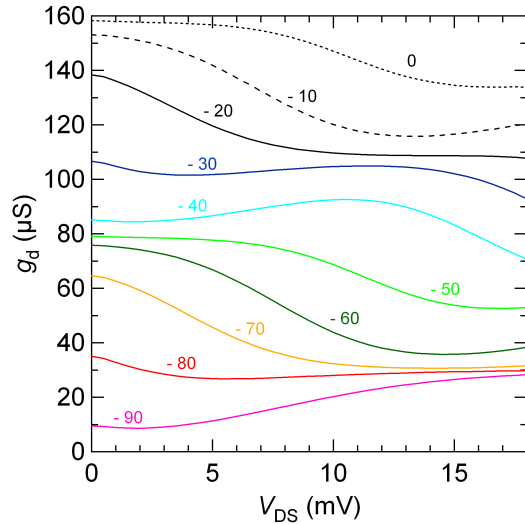


FIG. III.29: g_d calculée à 4.2 K en supposant $\alpha = 380$ meV/V, $\beta = 250$ meV/V, $E_2 - E_1 = 13$ meV, $E_3 - E_2 = 12$ meV et $\hbar\omega_x = 8.5$ meV ; V_{GS} indiqué en mV.

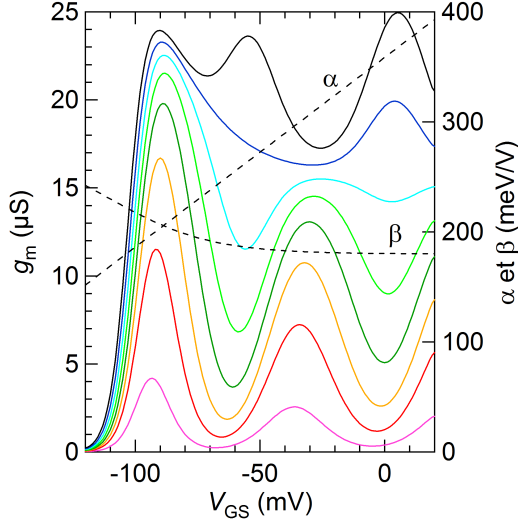


FIG. III.30: g_m (V_{DS} varie de 1 mV à 15 mV) calculée avec $E_2 - E_1 = 13$ meV, $E_3 - E_2 = 11.5$ meV, $\hbar\omega_x = 8.5$ meV ; évolution de α et β ; voir figure III.2-B.

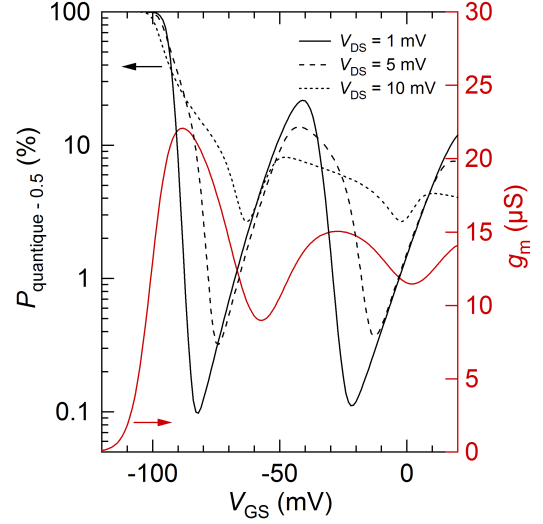


FIG. III.31: $P_{\text{quantique}-0.5}(V_{GS})$ pour trois tensions de polarisation drain-source distinctes (1, 5 et 10 mV) ; en rouge est indiquée $g_m(V_{GS})|_{V_{DS}=10 \text{ mV}}$.

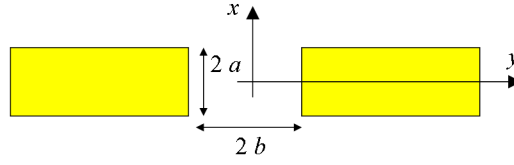
certaines imperfections demeurent : le modèle sous-estime le paramètre α pour de faibles tensions V_{DS} et ne rend pas totalement compte de l'alignement des extrema (voir figure III.18) pour des tensions inférieures à 20 mV²⁷. Ces calculs montrent qu'il est très difficile de justifier une évolution des écarts énergétiques et de $\hbar\omega_x$ avec les tensions de polarisation comme cela est parfois proposé [37, 98, 102].

La figure III.31 donne ainsi le pourcentage de courant drain-source dont la transmission est inférieure à 0.5. Ces courbes montrent qu'au maximum de transconductance ($V_{GS} = -88$ mV), pour une tension V_{DS} de quelques mV, moins de 20% du courant sont portés par des électrons de transmission < 0.5 . En revanche, pour des tensions V_{GS} plus faibles, le courant est essentiellement tunnel. Ainsi, dans les zones de forts gains correspondant à des courants très faibles (voir figure III.5), le courant est essentiellement porté par des ondes électroniques de très faible transmission. Le courant tunnel limite le gain du 1D-QBFET en réduisant la raideur des marches ; mais il a l'avantage, dans ce travail où l'objectif est de prouver la nature quantique du transistor, d'introduire très fortement la nature ondulatoire des porteurs dans le sens du transport.

III.2.4.3 Calculs électrostatiques

Intérêt La connaissance fine de la forme du potentiel induit dans le 2DEG permettrait de calculer précisément, en l'absence d'impureté, la probabilité de transmission $T(E)$ et de prédire éventuellement quelques évolutions avec les tensions de polarisation appliquées. Il semble, au vu des nombreuses mesures effectuées, que les courbures de potentiel ω_x et ω_y évoluent peu. Pour s'en assurer, il faudrait calculer le potentiel induit dans le 2DEG en décrivant précisément l'hétérostructure et la réponse des électrons au champ électrique [84, 109] : des méthodes de calcul auto-consistants doivent alors être mises en œuvre.

²⁷Pour aligner les extrema, selon les hypothèses spécifiées page 54, il suffit de poser $\alpha = 500$ meV/V (équation III.15), traduisant une égale répartition de la chute de potentiel de part et d'autre de la constriction, hypothèse très largement admise et effectivement validée à de nombreuses reprises (mais dans le cas d'une polarisation symétrique).


 FIG. III.32: Grille fendue rectangulaire de largeur $W_G = 2b$ et de longueur $L_G = 2a$.

Ici, nous présentons simplement quelques calculs électrostatiques du potentiel induit par des grilles seules. Cette méthode, si elle ne décrit pas correctement la réalité physique du QPC, présente quelques avantages, dont celui, non des moindres, d'être accessible... Elle justifie en partie notre démarche expérimentale et apporte quelques premières explications qualitatives. Mais surtout, elle permet de mettre en valeur la nécessité de développer des simulations beaucoup plus précises dont nous donnerons un aperçu un peu plus loin.

Grilles rectangulaires Le calcul du potentiel généré par les grilles (au potentiel V_G) fait appel à des techniques usuelles d'électrostatique : la majeure partie des résultats a été publiée pour des formes usuelles de grilles [56, 85, 87, 122]. Nous restreindrons ici nos calculs à des grilles rectangulaires (figure III.32) et en déduirons les courbures de potentiel ω_x et ω_y (équation III.8).

Le référentiel (x, y, z) est défini sur la figure III.32 ; l'origine est située au centre de symétrie du système ; l'axe z , perpendiculaire au plan, repère la distance grille-canal. Un potentiel V_G est imposé sur les grilles. Le potentiel électrostatique $\phi(x, y, z)$ induit par les grilles rectangulaires dans le plan $(x; y)$ à une profondeur z est donné par :

$$\begin{aligned} \frac{\phi(x, y, z)}{V_G} = & \frac{1}{\pi} \left[\arctan\left(\frac{a+x}{z}\right) + \arctan\left(\frac{a-x}{z}\right) \right] \\ & - \left[g(a+x, b+y, z) + g(a-x, b+y, z) + g(a+x, b-y, z) + g(a-x, b-y, z) \right] \end{aligned} \quad (\text{III.30})$$

où g est la fonction :

$$g(u, v, w) = \frac{1}{2\pi} \arctan\left[\frac{uv}{wR}\right] \quad \text{avec} \quad R = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} \quad (\text{III.31})$$

Nous avons tracé, en figure III.33, le potentiel ainsi créé par des grilles rectangulaires de largeur 200 nm et de longueur 300 nm. La figure III.34 présente un agrandissement de la représentation du potentiel près de la constriction pour mettre en évidence la pertinence de l'approximation parabolique. Pour calculer les courbures de potentiel au centre de la constriction, nous devons nous intéresser à l'évolution du potentiel le long des axes x et y .

Le potentiel $\phi(x, 0, z)$ le long de l'axe x au centre de la constriction ($y = 0$) est :

$$\begin{aligned} \frac{\phi(x, 0, z)}{V_G} = & \frac{1}{\pi} \left[\arctan\left(\frac{a+x}{z}\right) + \arctan\left(\frac{a-x}{z}\right) \right] \\ & - \frac{1}{\pi} \left[\arctan\left(\frac{(a+x)b}{z\sqrt{(a+x)^2 + b^2 + z^2}}\right) + \arctan\left(\frac{(a-x)b}{z\sqrt{(a-x)^2 + b^2 + z^2}}\right) \right] \end{aligned} \quad (\text{III.32})$$

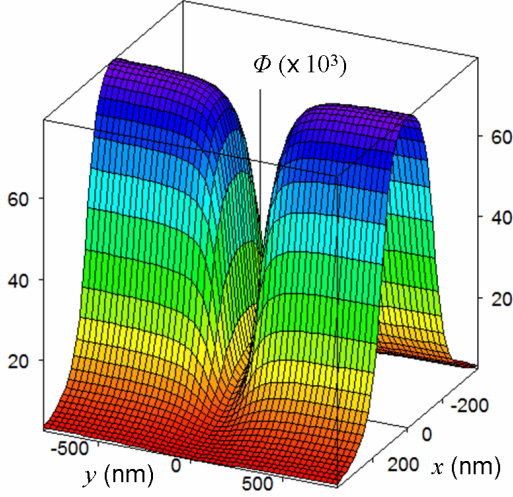


FIG. III.33: Potentiel $\phi(x, y)$ induit par les grilles à la profondeur $z = 50$ nm, $2a = 300$ nm, $2b = 200$ nm, $V_G = 0.1$ V.

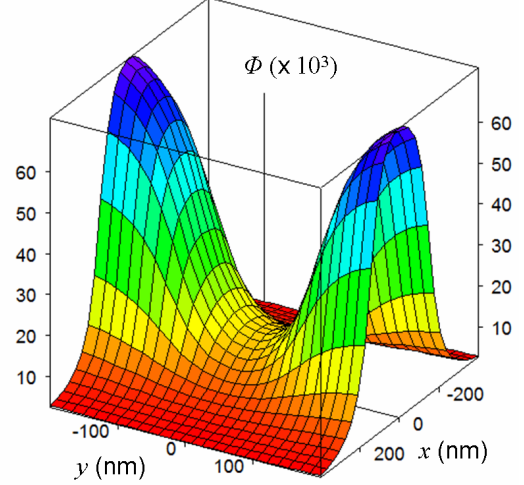


FIG. III.34: Agrandissement du potentiel $\phi(x, y)$ de la figure ci-contre ($z = 50$ nm, $2a = 300$ nm, $2b = 200$ nm, $V_G = 0.1$ V).

Le potentiel $\phi(x, 0, z)$ admet un maximum en $x = 0$. La dérivée d'ordre 2 vaut :

$$\left. \frac{1}{V_G} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right|_{x=y=0} = \frac{z}{\pi} \left(\frac{-4a}{(a^2 + z^2)^2} + \frac{4ab^3}{(a^2 + z^2)^2 (a^2 + b^2 + z^2)^{3/2}} + \frac{6ab}{(a^2 + z^2) (a^2 + b^2 + z^2)^{3/2}} \right) \quad (\text{III.33})$$

Le potentiel $\phi(0, y, z)$ le long de l'axe y au centre de la constriction ($x = 0$) est :

$$\frac{\phi(0, y, z)}{V_G} = \frac{2}{\pi} \arctan\left(\frac{a}{z}\right) - \frac{1}{\pi} \left[\arctan\left(\frac{a(y+b)}{z\sqrt{a^2 + (y+b)^2 + z^2}}\right) - \arctan\left(\frac{a(y-b)}{z\sqrt{a^2 + (y-b)^2 + z^2}}\right) \right] \quad (\text{III.34})$$

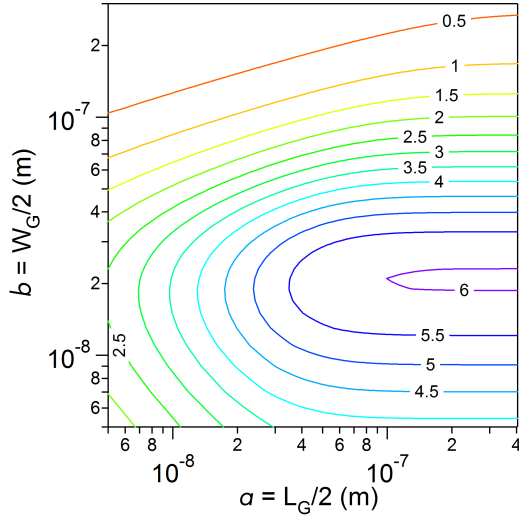
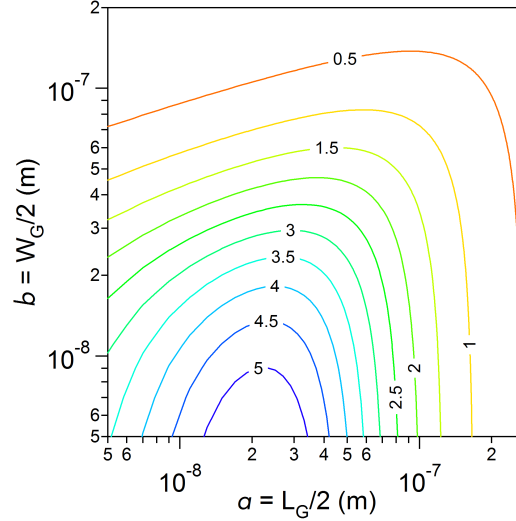
Le potentiel $\phi(0, y, z)$ admet un minimum en $y = 0$. La dérivée d'ordre 2 vaut :

$$\left. \frac{1}{V_G} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right|_{x=y=0} = \frac{2abz(a^2 + z^2) [(2a^2 + 3z^2)(a^2 + b^2 + z^2) + a^2 b^2]}{\pi [z^2(a^2 + b^2 + z^2) + a^2 b^2]^2 (a^2 + b^2 + z^2)^{3/2}} \quad (\text{III.35})$$

A partir des dérivées secondes du potentiel, nous en déduisons les énergies $\hbar\omega_x$ et $\hbar\omega_y$ de l'approximation parabolique (équations III.8 et III.9) :

$$\begin{aligned} \hbar\omega_x &= \hbar \sqrt{\left. \frac{e}{\sqrt{m^*}} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right|_{x=y=0}} \\ \hbar\omega_y &= \hbar \sqrt{\left. \frac{e}{\sqrt{m^*}} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right|_{x=y=0}} \end{aligned} \quad (\text{III.36})$$

Nous avons représenté en figures III.35 et III.36 les énergies caractéristiques $\hbar\omega_y$ et $\hbar\omega_x$ en fonction des dimensions des grilles rectangulaires pour une profondeur fixée à z


 FIG. III.35: $\hbar\omega_y$ (meV), profondeur $z = 36$ nm, $V_G = 0.1$ V.

 FIG. III.36: $\hbar\omega_x$ (meV), profondeur $z = 36$ nm, $V_G = 0.1$ V.

$= 36$ nm. Nous avons fixé $V_G = 100$ mV. La figure III.35 montre que l'élargissement entre les niveaux est optimal pour une largeur de 20 nm environ. Plus généralement, nous pouvons relier la largeur optimale b_{optimale} à la profondeur par une relation proche de $b_{\text{optimale}} \sim 0.55z$ ²⁸. Par lithographie électronique, nous pouvons nous approcher de cet optimal (20 nm) en réalisant des grilles de largeur 30 nm. Il est donc tout à fait justifié d'avoir réalisé des QPC les plus étroits possibles pour maximiser $E_2 - E_1$. En outre, la formule III.35 formalise notre stratégie d'utiliser un 2DEG proche de la surface pour maximiser la séparation entre sous-bandes. Au passage, sans en avoir bien compris l'origine, Davies et al. [87] proposent, dans le cas où le pinning est respecté (« pinned »), une formule reliant la valeur maximale de séparation des sous-bandes à l'énergie de Fermi et à la distance au 2DEG : ΔE (meV) = $17\sqrt{E_F/d}$ avec E_F en meV et d en nm. Dans notre cas, cette formule convient parfaitement : nous aurions atteint le maximum qu'il nous était permis d'espérer.

La figure III.36 représente l'énergie tunnel $\hbar\omega_x$ en fonction des paramètres géométriques des grilles rectangulaires. D'après ces calculs, compte tenu des QPC que nous avons fabriqués, il semble que nous aurions dû mesurer des énergies caractéristiques comprises entre 1 et 3 meV, c'est-à-dire nettement inférieures à nos valeurs ($\in [7 \text{ meV}; 11 \text{ meV}]$). Surtout, des évolutions importantes en fonction de la longueur auraient dues être observées. À ce niveau, il semble donc que le 2DEG augmente la courbure ω_x (effet d'écrantage?) et atténue fortement les variations géométriques.

Conclusion Même si ces petits calculs apportent quelques réponses et quelques ordres de grandeur corrects, la réponse du 2DEG au champ électrique induit par les grilles doit impérativement être prise en compte, justifiant totalement le travail qui a été mené par différents groupes de physique mésoscopique dans les années 1980/1990. Les fortes évolutions de $\hbar\omega_x$ avec L_G , ainsi que l'influence majeure du terme V_G dans l'expression des énergies caractéristiques, ne sont pas observés dans nos échantillons. Au contraire, il semble que les courbures changent peu avec les tensions de polarisation : seul le paramètre V_0 (équation III.8) semble varier...

²⁸Dans Davies et al. [87], le rapport $b_{\text{optimale}} \sim 0.8z$ est proposé...

Transport adiabatique Ces calculs électrostatiques montrent également que les variations de potentiel sont « douces » par rapport à la longueur d'onde de Fermi : le couplage entre les réservoirs est dit *adiabatique* [75]. Ce type de couplage est une condition nécessaire, comme le démontrèrent Landauer et Glazman et al. [48, 57], pour éviter toute réflexion dans le transport [58].

III.2.4.4 Une description plus fine

Écrantage et $\hbar\omega_x$ La longueur d'écrantage [17], dans le cadre de l'approximation de Thomas-Fermi (potentiel lentement variable devant λ_F , non-prise en compte de l'interaction électron-électron), ne fait intervenir que le rayon de Bohr (et donc la masse effective des électrons) et $d_{2\text{DEG}}$, l'extension spatiale du 2DEG [65] :

$$l_{\text{écrantage } 2\text{D}} = \frac{\sqrt{\alpha_B} d_{2\text{DEG}}}{2} \quad (\text{III.37})$$

Compte tenu des calculs de B. Etienne sur la couche UA08 (voir figure I.6 page 19), nous pouvons estimer (largeur à mi-hauteur du carré de la fonction d'onde relative à E_1) $d_{2\text{DEG}} \sim 11$ nm, très proche du rayon de Bohr. La longueur d'écrantage dans la couche UA08 vaut donc approximativement 5 nm. Nous pouvons désormais tenter de rapprocher cette valeur à une longueur caractéristique l_x du potentiel longitudinal. À partir de la mesure de $\hbar\omega_x$, en prenant comme énergie caractéristique l'énergie de Fermi, nous en déduisons une expression pour l_x :

$$l_x = \sqrt{\frac{2E_F}{m^*\omega_x^2}} \quad (\text{III.38})$$

En prenant $E_F = 20$ meV et $\hbar\omega_x = 8.5$ meV, nous obtenons une longueur caractéristique l_x d'environ 25 nm, 5 fois supérieure à la longueur d'écrantage $l_{\text{écrantage } 2\text{D}}$. Il est donc *a priori* difficile de relier simplement la longueur d'écrantage à la courbure transverse.

Couplage non-linéaire Le couplage non-linéaire observé dans nos mesures peut avoir plusieurs origines. Formellement, nous pouvons décomposer la variation des niveaux E_n en un produit de deux termes :

$$\frac{dE_n}{dV_{\text{GS}}} = \frac{dE_n}{dW_e} \frac{dW_e}{dV_{\text{GS}}} \quad (\text{III.39})$$

Ces deux composantes sont susceptibles d'expliquer les non-linéarités de β observées dans nos mesures.

- Le « sens commun » pourrait nous faire penser, une nouvelle fois, à un effet d'écrantage du potentiel V_0 (voir équation III.8 page 51) par les électrons du 2DEG. Ainsi, au niveau de la tension de seuil (pic n° 1 de g_m), les porteurs, en très faible quantité, n'influencent-ils pas le potentiel induit par les grilles. En revanche, au fur et à mesure que le nombre de modes électroniques transmis augmente, la réponse du 2DEG atténue la variation de V_G : le contrôle est moins efficace, « β » diminue. Dans ce cas, ce sera le deuxième terme de l'équation III.39 qui expliquerait les non-linéarités observées :

$$\frac{d^2W_e}{dV_{\text{GS}}^2} > 0 \quad (\text{III.40})$$

Des travaux plus précis (mesure de magnétorésistance 4 fils) permettraient de connaître W_e en fonction de la tension V_{GS} [54, 115]. Dans Gunawan et al. [115], la décrois-

sance de W_e n'est pas linéaire mais s'accélère ²⁹ effectivement près du pincement. Pasquier et al. [84] ont obtenu des résultats similaires (voir figure A-18). Nous pouvons également mentionner que, très tôt, certains auteurs [60, 66, 84] ont introduit l'idée de prendre en compte l'écrantage pour décrire l'évolution de la conductance dans un QPC. Il serait intéressant, à l'avenir, de valider ou de mettre en défaut cette hypothèse.

- Le couplage non-linéaire peut également s'expliquer par des considérations purement géométriques (premier terme de l'équation III.39). Si nous nous plaçons dans l'hypothèse réductrice, mais néanmoins éclairante, du puits carré infini ³⁰ nous pouvons facilement calculer les niveaux quantifiés E_n (voir note 9) : ils sont proportionnels à $1/W_e^2$. Ainsi, en supposant un contrôle linéaire de la largeur électrique induite dans le 2DEG par la tension de grille, les niveaux vont d'autant plus varier avec V_{GS} que W_e est faible :

$$\frac{\partial E_n}{\partial V_{GS}} \propto \frac{1}{W_e^3} \propto \frac{1}{V_{GS}^3} \quad (\text{III.41})$$

La transconductance en sera d'autant plus importante. Bien-entendu, nous avons mis en évidence un confinement très différent où l'écart énergétique $E_{n+1} - E_n$ décroît avec n et où la non-linéarité du couplage ne varie manifestement pas en $1/V_{GS}^3$. Mais cette description peut apporter une première image qualitative des phénomènes mis en jeu près du seuil.

Calculs numériques Il est intéressant de constater que des calculs numériques précis aboutissent également à une décroissance des pics de transconductance dI_{DS}/dW_e [58, 62, 63, 87] dans des modèles à une particule (pas d'effet d'écrantage), mais en considérant un transport non-adiabatique. Les auteurs concluent, entre autres, que la quantification est d'autant plus marquée que le rapport W_G/L_G est petit. En réalité, plus la largeur augmente, plus la forme de la constriction tend vers une simple ouverture ; à l'inverse, plus la largeur est étroite, plus la constriction tend vers un canal infini. Or la longueur du canal est la longueur le long de laquelle les conditions aux limites rendent la quantification transverse effective. Au passage, il est intéressant de constater que dans le cas formel où $L_G = 0$, la quantification, certes moins prononcée, reste toujours visible (diffraction).

Ces considérations rejoignent l'approche plus simple de Glazman et al. [57] qui donne des résultats similaires dans le cas où $L_G \rightarrow +\infty$: ils considèrent des grilles splitées avec un rayon de courbure R et utilisent la formule du puits carré infini pour définir les niveaux E_n :

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2 m^* W_G^2}$$

Ils en déduisent un paramètre Δ_n équivalent à l'énergie caractéristique $\hbar\omega_x/(2\pi)$ de la formule usuelle utilisée dans le cadre de l'approximation parabolique :

$$\Delta_n = \frac{n\hbar^2}{m^* \sqrt{2RW_G^3}}$$

²⁹Ce comportement ne semble pas toujours observé pour des largeurs électriques plus importantes [54].

³⁰L'approche de puits abrupt, si elle n'est pas correcte, permet de relier simplement et, avec une assez bonne précision, la largeur du 2DEG et le nombre de modes transmis [52] :

$$N = E \left[\frac{W_e}{\lambda_F} \right]$$

L'évolution avec la largeur de la constriction des niveaux E_n est plus prononcée que l'évolution de Δ_n , si bien que la transition d'une marche à l'autre est de plus en plus importante à mesure que n croît.

Simulations auto-cohérentes et couplage non-linéaire Des groupes différents ont pu approcher ces questions de couplage de manière beaucoup plus précise en modélisant totalement le 2DEG. Quelques publications proposent des courbes $E_n(V_{GS})$ qui font apparaître des évolutions similaires à nos mesures. Depuis le début de l'année 1985, différents travaux présentent des calculs dans des systèmes 2D, désormais bien maîtrisés depuis cette date. Nous nous attardons ici sur les travaux de S. E. Laux et al. [51] qui ont présenté, en 1988 (avant la découverte de la quantification de la conductance), des résultats tout à fait intéressants en ce qui concerne l'évolution des niveaux E_n avec la tension de grille V_{GS} . Les calculs supposent que la charge surfacique soit fixée (« frozen ») à basse température, en raison de la forte barrière de potentiel entre la surface et le plan de donneurs ($\gg k_B T$) : le « pinning » [16] n'est donc plus respecté (voir chapitre I). La résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger et de Poisson a donné des résultats très proches de nos mesures. Avec un 2DEG ($d = 56$ nm, $E_F = 15.7$ meV) relativement proche de la couche UA08, mais avec des grilles splitées plus espacées ($W_G = 400$ nm), les auteurs ont ainsi mis en évidence un comportement non-linéaire particulièrement prononcé près du pinch off (voir figure III.37). L'écart énergétique entre sous-bandes vaut environ 5 meV près de la tension de seuil (≈ -1.525 V) et diminue jusqu'à 1 meV pour des tensions -1.1 V. En particulier, lors de l'introduction du second mode de transmission ($V_{GS} \approx -1.475$ V³¹, l'écart ne vaut plus que 2.5 meV environ. Une donnée particulièrement intéressante de la figure 3 de l'article est la forte remontée des niveaux près de la tension de seuil, comme nous semblons nous-mêmes l'observer. Cette forte remontée s'explique par le changement de la forme du potentiel le long de l'axe transverse (axe y) : le potentiel passe d'une forme parabolique pour des tensions très négatives à une forme « aplatie » au fur et à mesure que la densité électronique augmente dans le canal [133].

D'autres publications ont suivi et ont permis de mettre en évidence une meilleure séparation des sous-bandes à mesure que la densité électronique du canal diminue [70, 133] : dans Snider et al. [70] des écarts énergétiques de 15 meV sont prédits dans un 2DEG situé à 37 nm de la surface ($W_G = 10$ nm). Ces résultats sont tout à fait cohérents avec nos mesures. De plus, même si les tensions appliquées sur les grilles semblent trop importantes, il ressort de ces calculs autocohérents que l'écart entre sous-bandes augmente à mesure que la tension V_{GS} devient plus négative.

Conclusion Nous nous sommes attachés ici à dégager quelques pistes de réflexion pour décrire les évolutions des niveaux E_n près de la tension de seuil, c'est-à-dire dans la région où le dispositif a du gain en tension. Néanmoins, ces considérations ne doivent pas masquer le phénomène physique le plus visible ; en nous reportant aux travaux de Wees et al. [52], nous pouvons faire deux constats (voir figure I.10 page 24). Premièrement, malgré les différences effectivement observées entre les différents pics successifs de transconductance, la courbe présentée par Wees et al. [52] relativise ces phénomènes au regard de l'évolution générale sur 16 canaux. Il semble raisonnable de supposer que dE_n/dV_{GS} est à peu près constant (à moins de supposer, de manière tout à fait improbable, une évolution plus complexe de $E_n(V_{GS})$ justement compensée par un changement adapté de $\hbar\omega_x$). Deuxièmement, si le terme dE_n/dV_{GS} est à peu près constant lors de l'introduction de 16 canaux de

³¹ = $V_{seuil} - 50$ mV, ce qui est très proche de nos mesures.

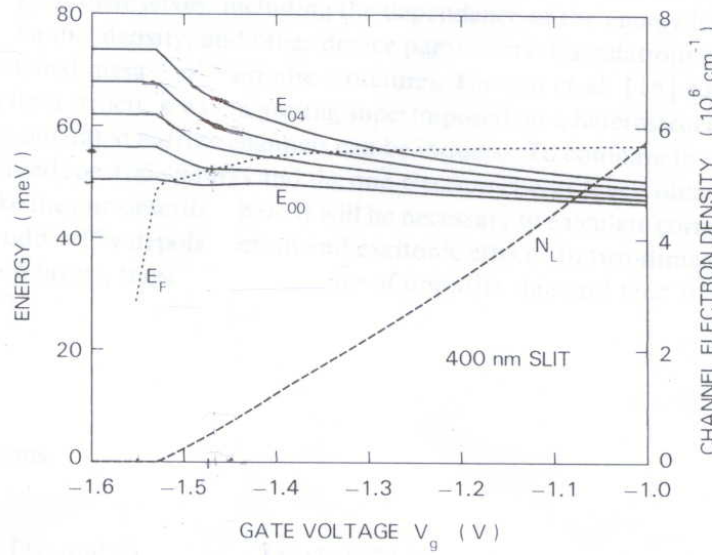


FIG. III.37: Évolution des 5 premiers niveaux quantifiés d'un canal unidimensionnel d'après Laux et al. [51].

conduction, il est une nouvelle fois improbable qu'il soit le produit de deux termes variant fortement avec V_{GS} (voir équation III.39) alors que la physique impliquée dans ces deux termes est totalement disjointe (quantification transverse et modulation de W_e) : il est donc raisonnable de décrire l'évolution des niveaux par une décroissance linéaire du terme V_0 (voir équation III.8).

III.2.5 Limites du 1D-QBFET

III.2.5.1 Limites théoriques

En dépit de la robustesse de la quantification (couplage adiabatique), les lignes précédentes ont mis en évidence un certain nombre de limites théoriques du 1D-QBFET. Nous avons vu que la fonction de transmission $T(E)$, très éloignée d'un échelon d'Heaviside idéal, ne réduit pas pour autant la transconductance à fort V_{DS} (voir équation III.17). En revanche, l'abaissement de la barrière avec la tension drain-source augmente fortement la conductance de sortie et réduit le gain du transistor. Les performances du QPC sont dégradées à haute température en raison de la participation d'un plus grand nombre de sous-bandes dans le transport ($\hbar\omega_y > 4k_B T$).

III.2.5.2 Bruit basse fréquence

Nous n'avons pas étudié le bruit dans nos QPC, mais plusieurs remarques peuvent être faites. Au point de polarisation auquel nous nous sommes intéressés (pic de transconductance), nous bénéficions théoriquement de la réduction quantique du bruit de grenaille [92, 95] (facteur ~ 4). En revanche, le bruit basse fréquence est important dans les QPC, comme cela a été évoqué dès les premières réalisations [59], et mesuré un peu plus tard [180, 181, 186]. Ainsi, les QPC, en dépit du transport balistique et quantique, restent en quelques sorte soumis à la loi de Hooge ; le bruit basse fréquence est important en raison

du faible nombre de porteurs impliqué dans le transport et, contrairement à des structures plus grandes, le système n'est pas soumis à un moyennage d'un grand nombre de fluctuations indépendantes mais peut au contraire dépendre d'un phénomène physique unique, particulier [186, 204].

Notons, par exemple, l'existence de bruit télégraphique parfois observé sur des hétérostructures GaAlAs/GaAs et bien connu des expérimentateurs familiers de ce matériau [95]. Nous pouvons noter que le bruit télégraphique ne fait pas toujours intervenir deux seuls niveaux [186]. Ce genre de phénomène fut observé sur nos échantillons (couche 05No11) par Yates et al. [217] (voir III.5). Ce bruit télégraphique peut-être annulé dans nos QPC en appliquant une tension positive lors de la descente en température [201, 202] : la figure III.38 montre que l'application d'une tension V_{pol} négative (- 200 mV) peut faire apparaître du bruit télégraphique alors que l'application d'une tension positive a généralement pour effet de lisser les courbes. Nous remarquons également le décalage de la tension de seuil et de l'augmentation du contrôle en appliquant une tension positive. Ce comportement très général est également mis en évidence dans les HEMT (voir IV.3.3.3 et tableau IV.4 page 121).

III.2.5.3 Limites technologiques

Température Si nous mesurons les QPC à plus basse température, les plateaux peuvent présenter des oscillations [62, 95] qui sont l'expression directe d'une augmentation de la longueur de cohérence de phase l_ϕ [24] : la présence d'une impureté [95, 62] ou la géométrie particulière de la grille [62] fendue sont à l'origine d'interférences destructrices pour certaines énergies incidentes ³². La figure III.39 en est une très bonne illustration. Il s'agit d'un QPC de type « 25 » mesuré à 50 mK. Alors que les mesures de conductance à 4.2 K ne présentent aucune oscillation (figure III.1), la descente en température relève une structure plus complexe et reproductible : en particulier, pour certaines tensions V_{GS} , la transmission n'est pas unitaire sur le plateau de conductance mais présente des oscillations typiques des QPC longs [114] ou à la géométrie particulière [58].

Géométrie Intuitivement, nous pourrions penser qu'il faille des canaux plus longs que larges pour améliorer la quantification de la conductance [52]. En réalité, la quantification disparaît dans les canaux trop longs, comme il l'a été démontré en 1994 [61, 68, 78, 79] en raison des fluctuations de potentiel induites par les fluctuations du plan de δ -dopage. Des canaux trop courts réduisent également la quantification [62, 63] dans une approche non-adiabatique, si bien qu'un rapport optimal entre dimensions géométriques du QPC (W_e et L_e) est parfois proposé.

Impuretés Si une impureté est située à proximité de la constriction (à quelques λ_F) ou à l'intérieur de celle-ci, la qualité des marches de conductance est altérée ainsi que la valeur de la conductance sur le plateau [62, 63]. Certains de nos échantillons présentaient quelques oscillations à 4.2 K et n'avaient pas une transmission parfaitement unitaire sur le plateau. C'est la raison pour laquelle la quantification de la conductance dans un QPC ne peut être envisagée pour construire un standard de résistance, contrairement à l'effet Hall quantique qui ne fait intervenir aucune mesure de transport sensible à la transparence.

³²Voir aussi Réf 31-60 de Wees et al. [76].

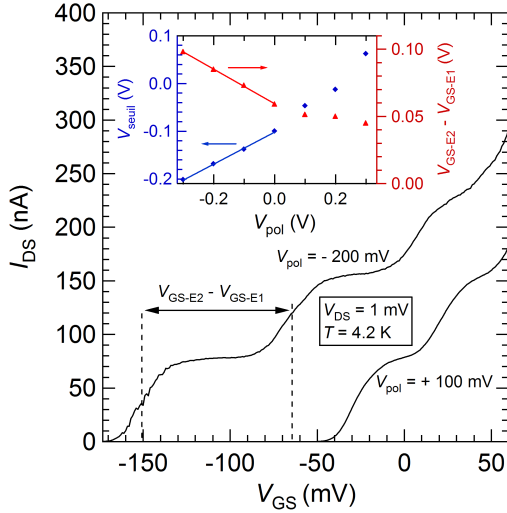


FIG. III.38: Évolution de la tension de seuil et de la largeur des plateaux $V_{GS-E2} - V_{GS-E1}$ en fonction de V_{pol} ; QPC (type « 18 »).

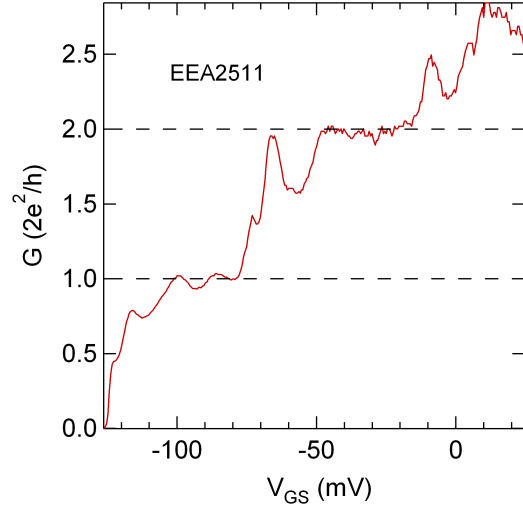


FIG. III.39: Conductance mesurée à 50 mK de l'échantillon EEA2511 ; nous y distinguons de nombreuses résonances, caractéristiques d'une augmentation de l_ϕ .

III.3 QPC réalisé par LAO-AFM

III.3.1 Fabrication

Comme nous l'avons introduit au chapitre II, il est possible de réaliser une constriction 1D en oxydant localement le wafer par une pointe AFM polarisée (LAO) [28, 31]. Les lignes d'oxydation, en pénétrant dans l'hétérostructure, définissent des zones actives séparées par une barrière de potentiel (oxyde). A partir de croix de Hall que nous avons fabriquées sur la couche UA08, Christophe David a repris la méthode de Ensslin et al. [31, 32] pour réaliser des QPC. Le 2DEG est proche de la surface (< 50 nm) et pourra donc être déplété sans aucune difficulté [37]. Différents tests ont été menés avec pour objectif de pincer la constriction avec une tension de grille V_{GS} inférieure à la tension de seuil relative au courant de fuite I_{GS} . Deux stratégies sont à étudier :

- réduire au maximum la distance entre les lignes d'oxydation définissant la constriction, de manière à avoir la largeur électrique la plus faible possible. Alors que la lithographie électronique permet aisément, et avec assurance, de choisir la distance entre les grilles, le balayage de la pointe AFM (couplée à un pouvoir oxydant constant) est assez délicat et ne permet pas toujours de réaliser des structures aussi fines ; pour plus d'assurance, des largeurs $W_G > 100$ nm ont été « lithographiées ».
- augmenter l'épaisseur et/ou la profondeur d'oxydation pour augmenter la tension de seuil de I_{GS} , au risque, cependant, de réduire trop fortement la capacité de contrôle des grilles.

³³Distance calculée entre les hauteurs à mi-hauteur les plus proches du centre pour chacune des deux lignes.

³⁴À mi-hauteur.

Nom de l'Échantillon	Distance entre les grilles ³³ (nm)	Hauteur moyenne (nm)	Largeur des lignes ³⁴ (nm)
UA08_C_07	130	> 17	80
UA08_C_08	165	> 15	70
UA08_C_09	190	> 15	80

TAB. III.4: Dimensions des QPC réalisés par lithographie AFM sur la couche UA08 (voir figure II.4 page 36).

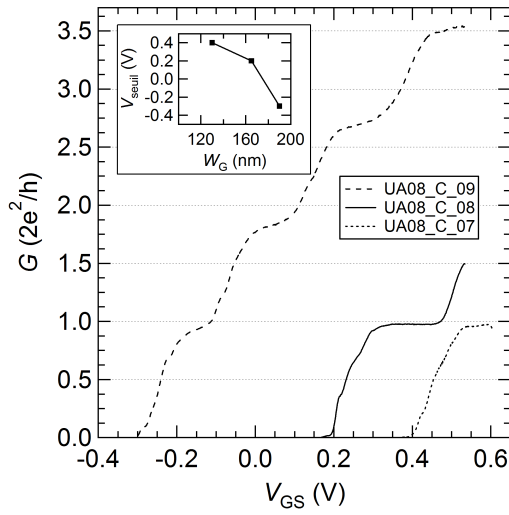


FIG. III.40: Conductance des trois échantillons du tableau III.4 ; en haut à droite, la tension de seuil en fonction de W_G .

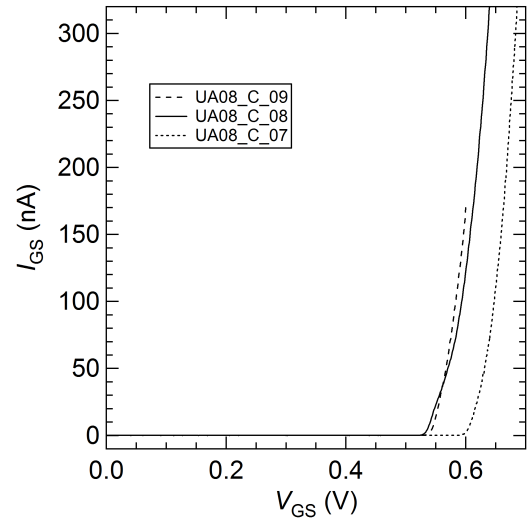


FIG. III.41: Courant de fuite à travers la barrière d'oxyde définissant les grilles splittées des QPC 07, 08 et 09.

III.3.2 Caractéristiques électriques

Quantification Le tableau III.4 donne les dimensions d'échantillons où le compromis fuite/contrôle a été maîtrisé avec succès. Contrairement au courant de fuite entre le 2DEG et des grilles métalliques déposées à la surface, la courbe $I_{GS}(V_{GS})$ est évidemment symétrique. Nous avons représenté, en figure III.41, les courants de fuites dans les trois échantillons. Il y a un très bon accord entre les dimensions géométriques des lignes d'oxyde et la tension de seuil relative au courant de fuite : l'échantillon 07, légèrement plus oxydé, présente une tension de seuil légèrement plus élevée. La tension de seuil de la « diode » tunnel est d'environ 550/600 mV, ouvrant une fenêtre confortable d'environ 1 V. Cette tension de seuil suffisante est à rapprocher de la hauteur d'oxyde, d'environ 15 nm, correspondant à une oxydation de $15 \text{ nm} \times 1.4 = 21 \text{ nm}$ en profondeur ³⁵, suffisante pour dépléter le 2DEG ($d_{UA08} = 31 \text{ nm}$) et créer une barrière tunnel (voir II.2.3.2).

Ces résultats expérimentaux correspondent tout à fait aux résultats de publications antérieures. La figure III.40 donne la conductance de deux échantillons ainsi obtenus. Les échantillons 07 et 08 présentent un seul plateau de conductance avant que le courant de fuite n'apparaisse entre le canal et les grilles, alors que l'échantillon 09, plus large, en offre 4. La définition des plateaux $n2e^2/h$ reste, à quelques exceptions près, toujours correcte ; mais nous pouvons noter la présence d'oscillations de conductance observées à 4.2 K. De ce point de vue la méthode AFM est beaucoup moins « propre », pour le moment, que la technique usuelle des grilles splitées.

Bruit Des mesures plus complètes permettent de comparer les deux technologies utilisées à partir des méthodes introduites au cours de ce chapitre. La figure III.40 est annonciatrice d'une difficulté rencontrée pour présenter des mesures précises : les caractéristiques DC sont bruitées. La barrière d'oxyde présente-elle de nombreux pièges à l'origine de fluctuation de potentiel, et donc à l'origine de fluctuations temporelles de la transmission T ? Des défauts ont-ils été créés dans le 2DEG, notamment près de la constriction, lors de l'oxydation anodique ? Nous pouvons peut-être nous attendre à une amélioration des mesures de transport à l'avenir.

III.3.3 1D-QBFET ?

Nous mentionons néanmoins les résultats obtenus sur l'échantillon 09. La figure III.42 présente les mesures de transconductance effectuées à 4.2 K ; la figure III.43 se focalise sur les deux premiers canaux de conduction. Malgré le bruit et les oscillations ³⁶, nous pouvons apporter quelques conclusions. Les figures de transconductance sont tout à fait similaires aux figures précédentes (figures III.2-B et III.6), mais avec des valeurs numériques légèrement différentes en ce qui concerne le couplage.

- les écarts énergétiques entre les niveaux décroissent avec n et restent tout à fait comparables : $E_2 - E_1 \approx 10 \text{ meV}$, $E_3 - E_2 \approx 8 \text{ meV}$, $E_4 - E_3 \approx 7 \text{ meV}$. Le confinement est donc très efficace, et il semble que des écarts énergétiques plus importants que les écarts obtenus avec la technique des grilles splitées métalliques pourraient être atteints [106] en réduisant W_G

³⁵En général le rapport entre la hauteur h d'oxyde et la pénétration en profondeur p vérifie le rapport $p = 1.4h$; des rapports $p = h$ ont également été observés. Pour mesurer la profondeur p , une solution acide permet de désoxyder les lignes : un balayage AFM permet alors de mesurer la profondeur des lignes. Question : la mesure $p = h$ n'est-elle pas due à une gravure de la surface lors de l'attaque acide ?

³⁶Les oscillations sont évidemment reproductibles.

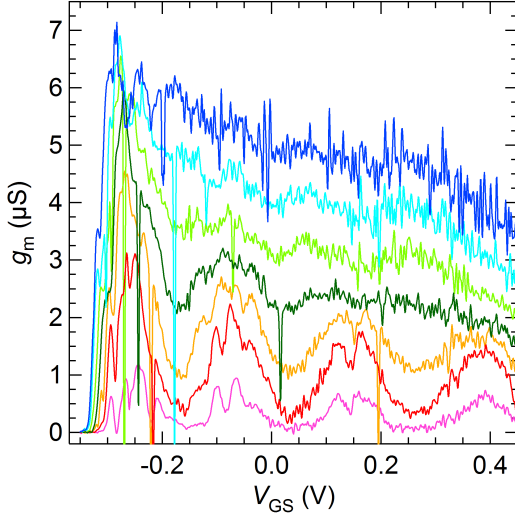


FIG. III.42: Transconductance pour différentes tensions V_{DS} variant de 1 mV à 13 mV (pas de 2 mV); échantillon UA08_C_09.

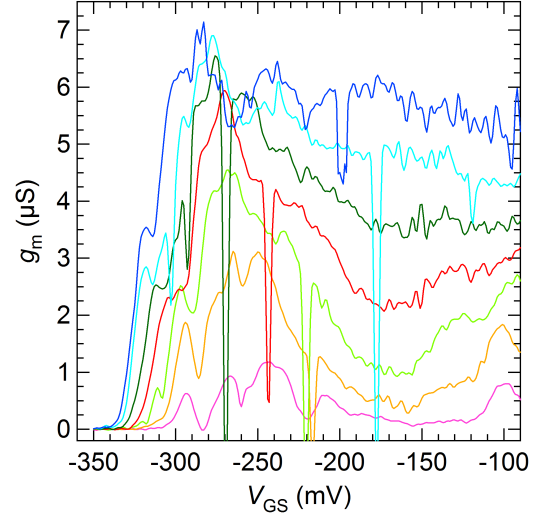


FIG. III.43: Transconductance pour différentes tensions V_{DS} variant de 1 mV à 13 mV (pas de 2 mV); agrandissement de la figure ci-contre.

- l'évolution de $g_m^{\max}$ (équation III.15) est similaire pour les 4 modes de transmission; la figure III.45 présente une estimation du maximum du pic n° 2 en « supprimant » les résonances : le fit de cette courbe donne $\beta = 50 \pm 10$ meV/V et $\hbar\omega_x = 9.2 \pm 1$ meV. Le couplage, comparé au couplage des échantillons précédents (voir page 56), est donc environ 3 fois plus faible; cela se vérifie également aisément sur le premier pic de transconductance où la valeur de saturation $g_{m,sat}^{\max}$ vaut approximativement 6 μS , donnant un couplage $\beta = g_{m,sat}^{\max} h / (2e) \approx 77$ meV/V (voir équation III.17), environ 4 fois plus faible que le couplage mesuré sur le premier pic des échantillons « traditionnels » (voir tableau III.2 page 58).

Le contrôle du potentiel à travers les lignes d'oxydation est donc moins efficace que le contrôle par les grilles métalliques. Cela peut paraître surprenant, la définition de grilles enterrées semblant *a priori* l'idéal d'un point de vue électrostatique. En réalité, comme le montre l'image AFM de la figure II.4 (page 36) et les mesures présentées dans le tableau III.4, les lignes d'oxydation sont larges, de l'ordre de 80 nm. Nous retrouvons donc par cette considération géométrique simple, le rapport entre les deux couplages β mesurés sur les deux types de QPC :

$$\frac{\beta_{\text{métal}}}{\beta_{\text{LAO}}} \sim \frac{C_{\text{métal}}}{C_{\text{LAO}}} \sim \frac{d_{\text{LAO}}}{d_{\text{métal}}} \sim \frac{80 \text{ nm}}{30 \text{ nm}} \sim 3 \quad (\text{III.42})$$

La figure III.44 présente le gain intrinsèque en fonction de V_{GS} pour différentes tensions drain-source. Les pics de G_0 correspondent aux pics de transconductance (voir courbe $g_m(V_{GS})|_{V_{DS}=1 \text{ mV}}$ de la figure III.42). Sans avoir exploré suffisamment précisément le gain à faible courant, il semble clair que cette technique ne permet pas d'obtenir du gain en tension. Il faudrait réduire la largeur de l'oxyde à une trentaine de nm pour augmenter le champ électrique induit dans l'oxyde (augmentation de la capacité de contrôle); mais dans ces conditions, les lignes d'oxydation ne pénètrent pas suffisamment dans l'hétérostructure, et ne créent pas une barrière tunnel suffisante pour limiter les courants de fuites³⁷. Il est

³⁷Cette difficulté n'est pas sans rappeler la grande problématique industrielle des matériaux haute permittivité...

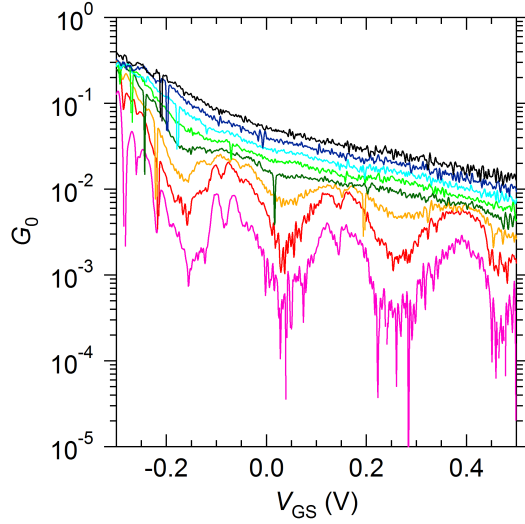


FIG. III.44: Gain intrinsèque de l'échantillon 09 pour différentes tensions V_{DS} (de 1 mV à 15 mV, pas de 2 mV).

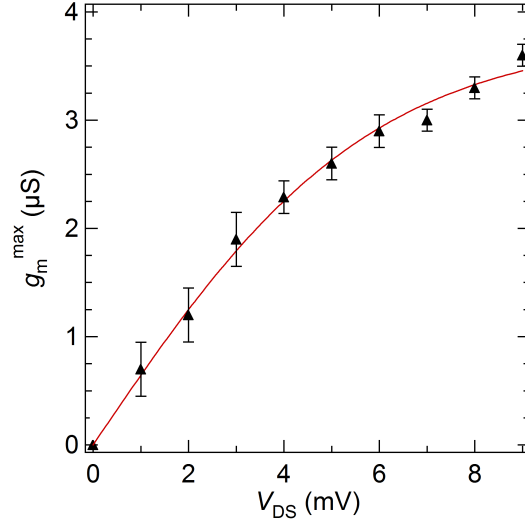


FIG. III.45: $g_m^{\max}(V_{DS})$; la courbe moyenne les oscillations pour estimer ω_x qui serait obtenu en leur absence.

également difficile d'envisager un 2DEG plus proche de la surface que le 2DEG de la couche UA08, distance record.

III.4 Régime de forte polarisation

Le passage du transport 1D au 2D se fait de manière progressive, de la même manière que se fait le passage du transport quantiquement cohérent au transport diffusif. Ici, l'objectif est de donner au lecteur une vision synthétique de ces deux régimes pour souligner plus fortement encore les potentialités cryogéniques du QPC par rapport au FET. Les mesures sont identiques aux mesures précédentes, si ce n'est que nous explorons également le régime $V_{GS} > 0$. En particulier, nous appliquons une tension V_{GS} suffisamment positive pour attirer les électrons sous les grilles splitées; dans ce cas, le composant redevient un transistor à effet de champ classique de largeur $W_G = 8 \mu\text{m}$ et de longueur $L_G = 400 \text{ nm}$. Nous présentons ici les résultats obtenus sur l'échantillon EEA2132, mesuré à 4.2 K.

Transconductance Les figures III.46 donnent la transconductance g_m en fonction des tensions de polarisation drain-source. Nous reconnaissons les deux pics de transconductances correspondant au QPC dont la figure III.47, en échelle linéaire, donne une vision plus claire³⁸. La décroissante exponentielle de g_m entre $V_{GS} = 100 \text{ mV}$ et $V_{GS} = 60 \text{ mV}$ correspondant au régime 2D se poursuivrait pour des tensions V_{GS} inférieures s'il n'y avait la présence de la constriction (voir chapitre IV). Il est particulièrement intéressant de distinguer les pics de transconductance, signes du transport balistique à travers les bandes 1D jusqu'à des tensions V_{DS} très élevées $> 100 \text{ mV}$, alors que le régime est fortement hors équilibre ($eV_{DS} \gg E_F$). Le transport est bien balistique jusqu'à des tensions élevées, contrairement à certaines mesures [74, 81] qui postulent une diminution de la balisticité pour des tensions $V_{DS} > 4 \text{ mV}$.

³⁸Les paramètres de ce QPC : $E_2 - E_1 = 13 \text{ meV}$, $E_3 - E_2 = 7 \text{ meV}$ et $\hbar\omega_x = 10 \text{ meV}$

Gain Comme il l'est annoncé par les mesures de transconductance, la « nappe » du gain intrinsèque tracé en figure III.48 montre clairement deux régions de gain en tension distinctes. Pour de faibles tensions V_{DS} (< 20 mV), nous reconnaissons la région précédemment décrite (figure III.5) pour des tensions $V_{GS} \in [-70 \text{ mV}; 30 \text{ mV}]$. Pour de plus fortes tensions, nous reconnaissons aisément la région 2D pour des tensions $V_{GS} \gtrsim 60$ mV. Enfin, nous distinguons nettement une région de gain dans le prolongement du fonctionnement QPC décrit précédemment mais pour des puissance de consommation P plus faibles encore. Notons, par exemple, l'existence du point de gain 10 et de puissance $P \sim 1 \text{ nA} \times 20 \text{ mV} = 20 \text{ pW}$... Cette région demeure jusqu'à des tensions V_{DS} très élevées, de l'ordre de 150 mV. En raison des faibles courants mis en jeu, ainsi que pour des raisons évidentes de continuité, cette région de gain correspond nécessairement à la modulation par effet de champ de la constriction. Mais ne passe-t-on pas d'un régime balistique 1D à un régime diffusif classique en raison des fortes tensions V_{DS} appliquées à l'échantillon ? Les figures de transconductance, attestant toujours de la présence des bandes 1D, nous indiquent au contraire qu'une description basée sur le formalisme de Landauer-Büttiker devrait rester possible, même s'il est difficile, sans s'appuyer sur des simulations précises, de justifier pleinement une approche plutôt qu'une autre.

Modélisation La modélisation à forte tension V_{DS} est très difficile pour plusieurs raisons. Premièrement, comme il le fut indiqué précédemment, une forte tension drain-source a pour conséquence de moyenner un ensemble important d'électrons, et peut par conséquent valider des modèles relativement différents. Deuxièmement, la tension V_{DS} qui peut baisser les niveaux E_n (DIBL), joue désormais de manière significative sur la tension V_{GD} (augmentation de la tension grille-canal) ; ce phénomène explique, notamment, la non-symétrie des courbes $I_{DS}(V_{DS})$. Néanmoins, il est intéressant d'appliquer la formule III.20 à ces mesures, ne serait-ce que pour comparer ces premières appréciations avec une approche plus solide qui pourrait être menée par la suite. Dans cet esprit, nous avons tracé, en figures III.50 et III.51, le niveau E_1 déduit des mesures de courant en supposant $E_2 - E_1 = 13 \text{ meV}$ et $\hbar\omega_x$ 10.8 meV. Les mêmes remarques qu'en III.2.2.3 concernant leurs évolutions peuvent être faites, montrant la nécessité d'introduire un couplage β non-linéaire et un DIBL important. Le paramètre α est toujours plus faible près du pincement pour de faibles tensions V_{DS} ($\lesssim 20 \text{ mV} \sim E_F/e$) ; cette remarque n'est plus vraie pour de fortes tensions drain-source. Nous pouvons également ajouter que la décroissance des niveaux E_n avec la tension drain-source sature pour des tensions $V_{DS} \gtrsim E_F/e$. Pour expliquer ces allures, il n'est pas nécessaire d'inclure une variation complexe du DIBL [29] ; il faut reconsidérer l'injection côté drain par une expression du type :

$$\frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F - \min(e V_{DS}; E_F)}{k_B T}}} \quad (\text{III.43})$$

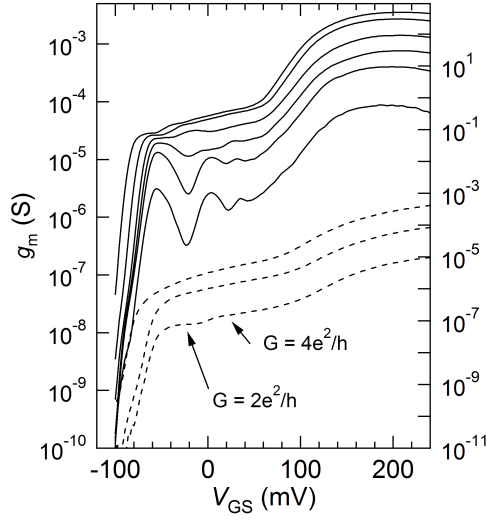


FIG. III.46: g_m (traits pleins) pour différentes tensions V_{DS} (1, 5, 10, 50 et 100 mV du bas vers le haut) et courant I_{DS} (tirets) pour différentes tensions V_{DS} (1, 10, et 100 mV du bas vers le haut); échantillon EEA2132.

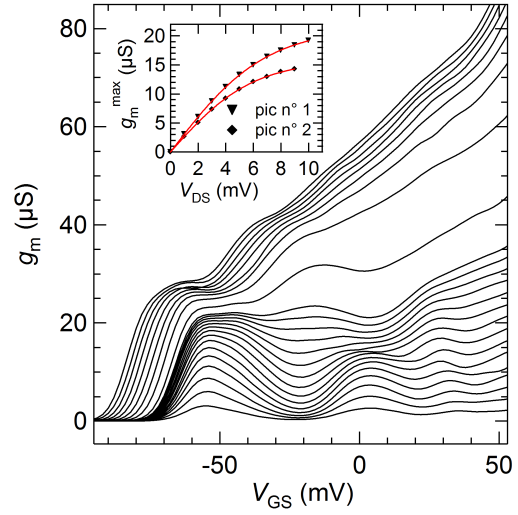


FIG. III.47: g_m pour différentes tensions $V_{DS} \in [1, 2 \dots 15 \text{ mV}]$ et $\in [20, 30 \dots 100 \text{ mV}]$ (du bas vers le haut); en haut à gauche, $g_m^{\max}(V_{DS})$: le fit donne $(\beta, \hbar\omega_x) = (276 \text{ meV/V}; 10.8 \text{ meV})$ (203 meV/V; 9.3 meV) pour les pics n° 1 et n° 2.

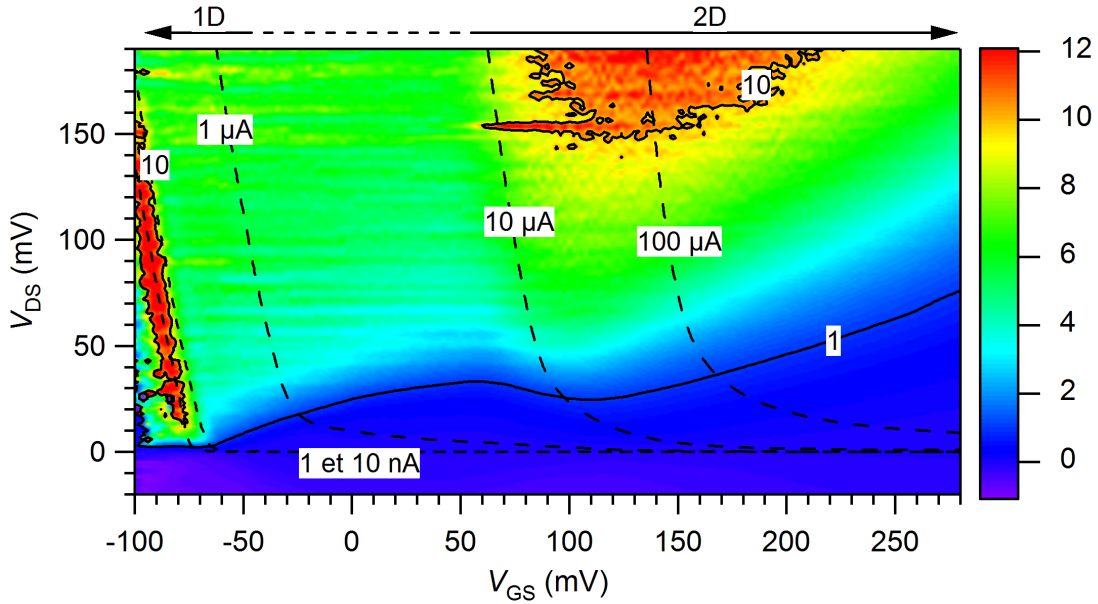


FIG. III.48: Gain intrinsèque G_0 (équation III.3) en fonction des tensions de polarisation V_{GS} et V_{DS} ; les courbes représentent les iso-gains (trait plein) et les iso-courants (traits pointillés); EEA2132.

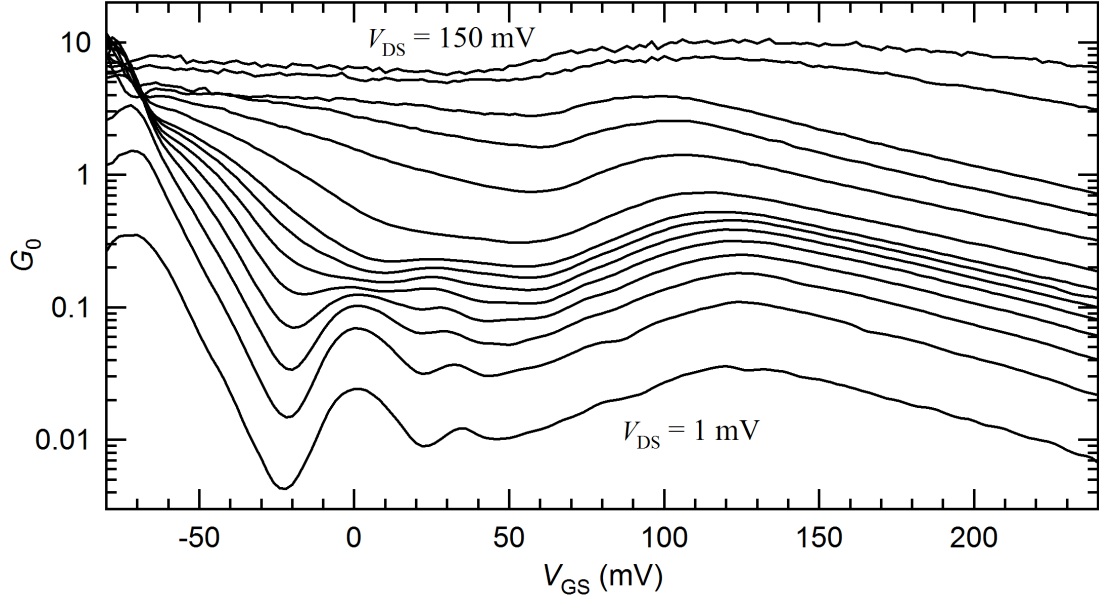


FIG. III.49: Gain intrinsèque G_0 (équation III.3) en fonction de V_{GS} pour différentes tensions V_{DS} : 1, 3, 5, 7, 9, 11, 13, 15, 20, 30, 40, 50, 100 et 150 mV (du bas vers le haut) ; EEA2132

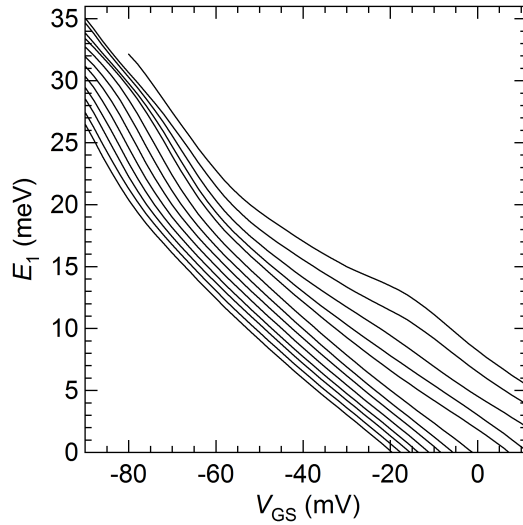


FIG. III.50: Évolution du niveau E_1 (équation III.20) en fonction de V_{GS} pour différentes tensions V_{DS} (1, 5, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90 et 100 mV du haut vers le bas).

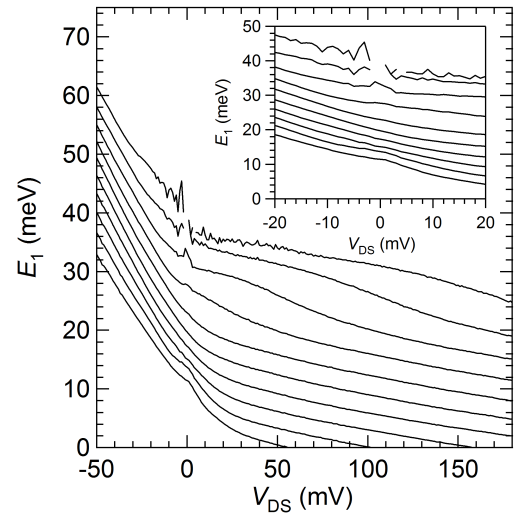


FIG. III.51: Évolution du niveau E_1 (équation III.20) en fonction de V_{DS} pour différentes tensions V_{GS} (de -10, -20, -30, -40, -50, -60, -70, -80, -90 et -100 mV du haut vers le bas).

III.5 Application des QPC : DCMB et multiplexage

Comme nous l'avons brièvement vu au chapitre I, une collaboration est née entre différents laboratoires français pour réaliser des matrices de bolomètres. L'objectif est d'affiner la mesure du fond diffus micro-onde par rapport aux données que prendra le satellite Planck prochainement (projet SAMPAN). Le LPN est chargé de réaliser les interrupteurs du mul-

timeplexage de la voie haute impédance [215]. Nous présentons dans cette partie quelques mesures d'échantillons qui ont conduit à des résultats encourageants [216, 217].

III.5.1 Principe

L'objectif de DCMB est de multiplexer des matrices de bolomètres supraconducteurs NbSi. Chaque pixel présente une résistance d'environ 10 M Ω placé à 100 mK. Lorsqu'un photon vient frapper le pixel, une élévation ΔT de température apparaît aux bornes du pixel et induit une variation ΔR de résistance. La mesure de cette variation permet de connaître ainsi l'énergie déposée et de cartographier le fond diffus cosmologique (voir figure I.2 page 11). Les bolomètres constituent actuellement les meilleurs détecteurs large bande dans la gamme 200 μm / 3 mm.

III.5.1.1 Multiplexage

La figure III.52 montre le principe du multiplexage temporel tel qu'il est réalisé au CRTBT [215]. Une électronique de commande permet de mesurer successivement la résistance de chaque pixel et d'une référence (R_{Ref} , R_{b1} , R_{Ref} , R_{b2} , R_{Ref} ...) de manière à supprimer le bruit basse fréquence (si la fréquence de modulation est supérieure à la fréquence de coude du bruit en tension aux bornes du pixel). Il en ressort que, pour un temps total t_{tot} nécessaire à la lecture d'une ligne de la matrice de n pixels, le temps consacré à chaque pixel est de $t_{\text{tot}}/2n \sim t_{\text{meas}}$.

Le principe de la mesure des résistances est, *a priori*, simple : il s'agit d'injecter une charge sur la capacité de découplage C_b de chaque pixel (application d'une tension V_{DAC} sur C_c) et d'en mesurer la décharge pendant le temps $t_{\text{tot}} - t_{\text{meas}}$. La mesure de la tension à la nouvelle lecture nous permettra alors d'en déduire R_{bi} (décharge d'un condensateur avec une constante de temps $\tau_i = R_{bi}C_{bi}$). En réalité, la mise en œuvre de ce principe est beaucoup plus complexe et subtil pour maximiser le rapport Signal/Bruit. Nous allons donner les grandes lignes du principe de lecture [217] en l'absence d'incidence sur le bolomètre, c'est à dire en supposant que R_b reste constant (voir figure III.52 et III.53).

1. l'interrupteur du pixel i se ferme
2. une charge est envoyée sur la capacité C_{bi} en appliquant une tension V_{DAC} à travers la capacité $C_c \ll C_{bi}$. Cette charge n'est pas choisie au hasard. Le système suppose que la résistance R_{bi} n'a pas évolué et impose donc la tension $V_{\text{DAC},\text{in}}$ adaptée, de manière à compenser exactement la décroissance de la tension V_{bolo} lors de la lecture des $n - 1$ autres pixels. Nous pouvons établir ainsi la relation suivante à l'équilibre :

$$\begin{aligned} C_c(V_{\text{DAC},\text{in}} - V_{\text{bolo,eq}}) + C_{bi}e^{-(t_{\text{tot}}-t_{\text{meas}})/\tau_i} &= C_{bi}V_{\text{bolo,eq}} \\ V_{\text{bolo,eq}} &= \frac{C_c}{C_{bi}}V_{\text{DAC},\text{in}} + V_{\text{bolo,eq}}e^{-(t_{\text{tot}}-t_{\text{meas}})/\tau_i} \end{aligned} \quad (\text{III.44})$$

3. Pour lire avec précision cette tension V_{bolo} pendant le temps t_{meas} consacré au pixel, la tension V_{DAC} n'est pas constante. C'est une rampe qui permet d'injecter un courant constant qui va compenser le courant de décharge V_{bolo}/R_{bi} . La pente de cette rampe de tension vaut $r = dV_{\text{DAC}}/dt$. Nous aboutissons ainsi à la relation suivante ³⁹ :

$$r \frac{C_c}{C_{bi}} = \frac{V_{\text{bolo,eq}}}{R_{bi}C_{bi}} \quad (\text{III.45})$$

³⁹Il y a une erreur dans Yates et al [217], page 5.

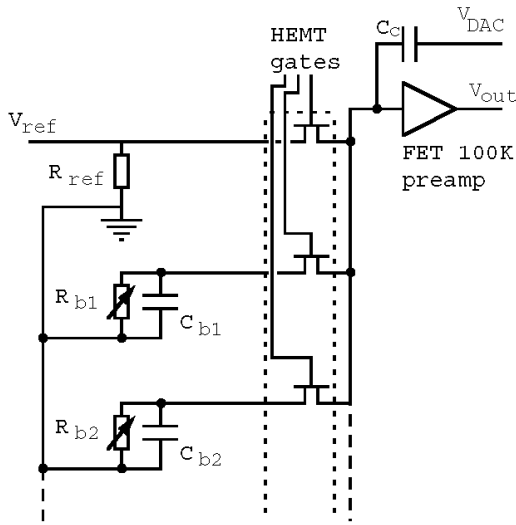


FIG. III.52: Schéma représentant le principe du multiplexage temporel.

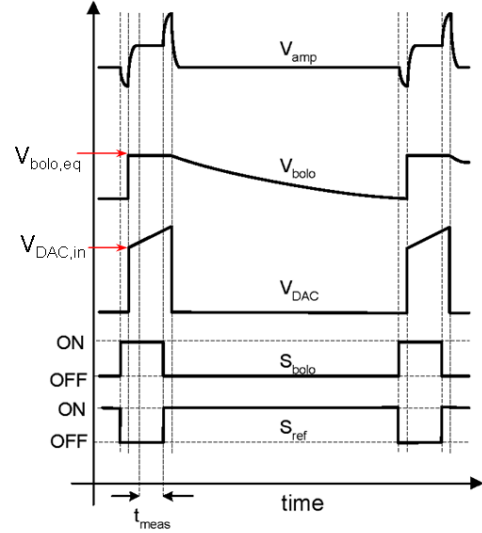


FIG. III.53: Évolution des signaux de commande et de lecture.

Quand un photon vient frapper un pixel, la variation de température va changer la valeur lue. Un asservissement approprié permet alors de repositionner progressivement la tension V_{bolo} à une valeur d'équilibre (constante entre deux lectures) en injectant une charge plus importante ; cet ajustement « logiciel » garde la « mémoire » de ΔR_b : la mesure est faite.

Pour les premiers tests, la résistance des futurs bolomètres NbSi est remplacée dans les mesures par des résistances R_{b1} , R_{b2} ... Les valeurs typiques de ces résistances sont de quelques dizaines de $M\Omega$.

III.5.1.2 Sources de bruit

Le multiplexage est intrinsèquement bruyant en raison du « temps mort » $t_{\text{tot}} - t_{\text{meas}}$ entre chaque mesure. Si nous raisonnons avec un bruit blanc gaussien, le théorème de la limite centrale⁴⁰ nous permet d'estimer très naturellement une augmentation du bruit blanc d'un facteur $\sqrt{2n}$, où n est le nombre de pixels de la ligne à lire.

Le bruit de photon est l'expression directe de la nature corpusculaire de la lumière. Les photons arrivent de manière totalement aléatoire sur le détecteur ; ils suivent une statistique de Poisson. Si la surface du détecteur reçoit en moyenne N photons par unité de temps Δt , l'écart-type sur le nombre de photons reçu est égal à $\sqrt{N}$. Ce bruit est l'équivalent du bruit de grenaille des électrons.

Electronique Aux bruits incompressibles présentés ci-avant, s'ajoute le bruit de l'ensemble de l'expérience [215] : bruit en tension de l'étage d'amplification, bruit thermique

⁴⁰Théorème de la limite centrale :

$$\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} X_i \rightarrow \mathcal{N}(X, \sigma^2/N)$$

du pixel... Parmi ces sources de bruit, l'interrupteur joue un rôle particulier et qui a longtemps été limitant [215, 216]. Nous allons donc désormais définir rapidement le cahier des charges des interrupteurs, cahier des charges qui va alors justifier l'utilisation de QPC.

III.5.2 Cahier des charges

Cryogénie Les interrupteurs à mettre en place pour multiplexer à 100 mK une matrice de bolomètres haute impédance doivent respecter deux conditions cryogéniques essentielles. Ils doivent naturellement fonctionner à très basse température et dissiper peu d'énergie (mesures à 100 mK).

Électronique A ce cahier des charges cryogénique s'ajoutent les véritables contraintes électroniques pour minimiser le bruit induit par l'électronique :

- le courant de fuite I_{GS} à travers la grille doit être extrêmement faible, de manière à limiter le bruit de grenaille $\sqrt{2eI_{GS}}$ qui s'exprime d'autant plus que la résistance de charge est élevée. Par exemple, le bruit en tension induit aux bornes d'une résistance R de 10 M Ω pour un courant de fuite de 1 pA est d'environ 5.6 nV.Hz^{-1/2}. Dans ce cas, le bruit n'est pas négligeable puisqu'il est comparable au bruit thermique de la résistance ($e_n = \sqrt{4k_B TR} = 7.43$ nV/Hz^{-1/2} à 100 mK).
- la capacité grille-canal C_{GS} ainsi que les tensions de commande $\Delta V_{GS} = V_{GS-on} - V_{GS-off}$ doivent être faibles, de manière à éviter d'injecter une tension parasite sur le pixel (pont diviseur de tension entre C_{GS} et C_b); en outre la variation de la tension de commande sur la grille induit un courant moyen $\Delta V_{GS} C_{GS} f_s$ qui limite la fréquence de multiplexage.
- la conductance de l'interrupteur à l'état ouvert doit être importante comparée à la résistance du pixel, ce qui est le cas avec un QPC : $2e^2/h \ll 10$ M Ω

De cette énumération ressort clairement l'intérêt des QPC pour réaliser ces interrupteurs. La capacité entre les grilles et le canal est très faible [59, 110], puisque seule la densité électronique près de la constriction répond au champ électrique. Les courants de fuites peuvent être également assez faibles, si nous prenons soin de réaliser des grilles splittées proches l'une de l'autre, de manière à réduire l'excursion en tension V_{GS} . Enfin, en utilisant des 2DEG proches de la surface ($\sim 30 - 40$ nm), nous pouvons pincer le canal pour des tensions de grilles extrêmement faibles, comme nous l'avons vu à diverses reprises au cours de ce chapitre.

III.5.3 Réalisation des échantillons

Nous avons réalisé de nombreuses séries d'échantillons semblables à la figure III.54 où 13 QPC sont en parallèle. L'objectif est de réussir à définir un état passant et un état bloqué avec des tensions de grilles (V_{GS-on} et V_{GS-off}) suffisamment faibles pour avoir un courant de fuite < 0.1 pA.

Il y a un compromis à trouver pour la distance d entre le 2DEG et la surface. Un 2DEG proche permettra de pincer rapidement le canal mais présentera *a priori* des tensions de seuil plus faibles pour I_{GS} (courant direct et indirect); à l'inverse un 2DEG éloigné de la surface présentera des courants de fuites plus faibles mais sera plus difficile à contrôler (couplage β plus faible). Nous indiquons ici les résultats obtenus sur trois couches différentes 05No08, 05No11 et 05No13 épitaxiées avec le nouveau bâti (VEECO GEN II). Contrairement aux premiers échantillons qui ont été fournis au CNRS/CRTBT (Institut Louis Néel)

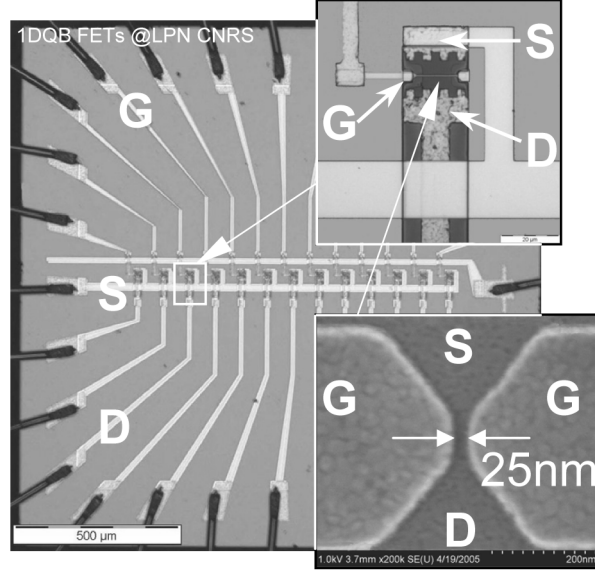


FIG. III.54: Image de 13 QPC en parallèle (microscope optique) dont le détail est indiqué par deux images MEB montrant la source S , le drain D et la grille G .

pour les premiers tests de multiplexage avec des QPC [216], le taux d'aluminium est de 28 % (voir tableau II.4 page 30) et non de 21.5%. L'écart entre les bandes de conduction ΔE_c [33] est plus important (~ 200 meV) et devrait permettre de limiter le courant de fuite (tunnel) par rapport aux premiers « essais ».

Enfin, il est possible d'ajuster V_{GS-on} et V_{GS-off} en jouant sur la largeur entre les grilles splitées. Plus l'espacement est important, plus la tension V_{GS} à appliquer sur les grilles pour fermer tous les canaux de conduction est faible.

Rappelons enfin qu'environ 4 nm de cap layer ont été retirés par une attaque chimique décrite au chapitre II.

Reproductibilité Pour chaque « run » des espacements entre 25 et 50 nm sont lithographiés de manière à obtenir avec certitude des échantillons présentant la bonne tension de seuil. La forme des grilles (figure III.54) est une nouvelle fois peu orthodoxe. Mais elle offre l'avantage de limiter la dispersion sur W_G et par conséquent sur W_e ; la tension de seuil relative au courant I_{DS} est ainsi relativement bien maîtrisée : nous pouvons définir des tensions de fonctionnement V_{GS-on} et V_{GS-off} communes à l'ensemble des interrupteurs.

III.5.4 Résultats

Couches 05No08 et 05No13 Nous présentons en figure III.55 les mesures effectuées sur des grilles d'un échantillon lithographié sur une plaquette issue de la couche 05No08. Les mesures de courant sont réalisées avec une tension V_{DS} de 1 mV. Il apparaît clairement que le 2DEG n'est pas entièrement déplété sous la grille : aucune marche de conductance n'est observée. Ce point illustre en particulier l'intérêt du QPC qui permet de très bien contrôler le courant drain source avec la tension de grille. L'ensemble des grilles mesurées présentait des courants de fuites similaires au courant de fuite de la grille n° 6⁴¹ : les tensions de seuil négatives et positives valent respectivement -300 mV ± 50 mV (figure

⁴¹Les grilles sont numérotés de 1 à 13 en partant de la gauche vers la droite sur la figure III.54.

III.56) et $200 \text{ mV} \pm 25 \text{ mV}$. Les mesures de courants de fuite sont reproductibles pour une grille donnée (entre différentes descentes en température), même si elles présentent des variations importantes entre elles, notamment pour le courant de grille négatif (électron allant du 2DEG vers la grille). Il est également intéressant de mentionner la présence d'une grille idéale qui a été mesurée ($n^\circ 2$) avec une tension de seuil inférieure au volt. Mais cette grille était malheureusement unique...

Des échantillons réalisés sur la couche 05No13 présentent des caractéristiques similaires à la couche 05No08. Le dispositif marche en mode HEMT. Les tensions de seuil relatives à I_{GS} sont légèrement plus faibles. Elles valent respectivement $\sim -200 \text{ mV}$ et $\sim 100 \text{ mV}$. Cela s'explique parfaitement en considérant l'épaisseur de la barrière, plus faible (10 nm) que celle de la couche 05No08 (20 nm). Là encore, la reproductibilité du courant de fuite est meilleure pour le courant direct (électrons allant de la grille vers le 2DEG).

Ces deux séries d'échantillons montrent que le compromis fuite/contrôle n'est pas respecté : les courants de fuite de ces « QPC » sont trop importants.

Couche 05No11 Nous donnons enfin les résultats obtenus sur la couche 05No11 qui ont permis d'obtenir des QPC respectant le cahier des charges de DCMB. En ce qui concerne les courants de fuite positif, nous avons une tension de seuil d'environ 150 mV, située entre les tensions de seuil des couches 05No08 (200 mV) et 05No13 (100 mV). En ce qui concerne les courants de fuite négatifs, la tension de seuil est en revanche beaucoup plus faible et vaut environ $-450 \text{ mV} \pm 50 \text{ mV}$. Il n'est visiblement pas évident de comparer le courant de fuite obtenu sur ces trois couches à l'épaisseur des différentes parties de l'hétérostructure (cap layer, barrière...), alors même que le « recess » était en tout point comparable [45, 50]

Le courant I_{DS} présente bien deux paliers de conductance nettement visibles, attestant du bon fonctionnement des grilles. Nous avons réalisé des grilles assez proches les unes des autres de manière à avoir une tension de pincement proche de $V_{seuil} = 0 \text{ mV}$. Ce sont les expériences des premiers échantillons, présentant beaucoup de courant de fuite pour des raisons technologiques inconnues, qui nous ont conduit à retenir ce choix.

Les échantillons de la couche 05No11 ont donc pu être testés avec succès par l'équipe d'A. Benoît du CRTBT et, en particulier, par S. J. C. Yates alors postdoctorant dans l'équipe [216, 217]. Il est à noter que les expérimentateurs du CRTBT ont été amenés à appliquer une tension négative lors de la descente pour décaler légèrement la tension de seuil vers des valeurs plus négatives (voir IV.3.3.3 et tableau IV.4). Cette manipulation a permis également de réduire le bruit télégraphique, particulièrement visible à 100 mK⁴². Nous pouvons également noter, à ce stade du développement, que certains échantillons présentaient trop de bruit $1/f$ pour être utilisés avec succès, probablement en raison du fort taux d'aluminium (présence de centres DX).

III.5.5 Conclusion

Nous avons réalisé des échantillons avec 13 QPC en parallèle qui respectent le cahier des charges décrit plus haut. Les performances des QPC ont été améliorées par rapport aux premiers échantillons [216] : désormais le courant de fuite est inférieur à 0.1 pA dans les deux états (on et off) ce qui a permis d'abaisser le bruit en tension aux bornes du pixel [217]. Le tableau III.5 compare les performances de FET commerciaux avec les deux séries d'échantillons réalisés : outre les capacités grille/canal plus importantes, la tension à appliquer pour pincer le canal est de l'ordre de $\sim 1 \text{ V}$, probablement en raison d'une

⁴²Ce bruit $1/f$ disparaissait à 500 mK...

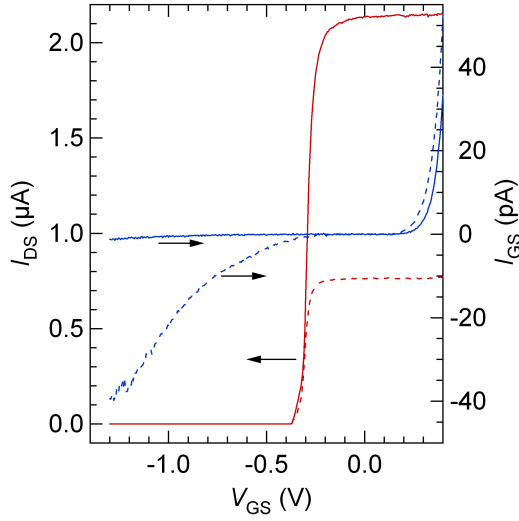


FIG. III.55: Courant I_{DS} (en rouge) et courant de fuite I_{GS} (en bleu) des grilles n° 2 (traits pleins) et n° 6 (pointillés) d'un échantillon (figure III.54) obtenu sur la couche 05No08.

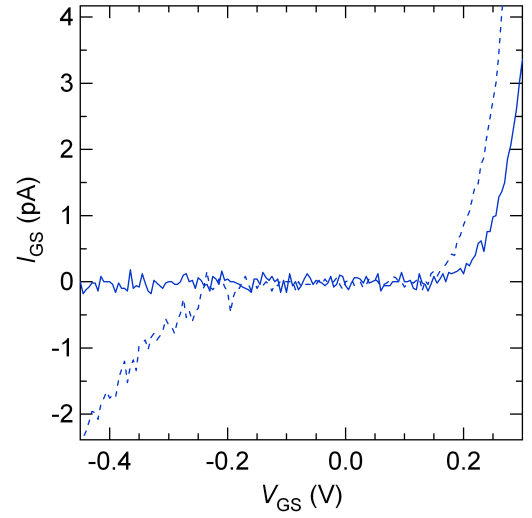


FIG. III.56: « Agrandissement » des courants de fuite I_{GS} présentés dans le graphique ci-contre ; grilles n° 2 (traits pleins) et n° 6 (pointillés) d'un échantillon de la couche 05No08.

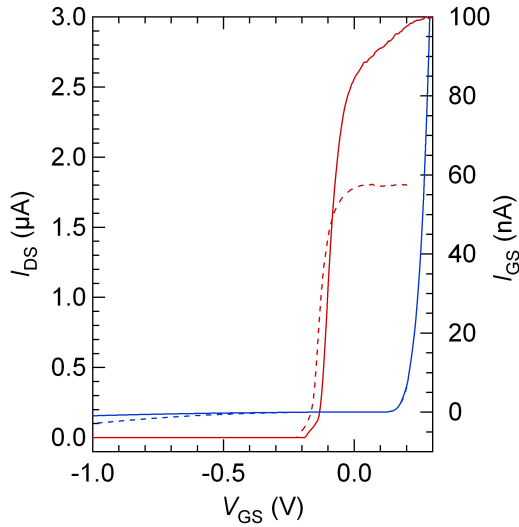


FIG. III.57: Courant I_{DS} (en rouge) et courant de fuite I_{GS} (en bleu) des grilles n° 1 (traits pleins) et n° 7 (pointillés) d'un échantillon (figure III.54) obtenu sur la couche 05No13.

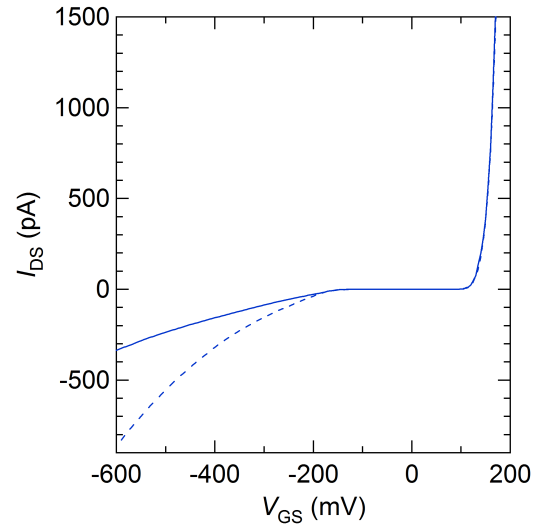


FIG. III.58: « Agrandissement » des courants de fuite I_{GS} présentés dans le graphique ci-contre ; grilles n° 1 (trait plein) et n° 7 (pointillés) d'un échantillon de la couche 05No13.

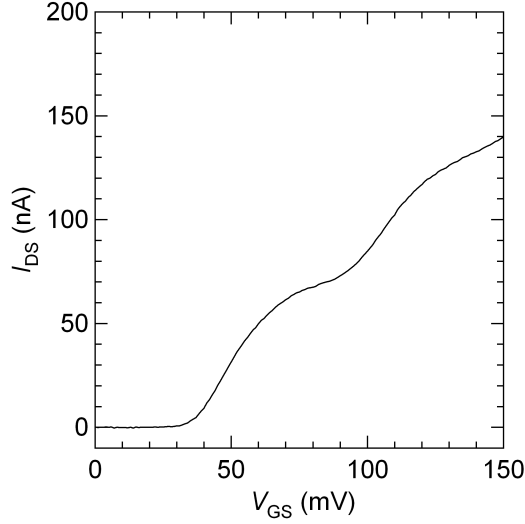


FIG. III.59: Courant I_{DS} de la grille n° 1 d'un échantillon de la couche 05No11 pour une tension de polarisation $V_{DS} = 1$ mV : nous reconnaissons les deux premières marches de conductance.

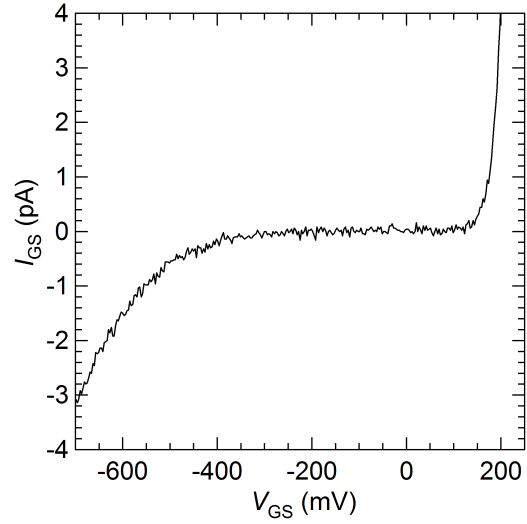


FIG. III.60: Courant de fuite pour la même grille que celle présentée ci-contre (couche 05No11) ; les tensions de seuil positives et négatives valent respectivement -400 mV et 150 mV.

distance plus grande entre la surface et le 2DEG, et favorise donc le courant de fuite à travers l'hétérostructure.

Une discussion certainement complexe pourrait être menée sur le bruit $1/f$ de nos échantillons. Il serait peut-être intéressant, à l'avenir, de réussir à réduire le courant de fuite tout en gardant un taux d'aluminium suffisamment faible pour éviter la formation de centre DX, peut-être responsable du bruit télégraphique observé par S. J. C. Yates dans les derniers échantillons [217].

	HEMT FHX35LG Fujitsu	GaAs-MESFET CF739 Infineon	QPC-HEMT [216] (série n° 1) CNRS-LPN	QPC-HEMT [217] (série n° 2) CNRS-LPN
V_{GS-on}	-0.7 V	-2.3 V	0	0.1 V
V_{GS-off}	-0.2 V	-1.5 V	-0.2	-0.1 V
R_{ON}	<10 k Ω	< 10 k Ω	5-10 k Ω	5-10 k Ω
C_{GS}, C_{DS}	0.1/0.3 pF		~ 1 fF	~ 1 fF
I_{GS-on}		~ 0	~ 1 pA	$\lesssim 0.1$ pA
I_{GS-off}	~ 10 pA	~ 30 pA	~ 1 pA	~ 0

TAB. III.5: Caractéristiques des QPC à 4.2 K par rapport à des HEMT commerciaux mesurés au CRTBT.

III.6 Conclusion et perspectives

1D-QBFET et loi de Moore L'histoire des semi-conducteurs est jalonnée de succès tant au niveau de la description physique des composants (physique du solide), que de leur réalisation (technologie) et de leur mise en œuvre (architecture). Elle nous enseigne également que les impossibilités d'une époque sont souvent devenues les standards de la décennie suivante. L'ITRS prévoit ainsi une poursuite de la loi de Moore avec des architectures toujours plus complexes, des matériaux toujours plus efficaces jusqu'à des dimensions de l'ordre de 10 nm, si des solutions lithographiques industrialisables sont validées d'ici là [222]. En deçà de cette limite, tant d'un point de vue technologique (échauffement, lithographie, investissements...) que d'un point de vue théorique (phénomènes quantiques, effets de canaux ultra-courts), cette course à la miniaturisation devrait s'arrêter, à moins d'une rupture technologique pour le moins improbable. Les efforts se concentrent déjà sur l'architecture ; à l'avenir, la convergence de différentes disciplines devrait offrir une électronique toujours plus présente dans la vie et la gestion de nos sociétés sans pour autant exiger une fréquence d'horloge plus élevée qu'elle ne l'est actuellement. Néanmoins, le 1D-QBFET, tout en ayant mis en valeur les difficultés théoriques auxquelles devra faire face l'industrie du semi-conducteur (courant tunnel drain-source, DIBL, augmentation de C_{ox} ...), fournit une solide illustration expérimentale de la seule voie qui permettrait d'aller plus loin : il faudrait imaginer un composant qui ne soit pas limité par la physique quantique mais qui mette en œuvre ces propriétés à bon escient. Nous avons en effet démontré qu'un QPC permettait d'obtenir un transistor (gain > 1) en régime balistique et quantique. Si l'« effet de champ » joue toujours un rôle central dans ce dispositif ⁴³, le principe de fonctionnement reste totalement différent du FET classique où la résistivité du canal de conduction est modulée par une tension de grille [30] : le transport balistique des électrons (fermions) à travers des bandes 1D (quantification de la conductance) permet d'obtenir une forte transconductance alliée à une conductance de sortie suffisamment faible ($g_d < g_m$). Ces résultats ont été régulièrement illustrés au cours de ce chapitre par des mesures, parfois redondantes, mais qui ont l'avantage de souligner la très grande reproductibilité des échantillons et de leur très faible sensibilité (à 4.2 K) à la géométrie de la constriction⁴⁴ : la quantification est un phénomène extrêmement robuste [76].

QPC et Cryoélectronique Au delà de l'intérêt d'illustrer expérimentalement le « mur » théorique annonciateur de la fin de la loi de Moore, nous avons appliqué les potentialités du QPC, régulièrement évoquées [59, 101, 105, 115], à la cryoélectronique. Un gain de quelques unités est obtenu à 4.2 K, avec une puissance de consommation de ~ 1 nW, à mettre en perspective néanmoins avec la forte résistivité du canal 1D (~ 10 mV / 100 nA = 100 k Ω). Comme a pu l'expliquer Landauer, tout traitement de l'information est fondamentalement dissipatif (ordre) ; une électronique purement balistique n'échapperait pas à cette règle ; mais la mise à l'équilibre thermodynamique a lieu dans les réservoirs, et non dans la zone active, ce qui peut laisser songeuse l'industrie microélectronique qui éprouve les plus grandes difficultés à évacuer l'énergie dissipée.

En tant qu'interrupteur, les QPC sont des candidats idéaux en raison de leur capacité C_{GS} infime, de leurs faibles tensions de contrôle V_{GS-on} et V_{GS-off} et du courant de fuite négligeable, pour réaliser le multiplexage de matrices de bolomètres haute impédance [215, 216, 217, 218]. Ces matrices de bolomètres permettraient d'améliorer la résolution angulaire

⁴³L'utilisation d'un 2DEG proche de la surface est primordial obtenir du gain avec des tensions $eV_{DS} < E_2 - E_1$.

⁴⁴À l'exception de la tension de seuil qui peut varier de quelques dizaines de mV entre échantillons.

des cartes du CMB régulièrement mises à jour depuis le satellite COBE et apporteraient des informations précieuses sur l'origine et la formation de notre univers. Le QPC est devenu depuis longtemps un élément incontournable dans de nombreuses expériences [92, 117] parce qu'il permet de contrôler parfaitement la probabilité de transmission des paquets d'ondes électroniques issus des réservoirs ; demain, ce composant pourrait jouer un rôle de plus en plus important en cryoélectronique.

Enfin, les impuretés placées à proximité de la constriction changent la transmission $T(E)$ du QPC ; cette sensibilité à l'environnement électromagnétique rend le dispositif délicat, parfois non-reproductible ou bruyé. Mais cette sensibilité extrême permet, à l'inverse, d'utiliser un QPC pour détecter, par exemple, la charge contenue dans un quantum dot [93, 116].

Modélisation Nous nous sommes également attachés à mettre en œuvre, au mieux, le formalisme de Landauer-Büttiker pour décrire nos résultats expérimentaux. La puissance de cette approche devrait continuer de rapprocher, à l'avenir, physiciens et concepteurs [65, 99, 124, 128] pour domestiquer le transport dans les transistors ultimes. L'approximation parabolique, malgré sa simplicité apparente, mène à une très bonne description du transport dans les QPC, sans devoir introduire de déformation significative de la « selle ». Des évolutions importantes des niveaux E_n près du pincement ont pu être mises en évidence. De nombreuses courbures de potentiel dans le sens du transport ($\hbar\omega_x$) ont été mesurées sur des QPC de différentes longueurs sans qu'aucune différence n'ait été observée. De la même manière, nous n'avons pas pu réellement conclure sur l'éventuelle décroissance de $\hbar\omega_x$ avec V_{GS} . Ces absences de variations significatives avec les tensions de polarisation attestent du rôle central du 2DEG dans la répartition du potentiel induit par les grilles splitées et justifient pleinement les efforts consentis par différents groupes au cours des années 1990 pour modéliser précisément l'évolution de la densité avec la tension de grille. À ce stade, il est donc difficile de justifier les modèles plus fortement que nous ne l'avons fait. En outre, les mesures de conductance mettent en jeu la somme des probabilités de transmission $\int T(E)$ d'un ensemble d'électrons : ce moyennage, nécessaire pour sonder les énergies caractéristiques, étend le spectre des modèles possibles. Dans un contexte totalement différent, notons par exemple que l'explication de l'anomalie à 0.7, observée très tôt dans les QPC, est longtemps restée sans preuve expérimentale [119] pour appuyer les théories soupçonnant une levée de dégénérescence des modes électroniques (interaction électron-électron). Cette levée de dégénérescence a pu être mise en évidence expérimentalement, non par des mesures de conductance, mais par des mesures de bruit [111]. D'une manière générale, des avancées importantes ont été menées dans les années 1990 sur les mesures de bruit dans les conducteurs mésoscopiques, avancées qui ont, par exemple, permis de détecter des quasiparticules de charges fractionnaires [94, 95].

Il serait intéressant d'étudier plus précisément l'influence de la densité du 2DEG sur la forme de la barrière de potentiel définissant le point quantique. Il faudrait réaliser des échantillons sur des 2DEG de densités différentes mais situés à des distances similaires de la surface (voir III.2.4.3), ou plus simplement réaliser des échantillons avec une grille supplémentaire couvrant la zone supérieure du QPC.

Chapitre IV

HEMT cryogéniques bas-bruit

Problématique Malgré la demande croissante d'amplificateurs cryogéniques (< 77 K) bas-bruit à haute-impédance d'entrée nécessaire à la lecture de détecteur résistif (> 1 M Ω), aucune avancée significative n'est à noter au cours des dernières années. Malgré les espoirs prometteurs placés dans l'étude des JFET germanium [188], et l'amélioration des performances DC à 4.2 K [190, 192], le bruit basse fréquence reste plus important à 4.2 K qu'à 77 K [192]. Dernièrement, Fujiwara et al. [199] ont obtenu des performances intéressantes sur des GaAs-JFET (très faible consommation, $C_{GS} < 1$ pF) ; mais le bruit en tension reste trop important pour supplanter le JFET placé à 120 K.

Ce chapitre est donc consacré à l'étude de HEMT à haute mobilité électronique pour tenter de répondre à ce besoin. Dernièrement, des amplificateurs cryogéniques haute fréquence ¹ ont été réalisés [198, 200, 206] à partir de PHEMT commerciaux (ATF-35143) et valident une nouvelle fois les potentialités des 2DEG GaAs pour l'électronique haute fréquence. Dans ce travail, nous nous sommes focalisés sur le bruit basse fréquence (~ 1 kHz). Nous verrons qu'il est possible de réduire le bruit $1/f$ en augmentant la capacité C_{GS} , conformément à la formule empirique de Hooge. Des progrès significatifs ont été accomplis par rapport aux précédents résultats obtenus avec des couches pseudomorphiques [187, 191, 195, 196].

Organisation du chapitre Ce chapitre est découpé en quatre parties distinctes :

- Nous commencerons par un bref rappel historique sur la naissance de la filière HEMT et sur la description des principaux bruits présents en électronique.
- Nous aborderons ensuite la mesure de la capacité grille-source nécessaire pour caractériser la figure de bruit du transistor (performances en fréquence) mais aussi pour déterminer le rapport Signal/Bruit dans les préamplificateurs de charge (voir chapitre V) ; la connaissance de cette capacité est également primordiale pour tenter de modéliser le composant (détermination de la densité électronique pour chaque point de polarisation, caractérisation des couplages grille-source et grille-drain...).
- Puis nous étudierons les caractéristiques électriques du HEMT. Nous présenterons à cette occasion un grand nombre de mesures à 4.2 K et 77 K certainement utiles pour le futur utilisateur. Nous décrirons en particulier le gain en tension et la puissance de consommation d'un amplificateur source commune (résistance de charge $R_L = 1$ k Ω) réalisé à partir d'un HEMT. Dans cette partie, nous détaillerons quelques analyses sur la prise en compte des résistances d'accès qui peuvent expliquer en partie les

¹ $W_G = 400$ μ m, $C_{GS} = 0.4$ pF.

$L_G \backslash W_G$	1 μm	2 μm	4 μm	5 μm
4.55 mm	A	C	E	G et I
2.45 mm	B	D	F	J

TAB. IV.1: Les transistors de la couche U102 sont nommés par des lettres correspondant aux dimensions géométriques de la grille ; par exemple, l'échantillon U102_C4 est le quatrième échantillon de type C ($W_G = 4.55$ mm, $L_G = 2$ μm).

dispersions que nous avons observées sur quelques séries de transistors ; elles sont également nécessaires si nous souhaitons modéliser, comme nous l'avons fait pour le QPC, les caractéristiques électriques du HEMT.

– Nous aborderons enfin le bruit en tension de cet amplificateur.

Nous avons réalisé des transistors de différentes dimensions sur plusieurs couches présentées au chapitre II. Nous nous restreindrons ici à l'étude de deux couches (05No11 et U102). Les dimensions des premiers transistors sont données dans le tableau IV.2 (page 101) ; les dimensions de la couche U102 sont repérées par un code similaire, rappelé dans le tableau IV.1.

IV.1 Introduction

IV.1.1 Invention du HEMT

La difficulté à maîtriser le contact métal semi-conducteur (contact Schottky) [45] a longtemps retardé la mise en œuvre d'un transistor à effet de champ, à tel point que le transistor bipolaire, pourtant plus complexe dans son fonctionnement, fut le premier transistor semi-conducteur fabriqué dans les laboratoires : 25 années ont ainsi séparé l'invention du FET (avec dépôt de brevet...) de son premier concepteur en 1952 [137]. L'idée d'utiliser une hétérostructure GaAlAs/GaAs et un 2DEG pour réaliser un transistor à effet de champ date de 1978 et les premiers composants ont été fabriqués par les équipes de *Fujitsu* [138] au Japon et de *Thomson* [139] en France. L'intérêt du matériau, ses potentialités pour l'électronique haute fréquence et pour le transport balistique [141, 145, 177] ont été perçus dès le départ en raison des très fortes mobilités obtenues dès le début des années 1980.

Historiquement, les premiers HEMT ont été réalisés en déposant la grille sur la couche GaAs (structure inversée). Les premières modélisations du contrôle du 2DEG s'appuyèrent donc sur cette structure [139] pour obtenir des premiers résultats tout à fait concordants [141]. Peu de temps après, Delagebeaudeuf et al.[142], développèrent les calculs (avec les mêmes approximations) pour une structure Métal/n-GaAlAs/GaAs (dopage volumique, espaceur), structure beaucoup plus proche de la nôtre. Ces premiers articles évoquaient également la possibilité d'une saturation par vitesse dans les HEMT courts, comme il le fut introduit à la fin des années 1970 pour les MESFET GaAs. Par la suite, la modélisation de l'évolution de la densité électronique avec la tension de grille V_{GS} a fait l'objet, jusqu'au milieu des années 1990, de nombreuses améliorations [143, 144, 150], l'objectif étant d'obtenir des expressions analytiques implémentables en SPICE [152].

IV.1.2 Les différents bruits électroniques

Nous allons donner, dans les quelques lignes qui suivent, un bref aperçu des différentes sources de bruit présentes dans les composants électroniques. Les détails sur le formalisme mathématique ou les modèles physiques nécessaires à leur description sont accessibles dans des ouvrages généraux tels que ceux de Robinson [163], Van-der-Ziel [167] et Kogan [184].

IV.1.2.1 Bruit de grenaille

Le bruit de Grenaille est un bruit blanc qui a été observé pour la première fois, en 1918, par Schottky [154]. Il constituait alors la première formulation théorique de la limite intrinsèque des amplificateurs à tube. Son origine repose sur la « granularité » du courant porté par des charges élémentaires discrètes e associées à un processus d'émission poissonnien [165]. Aujourd'hui, ce bruit est présent dans divers composants électroniques où les porteurs franchissent de manière indépendante une barrière de potentiel, comme c'est le cas dans les jonctions P-N ou les barrières Schottky. Pour un courant moyen I , la densité spectrale de puissance du bruit est donnée par :

$$S_I = 2 e I \quad (\text{IV.1})$$

Plus récemment, des expériences de physique mésoscopique ont mesuré la réduction du bruit de grenaille dans les QPC [89, 92, 95]. Cette réduction quantique du bruit est liée à la nature fermionique des électrons. Le bruit de grenaille a également été mis en évidence dans des résistances métalliques [185] pour des longueurs de résistance inférieure à la longueur d'interaction électron-phonon L_{e-ph} .

IV.1.2.2 Bruit G-R

Le bruit génération-recombinaison [184], comme son nom l'indique, résulte de l'interaction des électrons avec un ou plusieurs piège. Cette succession de piégeage/dépiégeage a pour conséquence de faire fluctuer le nombre de porteurs autour d'une valeur moyenne. Dans le cas particulier du bruit télégraphique (fluctuations entre deux états « 1 » et « 2 »), le spectre de bruit (processus de Markov) associé à cette fluctuation est donné par :

$$S_V = \frac{4 \overline{(\Delta V)^2}}{\tau_1 + \tau_2} \frac{1}{1/\tau_n^2 + (2\pi f)^2} \quad (\text{IV.2})$$

où τ_1 et τ_2 correspondent aux constantes de temps (durée de vie) relatifs à chacun des deux états, et $1/\tau_n = 1/\tau_1 + 1/\tau_2$ est le temps de relaxation du piège [194].

IV.1.2.3 Bruit $1/f$

Au-delà de 100 kHz, le bruit dans les composants électroniques est généralement du bruit blanc que nous pouvons décrire par le bruit de grenaille ou par le bruit thermique que nous détaillons un peu plus loin. Mais en deçà de cette fréquence, des phénomènes plus complexes, moins connus, sont à l'origine de bruit dit " $1/f$ " [179, 166]. Le bruit $1/f$ a été observé pour la première fois dans les tubes à vide en 1925 par Johnson [155]. Un an plus tard, en 1926, Schottky [156] donnait les premières interprétations de ces mesures. Mais la compréhension définitive de ce phénomène n'est pas terminée et a résisté, jusqu'à

présent, à une mise en équation solide à cause de la nature même des mécanismes mis en jeu, complexes, plus sensibles aux détails que les mesures moyennes [179]. En réalité, une formulation empirique, mais néanmoins robuste et efficace, a été proposée, en 1969, par F. N. Hooge [162] pour comparer le bruit $1/f$ dans divers matériaux. Dans ces deux pages, Hooge présente un résumé d'un grand nombre de mesures de bruit basse fréquence relatives à différents matériaux. Il en déduit que la densité spectrale de puissance du bruit « $1/f$ » est inversement proportionnelle au nombre de porteurs présents dans l'échantillon et remet ainsi en cause l'idée communément admise selon laquelle ce bruit est le résultat de phénomènes aux interfaces : il s'agit essentiellement d'un effet « bulk ». Selon F. N. Hooge, la densité spectrale de puissance du bruit « $1/f$ » se met sous la forme :

$$\frac{S_R}{R^2} = \frac{S_V}{V^2} = \frac{S_I}{I^2} = \frac{\alpha_H}{Nf} \quad (\text{IV.3})$$

Le paramètre de Hooge α_H dépend du matériau, de la technologie utilisée. Il vaut à peu près 10^{-4} mais peut varier de plusieurs ordres de grandeur. Cette approche est efficace d'un point de vue expérimental et intuitif si nous considérons un ensemble d'électrons indépendants (théorème de la limite centrale ²). La normalisation par N , et non par une autre grandeur, telle le nombre d'atomes, s'est avérée la plus efficace. La formulation de Hooge a fait l'objet de nombreux débats et diverses critiques furent formulées, puis réfutées par Hooge lui-même [166, 179]. Par exemple, le fait que le bruit basse fréquence mette en jeu des constantes de temps beaucoup plus grandes que le temps de passage d'un électron entre la source et le drain, ne remet pas en cause la formule de Hooge, mais montre que le bruit ne « suit » pas individuellement chaque électron mais l'état global du réseau sous la grille ; de la même manière un transport balistique n'annule pas le bruit basse fréquence, comme nous l'avons indiqué dans l'étude des QPC (voir III.2.5.2).

À l'heure actuelle, aucun modèle ne suffit à décrire le bruit $1/f$ dans chaque matériau. Qu'il s'agisse de fluctuations de mobilité ou de densité, les mécanismes sous-jacents varient d'un système à l'autre : chaque modèle doit s'adapter au matériau étudié. Hooge nous met en garde régulièrement, dans ses nombreuses publications, sur le danger de l'échantillon particulier et sur la difficulté d'évaluer le paramètre α_H à partir d'une démarche inductive. Nous nous efforcerons de suivre ses conseils en proposant des résultats validés sur un nombre suffisant d'échantillons.

IV.1.2.4 Bruit thermique³

En 1928, J. B. Johnson publie un article resté célèbre [160] sur la mise en évidence d'un nouveau bruit blanc, découverte annoncée dès 1927 [157, 159]. Il constata (toujours grâce au moyen d'amplificateurs à tube) l'existence d'un bruit blanc proportionnel à la résistance et à la température. Il avança l'idée que ce bruit était la conséquence de l'agitation thermique des porteurs dans le conducteur. Peu après, Nyquist [158, 161] relia l'expression de cette nouvelle force électromotrice à un cadre thermodynamique rigoureux : la densité spectrale de puissance des fluctuations en tension aux bornes d'une résistance R à la température T fait intervenir la constante de Boltzmann ⁴ :

$$S_V = 4 k_B T R \quad (\text{IV.4})$$

²Voir note 40 page 89.

³Ce bruit est également appelé bruit Johnson, ou plus justement Johnson-Nyquist.

⁴Une nouvelle mesure de k_B est possible...

Nom de l'échantillon	Largeur W_G (mm)	Longueur L_G (μm)
U102_B10	2.45	1
U102_A8	4.55	1
U102_J8	2.45	5
U102_I6, U102_I10	4.55	5
05No11_A1, 05No11_A3	4.9	1
05No11_C1, 05No11_C3	4.9	2
05No11_E1, 05No11_E3	4.9	3
05No11_I1, 05No11_I3, 05No11_I5	4.9	5

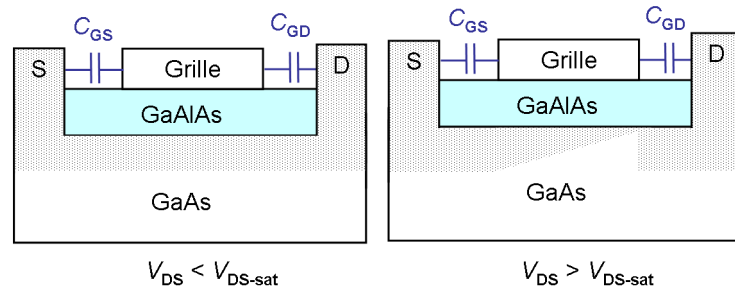
TAB. IV.2: Géométrie des grilles des transistors.

IV.2 Mesures de C_{GS}

Il est primordial de caractériser le plus finement possible la capacité du HEMT, critère essentiel dans une architecture électronique. Nous présentons ici les mesures de capacité selon deux méthodes complémentaires : l'une est basée sur la mesure de l'impédance entre la source S et la grille G à l'aide d'un impédance-mètre (HP4284A), l'autre sur la mesure de la fréquence de coupure d'un amplificateur montée en source commune.

IV.2.1 Définition de C_{GS} et C_{GD}

Le schéma présenté en figure IV.1 donne une représentation classique de la distribution de charge sous la grille d'un transistor à effet de champ dans le cas d'une saturation par pincement. Si la description des HEMT à basse température est plus complexe, cette image reste probablement correcte pour appréhender les capacités C_{GS} et C_{DS} .


 FIG. IV.1: Définition des capacités C_{GS} et C_{DS} .

Pour de faibles tensions V_{DS} (début du régime ohmique), la densité de charge étant symétrique de part et d'autre du canal, nous pouvons faire l'hypothèse raisonnable de l'égalité entre les deux capacités C_{GS} et C_{GD} . En revanche, si $V_{DS} > V_{DS-sat}$, le système devient asymétrique : nous nous attendons qualitativement à une diminution de la capacité C_{GD} , la densité électronique sous la grille étant plus faible côté drain.

IV.2.2 Mesures avec un impédance-mètre

Nous avons à disposition, au laboratoire, un impédance-mètre (HP4284A) qui permet de mesurer avec précision l'impédance d'un dipôle à une fréquence déterminée ($20 \text{ Hz} < f < 1 \text{ MHz}$). Quelques modèles de circuits équivalents sont proposés pour modéliser cette impédance. Le modèle d'une capacité en parallèle avec une résistance ($C_P // R_P$) permettrait *a priori* de décrire le comportement capacitif de la grille ainsi que les fuites à travers celle-ci. Cet équipement offre également la possibilité d'appliquer une tension DC constante lors de la mesure.

Couche 05No11 La figure IV.2 présente des mesures de capacité C_{GS} (valeur de C_P dans le modèle $C_P // R_P$) ainsi que des mesures $I_{DS}(V_{GS})|_{V_{DS} = 100 \text{ mV}}$ (en traits pleins) pour 8 échantillons de la couche 05No11. Chaque mesure nécessite une descente en température spécifique. Les dimensions des transistors testés sont résumées dans le tableau IV.2. Nous constatons le comportement « normally off » des HEMT de cette couche ($V_{seuil} \sim +200 \text{ mV}$) : un « recess » (voir II.2.3.3) d'environ 4.4 nm a été réalisé avant le dépôt de la grille. Nous vérifions que l'allure des courbes présente un plateau que nous pouvons relier très fidèlement (erreur $\sim 15 \%$) à la valeur d'une capacité plane infinie ⁵ :

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{r, \text{GaAs}} S}{d} \quad (\text{IV.5})$$

La distance d doit prendre en compte la distance du 2DEG à l'interface GaAlAs/GaAs, non négligeable et qui vaut à peu près 5 nm (voir maximum de la fonction d'onde relative au niveau E_1 page 19).

La figure IV.2 permet également de comparer directement la capacité C_{GS} mesurée avec le HP4284A ($V_{DS} = 0 \text{ mV}$) avec un point de polarisation courant-tension usuel mesuré lors d'une seconde descente en température. En supposant que la capacité C_{GS} ne varie pas avec la tension drain-source, nous constatons que pour chaque type d'échantillon⁶ (type 'A', 'C', 'E' ou 'I'), la capacité C_{GS} est à environ 95 % de sa « valeur-plateau » (équation IV.5) pour une tension drain-source de 100 mV et un courant de 1 mA. Nous en déduisons que le point de fonctionnement ($I_{DS} = 1 \text{ mA}$, $V_{DS} = 100 \text{ mV}$) correspond à une densité ⁷ différente selon la taille de la grille (figure IV.4) : plus le transistor est long, plus la densité au point de fonctionnement est faible. Il est à noter que cette valeur est également très inférieure à la densité initiale du 2DEG (tableau II.4 page 30). En revanche, la figure IV.5 montre clairement que le nombre d'électrons sous la grille à ce point de polarisation augmente avec la taille de l'échantillon, justifiant ainsi les meilleures performances en bruit obtenues sur ces structures (formule de Hooge page 100).

Notons enfin la capacité résiduelle de quelques pF au delà de la tension de seuil. Ces capacités résiduelles persistent même après une calibration qui prend en compte l'impédance du système et du porte-échantillon SOT23 ($C \sim 0.4 \text{ pF}$).

⁵Contrairement aux QPC, dont il est très délicat de proposer une valeur de capacité [217], la capacité plane infinie est ici parfaitement justifiée en raison du fort rapport d'aspect entre L_G et W_G d'un côté, et d de l'autre.

⁶La comparaison est faite entre des échantillons différents (numéro « 1 » ou « 3 ») ; en réalité, les mesures $C_{GS}(V_{GS})$ et $I_{DS}(V_{GS})$ sont très reproductibles sur la couche 05No11 entre des échantillons de même géométrie : $\Delta V_{seuil} < 2 \text{ mV}$.

⁷Voir équation IV.31 page 137.

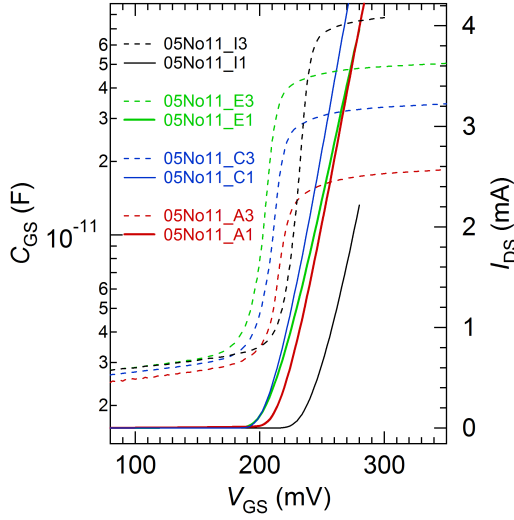


FIG. IV.2: Courbes $I_{DS}(V_{GS})$ mesurées pour $V_{DS} = 100$ mV (trait plein) et $C_{GS}(V_{GS})$ (pointillés) de 8 échantillons différents de la couche 05No11 ; $T = 4.2$ K.

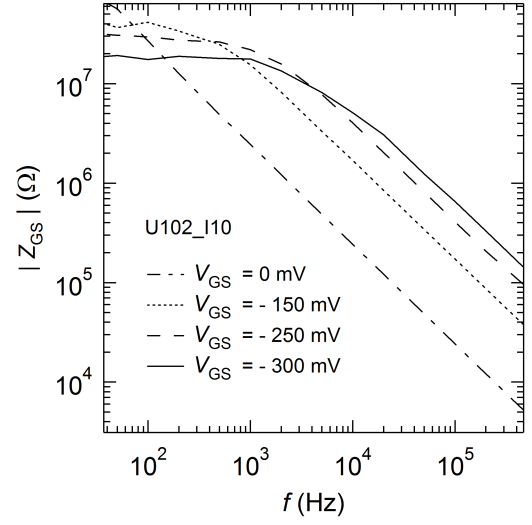


FIG. IV.3: Module de l'impédance Z_{GS} en fonction de la fréquence, mesuré pour différentes tension V_{GS} à l'aide du HP4284A ; voir figure IV.6.

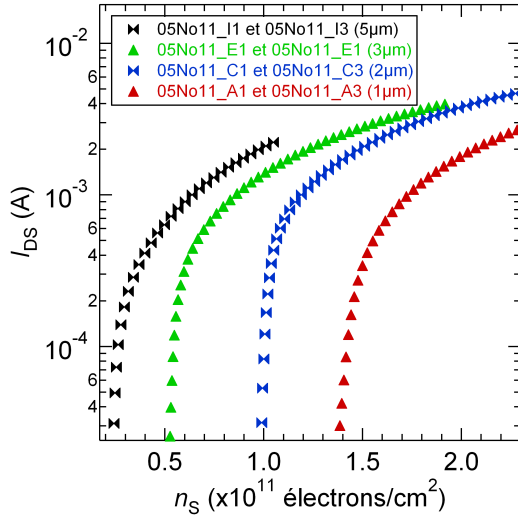


FIG. IV.4: Représentation de I_{DS} (échantillon « 1 », figure IV.2 en fonction de n_s (calculé (équation IV.31) à partir des mesures « 3 », figure IV.2) , $T = 4.2$ K.

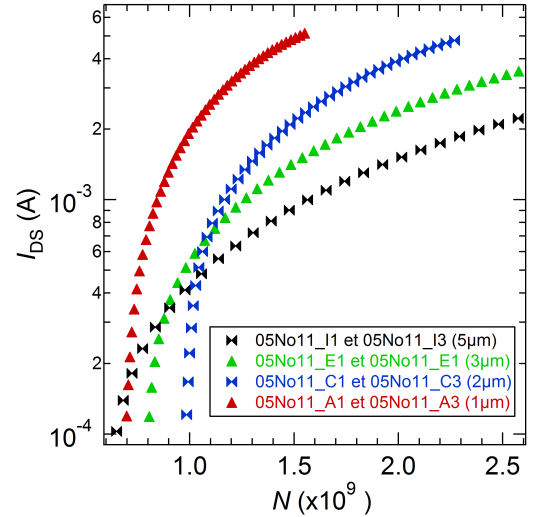


FIG. IV.5: Représentation de I_{DS} (échantillon « 1 », figure IV.2) en fonction de N (calculé (équation IV.31) à partir des mesures « 3 », figure IV.2) , $T = 4.2$ K.

Discussion autour du HP4284A Ces mesures semblent cohérentes, tant au niveau des tensions de seuil relatives à C_{GS} et I_{DS} (couche 05No11), que de la modélisation de l'impédance Z_{GS} (voir figure IV.3). En réalité, ces mesures présentent des subtilités qui remettent partiellement en cause les analyses précédentes.

Premièrement, le modèle équivalent (calculé à partir de la réponse du système à une excitation sinusoïdale) sous-estime systématiquement la résistance de fuite R_P de deux ordres de grandeur. La figure IV.7 montrent les valeurs du courant de fuite (Keithley 6430) ainsi que les valeurs de résistances R_{GS} extraites de trois manières différentes :

- soit en dérivant la courbe $I_{GS}(V_{GS})$; trait plein bleu (figure IV.7)
- soit en mesurant l'impédance à faible fréquence (comportement purement réel, voir figure IV.3)
- soit à partir du modèle $C_P//R_P$ ⁸

Les mesures de R_{GS} déduites des mesures basse fréquence sont tout à fait cohérentes avec les mesures de courant de fuite (Keithley 6430). La mesure à plus haute fréquence ne permet pas de mesurer suffisamment précisément R_P ($R_P \ll (jC_P\omega)^{-1}$).

Deuxièmement, la figure IV.6 montre un décalage important entre les tensions de seuil relatives à I_{DS} et à C_{GS} . Ce décalage n'a jamais été observé sur la couche 05No11, mais est systématiquement présent sur les HEMT de la couche U102. En réalité, il est très difficile de mesurer la capacité près du pincement, à une polarisation où la résistance du canal est très importante [169] : le modèle $C_P//R_P$ n'est plus valable mais doit prendre en compte une résistance d'accès $R(V_{GS})$. Les figures IV.4 et IV.5 ne sont peut-être donc pas correctes, même si elles semblent cohérentes. De plus, certaines structures complexes, attestant peut-être de la mobilité de charges dans l'hétérostructure, apparaissent parfois (couche U102) près de la tension de seuil. Il est intéressant de constater certaines différences dans la façon d'appréhender ces structures suivant la méthode retenue pour extraire C_{GS} : la figure IV.6 montre les mesures de capacité C_P extraite d'une mesure $Z(V_{GS})$ à $f = 1$ MHz ainsi que la capacité extraite d'un fit des courbes $Z(f)$ (voir figure IV.3). Ces « fits » ont été effectués sur une plage restreinte en fréquence [20 kHz ; 1 MHz] de manière à ne sonder que le comportement capacitif de l'impédance (-20 dB/décade).

IV.2.3 Mesures « directes »

Nous venons de voir que les HEMT de la couche U102 (normalement « on ») ont une tension de seuil relative à C_{GS} supérieure d'environ 100 mV par rapport à la tension de seuil relative à I_{DS} , pouvant laisser croire, à tort, que la capacité du HEMT est très faible en mode passant. De plus, ces mesures ne nous permettent pas de connaître la capacité pour un point de polarisation quelconque ($V_{DS} \neq 0$). Pour parer à cette difficulté, nous avons effectué des mesures *in situ* pour évaluer la capacité et le courant pour un point de polarisation quelconque.

IV.2.3.1 Montage

Nous avons très classiquement réalisé un filtre passe-bas d'ordre 1 en nous appuyant sur la capacité d'entrée du transistor. Nous avons donc réalisé le « petit montage » présenté en figure IV.8.

⁸Représentation de $|R_P|$ car R_P est parfois négatif en raison de l'erreur de quelques degrés sur la mesure de Θ ; le déphasage peut être légèrement inférieur à -90° .

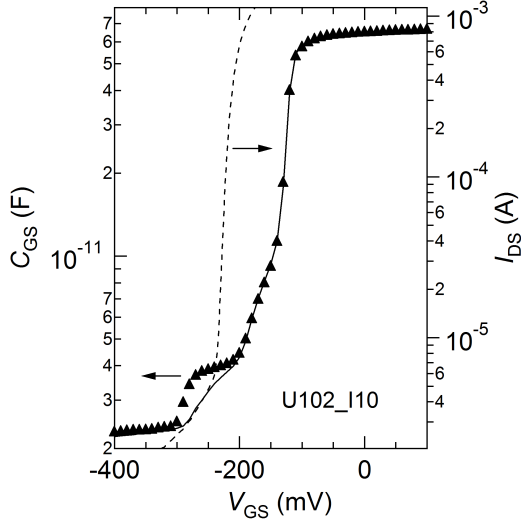


FIG. IV.6: $C_{GS}(V_{GS})$ calculée à partir du modèle $C_P//R_P$ (trait plein) déduit d'une mesure $Z|_{f=1\text{ MHz}}(V_{GS})$ ou extraite d'un fit (entre 20 kHz et 1 MHz) de $|Z(f)|$ ($\blacktriangle$) - voir figure IV.3; en traits pointillés $I_{DS}(V_{GS})|_{V_{DS}=10\text{ mV}}$.

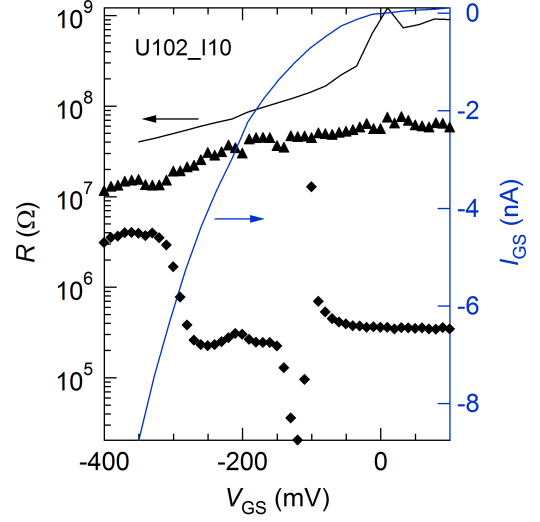


FIG. IV.7: En bleu, le courant de fuite I_{GS} ; En rouge, la valeur de la résistance : dérivation de $I_{GS}(V_{GS})$ (trait plein), issu d'une mesure $Z(f=50\text{ Hz})$ ($\blacktriangle$) ou extraite du modèle $C_P//R_P$ déduit d'une mesure $Z(f=1\text{ MHz})$ ($\blacklozenge$).

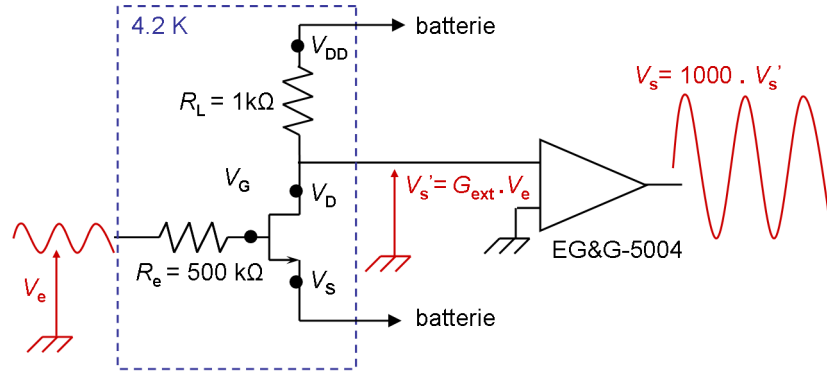


FIG. IV.8: Schéma de mesure de la capacité d'entrée du transistor.

Il s'agit d'un simple amplificateur de tension en source commune, avec une résistance R_e placée en série à l'entrée du montage. La mesure de la fréquence de coupure du montage nous permettra de déduire la valeur de la capacité d'entrée de l'amplificateur. Le schéma équivalent petit signal est représenté en figure IV.9 ci-dessous :

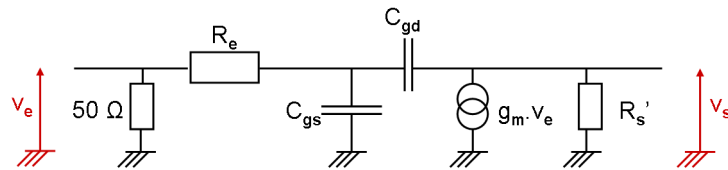


FIG. IV.9: Schéma équivalent petit signal du montage décrit en figure IV.8.

Le gain en tension composite est :

$$A_v(j\omega) = - \frac{(g_m - j\omega C_{GD})R'_s}{1 - \omega^2 R_e R'_s C_{GS} C_{GD} + j\omega R_e \left[C_{GS} + C_{GD} \left(1 + R'_s \left(\frac{1}{R_e} + g_m \right) \right) \right]} \quad (\text{IV.6})$$

où R'_s est la charge effective du montage :

$$R'_s = R_L // R_{\text{in-EG\&G-5004}} // g_d^{-1} \quad (\text{IV.7})$$

IV.2.3.2 Approximations

Simplification du $A_v(f)$ En utilisant $R_s = 500 \text{ k}\Omega$, et compte tenu des points de polarisation considérés, nous pouvons aisément faire les simplifications suivantes :

- $g_m \gg \omega C_{DS} \sim 2\pi \times 1 \text{ kHz} \times 10 \text{ pF} \sim 10^{-7}$
- $1/R_e \ll g_m$
- $1 \gg \omega^2 R_e R'_s C_{GS} C_{GD} \sim (2\pi \times 1 \text{ kHz})^2 \times 500 \text{ k}\Omega \times 1 \text{ k}\Omega \times 10 \text{ pF} \times 30 \text{ pF} \sim 10^{-6}$

Sous ces conditions, l'expression du gain (équation IV.6) se simplifie sous la forme suivante⁹ :

$$A_v(f) = - \frac{G_{\text{ext}}}{1 + j f/f_c} \quad \text{avec} \quad f_c = \frac{1}{2\pi R_e (C_{GS} + C_{GD}(1 + G_{\text{ext}}))} \quad (\text{IV.8})$$

L'expression IV.8 nous donne une relation entre la fréquence de coupure f_c et les capacités C_{GS} et C_{GD} .

Le paramètre $\alpha_{i,j}$ Compte tenu des remarques décrites en IV.2.1 ($C_{GS} \neq C_{GD}$ pour les fortes tensions V_{DS}), nous devons imaginer une autre équation pour pouvoir déterminer ces deux capacités. Nous introduisons le paramètre $\alpha_{i,j}$ défini par :

$$C_{GD} = \alpha_{i,j} C_{GS} \quad \text{pour } V_{DS} = i \text{ mV et } L_G = j \mu\text{m} \quad (\text{IV.9})$$

Nous supposons que ce paramètre dépend de L_G et de V_{DS} . Pour ajuster ce paramètre $\alpha_{i,j}$, nous supposons également que la capacité C_{GS} reste constante quelles que soient les tensions V_{DS} utilisées ; autrement dit, nous supposons que la densité du 2DEG à l'entrée du canal ne dépend pas du potentiel à la sortie de celui-ci. En réinjectant cette expression dans l'équation IV.8, nous en déduisons une relation entre C_{GS} et la fréquence de coupure :

$$C_{GS} = \frac{1}{2\pi R_e f_c (1 + \alpha_{i,j}(1 + G_{\text{ext}}))} \quad (\text{IV.10})$$

IV.2.3.3 Résultats

Nous avons mesuré les échantillons U102_A8, U102_B10, U102_I6 et U102_J8 dont les dimensions sont résumées dans le tableau IV.2.

⁹Le gain $G_{\text{ext}} = g_m R'_s$ désigne par défaut le gain basse fréquence.

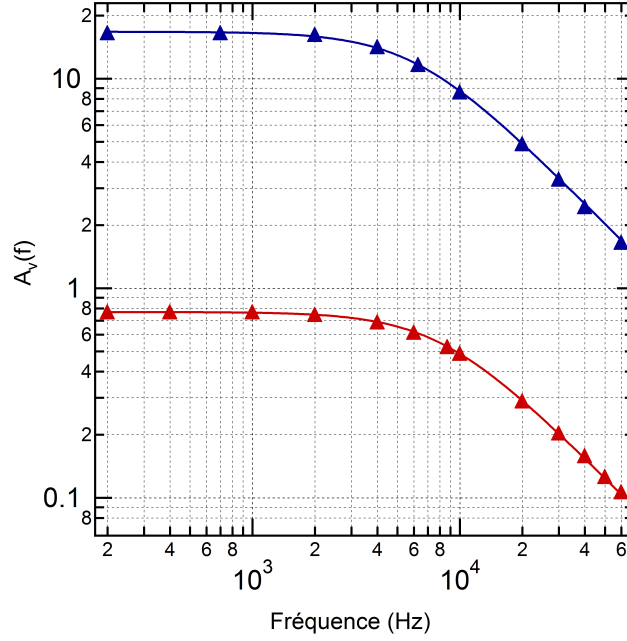


FIG. IV.10: Gain en tension composite A_v de U102_J8 (figure IV.8) pour deux points de polarisation :

- en bleu : $V_{DS} = 100$ mV et $I_{DS} = 510$ μ A

- en rouge : $V_{DS} = 10$ mV et $I_{DS} = 75$ μ A.

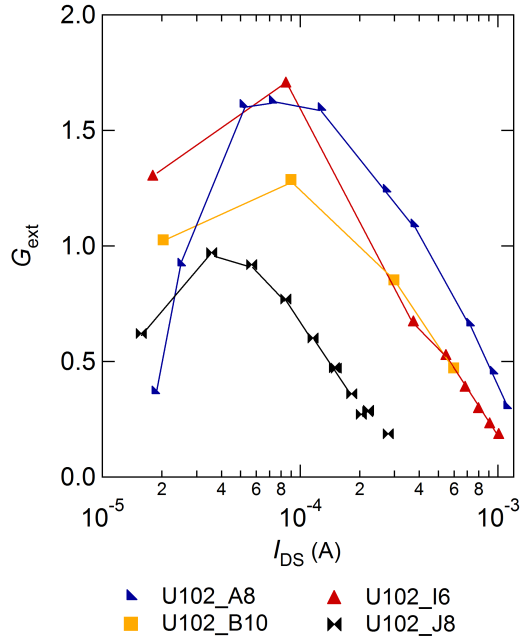
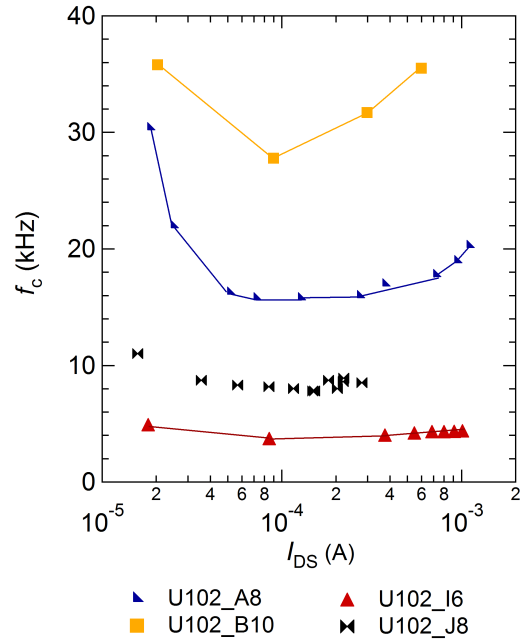
Les traits plein correspondent au fit (équation IV.8).

Mesure de $A_v(f)$ La figure IV.10 représente le gain extrinsèque en fonction de la fréquence pour deux points de polarisation différents : l'un à fort V_{DS} , l'autre à faible V_{DS} . Nous vérifions que l'évolution du gain en fonction de la fréquence présente une allure typique de filtre passe-bas du premier ordre. Le « fit » de ces deux courbes (équation IV.8) est représenté en trait plein et correspond parfaitement à nos mesures. Pour le point correspondant à une tension V_{DS} de 10 mV, nous en déduisons une fréquence de coupure de 8150 ± 50 Hz et un gain extrinsèque de 0.77 ± 0.01 . Pour le point correspondant à une tension V_{DS} de 100 mV, nous en déduisons une fréquence de coupure de 6100 ± 100 Hz et un gain extrinsèque de 16.8 ± 0.1 . Les hypothèses énoncées plus haut sont ainsi parfaitement justifiées ¹⁰.

Nous pouvons également mesurer directement la fréquence de coupure à l'oscilloscope en mesurant une réduction d'un facteur $\sqrt{2}$ entre le gain basse fréquence et le gain à la fréquence de coupure. L'écart maximal sur la mesure de la fréquence de coupure f_c est estimé à 300 Hz par rapport à une mesure en fréquence, plus précise. C'est néanmoins cette méthode, plus rapide, qui est majoritairement retenue pour les résultats présentés ci-après.

Mesures de C_{GS} et C_{DS} à faible V_{DS} Dans un premier temps, nous présentons des mesures à faible V_{DS} et supposons que $\alpha_{i,j} = 1$ dans l'équation IV.10 pour l'ensemble des couples (i;j) considérés. Nous mesurons le gain (figure IV.11) et la fréquence de coupure (figure IV.12). Nous en déduisons une valeur de C_{GS} que nous présentons en fonction de V_{GS} (figure IV.13) ou I_{DS} (figure IV.14).

¹⁰Nous renvoyons le lecteur à IV.3 pour justifier la première hypothèse : $g_m \gg \omega C_{DS}$.


 FIG. IV.11: $G_{ext}(I_{DS})$ pour $V_{DS} = 10$ mV, $T = 4.2$ K.

 FIG. IV.12: $f_c(I_{DS})$ pour $V_{DS} = 10$ mV, $T = 4.2$ K.

L'échantillon U102_A8 semble montrer une bonne cohérence des mesures pour deux tensions V_{DS} différentes (5 mV et 10 mV). Il y a également cohérence entre les mesures de capacité et le rapport des largeurs des deux transistors U102_I6 et U102_J8 ($4.55 \mu\text{m} / 2.45 \mu\text{m} = 1.86$). Le rapport semble moins respecté entre les transistors U102_A8 et U102_B10 ; en réalité, si nous considérons une capacité parasite de 1.2 pF (voir figure IV.2), nous obtenons le bon rapport de 1.8. Le rapport est également respecté à faible courant I_{DS} entre les échantillons U102_A8 et U102_I6 où le rapport des longueurs des deux transistors vaut 5. En revanche, l'évolution $C_{GS}(I_{DS})$ (ainsi que l'évolution $C_{GS}(V_{DS})$) est plus importante pour les échantillons dont la longueur de grille vaut $5 \mu\text{m}$. Ces résultats peuvent donc laisser penser que la valeur de la capacité est plus faible que la valeur théorique :

$$C_{GS} \simeq \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \epsilon_{r,GaAs} W_G L_G}{d} \quad (\text{IV.11})$$

Il est particulièrement intéressant de constater que les mesures à $V_{DS} = 5$ mV conduisent à des valeurs de C_{GS} légèrement supérieures à celles déduites de mesures effectuées à $V_{DS} = 10$ mV. Cela est peut-être dû à une surestimation de C_{GD} : l'hypothèse $C_{GS} = C_{GD}$ n'est donc probablement pas valable, même pour des tensions aussi faibles. Si nous traçons les mêmes courbes que celles présentées en figures IV.13 et IV.14, mais en supposant $\alpha_{10,5} = \alpha_{10,1} = \alpha_{5,1} = 0.2$, nous obtenons une valeur de capacité constante et proche de la valeur de la capacité plane infinie (voir annexe F, figures F.1 et F.2) ; ces deux remarques sont des arguments de poids pour valider une forte décroissance de C_{GD} pour de très faibles tensions drain-source.

Mesures de C_{GS} et C_{GD} à fort V_{DS} Les mesures à fort V_{DS} sont plus complexes car l'effet Miller s'applique à la capacité C_{GD} qui se trouve fortement réduite en raison des « explications » données en IV.2.1. Pour illustrer et justifier cette affirmation, nous appliquons, dans un premier temps, la même démarche que précédemment pour des mesures

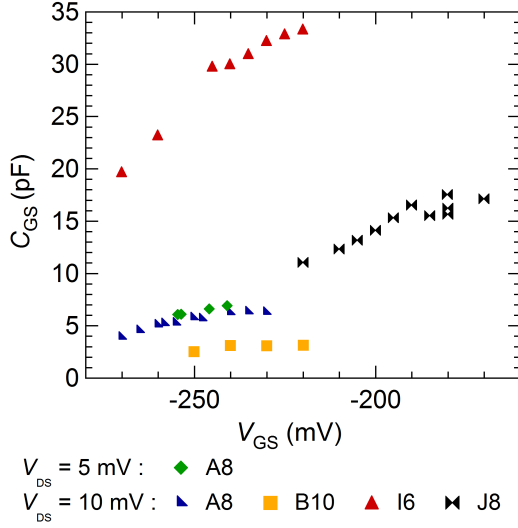


FIG. IV.13: Évolution de C_{GS} en fonction de V_{GS} en supposant que $\alpha_{10,5} = 1$, $\alpha_{10,1} = 1$ et $\alpha_{5,1} = 1$; $T = 4.2$ K.

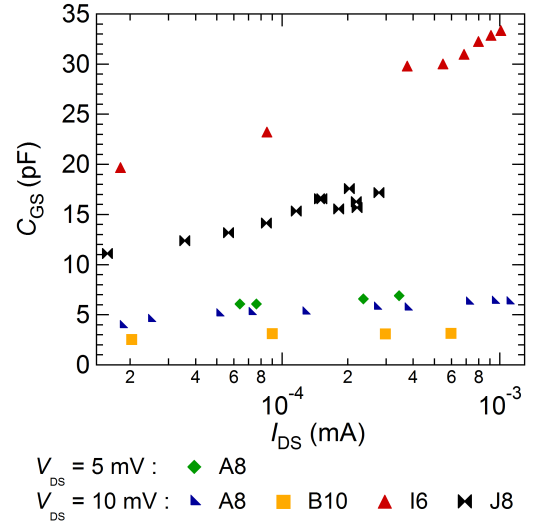


FIG. IV.14: Évolution de C_{GS} en fonction de I_{DS} en supposant que $\alpha_{10,5} = 1$, $\alpha_{10,1} = 1$ et $\alpha_{5,1} = 1$; $T = 4.2$ K.

effectuées à fort V_{DS} : nous supposons que $C_{GD} = C_{GS}$ ($\alpha_{i,j} = 1$) ; nous mesurons le gain (annexe F, figures F.3 et F.5) et la fréquence de coupure (annexe F, figures F.4 et F.6) ; nous en déduisons une valeur de C_{GS} que nous avons tracée en figures IV.15 ($L_G = 5 \mu m$) et IV.17 ($L_G = 1 \mu m$). Il apparaît clairement que la méthode sous-estime grandement la valeur de la capacité C_{GS} !!

Pour contourner cette difficulté, nous avons donc également tracé, en figures IV.16 et IV.18, une évolution de la capacité C_{GS} en introduisant le paramètre $\alpha_{i,j}$, choisi de manière à obtenir les mêmes évolutions que les évolutions obtenues à faible V_{DS} . Ces mesures sont à prendre avec précaution, puisque les mesures à faible V_{DS} peuvent être incorrectes (voir discussion précédente sur l'échantillon U102_A8).

IV.2.4 Conclusion

Contrairement aux HEMT de la couche 05No11 (voir figure IV.2), les transistors réalisés sur la couche U102 avec l'impédance-mètre présentent des incohérences entre les mesures $I_{DS}(V_{GS})$ et $C_{GS}(V_{GS})$: comme nous le verrons plus loin (voir par exemple la figure IV.24 page 118), la tension de seuil relative à I_{DS} est environ 100 mV plus faible que la tension de seuil relative à C_{GS} . Les mesures *in situ* (mesure de la fréquence de coupure de l'amplificateur en tension « source commune ») ont permis de contourner cette difficulté, comme l'atteste la figure IV.19 : le recul de la tension de seuil relative à C_{GS} semble ainsi plus cohérent avec les mesures de courant $I_{DS}(V_{GS})$.

Ce principe de mesure suppose une égalité entre les deux capacités C_{GS} et C_{GD} : nous en avons alors déduit une valeur de C_{GS} légèrement inférieure à la valeur théorique (équation IV.5) d'une capacité plane infinie (facteur ~ 2) ; de plus, cette valeur évolue avec V_{GS} (et I_{DS}), comme nous pouvions nous y attendre ¹¹. Si nous souhaitons obtenir une mesure plus cohérente avec la description d'une capacité plane infinie ¹², nous devons

¹¹Passage d'un état sans électron sous la grille ($C_{GS} = 0$) à un état avec une densité non nulle ($C_{GS} \neq 0$).

¹²Voir annexe F : figures F.1 et F.2.

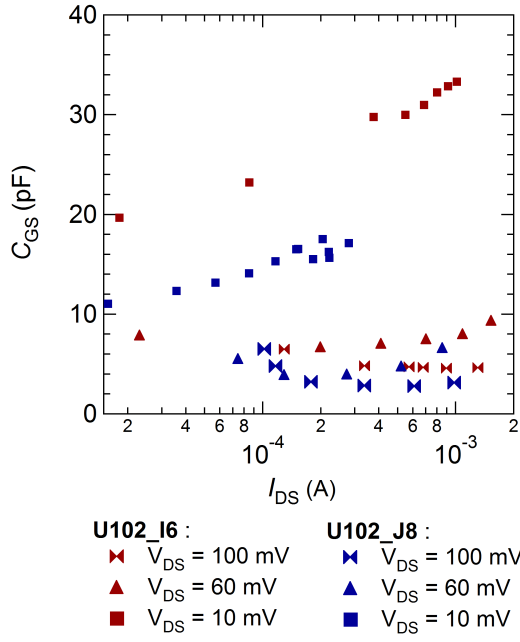


FIG. IV.15: Évolution de C_{GS} en fonction de V_{GS} en supposant $\alpha_{100,5} = 1$ et $\alpha_{60,5} = 1$; $L_G = 5 \mu m$ et $T = 4.2 K$.

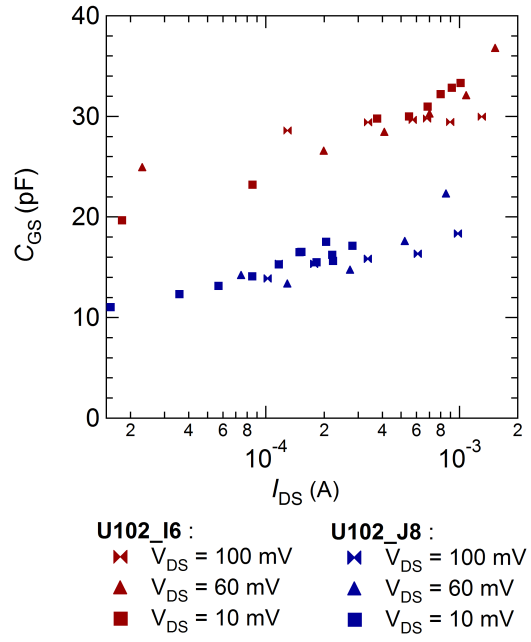


FIG. IV.16: Évolution de C_{GS} en fonction de V_{GS} en supposant $\alpha_{100,5} = 0.12$ et $\alpha_{60,5} = 0.2$; $L_G = 5 \mu m$ et $T = 4.2 K$.

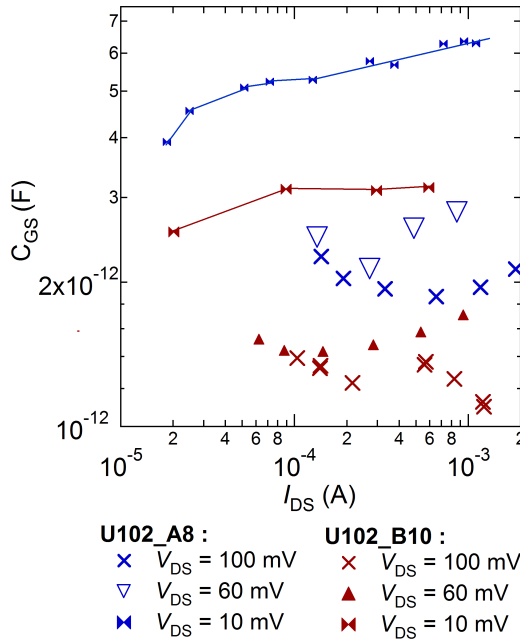


FIG. IV.17: Évolution de C_{GS} en fonction de V_{GS} en supposant que $\alpha_{100,1} = 1$ et $\alpha_{60,5} = 1$ pour $L_G = 1 \mu m$ et $T = 4.2 K$; la capacité parasite $\sim 1.2 pF$ n'est pas prise en compte.

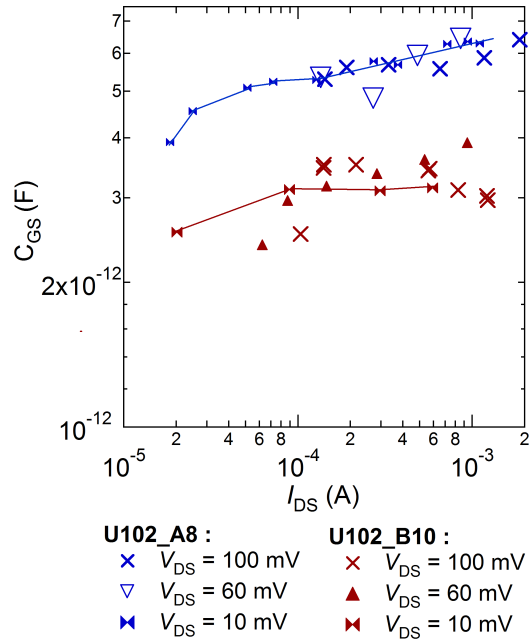


FIG. IV.18: Évolution de C_{GS} en fonction de V_{GS} en supposant que $\alpha_{100,1} = 0.3$ et $\alpha_{60,1} = 0.4$ pour $L_G = 1 \mu m$ et $T = 4.2 K$; la capacité parasite $\sim 1.2 pF$ est prise en compte.

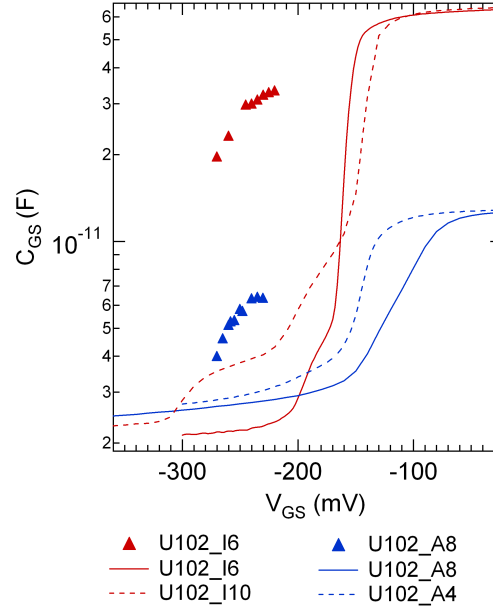


FIG. IV.19: Comparaison des mesures *in situ* ($\blacktriangle$) et des mesures réalisées avec le HP4284A (traits).

supposer une forte décroissance de $C_{GD}(V_{DS})$ pour de très faibles tensions V_{DS} ; le transistor étant polarisé en régime ohmique ($V_{DS} = 5$ et 10 mV), cette hypothèse peut paraître surprenante, puisque qu'elle implique une non-symétrie de la répartition des charges sous la grille. Pour étudier cette question plus précisément, nous pouvons envisager de réaliser des mesures complémentaires avec une résistance de charge R_L différente ; nous obtiendrions une deuxième relation similaire à l'expression IV.8 (mais avec un gain G_{ext-2} différent) reliant C_{GS} , C_{GD} et f_{c-2} , une deuxième fréquence de coupure. Nous aurions alors deux équations reliant des quantités connues (G_{ext} , f_c , G_{ext-2} et f_{c-2}) aux capacités C_{GS} et C_{GD} que nous souhaitons caractériser. Cette méthode permettrait d'approcher plus confortablement l'évolution de ces capacités avec les tensions de polarisation.

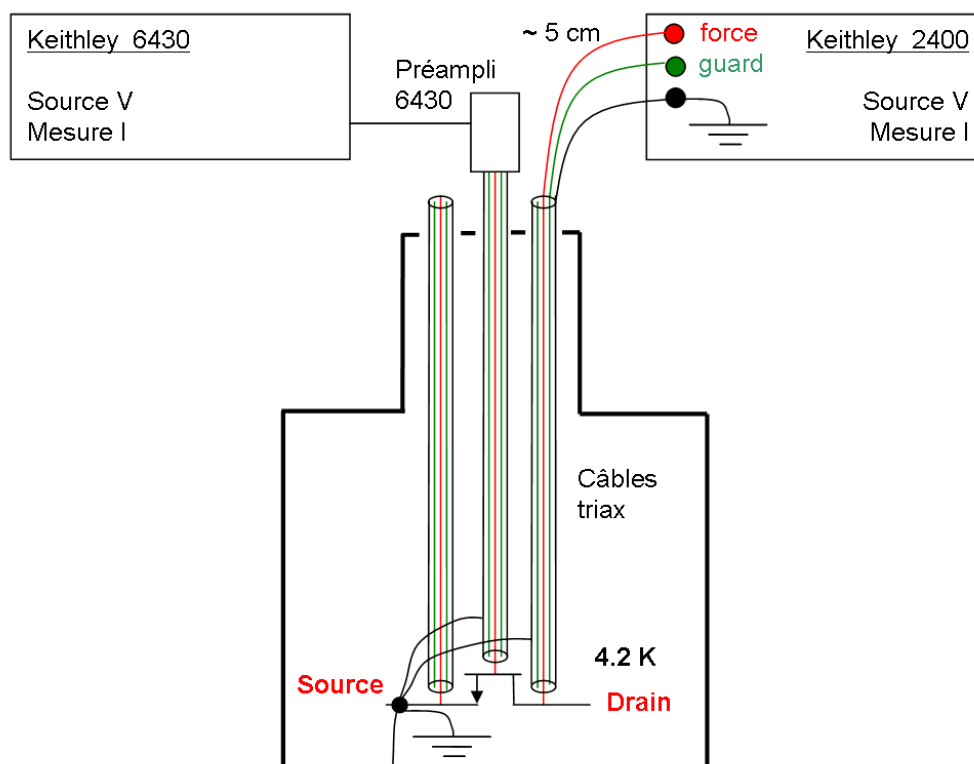


FIG. IV.20: Les mesures DC sont réalisées avec des Keithley 2400 et 6430 ; le triax de la source est utilisé pour les mesures avec le HP4142B ; Porte-échantillon : socket (*Loranger*) - support du HEMT : SOT-23.

IV.3 Mesures DC à 4.2 K

IV.3.1 Montage expérimental

Les caractéristiques DC sont mesurées avec un HP4142B (Source Measure Unit) ou avec des Keithley 2400 ou 6430 (Source Meter). Ces derniers sont pilotés par Labview et ont permis d'obtenir la majorité des courbes présentées au cours de la thèse. L'utilisation de câbles triax [212] est primordiale pour éviter toute oscillation des mesures (la grille n'est pas connectée à la masse via une résistance 50Ω , mais est directement connectée aux appareils de mesure, de manière à pouvoir mesurer le courant de fuite I_{GS}). Quand nous utilisons les « SMU » Keithley, la source (référence) est mise à la masse du système { bouteille hélium + canne cryogénique } à froid, près de l'échantillon. Les masses des triax des câbles drain et grille sont également reliées à froid près de la source. Le passage des masses (blindage externe des triax) à la sortie de la canne cryogénique est isolé. Le branchement des triax se fait en face arrière *via* des fiches bananes (Keithley 2400) ou directement sur un connecteur triax (préamplificateur du 6430).

IV.3.2 Résistance d'accès et performances intrinsèques

IV.3.2.1 Résistance d'accès

La prise en compte des contacts en nanoélectronique est primordiale, à l'image des difficultés longtemps rencontrées par l'électronique moléculaire. Ici, nous avons à disposition une technologie qui permet de réaliser des contacts ohmiques de très bonne qualité (voir II.2.3.3 page 33). Généralement, les résistances d'accès sont $< 10 \Omega$; nous avons néanmoins mesuré des résistances d'accès parfois plus importantes (50Ω). Ces résistances d'accès non négligeables par rapport à la résistance du canal nous ont conduit à nous intéresser aux paramètres intrinsèques des transistors que nous avons fabriqués. D'un point de vue cryogénique, des résistances d'accès de 50Ω sont inacceptables : un courant de 1 mA ¹³ conduit à une consommation de $50 \mu\text{W}$... Il serait également important de quantifier dans quelle mesure les performances (gain, bruit équivalent à l'entrée) seraient améliorées si nous parvenions à réduire drastiquement les résistances d'accès. Parallèlement à ce souci du développeur, il nous a paru intéressant de pouvoir confronter nos résultats expérimentaux aux modèles balistiques existants [124, 128, 130, 131] : la prise en compte des résistances d'accès est capitale pour un tel travail.

Origine des résistances de contacts Les contacts ohmiques sont généralement très faibles si la densité du 2DEG est grande ($> 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). Les résistances d'accès proviennent généralement des pistes Au/Ge/Ni (voir II.2.3.3) qui ont été mesurées à $0.5 \Omega/\text{carré}$. La grande majorité des échantillons présente des résistances d'accès comprises entre 8 et 10Ω . Néanmoins, une série d'échantillons de la couche U102 (parmi la série J : $W_G = 2.45 \text{ mm}$, $L_G = 5 \mu\text{m}$) montre des résistances d'accès beaucoup plus grandes, alors même qu'elles ont été réalisées sur le même wafer.

Mesures La détermination des résistances de contacts est très simple. Quand le canal est très ouvert, celui-ci est très peu résistif : $R_{\text{canal}} \ll R_c$. Dans cette configuration, lorsque V_{DS} est fixe, aucun changement de la tension de grille n'introduit de variation de courant, limité à $V_{\text{DS}}/2R_c$: les courbes $I_{\text{DS}}(V_{\text{GS}})|_{V_{\text{DS}}}$ permettent de repérer très aisément les tensions V_{GS} à partir desquelles $2R_c \gg R_{\text{canal}}$ et d'extraire ainsi R_c .

La figure IV.21 nous permet ainsi d'évaluer la résistance des contacts des échantillons U102_J4 et U102_J6 (la résistance du 2DEG est négligeable). En considérant les mesures pour $V_{\text{DS}} < 50 \text{ mV}$, nous en déduisons $2R_{c,U102_J4} = 52 \Omega$ et $2R_{c,U102_J6} = 29 \Omega$. De la même manière, nous évaluons $2R_{c,U102_J8} = 30 \Omega$. Notons également le comportement légèrement « non-ohmique » de l'échantillon le plus résistif, l'échantillon U102_J4.

Reproductibilité Nous avons présenté en figure IV.22 les résultats des échantillons U102_J4, U102_J6 et U102_J8 ($W_G = 2.45 \text{ mm}$). La figure donne les mesures de transconductance avec $V_{\text{DS}} = 10 \text{ mV}$ et $V_{\text{DS}} = 100 \text{ mV}$. Si les variations entre deux descentes différentes sont le plus souvent très reproductibles, nous illustrons ici les différences maximales qui ont été observées avec l'échantillon U102_J4 (courbes pleines et courbes en pointillés) : une variation de tension de seuil ΔV_{seuil} de 30 mV est accompagnée d'une modification significative de la transconductance (variation de 18% du maximum de la transconductance pour $V_{\text{DS}} = 100 \text{ mV}$).

¹³Courant optimal des performances de bruit en tension : $I_{\text{DS}} \sim 1 \text{ mA}$.

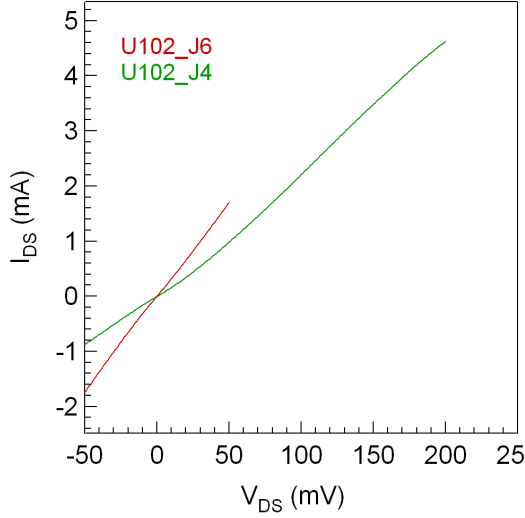


FIG. IV.21: Caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ mesurées à 4.2 K pour une tension $V_{gs} = 0$ mV; les courbes sont similaires pour une tension $V_{gs} = \pm 50$ mV.

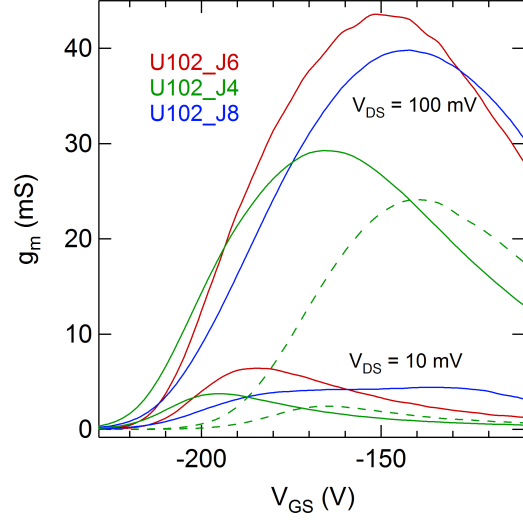


FIG. IV.22: Transconductance pour $V_{DS} = 10$ mV et $V_{DS} = 100$ mV; en pointillés deuxième descente en température de U102_J4 ($R_s + R_D = 44 \Omega$).

Ces quelques remarques nous amènent à formuler les questions suivantes : la disparité des résistances d'accès suffit-elle à expliquer les disparités observées entre les différents échantillons ? Ou au contraire, une disparité supplémentaire, liée par exemple à une non-uniformité de la capacité de contrôle, doit-elle être prise en compte ? Pour répondre à ces questions, nous nous sommes intéressés aux performances intrinsèques des échantillons dont nous détaillons ci-dessous les quelques équations qui permettent d'y accéder.

IV.3.2.2 Performances intrinsèques

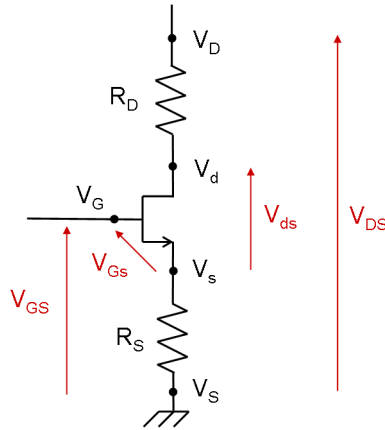


FIG. IV.23: Schéma de polarisation du transistor tenant compte des résistances de contact R_s et R_D ; définition des potentiels V_s , V_s , V_d , et V_D ,

Quelques définitions Nous définissons de manière tout à fait usuelle les grandeurs intrinsèques, repérées par des lettres minuscules, et les grandeurs externes repérées par des lettres majuscules. Pour décrire les variations de courant dI_{DS} à travers le canal, nous

pouvons utiliser les deux couples de variables indépendantes suivantes : $(V_{DS} ; V_{GS})$ ou $(V_{ds} ; V_{gs})$:

$$dI_{DS} = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{DS}} dV_{GS} + \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} \right|_{V_{GS}} dV_{DS} = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}} dV_{gs} + \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs}} dV_{ds} \quad (IV.12)$$

La transconductance mesurée g_m dépend des résistances d'accès R_s et R_D . Elle est définie par :

$$g_m = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{DS}} \quad (IV.13)$$

La transconductance intrinsèque g_{mi} est définie par :

$$g_{mi} = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}} \quad (IV.14)$$

Nous définissons également la transconductance g'_m par :

$$g'_m = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{DS}} \quad (IV.15)$$

La conductance de sortie mesurée g_d dépend des résistances d'accès R_s et R_D . Elle est définie par :

$$g_d = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} \right|_{V_{GS}} \quad (IV.16)$$

La conductance de sortie intrinsèque g_{di} est définie par :

$$g_{di} = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs}} \quad (IV.17)$$

Hypothèses Pour calculer ces paramètres, nous faisons deux hypothèses :

- Nous supposons que les résistances d'accès R_s et R_D ne varient pas avec les tensions de polarisation.
- Nous supposons que $R_s = R_D$; la « grande proximité » sur le wafer des contacts source et drain justifient en partie cette hypothèse ; néanmoins, compte tenu du design retenu (voir figure II.15), la résistance côté source R_s doit être plus importante.

Sous ces hypothèses, nous pouvons établir [147] :

$$g_m = \frac{g'_m}{1 + R_s g'_m} \quad (IV.18)$$

$$g_{mi} = \frac{g_m^0}{1 - (R_s + R_D) g_d (1 + R_s g_m^0)} \quad \text{avec} \quad g_m^0 = \frac{g_m}{1 - R_s g_m} \quad (IV.19)$$

$$g_{di} = \frac{g_d^0}{1 - R_s g_m (1 + (R_s + R_D) g_d^0)} \quad \text{avec} \quad g_d^0 = \frac{g_d}{1 - (R_s + R_D) g_d} \quad (IV.20)$$

Nous pouvons ajouter, enfin, les relations d'ordre suivantes entre ces différentes définitions :

$$\begin{aligned} g_m &< g'_m < g_{mi} \\ g_{di} &> g_d \end{aligned} \quad (IV.21)$$

Nos mesures se présentent sous la forme de matrice $I_{DS}(V_{GS}; V_{DS})$. Nous en déduisons certains paramètres ($g_m, g_{mi}, g_d, g_{di}, G_{ext}, P...$) que nous pouvons représenter en fonction de $(V_{DS}; V_{GS})$ mais aussi en fonction de $(I_{DS}; V_{DS})$, $(I_{DS}; V_{ds})$ ou $(V_{GS}; V_{ds})$.

Ce formalisme étant rappelé, nous y ferons régulièrement appel au cours de ce chapitre pour évaluer les performances intrinsèques ou expliquer les quelques écarts observés sur les HEMT d'une même série.

IV.3.3 Tension de seuil

IV.3.3.1 Définitions

La tension de seuil V_{seuil} ainsi que sa dispersion ΔV_{seuil} sont des paramètres essentiels en microelectronique. Les définitions sont nombreuses et dépendent le plus souvent du dispositif ou du paramètre étudié (Modélisation des courbes $I - V$, définition de $I_{DS-off}...$) [182] :

- Dans les MOSFET à température ambiante, des définitions basées sur des relations du type I_{DS}/g_m^γ permettent de proposer une estimation qui s'affranchit de l'évolution de la mobilité avec la tension de grille [148] ($\gamma = 1/2$). Dans le cas des HEMT à 4.2 K, pour obtenir une relation I_{DS}/g_m^γ linéaire, nous pouvons prendre $\gamma = 1/4$ et obtenir une première estimation de la tension de seuil en prolongeant la partie linéaire de la courbe jusqu'à l'axe des ordonnées : nous obtenons $V_{seuil-\gamma}$.
- L'extrapolation de la partie linéaire de la caractéristique $g_m(V_{gs})|_{V_{DS} = 100 \text{ mV}}$ peut offrir une deuxième définition : $V_{seuil-g_m}$.
- Nous pouvons également proposer une définition basée sur un courant ($\mu\text{A}/\text{mm}$) minimal en deçà duquel le canal est considéré comme fermé ($V_{seuil-I_{DS}}$).

À 4.2 K, nous avons approximativement la relation d'ordre suivante entre ces différentes définitions :

$$V_{seuil-\gamma} - 20 \text{ mV} \sim V_{seuil-g_m} - 10 \text{ mV} \sim V_{seuil-I_{DS}=2 \text{ mA/m}} \quad (IV.22)$$

Nous retiendrons la dernière définition, beaucoup plus adaptée à nos échantillons qui sont polarisés à un courant très faible par rapport au courant maximal qu'ils peuvent délivrer (facteur ~ 15). Le choix du courant critique est généralement pris à 200 nA/mm, ce qui correspond à un courant inférieur à 1 μA pour les transistors de largeur 4.55 mm. En revanche, la totalité des transistors de 1 μm que nous avons mesurés présentent un courant de saturation $> 1 \mu\text{A}$, de l'ordre de 10 μA ¹⁴ (voir figure IV.24) contrairement aux échantillons de longueur 5 μm (voir figure IV.32) où le courant de saturation est souvent inférieur à 0.1 nA (facteur $\sim 10^5$!). Malgré ces difficultés, nous pouvons très raisonnablement comparer les tensions de seuil des différents échantillons.

¹⁴Ces courants de saturation pourraient évoquer un percement volumique (courant tunnel drain-dource) ; en réalité l'origine de ce courant de saturation en régime sous le seuil n'est pas très bien comprise, mais provient très probablement de défauts liés aux transistors courts.

IV.3.3.2 Mesures

Reproductibilité le tableau IV.3 donne une idée de la dispersion de la tension de seuil entre les transistors d'un même « run ».

L_G (μm)	$\overline{V_{\text{seuil}}}$ (mV)	$\sigma_{V_{\text{seuil}}}$ (mV)	$V_{\text{seuil}}^{\min}$ (mV)	$V_{\text{seuil}}^{\max}$ (mV)
1	-293.3	12.7	-311.5	-262
5	-235.7	22.5	-275	-195.5

TAB. IV.3: Statistiques sur les tensions de seuil ($V_{\text{DS}} = 100$ mV) obtenues à partir de 10 échantillons de 1 μm et 10 échantillons de 5 μm (mises à la masse des points de polarisation V_S , V_D et V_G lors du refroidissement) ; couche U102, $T = 4.2$ K.

Les mesures ont été réalisées sur plusieurs échantillons de différentes longueurs et positionnés à différents endroits du wafer (~ 60 mm²) ; les écarts type mesurés entre ces populations de transistors ne sont probablement pas liés aux fluctuations de dopage, très faibles dans les hétérostructures GaAlAs¹⁵ ; ces écarts peuvent, en revanche, être introduits lors de la nanofabrication. Nous avons également vérifié la reproductibilité entre différents cycles thermiques ; les écarts observés sont souvent très faibles (< 10 -20 mV), même si nous pouvons observer une évolution au cours du temps (~ 15 mV/24h) de la tension de seuil (notamment lorsque le HEMT est polarisé).

La figure IV.25 montre que la tension de seuil est également reproductible d'une couche à l'autre (couche UA08 et U102). Notons enfin que le « recess » (voir II.2.3.4) augmente la tension de seuil, comme nous l'avons déjà évoqué pour les QPC réalisés pour le projet DCMB (voir III.5) : environ 4.4 nm du cap layer des couches 05No11, 05No13 et 05No08 a été retiré.

Variation avec V_{DS} et L_G Pour continuer l'analogie avec les MOS, nous pouvons invoquer deux principaux effets responsables d'une diminution de la tension de seuil des transistors ultra-courts : les effets de canaux courts (les zones de charges d'espace des contacts pénètrent sous la grille) et le DIBL. Ces deux effets conjugués sont d'autant plus importants que la longueur du canal est faible [132].

Nous avons ainsi étudié l'évolution de la tension de seuil en fonction de V_{DS} (figures IV.26 et IV.27) pour différentes longueurs de grilles (1 et 5 μm) et mis en évidence le rôle important du DIBL dans nos composants. La tension drain-source abaisse le potentiel sous la grille et décale ainsi la tension de seuil vers des valeurs plus négatives : une tension V_{DS} de 100 mV abaisse la tension de seuil d'environ 20 mV¹⁶. Il est intéressant de noter que ces évolutions ne sont pas linéaires avec V_{DS} sur la plage de tension étudiée. Les mesures à 77 K confirment que cet effet ne dépend pas de la température, même si, naturellement, la

¹⁵Dans les MOS, les fluctuations de dopage (dans le canal) ne sont plus négligeables à très faibles dimensions : leur répartition aléatoire (quelques dizaines) peut affecter non seulement le transport mais également la tension de seuil [151].

¹⁶Un décalage similaire est observé dans les QPC (voir figure III.47 page 86).

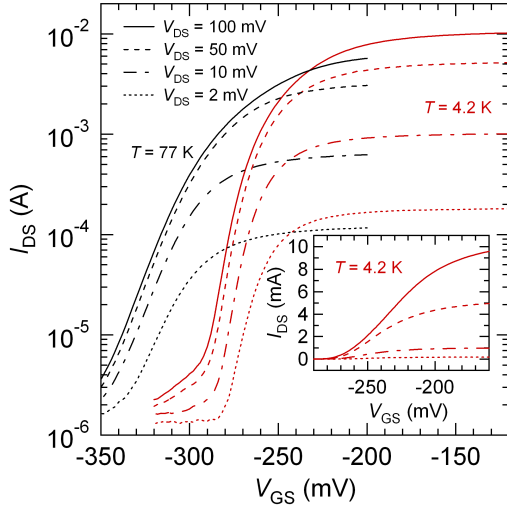


FIG. IV.24: Mesures à 4.2 et 77 K ; en bas à droite : représentations linéaires à 4.2 K ; U102_B4¹⁷

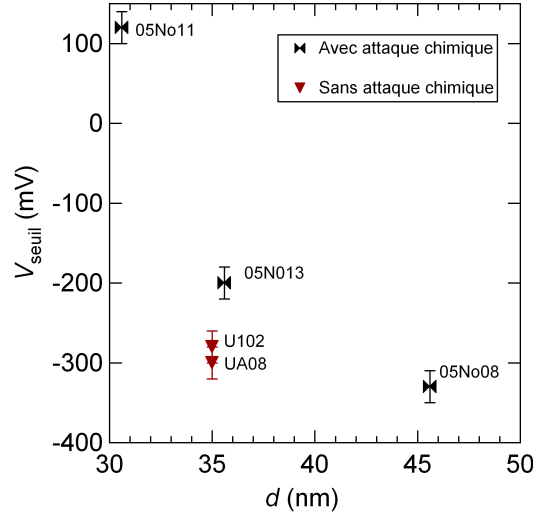


FIG. IV.25: Tensions de seuil de différentes couches en fonction de la distance entre les grilles et le 2DEG ; $T = 4.2$ K.

tension de seuil est décalée d'environ -50/-60 mV (voir également figure IV.24) en raison de la distribution (Fermi-Dirac) des réservoirs.

La tension de seuil semble augmenter avec L_G dans des proportions assez faibles mais mesurables (voir tableau IV.3) ; en réalité, compte tenu des faibles écarts observés, nous ne pouvons pas totalement exclure une variation de la tension de seuil en fonction de la position sur le wafer. Il faudrait prévoir, à l'avenir, de fabriquer des transistors de différentes longueurs, à des positions différentes du wafer, et non tous ensemble dans une même zone de la plaque, comme nous l'avons fait. De plus, aucune différence significative n'a pu être mise en évidence dans les évolutions de $V_{\text{seuil}}(V_{\text{DS}})$ en fonction de L_G (figure IV.27), comme il l'est en général proposé pour les MOSFET [132]. Dans la gamme étudiée ($L_G \in [1 \mu\text{m}; 5 \mu\text{m}]$), il est donc difficile d'invoquer une influence de L_G sur V_{seuil} .

Pente sous le seuil La pente sous le seuil, l'un des nombreux critères fixés par l'ITRS [221] (< 100 mV/décade), mesure l'excursion en tension V_{GS} nécessaire pour changer le courant drain-source d'un facteur 10. Dans le cas du transport dans les MOSFET, le transport dans le régime sous le seuil est majoritairement diffusif et peut se mettre sous la forme [132] :

$$I_{\text{DS}} = I_{\text{DS}}^0 \exp\left(\frac{V_{\text{GS}} - V_{\text{seuil}}}{S/\ln(10)}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV_{\text{DS}}}{k_{\text{B}}T}\right)\right] \quad (\text{IV.23})$$

où I_{DS}^0 est proportionnel à $W_{\text{G}}/L_{\text{G}}$ et S est la pente sous le seuil définie par :

$$S = \left[\frac{\partial \log(I_{\text{DS}})}{\partial V_{\text{GS}}} \right]_{V_{\text{DS}}}^{-1} \quad (\text{IV.24})$$

La pente sous le seuil présente un minimum, à la transition entre le mode ouvert et la saturation du courant décrite plus haut. Cette quantité est donc assez délicate à définir, en

¹⁷Voir tableau IV.1 : $L_G = 1 \mu\text{m}$, $W_G = 2.45 \text{ mm}$.

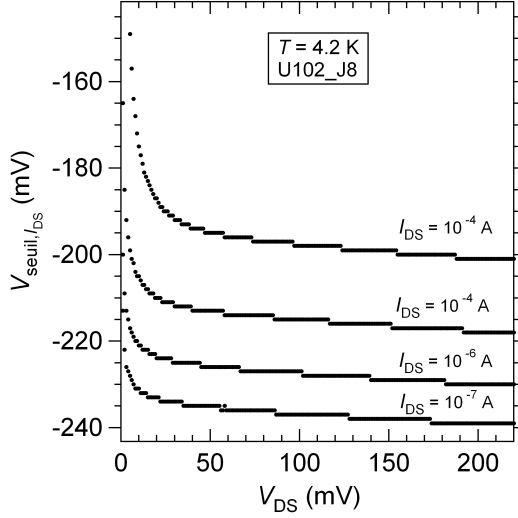


FIG. IV.26: Évolution de la tension de seuil $V_{\text{seuil},I_{\text{DS}}}$ (définie pour 4 courants différents) en fonction de V_{DS} .

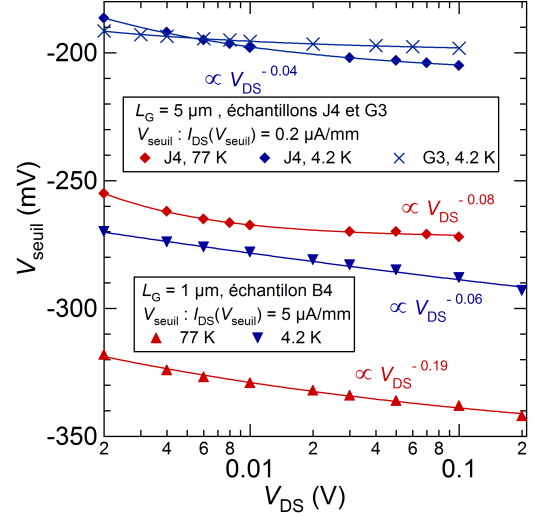


FIG. IV.27: Évolution de $V_{\text{seuil},I_{\text{DS}}}$ avec la tension drain-source pour différents échantillons à 4.2 K et 77 K.

particulier pour les transistors de $1 \mu\text{m}$. Nous pouvons néanmoins estimer la pente sous le seuil à $\sim 10 \text{ mV/décade}$ à 4.2 K et à $\sim 20 \text{ mV/décade}$ à 77 K. Ces valeurs ne dépendent ni de V_{DS} , ni de L_{G} sur la plage $[1; 5 \mu\text{m}]$. Il est intéressant de comparer ces valeurs aux valeurs théoriques optimales prévues pour les MOS [46, 132] : $k_{\text{B}}T/q \ln(10) \simeq 0.83 \text{ mV/décade}$ à 4.2 K, 15.7 mV/décade à 77 K et 60 mV/décade à 300 K.

IV.3.3.3 Polarisation lors du refroidissement

En raison de la faible distance surface/2DEG¹⁸, nous avons été confrontés à une difficulté de taille dans la plupart des HEMT que nous avons fabriqués : les courants de fuite à travers la grille sont très importants, même en utilisant des 2DEG avec un taux d'aluminium important $\geq 30\%$. Ces courants de fuite sont reproductibles d'une descente en température à l'autre, mais diffèrent dans des proportions très importantes (parfois plusieurs ordre de grandeurs) d'un échantillon à l'autre. Nous avons alors contourné cette difficulté en polarisant la grille avec une tension V_{pol} lors de la descente en température.

Dans les lignes qui suivent, nous présentons l'évolution de la tension de seuil $V_{\text{seuil},I_{\text{DS}}}$ relative au courant drain-source et l'évolution des tensions de seuil $V_{\text{seuil},I_{\text{GS}} > 0}$ et $V_{\text{seuil},I_{\text{GS}} < 0}$ relative au courant de fuite.

Évolution de $V_{\text{seuil},I_{\text{DS}}}$ La figure IV.28 montre que la tension de seuil relative au courant I_{DS} augmente linéairement avec la tension appliquée avec deux pentes distinctes, suivant que la tension appliquée est positive ou négative. Nous avons résumé ces mesures dans le tableau IV.4 où nous avons également rappelé les données concernant les QPC réalisés sur la couche UA08 (voir figure III.38 page 80) : les évolutions sont tout à fait similaires [201, 202], même si elles semblent légèrement moins prononcées pour le QPC. Les couches et le procédé de fabrication étant différents, il est délicat de justifier pleinement

¹⁸Ce type d'hétérostructure est nécessaire pour améliorer le gain et réduire ainsi le bruit équivalent à l'entrée.

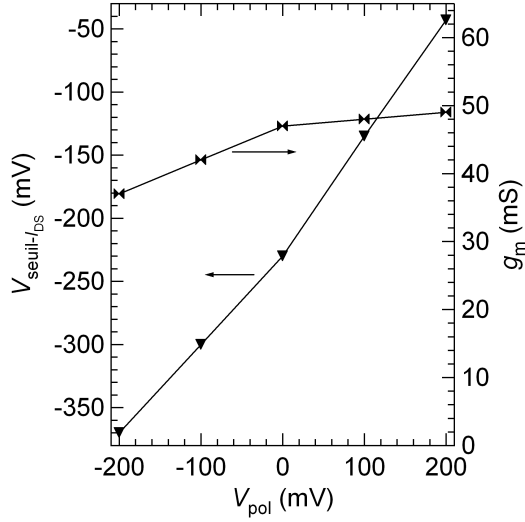


FIG. IV.28: Évolution de $V_{\text{seuil}}-I_{\text{DS}}$ et de $g_m|_{I_{\text{DS}}=1 \text{ mA}, V_{\text{DS}}=100 \text{ mV}}$ en fonction de V_{pol} ; J8 ($W_G = 2.45 \text{ mm}$, $L_G = 5 \text{ }\mu\text{m}$).

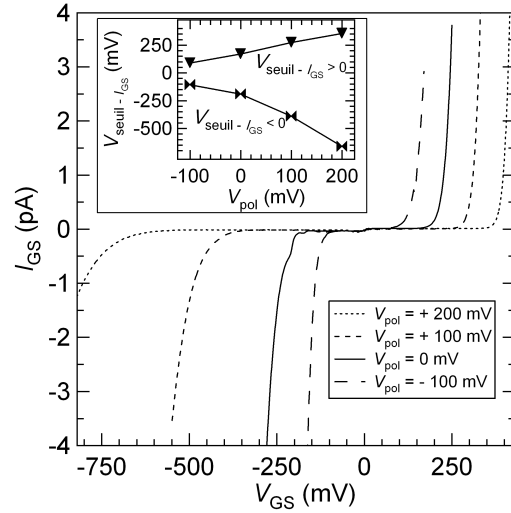


FIG. IV.29: Évolution du courant de fuite I_{GS} à $T = 4.2 \text{ K}$ en fonction de la tension V_{pol} ; couche U102.

ce facteur ~ 2 entre les pentes en invoquant le contrôle latéral du QPC qui serait moins sensible à l'effet de grille.

Évolution de $V_{\text{seuil}}-I_{\text{GS}} < 0$ et $V_{\text{seuil}}-I_{\text{GS}} > 0$ La figure IV.29 présente l'évolution des tensions de seuil relatives au courant I_{GS} . Les évolutions peuvent être complexes, comme nous l'avons résumé dans le tableau IV.4. La tendance générale est néanmoins très nette : l'application d'une tension V_{pol} positive a pour effet d'augmenter $|V_{\text{seuil}}-I_{\text{DS}} > 0|$ et $|V_{\text{seuil}}-I_{\text{DS}} < 0|$ et de réduire, par là même, le courant de fuite à un point de fonctionnement du transistor. Lorsque nous appliquons une tension V_{pol} positive, nous pouvons réduire les courants de fuite (initialement de plusieurs nA) à des valeurs inférieures à 0.1 pA. Ce nouvel état, *a priori* hors équilibre, reste en réalité très stable à 4.2 K ($k_B T \ll \Delta E_c$) : nous n'avons pas mesuré d'évolution au cours du temps de la tension de seuil et du courant de fuite sur des échelles de 12h avec une polarisation usuelle ($I_{\text{DS}} \sim 1 \text{ mA}$, $V_{\text{DS}} \sim 100 \text{ mV}$).

Évolution du contrôle Le contrôle du canal par la grille en fonction de V_{pol} présente également quelques évolutions (voir tableau IV.4). En ce qui concerne le HEMT, la transconductance augmente avec V_{pol} ; nous remarquons également que les variations sont légèrement plus importantes pour des tensions négatives. Cette évolution du « contrôle » est nettement plus visible sur les QPC, si nous considérons l'écart en tension entre les deux premiers niveaux énergétiques $E_2 - E_1$ (voir figure III.38 page 80).

Explication qualitative Ces deux régimes linéaires distincts sont le reflet direct de la non-symétrie de la barrière tunnel 2DEG-grille, à l'origine également de la non-symétrie des courants de fuite. Les phénomènes mis en jeu sont probablement complexes. En témoigne l'évolution du couplage grille-2DEG (ou grilles-canal 1D) qui est plus important pour des tensions $V_{\text{pol}} > 0$, alors même que l'évolution de V_{seuil} est plus faible (HEMT et QPC). Qualitativement, l'application d'une tension positive va attirer des électrons du 2DEG (sous la grille) vers le plan de dopage; les électrons se recombinant avec, par exemple, les donneurs ionisés : la densité du 2DEG sous la grille étant réduite, la tension de seuil

augmente. À l'inverse, l'application d'une tension négative peut augmenter localement la densité et diminuer ainsi la tension de seuil. Ces mesures montrent ainsi que l'ensemble des centres donneurs (dopage δ) ne sont pas entièrement ionisés ; c'est la raison pour laquelle l'épitanie exige un fort niveau de dopage ($\sim 10^{13}$ atomes/cm²). Ce phénomène peut être mis en parallèle avec la technique originale de lithographie proposée par Crook et al. [108] en 2003 : le principe consiste à lithographier à froid un 2DEG au moyen d'une pointe AFM polarisée qui va dépléter localement et durablement¹⁹ le 2DEG.

Composant	SEUIL I_{DS}		SEUIL I_{GS}		CONTRÔLE	
	$\frac{\partial V_{\text{seuil}-I_{DS}}}{\partial V_{\text{pol}}}$		$\left(\frac{\frac{\partial V_{\text{seuil}-I_{GS}>0}}{\partial V_{\text{pol}}}}{\frac{\partial V_{\text{seuil}-I_{GS}<0}}{\partial V_{\text{pol}}}} \right)$		HEMT : $\frac{\partial g_m}{\partial V_{\text{pol}}}$ (mS/100mV)	
	(mV/100mV)		(mV/100mV)		QPC : $\frac{\partial \Delta V_{GS-Ei}}{\partial V_{\text{pol}}}$ (mV/100mV)	
	$V_{\text{pol}} < 0$	$V_{\text{pol}} > 0$	$V_{\text{pol}} < 0$	$V_{\text{pol}} > 0$	$V_{\text{pol}} < 0$	$V_{\text{pol}} > 0$
HEMT (U102)	+ 70	+ 95	$\begin{pmatrix} +90 \\ -80^{?20} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +90 \\ -240 \end{pmatrix}$	+ 5	+ 1
QPC (UA08)	+ 34	+ 50			- 12.9	- 4.3

TAB. IV.4: Évolution des tensions de seuil $V_{\text{seuil}-I_{DS}}$ et $V_{\text{seuil}-I_{GS} \leq 0}$ avec V_{pol} ; évolution de la transconductance de l'échantillon J8 ($W_G = 2.45$ mm, $L_G = 5$ μ m) au point de polarisation ($I_{DS} = 1$ mA ; $V_{DS} = 100$ mV) en fonction de V_{pol} ($g_m(V_{\text{pol}} = 0) = 47$ mS) ; évolution de l'écart en tension $\Delta V_{GS-Ei} = V_{GS-E2} - V_{GS-E1}$ entre les deux pics de transconductance d'un QPC relatifs aux deux premiers niveaux E_1 et E_2 (avec $\Delta V_{GS-Ei}(V_{\text{pol}} = 0) = 59$ mV) ; mesures effectuées avec $V_{\text{pol}} \in [-200 \text{ mV} ; +200 \text{ mV}]$ pour les HEMT et $V_{\text{pol}} \in [-200 \text{ mV} ; 200 \text{ mV}]$ pour les QPC (voir figure III.38 page 80).

IV.3.3.4 Conclusion

L'application d'une tension positive V_{pol} de l'ordre de 200 mV lors de la descente permet de réduire le courant de fuite I_{GS} à des valeurs < 0.1 pA. Ce protocole s'accompagne d'une augmentation de la tension de seuil d'environ 200 mV sans détériorer la transconductance (très légère augmentation d'environ 2.5 %). Ces résultats sont tout à fait concordants avec les mesures obtenues sur les QPC de la couche UA08 et illustrent le rôle central joué par le plan de dopage, plan de dopage qui s'avère également déterminant dans les mesures de bruit que nous présentons plus loin.

¹⁹À moins d'appliquer une tension négative au même endroit ; cette technique, appelée *Erasable Electrostatic Lithography (EEL)* permet d'« écrire » et d'« effacer » les pistes.

²⁰Valeur basée sur une seule mesure d'un seul échantillon.

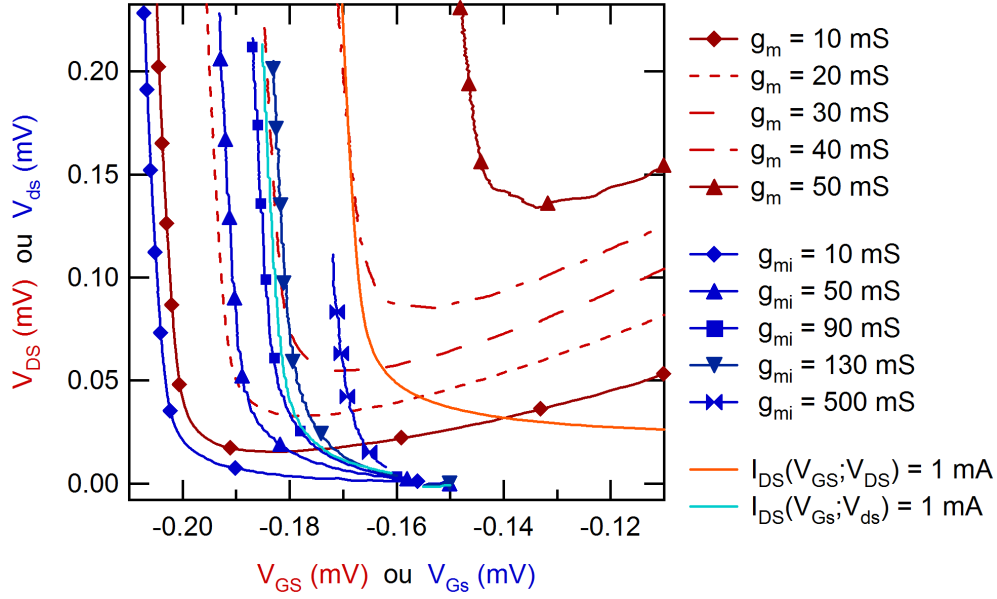


FIG. IV.30: Mesures de $g_m(V_{GS}; V_{DS})$ et déduction de $g_{mi}(V_{GS}; V_{ds})$ en supposant $R_s = R_D = 15 \Omega$; échantillon U102_J6; $T = 4.2$ K.

IV.3.4 Transconductance

IV.3.4.1 Reproductibilité et résistances d'accès

La figure IV.22 avait indiqué les écarts maximaux observés entre différents échantillons de même géométrie. Nous avons émis l'hypothèse que les écarts de transconductance pouvaient être liés aux différences de résistances d'accès entre ces trois échantillons. Nous avons représenté, en figure IV.30, la transconductance intrinsèque en fonction de V_{DS} et V_{GS} . Ces différentes courbes nous invitent à plusieurs remarques. Premièrement, nous constatons que la transconductance intrinsèque varie dans des proportions suffisantes pour valider l'hypothèse de l'influence déterminante des résistances d'accès sur g_m . Deuxièmement, l'allure des courbes $g_m(V_{GS})$ (figure IV.22) présente un maximum. Ce phénomène n'est pas observé sur les courbes de transconductance intrinsèques comme le montrent très clairement les iso-transconductances; ce maximum n'est en réalité que l'expression des résistances d'accès qui jouent un rôle d'autant plus important que la résistance du canal est faible²¹. Troisièmement, nous nous apercevons que les résistances d'accès limitent fortement la transconductance; en l'absence de celles-ci, la transconductance du HEMT U102_J6, au point de polarisation ($I_{DS} = 1$ mA; $V_{DS} = 100$ mV), serait de 102 mS au lieu de 38 mS.

Puisqu'il est toujours possible de trouver un couple ($R_s; R_D$) plus adapté pour rapprocher les courbes intrinsèques de deux échantillons différents, il est par conséquent formellement difficile de justifier une dispersion supplémentaire liée au contrôle le long du wafer.

IV.3.4.2 Évolution avec W_G et L_G

Nous avons vérifié la proportionnalité entre la largeur de la grille et la transconductance, comportement attendu quel que soit le régime du transport électronique. En revanche,

²¹Les courbes $I_{DS}(V_{GS})|_{V_{DS}}$ saturent : voir IV.3.2.1.

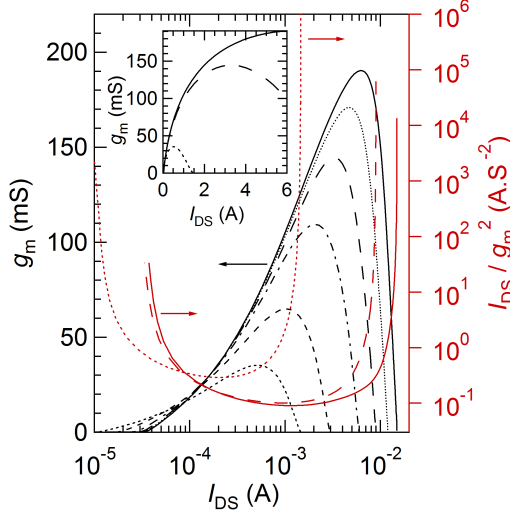


FIG. IV.31: g_m et I_{DS}/g_m^2 de l'échantillon U102_A1 ($W_G = 4.55$ mm, $L_G = 1$ μ m) pour différents V_{DS} (voir figure ci-contre).

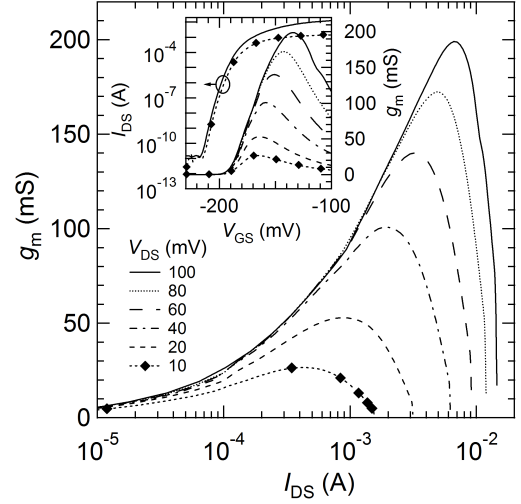


FIG. IV.32: Transconductance à 4.2 K de l'échantillon U102_G3 ($W_G = 4.55$ mm, $L_G = 5$ μ m).

l'étude en fonction de la longueur est plus complexe. Dans le cadre d'un transport diffusif (voir équation IV.26), la représentation $g_m(I_{DS})$ est proportionnelle à $1/\sqrt{L_G}$. Nous n'avons pas observé ce genre de comportement dans nos transistors comme l'attestent les figures IV.31 et IV.32, relatives à des échantillons de longueurs 1 et 5 μ m. La transconductance est indépendante de la longueur. Ce constat irait dans le sens d'un transport plutôt balistique.

Cependant, l'évolution de g_m avec I_{DS} (voir $I_{DS}/g_m^2(I_{DS})$, figure IV.31) montre un comportement assez peu différent du modèle diffusif simple ($\propto \sqrt{I_{DS}}$) pour des courants $I_{DS} \in [0.2 \text{ mA}; 2 \text{ mA}]$. La description à faible courant est plus complexe, probablement parce que nous sommes peu éloignés du régime sous le seuil [143, 150, 150] ; à plus fort courant, la relation n'est pas valable en raison des résistances d'accès (décroissance de g_m) évoquées précédemment.

Le lecteur pourra retenir que nous obtenons une transconductance de 100 mS pour un courant de 1 mA et une tension drain-source de 100 mV. Les transistors de largeur 2.45 mm, à l'exception des quelques échantillons les plus résistifs (série U102_J), ont une transconductance de 80 mS à ce même point de polarisation, vérifiant la rapport attendu en régime diffusif ($g_m \propto \sqrt{W_G}$).

IV.3.4.3 Conductance de sortie

Influence des résistances d'accès Nous représentons sur la figure IV.33 quelques courbes $I_{DS}(V_{DS})$. L'échantillon U102_J6 présente une saturation en courant qui apparaît légèrement plus tôt, alors même que les résistances d'accès sont similaires aux résistances d'accès de U102_J8. Les courbes en pointillés sont des caractéristiques calculées à partir des mesures expérimentales pour simuler des résistances d'accès de 50 Ω ($2 \times 25 \Omega$) : les résistances d'accès augmentent fortement la tension $V_{DS,sat}$, décalant le point de polarisation vers des tensions drain-source plus élevées (consommation aux bornes de $2R_c$). La figure IV.34 présente les performances intrinsèques de l'échantillon J6 : la saturation est légèrement moins efficace.

La comparaison des échantillons J6 et J8 montre que les dispersions s'expliquent par les

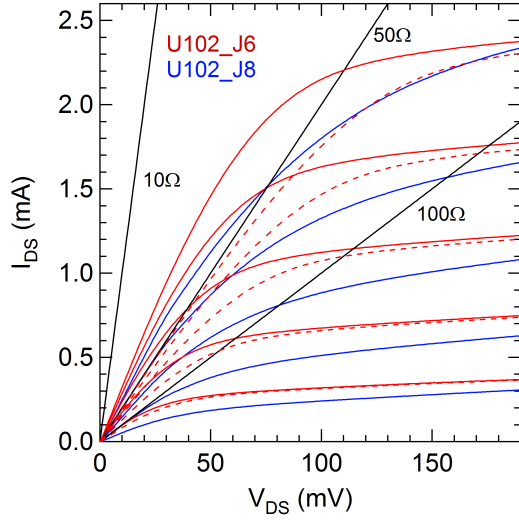


FIG. IV.33: Caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ pour différentes tensions V_{GS} variant de -188 mV à -140 mV (pas 12 mV) ; en trait plein sont représentées les mesures directes ; en pointillés sont données les caractéristiques simulées de U102_J6 en supposant $R_S = R_D = 25 \Omega = R_{C-J8}/2$.

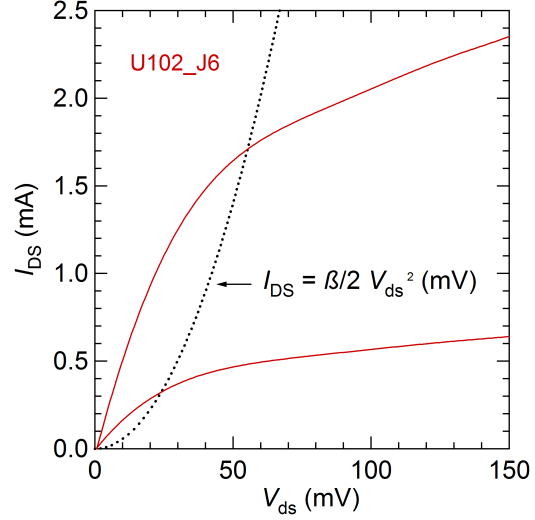


FIG. IV.34: Caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ déduites des mesures ci-contre en annulant les résistances d'accès de 30Ω (voir IV.3.2) ; $V_{GS} = -188$ mV et -176 mV ; en pointillés la relation reliant $I_{DS,sat}$ et V_{DS-sat} dans le cas diffusif (voir équation IV.27) avec $\mu_e = 4 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$.

différences de résistances d'accès. Le fait d'augmenter virtuellement les résistances d'accès de l'échantillon J4 permet de retrouver les caractéristiques de l'échantillon J8.

Évolution de g_d avec L_G La figure IV.36 présente l'évolution de la conductance de sortie en fonction du courant drain-source. Pour de faibles tensions drain-source ($V_{DS} = 10$ mV), nous retrouvons naturellement la loi d'Ohm $g_d = I_{DS}/V_{DS}$, quelle que soit la longueur de grille. En régime non-linéaire ($V_{DS} = 100$ mV), il apparaît clairement que la saturation est d'autant plus importante que la longueur de grille est grande : $g_d|_{I_{DS} = 1 \text{ mA}, V_{DS} = 100 \text{ mV}}$ diminue avec l'augmentation de L_G . Il est difficile de fournir une explication quantifiée à ce phénomène ; dans le cas diffusif, pour des transistors courts, le recul du point de pincement conduit à une dégradation de la saturation du courant inversement proportionnelle à la longueur effective du canal. Dans le cas de transistors ultra-courts, qu'il soit en régime balistique ou diffusif, le DIBL contribue également à une dégradation de la saturation du courant I_{DS} .

IV.3.4.4 Gain extrinsèque

Définition Le montage réalisé pour les mesures de bruit (voir schéma IV.46 page 133) est un simple amplificateur en tension, source commune. Nous donnons ici quelques courbes de gain extrinsèque déduites de mesures DC :

$$G_{\text{ext}} = g_m (R_L // g_d^{-1}) = \frac{g_m}{g_d} \frac{R_L}{R_L + g_d^{-1}} \quad (\text{IV.25})$$

Il est peut-être important de souligner ici que la connaissance de la transconductance seule n'est pas suffisante pour prédire le gain du montage : contrairement au MOS usuel,

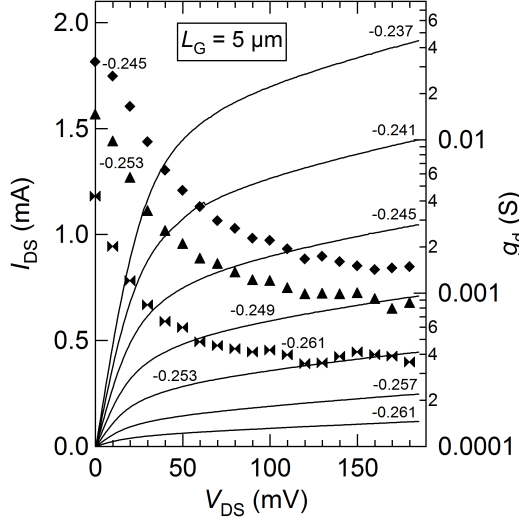


FIG. IV.35: Caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ (trait plein) et $g_d(V_{DS})$ (marqueurs) pour différentes tensions V_{GS} indiquées en V au dessus de chaque courbe; échantillon I4 mesuré à 4.2 K.

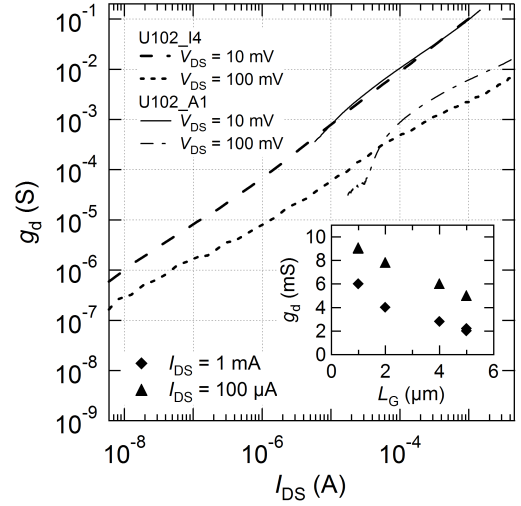


FIG. IV.36: Évolution de g_d en fonction de I_{DS} - échantillons de 1 μm (A1) et 5 μm (I4); en bas à gauche, évolution de $g_d(L_G)$ pour $V_{DS} = 100 \text{ mV}$ et $I_{DS} = \{100 \mu\text{A}; 1 \text{ mA}\}$; $W_G = 4.55 \text{ mm}$.

où la saturation est « parfaite » ($g_d \sim 0$), la prise en compte de la conductance de sortie est absolument nécessaire en raison de la mauvaise saturation des caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$.

Reproductibilité et valeurs intrinsèques La figure IV.37 représente le gain extrinsèque $G_{\text{ext}}(I_{DS}, V_{DS})$ calculé avec une résistance de charge R_L de 1 k Ω des trois échantillons précédemment étudiés de la couche U102 (J4, J6 et J8). L'échantillon J6 présente un gain en tension plus important en raison essentiellement d'une conductance de sortie plus faible (voir figure IV.33). La reproductibilité est, en revanche, très bonne entre les échantillons J4 et J8; généralement, les dispersions entre les gains en tension d'échantillon de géométrie identiques varient dans des proportions similaires aux écarts entre J4 et J8. Nous avons également indiqué en figure IV.38 $G_{\text{ext,int}}(I_{DS}, V_{DS})$, le gain extrinsèque calculé à partir des valeurs intrinsèques g_{mi} et g_{di} . Il y a une amélioration des performances en l'absence des résistances d'accès.

Il est également intéressant de constater que le gain extrinsèque $G_{\text{ext,int}}$ varie suffisamment par rapport à G_{ext} pour expliquer les différences entre les échantillons, en ne faisant appel qu'aux résistances d'accès²². La prise en compte d'un couple ($R_s; R_D$) plus adéquat ($R_s > R_D$) permettrait certainement d'approcher les iso-gains de J4 et J6 (figure IV.38).

Performances Les remarques précédentes nous ont permis d'établir que les moins bonnes performances obtenues sur quelques échantillons d'une partie du wafer sont vraisemblablement imputables aux seules résistances d'accès, plus importantes. Il est possible que la réalisation des contacts ohmiques, étape certainement la plus délicate de la nanofabrication, ait induit quelques dispersions sur nos différents échantillons²³. Mais rassurons le lecteur et l'éventuel futur utilisateur : la très grande majorité des échantillons a donné de

²² $2R_{c,J6} = 29 \Omega$ $2R_{c,J4} = 52 \Omega$.

²³Nous avons déjà vu que certains présentaient un comportement légèrement non-ohmique voir figure IV.21.

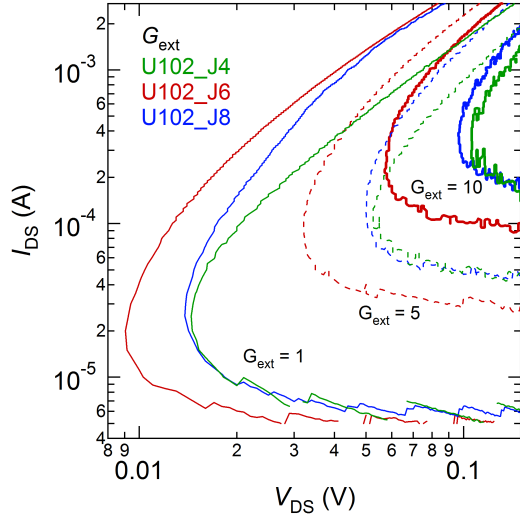


FIG. IV.37: Gain extrinsèque $G_{ext}(I_{DS}, V_{DS})$ (Résistance de charge $R_L = 1 \text{ k}\Omega$) des échantillons U102_J4, U102_J6 et U102_J8 ; $T = 4.2 \text{ K}$.

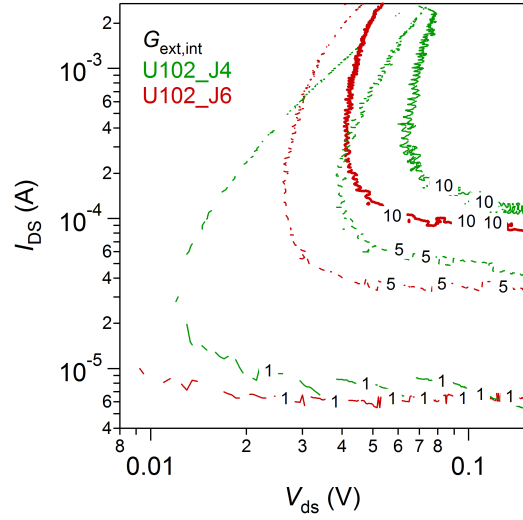


FIG. IV.38: Gain extrinsèque $G_{ext,int}(I_{DS}, V_{ds})$ ($R_L = 1 \text{ k}\Omega$) déduit à partir des résistances d'accès (voir IV.3.2) ; $T = 4.2 \text{ K}$.

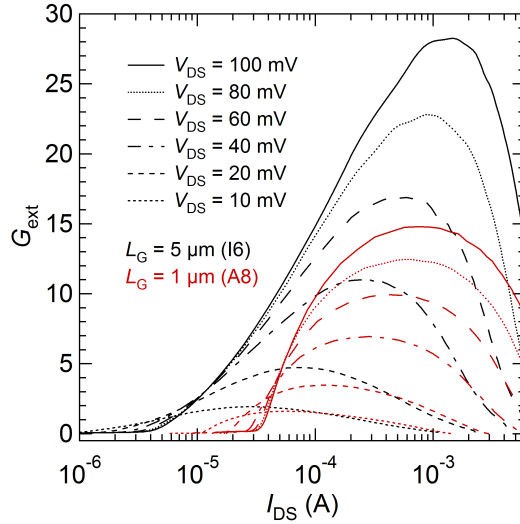


FIG. IV.39: G_{ext} des échantillons U102_I6 et U102_A8 en fonction de I_{DS} pour différentes tensions V_{DS} .

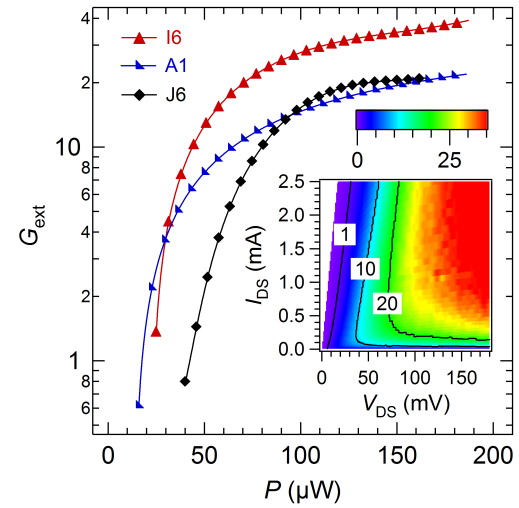


FIG. IV.40: Gain extrinsèque en fonction de la puissance dissipée ($I_{DS} = 1 \text{ mA}$) ; $G_{ext}(I_{DS}, V_{DS})$ de I6.

très bons résultats, résultats que nous allons détailler ci-dessous.

La figure IV.39 montre que le gain extrinsèque est plus important sur les échantillons de plus grande longueur de grille, non pas en raison d'une amélioration de la transconductance, mais en raison d'une meilleure saturation des caractéristiques I-V (g_d plus faible). Ces performances sont fiables et reproductibles, puisque les résistances d'accès sont toujours comprises entre 8 et 10 Ω . Nous avons représenté en figure IV.40 le gain en fonction de la puissance dissipée pour un courant de 1 mA, pour trois échantillons distincts. Les échantillons I6 et A8 ($W_G = 4.55$ mm) font apparaître clairement que du gain en tension est accessible pour de faibles puissances de consommation, en raison de la faible valeur de V_{DS-sat} . L'échantillon J6 ($W_G = 2.45$ mm, $L_G = 5$ μ m), montre directement l'influence des résistances d'accès sur la puissance dissipée.

IV.3.5 Mesures à 77 K

Nous présentons, en page 128, quatre figures qui permettent de visualiser rapidement les performances à 4.2 K et 77 K d'un HEMT de la couche U102 ($L_G = 1$ μ m). Les figures IV.41 et IV.42 (même échelle) donnent les caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})|_{V_{GS}}$ à 4.2 K et 77 K ; il apparaît clairement que la saturation est meilleure à 77 K, probablement parce que la mobilité est plus faible à cette température (voir tableau II.3) : nous avons approximativement un rapport 2 entre $g_d(77$ K) et $g_d(4.2$ K). En revanche, la figure IV.43 montre clairement que la transconductance est meilleure à 4.2 K en raison d'un meilleur contrôle des réservoirs (élargissement $k_B T$) ; un rapport ~ 2 est également obtenu entre $g_m(4.2$ K) et $g_m(77$ K) pour un courant I_{DS} de 1 mA. Il en résulte que le gain extrinsèque ($R_L = 1$ k Ω) varie très peu avec la température (figure IV.44).

Nous avons également présenté en figure IV.24 (page 118) les mesures $I_{DS}(V_{GS})|_{V_{DS}}$; ces courbes illustrent le recul de la tension de seuil (~ -50 mV) et la dégradation de la pente sous le seuil à 77 K (facteur ~ 2 également).

IV.3.6 Modélisation

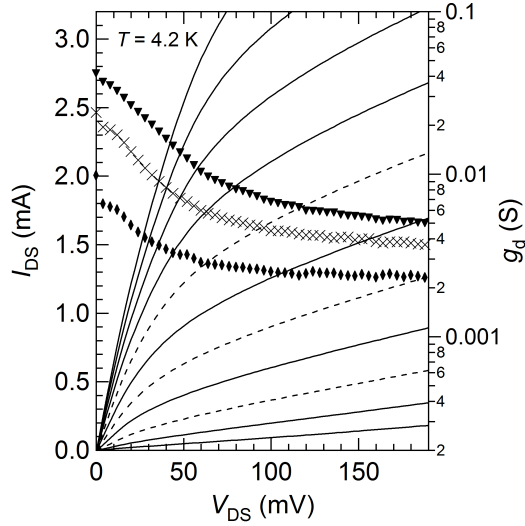
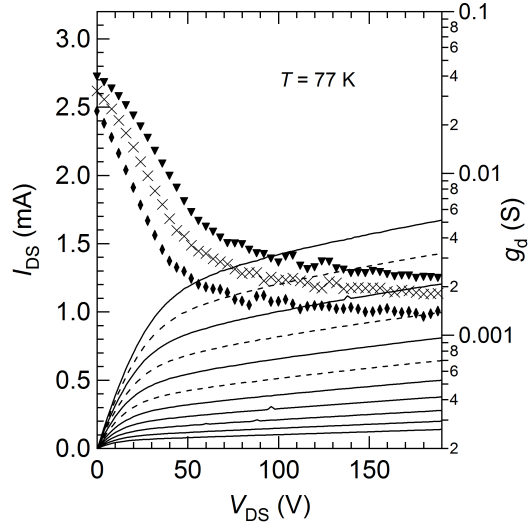
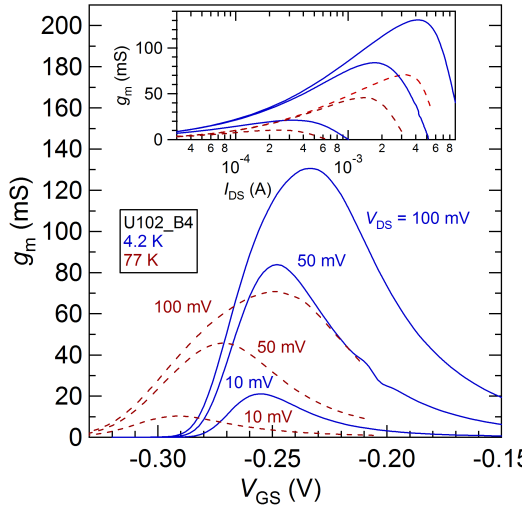
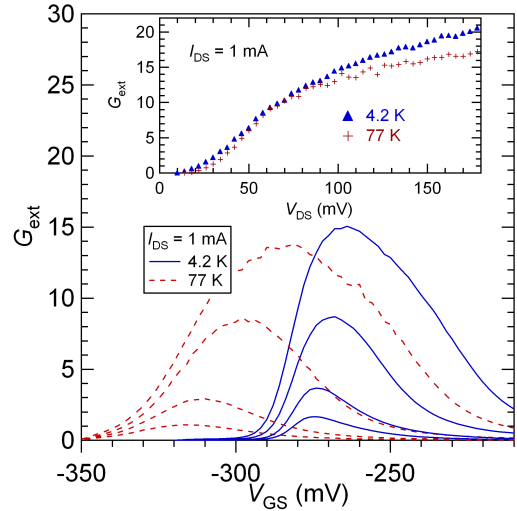
La modélisation des courbes DC est beaucoup plus complexe que ne l'est la « modélisation » des courbes DC du 1D-QBFET. Nous ne profitons pas ici des structures très marquées des courbes $I_{DS}(V_{GS})$ dues à la quantification de la conductance. Nous ne disposons pas non plus de formulation aussi synthétique et efficace que l'est l'expression de la transmission à travers un potentiel en « selle » [40, 41, 67]. Les mesures de bruit ne permettraient pas non plus de rendre compte de la nature balistique du transport en régime 2D (voir bruit $1/f$ dans les QPC).

Néanmoins, les mesures des QPC (voir III.4) nous ont clairement montré que l'approche balistique restait valable jusqu'à des tensions de plusieurs dizaines de mV [123]. Une modélisation par un formalisme balistique serait-il possible ? Nous donnerons dans ces quelques lignes simplement quelques premiers petits calculs, n'étant pas parvenus à « fiter » nos courbes DC avec suffisamment d'assurance pour proposer un modèle définitif.

IV.3.6.1 Transport diffusif

Comparaison Expérience-Théorie Dans un transistor classique, les porteurs subissant un grand nombre d'interactions dans le canal, il est possible de relier la vitesse de dérive au champ électrique local par une relation du type $\overrightarrow{v_{dérive}} = -\mu \overrightarrow{\mathcal{E}}$: c'est le régime de

Comparaison des caractéristiques à 4.2 K et 77 K

 Échantillon U102_B4 ($L_G = 1 \mu\text{m}$, $W_G = 2.45 \text{ mm}$)

 FIG. IV.41: $I_{\text{DS}}(V_{\text{DS}})$ (traits) à 4.2 K avec V_{GS} variant de -278 mV à -238 mV (pas 4 mV); $g_d(V_{\text{DS}})$ à 4.2 K avec $V_{\text{GS}} = -270$ mV ($\diamond$), -262 mV ($\times$) et -254 mV ($\blacktriangledown$); U102_B4 ($L_G = 1 \mu\text{m}$, $W_G = 4.55 \text{ mm}$).

 FIG. IV.42: $I_{\text{DS}}(V_{\text{DS}})$ (traits) à 77 K avec V_{GS} variant de -316 mV à -276 mV (pas 4 mV); $g_d(V_{\text{DS}})$ à 77 K avec $V_{\text{GS}} = -296$ mV ($\diamond$), -288 mV ($\times$) et -280 mV ($\blacktriangledown$); U102_B4 ($L_G = 1 \mu\text{m}$, $W_G = 4.55 \text{ mm}$).

 FIG. IV.43: Transconductance en fonction de V_{GS} pour $V_{\text{DS}} = \{10 \text{ mV}; 50 \text{ mV}; 100 \text{ mV}\}$ à 4.2 K et 77 K; en haut $g_m(I_{\text{DS}})|_{V_{\text{DS}}=10, 50 \text{ et } 100 \text{ mV}}$; U102_B4 ($L_G = 1 \mu\text{m}$, $W_G = 4.55 \text{ mm}$).

 FIG. IV.44: Gain extrinsèque $G_{\text{ext}}(V_{\text{GS}})$ pour $V_{\text{DS}} = \{10 \text{ mV}; 20 \text{ mV}; 50 \text{ mV}; 100 \text{ mV}\}$ à 4.2 K et 77 K; en haut $G_{\text{ext}}(V_{\text{DS}})|_{I_{\text{DS}}=1 \text{ mA}}$; U102_B4 ($L_G = 1 \mu\text{m}$, $W_G = 4.55 \text{ mm}$).

mobilité qui conduit classiquement, sous l'hypothèse du canal graduel, aux relations bien connues des MOS en régime ohmique et en régime de saturation. Cette approche s'applique en particulier aux HEMT de grande dimension et à température ambiante [142]. Ainsi, la mise en équation du HEMT en régime diffusif, si nous nous restreignons à la saturation par pincement, est tout à fait similaire à la mise en équation du MOS. En supposant une variation linéaire de la densité avec la tension de grille [139], nous aboutissons de manière tout à fait classique à l'expression suivante en régime ohmique :

$$\begin{aligned} I_{\text{DS}} &= \frac{\mu_e W_G}{L_G} \frac{\epsilon_{\text{r,GaAs}} \epsilon_0}{d} \left[(V_{\text{Gs}} - V_{\text{seuil}}) V_{\text{ds}} - \frac{1}{2} V_{\text{ds}}^2 \right] \\ &= \beta \left[(V_{\text{Gs}} - V_{\text{seuil}}) V_{\text{ds}} - \frac{1}{2} V_{\text{ds}}^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{IV.26})$$

Le courant de saturation est donné par :

$$\begin{aligned} I_{\text{DS,sat}} &= \frac{\mu_e W_G}{2 L_G} \frac{\epsilon_{\text{r,GaAs}} \epsilon_0}{d} V_{\text{ds,sat}}^2 \quad \text{avec} \quad V_{\text{ds,sat}} = V_{\text{Gs}} - V_{\text{seuil}} \\ &= \frac{\beta}{2} (V_{\text{Gs}} - V_{\text{seuil}})^2 \end{aligned} \quad (\text{IV.27})$$

Le rapport $I_{\text{DS}}/g_{\text{m}}^2$ ($= 1/(2\beta)$ en régime de saturation) permet d'étudier grossièrement la validité de ce modèle. La figure IV.31 a montré un rapport approximativement égal à $0.1 \text{ A} \cdot \Omega^2$ pour des tensions de 60 et 100 mV et des courants compris entre 0.1 mA et 2 mA. Pour que le modèle diffusif soit valable, en prenant $W_G = 5 \text{ mm}$, $L_G = 1 \text{ } \mu\text{m}$, $d = 40 \text{ nm}$, nous devons introduire une mobilité de $2 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{V/s}$, très faible devant la valeur à l'équilibre²⁴. Cette valeur de mobilité est également cohérente avec l'évolution de $V_{\text{DS-sat}}$ ainsi que nous l'avons représenté en figure IV.34.

Explication Hirakawa et al. [23] illustrent très bien la décroissance de la mobilité avec la densité, à l'aide de mesures sur des « croix de Hall ». Si nous considérons un écart $V_{\text{Gs}} - V_{\text{seuil}}$ de 20 mV, typique de notre point de polarisation, nous pouvons estimer la densité à $\frac{\epsilon_{\text{r}} \epsilon_0}{d} (V_{\text{Gs}} - V_{\text{seuil}}) = 0.35 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Ce facteur ~ 10 par rapport à la densité à l'équilibre²⁴ est tout à fait cohérent avec le facteur ~ 10 obtenu sur la valeur de la mobilité [23].

Ainsi, nous pouvons bien comprendre l'allure générale de nos courbes expérimentales avec une approche diffusive. Une description précise devrait prendre en compte l'évolution de la mobilité avec la densité. Par exemple Py et al. [182] proposent une étude de HEMT à basse température en s'appuyant sur une telle approche [99, 140, 149]. La compréhension des courbes expérimentales nécessite l'utilisation des paramètres intrinsèques [147] introduits plus haut. La dépendance en puissance entre la mobilité et la densité [140, 149, 99] est vérifiée de manière très convaincante à partir de mesures sur des structures « croix de Hall ». Cependant cette étude est limitée à de très faibles V_{DS} ²⁵. L'étude à plus fortes tensions est plus complexe.

²⁴Voir tableau II.3 page 30.

²⁵Cette étude n'est menée que pour une tension $V_{\text{DS}} = 2.74 \text{ mV}$.

IV.3.6.2 Transport balistique

Problématique Les difficultés à venir pour poursuivre la loi de Moore sont anticipées depuis longtemps par les laboratoires de recherche (depuis de la fin des années 1980) tant d'un point de vue expérimental que d'un point de vue théorique. Ainsi, plusieurs travaux ont tenté de domestiquer le transport balistique qui devrait devenir le régime électronique prépondérant dans les nouvelles générations de MOS²⁶. Dans ce contexte, il nous a paru intéressant, malgré les arguments probablement décisifs plaçant pour un transport diffusif, de présenter quelques calculs balistiques appliquées à nos HEMT.

Le modèle de Natori

Expression du courant Nous allons ici nous intéresser au premier modèle compact historiquement proposé, celui de Natori et al. [124]. Il a l'avantage de reprendre assez simplement le formalisme de Landauer-Büttiker développé au chapitre précédent et de permettre une comparaison directe avec les QPC. La largeur importante du transistor permet d'approcher le transport comme un continuum de canaux 1D. Le potentiel suivant l'axe de « quantification », supposé rectangulaire²⁷, conduit à une densité d'états $\propto 1/\sqrt{E}$ (voir tableau I.1 page 22), qui permet d'aboutir à l'équation (9) de l'article. La notion de transmission est introduite mais sans prendre en compte les modes évanescents ($\hbar\omega_x = 0$ dans l'équation III.9 page 51). En sommant les contributions de l'ensemble des sous-bandes (« quantification » selon y), une expression théorique du courant est ainsi établie. Pour s'affranchir de l'évolution complexe des niveaux de quantification (axe y et z) avec la tension de grille, il est proposé, comme toujours, une simplification de la modulation de la densité de charge en supposant un contrôle capacitif linéaire : $n_s = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{d} (V_{GS} - V_{seuil})$. À partir de cette dernière hypothèse, une expression compacte du courant drain-source est obtenue, expression qui s'adapte, naturellement, aux HEMT :

$$\begin{aligned}
 I_{ds} &= W_G I_0 (F_{1/2}(u) - F_{1/2}(u - v_d)) \\
 \text{avec} \quad u &= \ln \left[\sqrt{(1 + e^{v_d})^2 + 4e^{v_d}(e^\rho - 1)} - (1 + e^{v_d}) \right] - \ln(2) \\
 v_d &= \frac{q V_{ds}}{k_B T} \\
 I_0 &= \frac{\sqrt{2} q (k_B T)^{3/2}}{\pi^2 \hbar^2} M_v \sqrt{m^*} \\
 \rho &= \frac{2\pi \hbar^2 \epsilon_{r, AlGaAs} (V_{GS} - V_{seuil})}{q k_B T m^* M_v d}
 \end{aligned} \tag{IV.28}$$

où $F_i(u)$ est l'intégrale de Fermi définie par :

²⁶ Intel doit passer à la génération 45 nm d'ici la fin 2007. C'est approximativement l'espacement entre les grilles de nos QPC...

²⁷ W_G est très grand devant la longueur caractéristique de variation du potentiel.

$$F_i(u) = \frac{1}{\Gamma(i + \frac{1}{2})} \int_0^{+\infty} \frac{t^i}{1 + e^{t-u}} dt^{28} \quad (\text{IV.29})$$

Le modèle de Natori ne prend en compte qu'une seule sous-bande du 2DEG dans le calcul. Cette hypothèse permet d'obtenir une formule compacte facilement exploitable. Pour tenir compte, néanmoins, des bandes supérieures, le paramètre M_v est ajouté dans l'équation IV.28. Ce paramètre peut raisonnablement être pris égal à 1 dans le cas des HEMT, en raison du fort confinement électronique à l'interface GaAlAs/GaAs ; la faible masse de l'électron dans GaAs conduit à une très forte séparation des sous-bandes, comme nous l'avons vu au chapitre II (voir figure I.5 page 19).

Analyse La prise en compte des résistances d'accès est primordiale dans l'application des modèles balistiques. Pour s'en convaincre, nous avons donné en annexe C les performances intrinsèques du HEMT balistique selon Natori : le courant est multiplié par un facteur ~ 10 . Nous avons donc introduit les résistances d'accès $R_s = R_D = 5 \, \Omega$ dans le calcul numérique de l'expression IV.28 (convergence de V_{ds} par dichotomie). Les résultats sont indiqués en figure IV.45. Nous avons également tracé, sur ce même graphique, les caractéristiques de l'échantillon I8²⁹.

Pour obtenir la meilleure concordance entre les résultats expérimentaux et les calculs théoriques, il est nécessaire de réduire la tension de seuil par rapport à la définition retenue plus haut (voir IV.3.3.1). Nous supposons ainsi que $V_{seuil} = -235 \, \text{mV}$ d'après les courbes $I_{DS}(V_{GS})|_{V_{DS}}$ de la figure IV.45. Dans ces conditions, les courants et la transconductance obtenus en régime saturé ($g_m \sim 130 \, \text{mS}$) ne sont pas très éloignés de nos mesures, même s'il ressort très clairement de ces calculs que le modèle de Natori et al. surestime le courant I_{DS} .

Il est très difficile d'explorer la validité de ce modèle puisque la conductance est nettement dominée par les résistances d'accès. Néanmoins, nos calculs mettent en avant les deux principales faiblesses du modèle :

- Le mécanisme de saturation est identique au mécanisme de saturation décrit dans le cas des QPC (voir III.1.3.2) : l'injection « sature » lorsque μ_D sort des sous-bandes 1D. En revanche, nous avons vu le rôle déterminant de la transmission ($\hbar\omega_x$) dans l'évolution de la conductance de sortie dans les QPC : ici la description est trop simpliste ce qui explique cette transition trop rapide entre le régime ohmique et le régime saturé.
- le DIBL, à l'origine d'une forte dégradation de la saturation dans les QPC (paramètre α dans l'équation III.21 page 60), et évoqué à diverses reprises au cours de ce chapitre, n'est pas pris en compte dans ces calculs : c'est la raison pour laquelle, contrairement à nos mesures, la saturation est parfaite (voir figure III.27 page 70).

²⁸La fonction Gamma est définie sur le demi-plan $\{a \in \mathbb{C} \text{ tel que } \text{Re}(a) > 0\}$ par

$$\Gamma(a) = \int_0^{+\infty} t^{a-1} e^{-t} dt.$$

Elle vérifie les propriétés suivantes :

$$\Gamma(n) = (n-1)! \quad \forall n \in \mathbb{N}^* \quad \text{et} \quad \Gamma(n + \frac{1}{2}) = \frac{(2n)!}{2^{2n} n!} \sqrt{\pi} \quad \forall n \in \mathbb{N}$$

²⁹ $W_G = 4.55 \, \text{mm}$ et $W_G = 5 \, \mu\text{m}$.

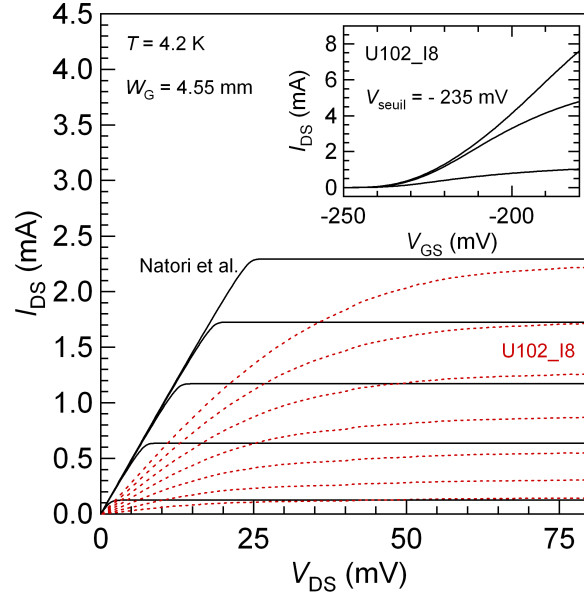


FIG. IV.45: Caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ calculées selon Natori et al. [124], $V_{GS} - V_{seuil} \in \{1; 5; 9; 13; 17\}$ mV - les résistances d'accès sont prises en comptes dans le calcul ($R_s = R_D = 5 \Omega$); en pointillés rouges les mesures de l'échantillon I8 ($W_G = 4.55$ mm), $V_{GS} - V_{seuil} \in \{1; 5; 9; 13; 17; 21; 25\}$ mV avec $V_{seuil} = -235$ mV ($2R_c = 9 \Omega$); en haut à droite : $I_{DS}(V_{GS})|_{V_{DS}}$ pour $V_{DS} \in \{10; 50; 100\}$ mV.

Pour des HEMT beaucoup plus courts ($\sim 10\text{-}20$ nm), il n'est évidemment pas tenable de faire l'économie d'une description de l'influence de V_D sur la conductance du canal. Le modèle de Natori ne permet pas d'inclure simplement le défaut de saturation des HEMT ultra-courts.

IV.3.6.3 Conclusion

Il était tentant, puisque nous disposions de 2DEG au libre parcours moyen $> 5 \mu\text{m}$, d'envisager un transport balistique dans nos HEMT. En réalité, nous avons vu non seulement qu'il était difficile de justifier la nature balistique à partir des seules caractéristiques statiques, mais encore que nous avons mis en avant des arguments décisifs en faveur d'un transport diffusif. Nous n'avons donc pas présenté ici de formulations plus subtiles développées ces dernières années par Lundstrom et al. [128] (transport quasi-balistique), plus complexes à justifier, en raison de l'introduction des constantes de couplage C_s , C_D et C_G nécessaires à la description de la densité électronique au sommet de la barrière dans le canal; cette approche permet visiblement de bien décrire le transport balistique dans des HEMT ultra-courts à température ambiante [130].

À l'exception de l'évolution de la transconductance qui ne varie pas avec L_G , les allures des caractéristiques $I-V$ nous orientent donc vers une approche classique, si nous acceptons une diminution de la mobilité d'un facteur > 10 . Cette diminution de la mobilité est en parfait accord avec les faibles densités électroniques des points de polarisation étudiés [23] (voir figure IV.4).

IV.4 Mesures de bruit

IV.4.1 Montage et protocole

Le montage Nous disposons de mesures DC fiables et reproductibles. Nous abordons désormais les mesures de bruit en tension. Le principe est représenté en IV.46. L'alimentation est réalisée avec des batteries (piles) : à l'aide de ponts diviseurs (potentiomètres), nous pouvons choisir indépendamment les points de polarisation V_D , V_S et V_{DD} . Nous mesurons alors le gain total du montage pour en déduire le gain du premier étage (G_{ext}), valeur que nous pouvons comparer systématiquement au gain déduit des mesures DC.

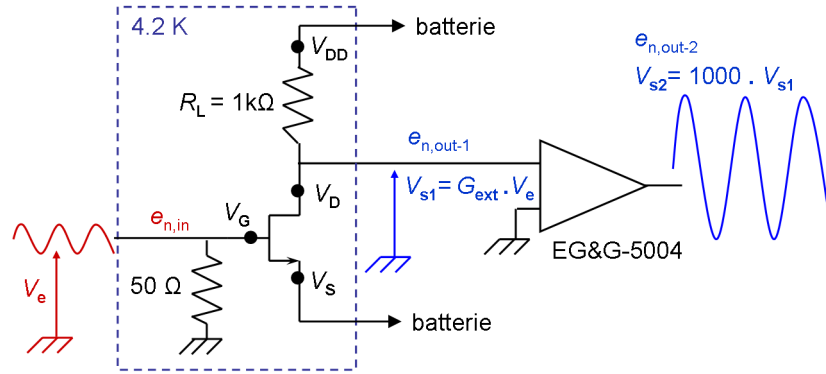


FIG. IV.46: Schéma de mesure du bruit en tension des HEMT

Notons que l'amplificateur EG&G-5004 est un amplificateur bas bruit de gain 1000. Le bruit en tension blanc vaut environ $0.8 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$; le coude, situé vers 1 kHz , conduit à un bruit de l'ordre de $1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 kHz et $1.4 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 100 Hz . Ainsi, après avoir mesuré le bruit en sortie ($e_{n,\text{out-2}}$), nous en déduisons le bruit équivalent à l'entrée du transistor en tenant compte du bruit de l'amplificateur et du bruit Johnson-Nyquist de la résistance d'adaptation (50Ω) :

$$e_{n,\text{in}}^2 = \frac{e_{n,\text{out-2}}^2}{G_{\text{EG\&G-5004}}^2 G_{\text{ext}}^2} - \frac{e_{n,\text{in,EG\&G-5004}}^2}{G_{\text{ext}}^2} - 4 k_B T (50\Omega) \quad (\text{IV.30})$$

Protocole La grande majorité des mesures ont été faites en mettant l'ensemble des points de polarisation (V_G , V_D , V_S et V_{DD}) à la masse lors de la descente en température. Il était ainsi plus simple de comparer les performances entre échantillons de géométries et d'hétérostructures différentes. D'une manière générale, nous nous efforçons également de balayer de manière aléatoire les tensions et courants appliqués à l'échantillon de manière à mettre éventuellement en évidence des hystérésis dans le bruit ou dans les mesures DC. Aucun phénomène de ce genre n'a été observé pour des courants $I_{\text{DS}} < 2 \text{ mA}$ et des tensions $V_{\text{DS}} < 200 \text{ mV}$ et $V_{\text{GS}} < 500 \text{ mV}$. Les performances entre deux descentes en température, et au cours du temps ³⁰, sont ainsi le plus souvent reproductibles. En revanche, de la même manière que les performances de l'amplificateur EG&G-5004 peuvent s'améliorer légèrement au cours de la première heure après la mise sous tension, les premières mesures de bruit sont parfois légèrement plus bruyantes. Les quelques instabilités initiales à l'origine

³⁰Testé pendant trois jours à 4.2 K .

de bruit $1/f$ supplémentaire disparaissent en faisant circuler des porteurs dans le canal (I_{DS}) et dans l'hétérostructure (I_{GS}).

Nous avons caractérisé le bruit de différentes couches. Nous nous restreignons, dans ce manuscrit, à présenter le bruit des couches 05No11 et U102. La première n'a pas permis d'obtenir les résultats escomptés mais offre quelques tendances que nous avons jugés utiles de mentionner dans ce rapport ; la deuxième correspond aux meilleurs résultats obtenus au cours de la thèse.

IV.4.2 Bruit en tension de la couche 05N011

Lors de la fabrication, nous avons retiré environ 4-5 nm du cap layer (voir « recess » au chapitre II) de sorte que les composants sont « normally off ».

IV.4.2.1 Contacts

Nous avons fabriqué, sur cette couche, des structures témoins sans grilles pour évaluer le bruit en l'absence de celles-ci. Les caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$, parfaitement linéaires, conduisent à une résistance d'accès $R_S + R_D$ de 8.45Ω . La figure IV.47 présente les spectres de bruit $e_{n,out-2}$ (voir figure IV.46) mesurés en sortie de l'amplificateur EG&G-5004. Nous en avons déduit le bruit équivalent à l'entrée de l'amplificateur en retranchant le bruit de l'amplificateur. Ce genre de calcul est assez délicat et les résultats sont à prendre avec précaution pour les bruits très inférieurs au bruit de l'amplificateur $e_{n,in,EG\&G-5004}$. Par exemple, le spectre de la figure IV.47, correspondant à une tension V_{DS} de 0.4 mVs est très proche du spectre de bruit de l'amplificateur (gain 1000). Il est, en revanche, très clair que le bruit augmente avec la tension drain-source, conformément à la relation de Hooge (équation IV.3). Le facteur γ du bruit « $1/f$ » semble augmenter avec la tension drain-source, attestant probablement une augmentation des bruits génération-recombinaison ($\gamma > 1$) à ces fortes tensions. Il ressort de ces mesures que le bruit dans les contacts ou dans le canal est bien présent, en l'absence des grilles sur la couche 05No11, et qu'il apparaît pour des tensions $V_{DS} < 1$ mV.

IV.4.2.2 Résultats

Tension de seuil, courant de fuite et gain La figure IV.48 donne le courant drain-source et le courant de fuite pour deux tensions de polarisation V_{DS} distinctes relatives à l'échantillon 05No11_I5, tout à fait similaire aux échantillons 05No11_I1 et 05No11_I3 étudiés précédemment (voir tableau IV.2 page 101). La tension de seuil relative au courant de fuite (160 mV) est inférieure à la tension de seuil relative au courant drain-source (220 mV), de sorte que le courant de fuite est très important dans ces échantillons, atteignant plusieurs centaines de nA pour les points de polarisation usuels. La figure IV.49 donne le gain extrinsèque ($R_L = 1$ k Ω) déduit des mesures DC. Nous obtenons sur ces échantillons des gains compris entre 20 et 25, pour un courant de 1 mA et une tension drain-source de 100 mV.

Nous pouvons également noter que la reproductibilité des mesures DC à 4.2 K (et des mesures de bruits) est très bonne sur ces échantillons, meilleure que la reproductibilité obtenue sur la couche U102 présentée un peu plus loin. Les tensions de seuil, d'une descente à l'autre varie seulement de ± 1 mV.

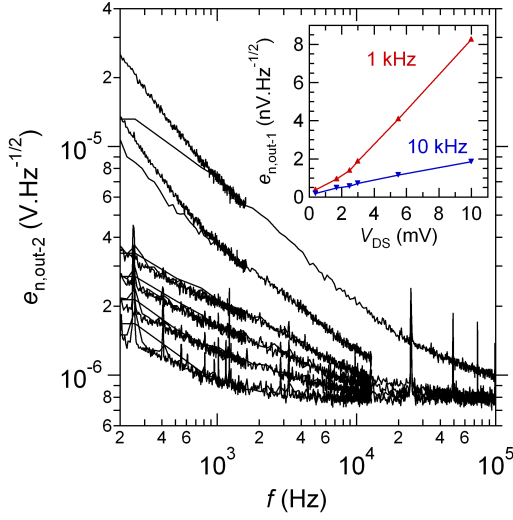


FIG. IV.47: Spectres en sortie du EG&G-5004 pour des tensions V_{DS} de 0.4, 1.7, 2.5, 3, 5.5 et 7 mV ; En haut à gauche, bruit en sortie $e_{n,out-1}$ en fonction de V_{DS} ; échantillon 05No11_A8_ss (sans grille).

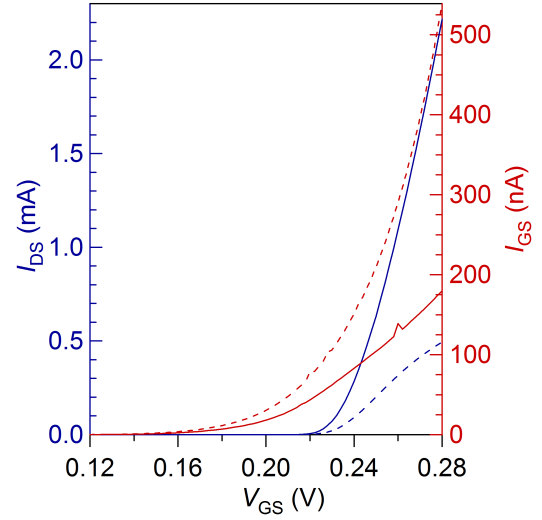


FIG. IV.48: Courant drain-source (bleu) et courant de fuite (rouge) pour deux tensions drain-source distinctes : $V_{DS} = 10$ mV (tirets) et $V_{DS} = 100$ mV (traits pleins) ; 05No11_I5.

Bruit Les points de la figure IV.49 indiquent les mesures de bruit effectuées sur ce même échantillon lors d'une seconde descente en température. Mentionnons que la comparaison du gain extrinsèque déduit des mesures DC et du gain extrinsèque effectivement mesuré est parfaitement concordante pour les 48 premières mesures :

- l'écart avec la mesure prédite par $G_{ext}(V_{GS}; V_{DS})$ est inférieur à 25 %, reflétant une très faible variation de la tension de seuil.
- l'écart avec la mesure prédite par $G_{ext}(I_{DS}; V_{DS})$ est inférieur à 15 % ; ces écarts sont naturellement d'autant plus faible que le courant drain-source est important puisque le gain évolue fortement à faible I_{DS} .

Généralement, quand une forte tension est appliquée sur un échantillon (~ 1 V), le bruit en sortie est moins affecté que le gain en tension. A partir de la mesure n° 48, nous avons appliqué une tension de 1.3 V sur la grille : la composant ne présentant plus de gain, nous avons appliqué à nouveau une tension de -1 V (mesure > 48) de manière à retrouver les performances précédentes. Nous avons alors mesuré les conséquences suivantes :

- le bruit en sortie est très légèrement diminué (de quelques %)
- le gain extrinsèque mesuré est augmenté d'environ 10-20 % en moyenne
- le bruit équivalent à l'entrée est amélioré
- la tension de seuil est définitivement décalée, de + 20 mV environ pour les mesures > 51

Nous avons indiqué en figure IV.50 le bruit en sortie et équivalent à l'entrée en fonction de la tension drain-source pour une tension V_{GS} de 236 mV. Les variations observées entre les points s'expliquent très bien en considérant la première série de mesures (1 à 48) ou la seconde (50 à 93). Les différences restent assez faibles. Il semble également que le bruit équivalent à l'entrée ne dépende pas de la tension drain-source pour une tension de grille donnée. Nous ferons un constat similaire sur les autres couches.

La figure IV.51 donne le bruit mesuré en sortie à 1kHz (bruit $1/f$) en fonction du courant drain-source pour plusieurs tensions drain-source distinctes. La représentation en fonction de I_{DS} (et non en fonction de V_{GS}) permet de s'affranchir en partie du shift généré

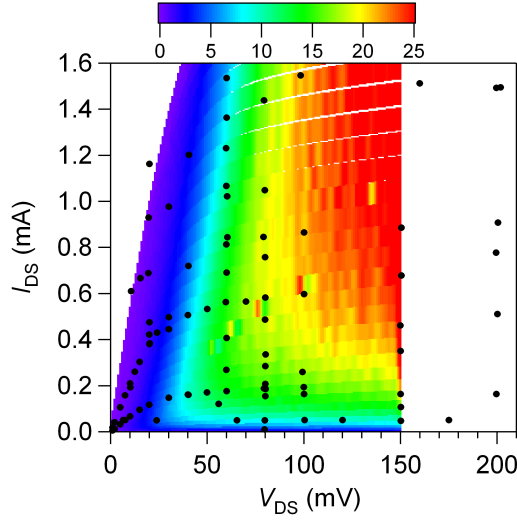


FIG. IV.49: $G_{\text{ext}}(I_{\text{DS}}; V_{\text{DS}})$; points de polarisation (●) pour lesquels des mesures de bruit ont été effectuées; 05No11_I5.

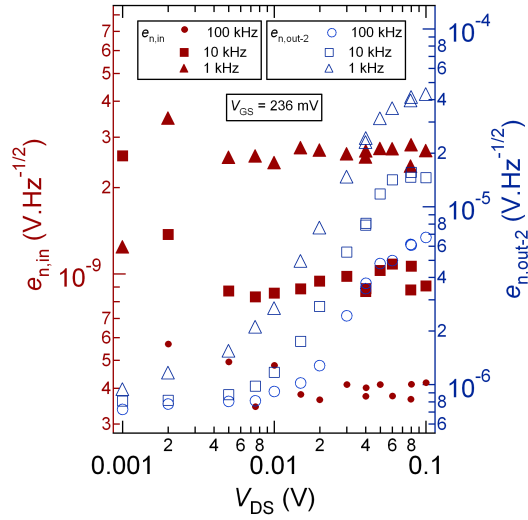


FIG. IV.50: Bruit en sortie et bruit équivalent à l'entrée pour une tension de grille de 236 mV; $T = 4.2$ K.

au cours des mesures. Il apparaît clairement que le bruit en tension augmente globalement avec la tension de grille. Cela va dans le sens opposé à l'évolution attendue par la formule de Hooge (équation IV.3); ce genre de comportement ne fut pas observé dans les HEMT pseudomorphiques (PHEMT) [191]. Nous pouvons émettre l'hypothèse que le courant de fuite, très important dans ces échantillons, peut contribuer à perturber le transport en notant que le rapport $I_{\text{DS}}/I_{\text{GS}}$ est proche de 10^4 . Nous n'avons malheureusement pas fabriqué de HEMT sans « recess » sur cette couche : les échantillons ainsi obtenus nous auraient permis d'étudier le bruit en l'absence de courant de fuite.

Nous pouvons également remarquer, pour des tensions drain-source de 40, 60 et 80 mV, la décroissance du bruit avec le courant à partir d'une valeur de courant « seuil ». Ces allures peuvent évoquer l'évolution des courbes $G_{\text{ext}}(I_{\text{DS}})|_{V_{\text{DS}}}$ (voir figures IV.39 et IV.49) qui augmente puis diminue. En réalité, nous n'avons jamais pu corrélérer précisément les évolutions du bruit en sortie avec l'évolution du gain du premier étage : le bruit ne provient pas de la grille.

La figure IV.52 donne le bruit équivalent à l'entrée, déduit des mesures présentées en figure IV.51. En augmentant le gain, nous nous rapprochons du bruit intrinsèque mesuré précédemment (échantillons sans grille). Nous ne parvenons pas, comme cela pourrait être le cas avec un gain suffisant, à obtenir un bruit équivalent à l'entrée inférieur au bruit du canal (et des contacts ?). La matrice présentée résume les mesures en fonction du courant et de la tension drain-source. La singularité (point rouge correspondant à $I_{\text{DS}} = 0.25$ mA et $V_{\text{DS}} = 100$ mV) correspond à la mesure n° 93 (dernière mesure effectuée) : quelques instabilités peuvent parfois apparaître spontanément... Il apparaît clairement que les meilleures performances sont obtenues pour de très faibles courants I_{DS} : pour un courant de l'ordre de 0.1 mA et pour des tensions $V_{\text{DS}} > 25$ mV, nous obtenons un bruit d'environ $2.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 kHz.

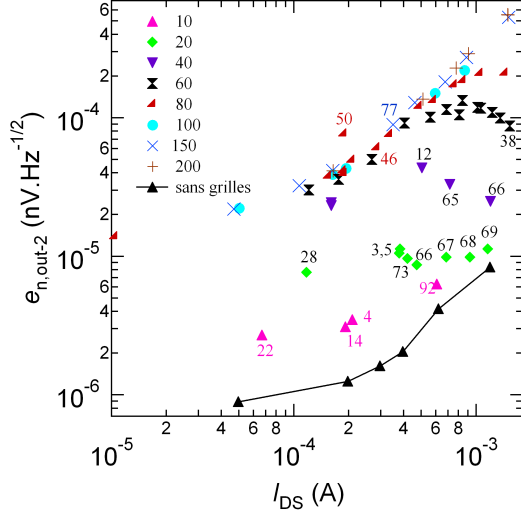


FIG. IV.51: Bruit en sortie en fonction de I_{DS} à différentes tensions drain-source V_{DS} indiquée en mV dans la légende; $f = 1$ kHz.

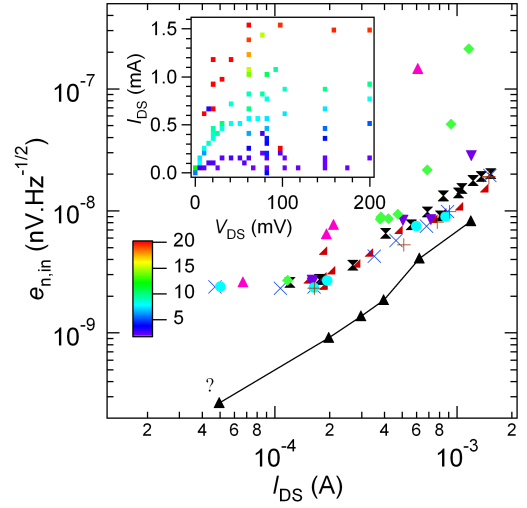


FIG. IV.52: $e_{n,in}$ à 1 kHz en fonction de I_{DS} à différentes tensions V_{DS} (voir légende ci-contre); en haut à gauche $e_{n,in}(I_{DS}, V_{DS})$ pour $f = 1$ kHz.

IV.4.3 Bruit en tension de la couche U102

Les meilleures performances de bruit en tension ont été obtenues sur la couche U102. Nous allons en détailler ici les performances, en insistant sur la reproductibilité au cours des mesures et entre les échantillons. Le traitement des données nous permet désormais d'obtenir très aisément toutes les courbes désirées pour comparer les mesures *in situ* (mesures directes de I_{DS} , V_{DS} , G_{ext} ...) et les mesures *DC* (matrices $(I_{DS}; V_{DS})$). Nous mentionnons ainsi quelques-unes de ces courbes de contrôle afin de donner au lecteur, et à l'éventuel utilisateur, une idée du mode opératoire et de l'évolution des performances dans le temps.

Il est très délicat et complexe de fiter avec certitude les spectres de bruit basse fréquence à partir de bruits génération-recombinaison et de bruit $1/f$. Nous nous contentons donc de donner quelques allures de spectres mesurés dans différentes conditions. Par la suite, nous présenterons souvent les mesures pour $f = 1$ kHz, gardant à l'esprit que le bruit est entièrement dû, à cette fréquence, à la composante $1/f$.

IV.4.3.1 Évolution avec V_{GS}

Mesure de α_H Pour extraire le paramètre de Hooge des mesures de bruit, nous devons connaître le nombre d'électrons sous la grille; une première estimation de cette quantité peut s'appuyer sur les mesures de capacité que nous avons présentées plus haut (voir IV.2) en intégrant l'expression $C_{GS}(V_{GS})$:

$$N(V_{GS}) = \frac{1}{q} \int_{-\infty}^{V_{GS}} C_{GS}(V'_{GS}) dV'_{GS} \quad (IV.31)$$

Reportant cette expression dans la formule de Hooge (équation IV.3), nous obtenons :

$$e_{n,out-1} = \sqrt{\frac{\alpha_H}{N(V_{GS}) f}} V_{DS} \quad (IV.32)$$

Nous pouvons alors extraire le paramètre de Hooge en comparant les mesures de bruit à ces prévisions théoriques.

Approximation linéaire Dans Hirakawa et al. [20], les auteurs ont mesuré une variation linéaire de la densité de charge (à 12 K) avec la tension de grille jusqu'à une saturation de la densité proche de la valeur à l'équilibre de l'hétérostructure. La variation linéaire de la densité de charge avec la tension de grille [124, 142, 143], si elle sous-estime la densité sous le seuil [150], reste donc une approche correcte pour des concentrations comprises entre 10^{11} et $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Nous avons établi en IV.2 que la mesure de capacité la plus correcte pour la couche U102 était basée sur une mesure *in situ* (mesure de la fréquence de coupure). Malgré les subtilités extraites de nos mesures (voir IV.2.4), nous allons considérer ici que la capacité est constante, dépendant uniquement des paramètres géométriques. Sous ces hypothèses, nous pouvons estimer le nombre d'électrons sous la grille :

$$N(V_{\text{GS}}) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{\text{r,GaAs}} S}{d q} (V_{\text{GS}} - V_{\text{seuil}}) \quad (\text{IV.33})$$

Le choix de la tension de seuil est particulièrement délicat ; nous utiliserons ici la tension de seuil la plus adaptée pour reproduire les courbes de bruit expérimentales. D'une manière générale, les HEMT que nous avons fabriqués (et notamment ceux issus de la couche U102) peuvent débiter des courants très importants de quelques mA/mm (voir figure IV.53). Nous verrons qu'il n'est pas nécessaire de polariser le composant à un courant drain-source trop élevé pour bénéficier des meilleures performances en terme de bruit équivalent à l'entrée. Nous polarisons donc très probablement le composant à des densités beaucoup plus faibles que n_s , invalidant peut-être l'approximation linéaire. Ces calculs constituent néanmoins un premier point de départ.

Expériences La figure IV.54 met à l'épreuve l'équation IV.31. Il s'agit de l'échantillon U102_A4 de longueur de grille $1 \mu\text{m}$ et la largeur 4.55 mm . L'ensemble des points de mesures est répertorié en figure F.7 page 179 (annexe F). La capacité C_{GS} vaut environ 13 pF (en prenant $d = 40 \text{ nm}$), si nous ne tenons pas compte du facteur $\sim \frac{1}{2}$ introduit en IV.2. Nous introduisons dans IV.32 une valeur du paramètre de Hooge, de manière à faire correspondre les courbes « théoriques » aux points de polarisation mesurés. La définition de la tension de seuil peut varier en raison du shift généré au cours des mesures (voir figure IV.56). Nous devons y prendre garde. Nous pouvons faire les remarques suivantes :

- Compte tenu de la forte imprécision sur la densité, il est difficile de proposer un encadrement précis de α_H :

$$7 \times 10^{-5} < \alpha_H < 150 \times 10^{-5} \quad (\text{IV.34})$$

- Le paramètre de Hooge semble dépendre de la tension V_{DS} . La tension drain-source semble donc favoriser les interactions des électrons avec le réseau, ou l'hétérostructure [186].
- La décroissance en $1/(V_{\text{GS}} - V_{\text{seuil}})$ est difficilement vérifiable et peut être plus complexe si le bruit dans les zones d'accès est non négligeable [174] ; néanmoins, la diminution du bruit en sortie avec l'augmentation de la densité sous la grille prouve qu'une partie importante du bruit provient de la zone sous la grille.
- La tension de seuil varie en fonction de V_{DS} comme le montre très bien les mesures sur l'échantillon A1 (figure IV.53) ; les écarts sont tout à fait similaires avec l'échantillon A4, si nous tenons compte de l'évolution de la tension de seuil au cours du temps.

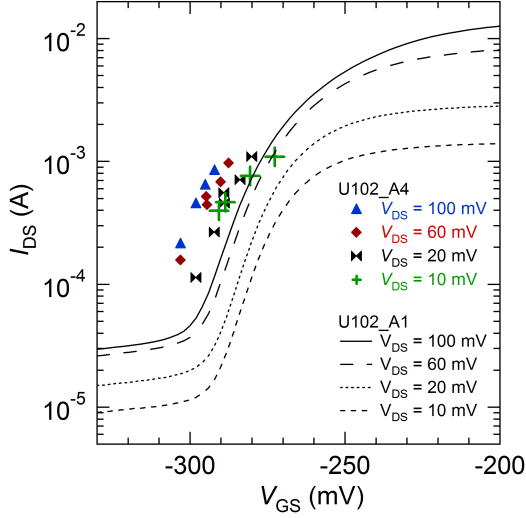


FIG. IV.53: Mesure $I_{DS}(V_{GS})|_{V_{DS}}$: les traits pleins correspondent à des mesures DC (Keithley 2400) de l'échantillon A1, les marqueurs correspondent aux points de polarisation de A4 (voir figure ci-contre).

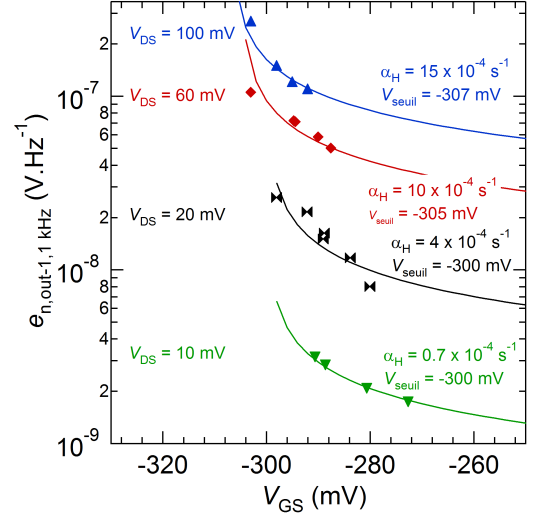


FIG. IV.54: $e_{n,out,1\text{ kHz}}(V_{GS})$ mesurés expérimentalement à 4.2 K (marqueurs) sur l'échantillon U102_A4; les traits pleins correspondent à l'expression IV.32 calculée avec différents paramètres.

- Pour avoir un courant d'environ 1 mA dans les 4 cas présentés, il faut appliquer une tension $V_{GS} - V_{seuil} \sim 20$ mV, conduisant à une densité de $0.35 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, c'est-à-dire une densité environ 16 fois plus faible que la densité à l'équilibre (voir page 30). Cette densité peut sembler raisonnable au regard du courant maximal délivrable par le composant.

IV.4.3.2 Évolution avec V_{DS}

Les mesures précédentes tendent à prouver que le bruit ne provient pas des contacts mais du canal. L'évolution avec la tension de grille est dans l'ensemble comprise (diminution de $e_{n,out,1/f}$ avec V_{GS}), même s'il est difficile d'ajuster proprement les courbes avec un modèle linéaire qui est probablement trop simpliste. En revanche, lorsque nous étudions le bruit en fonction de V_{DS} pour une tension de grille fixée, les résultats sont beaucoup plus simples à analyser et sont parfaitement reproductibles d'un échantillon à l'autre. À titre d'exemple, nous présentons une nouvelle fois les résultats relatifs à l'échantillon A4.

Reproductibilité Nous avons indiqué en figure IV.56 l'évolution de l'écart entre les tensions de seuil³¹ des échantillons A1 (mesures DC) et A4 (mesures *in situ* lors des mesures de bruits) en fonction du numéro de la mesure (voir figure F.7); les caractéristiques statiques de ces deux échantillons sont très similaires et justifient donc cette comparaison. Les mesures 1-9 ont été effectuées lors d'une première descente, les mesures 10-44 lors d'une deuxième. Les mesures 24-44 ont été effectuées après avoir laissé l'échantillon 24h à froid. Un shift de 25 mV s'est développé pendant ce laps de temps. Un deuxième shift est visible à partir de la mesure 31 : son apparition spontanée est accompagnée d'une légère augmentation du bruit en sortie et d'une légère dégradation de la transconductance (et donc de

³¹shift = $V_{seuil,DC} - V_{seuil,bruit}$.

G_{ext}) dans le référentiel $(V_{\text{DS}}; V_{\text{GS}})$ ³² : la gain passe de 15.2 à 10.3 entre les mesures 6 et 43. Notons enfin un dernier shift apparu lors des mesures 43 et 44.

Bruit La figure IV.55 présente l'évolution du bruit en sortie en fonction de V_{DS} pour une tension $V_{\text{GS}} = -260$ mV. Nous vérifions une relation linéaire entre le bruit en sortie et la tension drain-source :

$$\frac{\alpha_{\text{H}}}{N} = 3.3 \times 10^{-21} \quad (\text{IV.35})$$

Il est à noter que les points 43 et 44 ³³ sont légèrement plus bruyants. Cette augmentation du bruit n'est pas due au shift apparu pour ces deux mesures, puisque ce shift s'est accompagné d'une augmentation du courant I_{DS} (et donc de N). Cette évolution à plus forte tension drain-source ($\gtrsim 100$ mV) est toujours observée dans les échantillons de la couche U102 et est souvent attribuée à l'apparition de bruit génération-recombinaison. Les spectres de la figure IV.63 montrent effectivement l'apparition de bruit génération-recombinaison pour des tensions de quelques dizaines de mV, tension à mettre en perspective avec les énergies d'activations mesurées dans les 2DEG GaAlAs, de quelques dizaines de meV [203].

Nous n'avons pas d'argument décisif pour exclure une évolution du paramètre de Hooge α_{H} avec la densité de charge [182] ou V_{DS} . Néanmoins, il serait pour le moins surprenant que α_{H} et la densité évoluent significativement dans les mêmes proportions. L'augmentation linéaire du bruit en sortie en fonction de V_{DS} , conformément à la formulation de Hooge (équation IV.3), semble confirmer que N et α_{H} restent constants jusqu'à des tensions ~ 100 mV. Cela justifie *a posteriori* notre hypothèse selon laquelle la densité de charge, et donc C_{GS} , n'évoluent pas avec V_{DS} (voir IV.2).

Perspectives Ces mesures semblent donc en contradiction avec les mesures $e_{\text{n,out-1}}(V_{\text{GS}})$ précédentes qui pouvaient laisser entrevoir une évolution de α_{H} avec la tension drain-source. En réalité, l'évolution de la densité avec la tension de grille reste le point épineux de nos analyses. De plus, nous ne pouvons pas exclure une participation non négligeable des contacts, rendant l'analyse plus complexe (voir IV.4.3.4). Il est assez difficile, comme nous l'avons vu, de déduire la densité électronique d'une simple mesure capacitive. Une approche judicieuse eût été de réaliser en parallèle des croix de Hall avec une grille couvrant l'ensemble du méso, de manière à mesurer expérimentalement la variation de n_{S} avec V_{GS} [20, 84, 99, 182].

³²Si aucune forte tension n'est appliquée sur la grille, le gain $G_{\text{ext}}(I_{\text{DS}}; V_{\text{DS}})$ reste constant malgré l'apparition progressive du shift.

³³Les mesures de bruits sont effectuées dans l'ordre croissant des numéros.

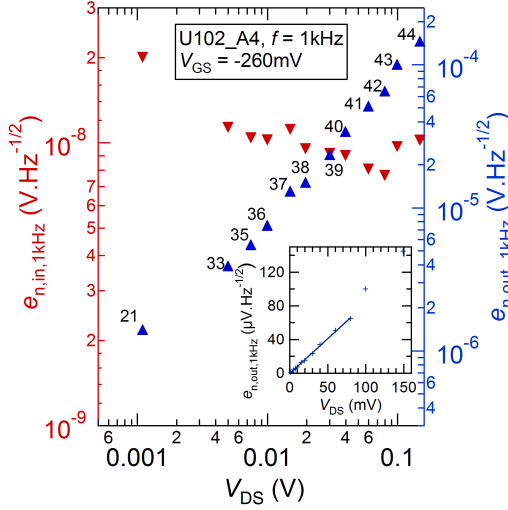


FIG. IV.55: Évolution du bruit de l'échantillon U102_A1 pour $V_{GS} = -260$ mV ; les points de polarisation (gain extrinsèque G_{ext} , courant I_{DS}) sont donnés en figure ci-contre ; $T = 4.2$ K.

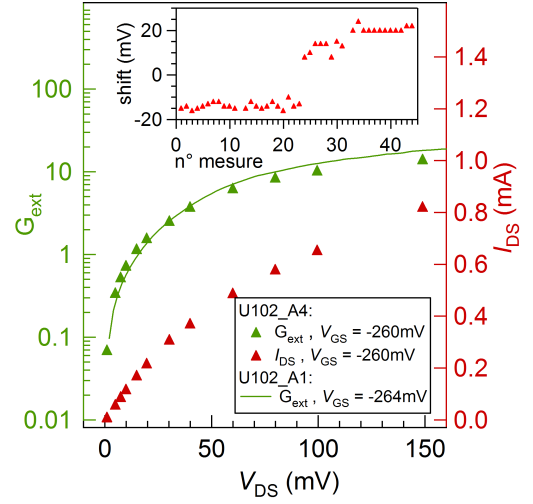


FIG. IV.56: G_{ext} et I_{DS} correspondant aux mesures de bruit de la figure ci-contre ; en trait plein G_{ext} déduit (U102_A1) ; évolution de la tension de seuil³¹ au cours du temps (entre A1_{DC} et A4_{in situ}).

IV.4.3.3 Évolution avec I_{DS} et performances

Nous avons présenté en figures IV.57, IV.58, IV.59 et IV.60 quelques mesures de bruit en fonction du courant I_{DS} pour différentes tensions V_{DS} fixées. Nous nous sommes focalisés sur des HEMT de largeur 4.55 mm et de longueur 5 μm (échantillon G3, I4 et I6) et 1 μm (échantillons A1 et A4). Ces différentes courbes illustrent la reproductibilité que nous obtenons entre les différents dispositifs. Nous observons, presque systématiquement, une décroissance du bruit $e_{n,out-1}$ avec l'augmentation du courant, conformément à la formulation de Hooge. Pour des tensions où nous avons du gain en tension ($\gtrsim 25$ mV, voir figure IV.40), nous obtenons un bruit équivalent à l'entrée optimal pour un courant proche de 1 mA. L'échantillon G3 est l'échantillon qui a présenté les meilleures performances équivalentes à l'entrée, en raison d'un gain extrinsèque plus important. Nous obtenons ainsi un bruit en tension équivalent à l'entrée de $1.2 \text{ nV}/\sqrt{Hz}$ à 1 kHz, $0.13 \text{ nV}/\sqrt{Hz}$ à 100 kHz.

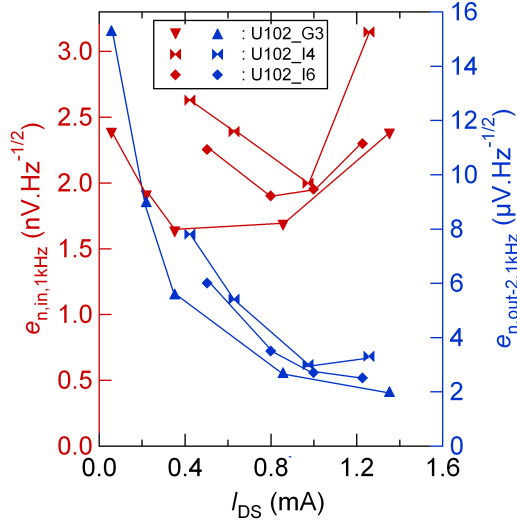


FIG. IV.57: Bruit en sortie et en entrée à 1 kHz en fonction du courant drain-source pour $V_{DS} = 20$ mV ; U102_G3, U102_I4 et U102_I6 ; $T = 4.2$ K.

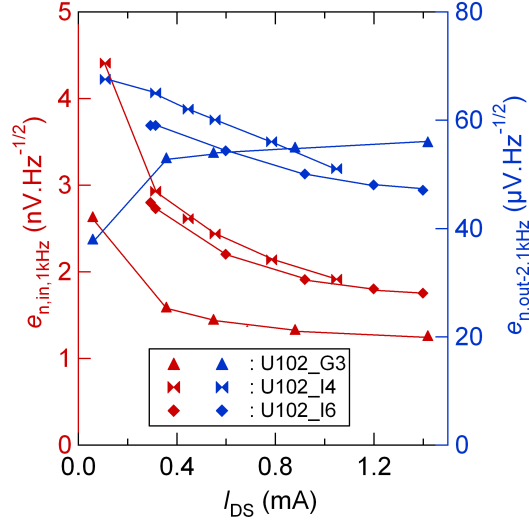


FIG. IV.58: Bruit en sortie et en entrée à 1 kHz en fonction du courant drain-source pour $V_{DS} = 100$ mV ; U102_G3, U102_I4 et U102_I6 ; $T = 4.2$ K.

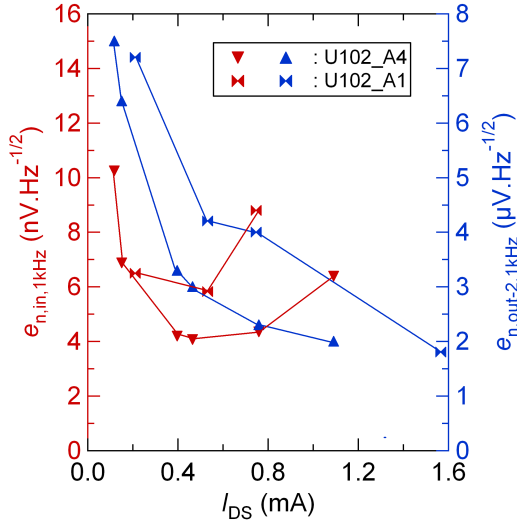


FIG. IV.59: Bruit en sortie et en entrée à 1 kHz en fonction du courant drain-source pour $V_{DS} = 10$ mV ; échantillons U102_A1, U102_A4 et U102_I6.

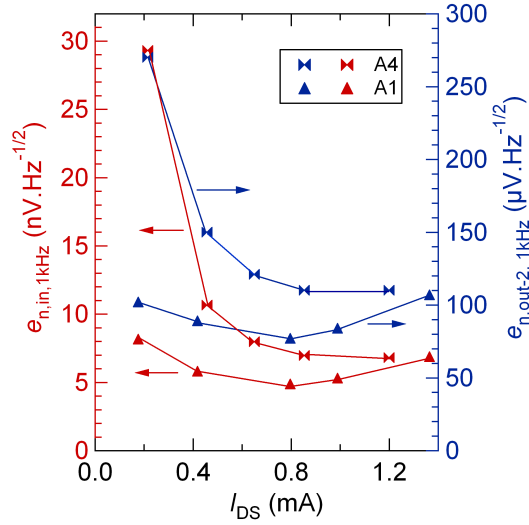


FIG. IV.60: Bruit en sortie et en entrée à 1 kHz en fonction du courant drain-source pour $V_{DS} = 100$ mV ; U102_I4 et U102_I6 ; $T = 4.2$ K.

IV.4.3.4 Influence des contacts

Quelques échantillons présentent des évolutions (à 4.2 K et 77 K) qui vont à l'encontre de tendances précédemment décrites : le bruit basse fréquence en sortie augmente avec I_{DS} , et donc avec le nombre de porteurs sous la grille, ce qui n'est pas conforme avec la loi de Hooge. Ces observations sont similaires aux observations que nous avons faites sur la couche 05No11. Les figures IV.63 et IV.64 présentent, par exemple, le bruit en sortie et le bruit équivalent à l'entrée de l'échantillon U102_J6. Quelle que soit la tension V_{DS} , les bruits

$e_{n,out}$ et $e_{n,in}$ augmentent avec I_{DS} . Comment pouvons-nous interpréter ces résultats ?

A l'exception de quelques échantillons qui ont des courants de fuite de quelques pA seulement, la majorité des HEMT de la couche U102 présente des courants I_{GS} de quelques centaines de pA aux points de polarisation qui nous intéressent. Ce courant de fuite serait-il à l'origine d'un fort bruit en courant basse fréquence ? C'est une piste pour le moins suspecte car I_{GS} baisse quand on augmente le courant drain-source (V_{DS} fixé). Nous pouvons également invoquer les contacts ohmiques qui présenteraient une fine barrière de potentiel à l'origine d'un bruit de grenaille $\sqrt{2qI_{GS}}$ suffisamment important pour que son expression aux bornes de la résistance de sortie du montage conduise au bruit en tension mesuré ; conformément à cette idée, nous avons indiqué, sur la figure IV.63, le bruit en tension qui en résulterait aux bornes d'une résistance de $1\text{ k}\Omega$: cela reste insuffisant. En outre, les spectres de bruit montrent clairement la présence de bruit génération-recombinaison. Notons au passage que nous observons systématiquement du bruit génération-recombinaison à fort V_{DS} (60 et 100 mV sur la courbe) alors que les spectres à plus faibles tensions ne semblent présenter qu'une composante $1/f$.

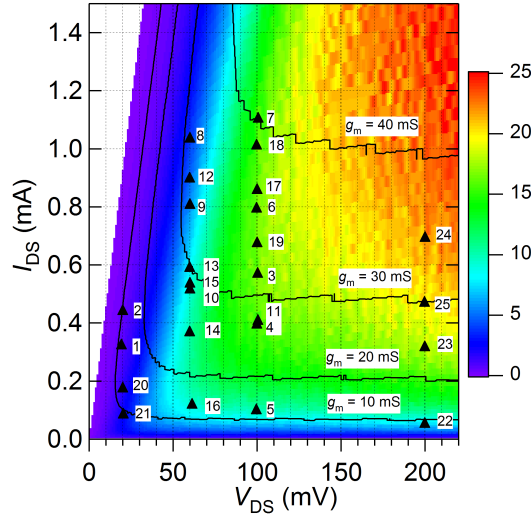


FIG. IV.61: G_{ext} ($R_L = 1\text{ k}\Omega$) en fonction de I_{DS} et de V_{DS} - les triangles représentent les points de polarisation choisis pour les mesures de bruit (les points [1;10] et [11;25] ont été effectués lors de deux descentes différentes avec $V_{GS} = 0\text{ mV}$ et $V_{GS} = -400\text{ mV}$); les numéros indiquent également l'ordre dans lequel les mesures ont été effectuées; U102_J6.

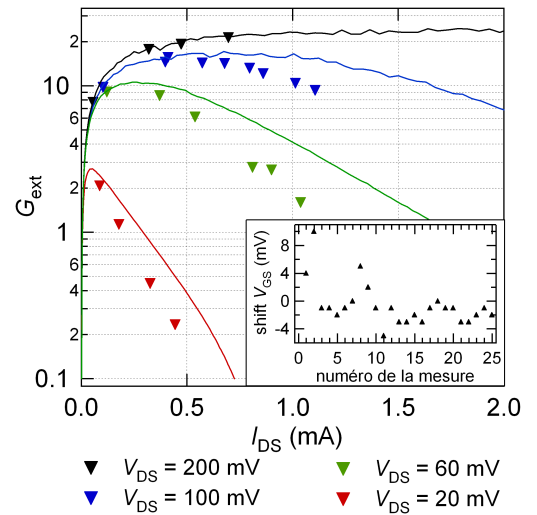
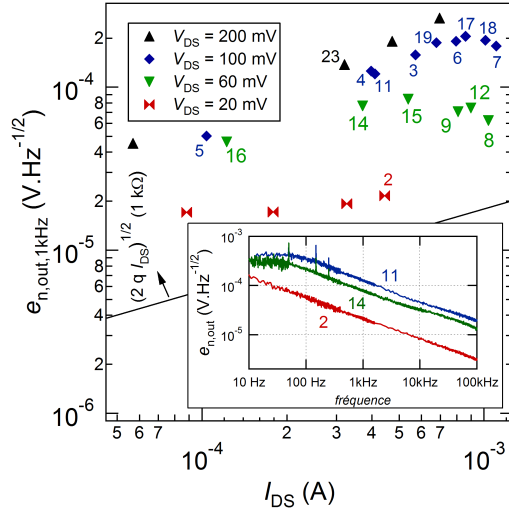
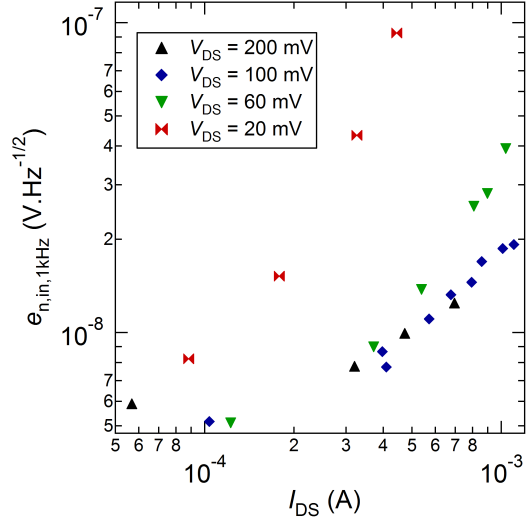


FIG. IV.62: En trait plein : G_{ext} déduit des mesures DC (polarisation ($V_{DS}; V_{GS}$)); les triangles : mesures directes de G_{ext} lors des mesures de bruit; U102_J6; Shift (par rapport au courant I_{DS}) entre les mesures de bruit et les mesures DC ($V_{GS,bruit} - V_{GS,DC}$); précision à 1 mV (pas des mesures DC); U102_J6.

Il est donc tout à fait possible que le bruit $e_{n,out}$, même lorsqu'il décroît avec I_{DS} , résulte de deux composantes distinctes, l'une liée au canal, l'autre aux résistances d'accès. Par ailleurs, les quelques échantillons qui présentaient une augmentation de $e_{n,out-1}$ avec I_{DS} étaient principalement ceux qui présentaient les plus fortes résistances d'accès.


 FIG. IV.63: $e_{n,out-2}$ à 1 kHz en fonction du courant drain-source ; U102_J6

 FIG. IV.64: $e_{n,in}$ à 1 kHz en fonction du courant drain-source ; U102_J6

IV.4.3.5 Variation de $e_{n,in}^2(I_{DS}/g_m^2)$

Une tentative de modélisation Ci-dessous est rappelé un raisonnement [170, 177, 195] qui permet de relier le bruit équivalent à l'entrée $e_{n,in}$ en fonction de grandeurs mesurables en régime ohmique et qui a permis d'expliquer le bruit dans les PHEMT [195].

Selon la formule de Hooge, la densité spectrale de bruit en courant dans le canal est donnée par :

$$\frac{i_n^2}{I_{DS}^2} = \frac{\alpha_H}{N f} \quad (\text{IV.36})$$

La relation entre le bruit en tension équivalent à l'entrée et le bruit dans le canal est par définition :

$$e_{n,in} = g_m i_n \quad (\text{IV.37})$$

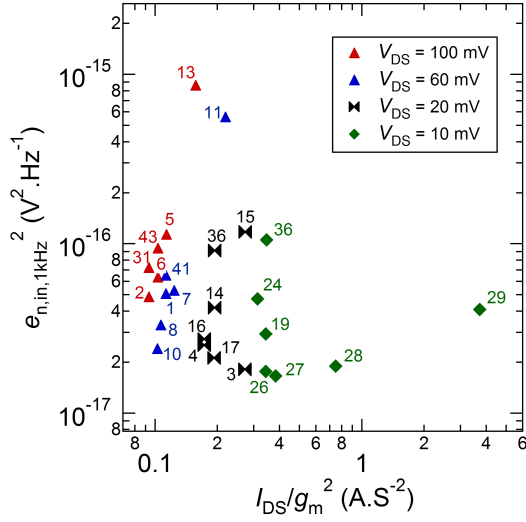
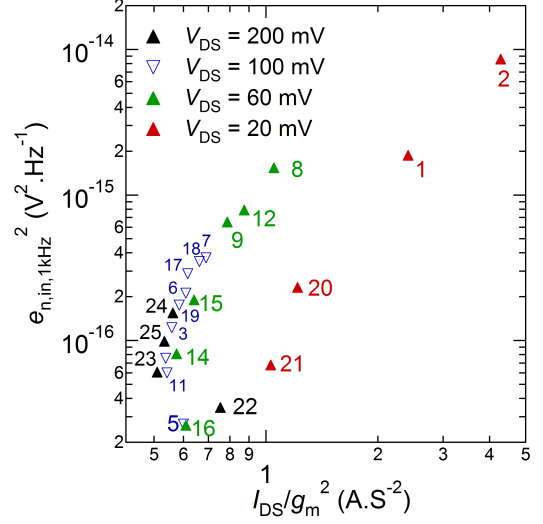
Le nombre de porteurs N sous la grille est particulièrement délicat à déterminer. Pour l'estimer, nous supposons, conformément à une approche diffusive (conservation du courant le long du canal), que nous pouvons relier cette quantité au courant drain-source et à la vitesse moyenne des électrons $\bar{v}_e$:

$$I_{DS} = \frac{q N \bar{v}_e}{L_{G,eff}} \quad (\text{IV.38})$$

où $L_{G,eff}$ est la longueur effective du canal. Dans nos transistors de grande longueur, nous pouvons très probablement supposer $L_{G,eff} = L_G$. À partir des expressions précédentes, nous pouvons récrire l'équation IV.36 ainsi :

$$e_{n,in}^2 = \frac{q \alpha_H \bar{v}_e}{L_G f} \frac{I_{DS}}{g_m^2} \quad (\text{IV.39})$$

En régime de mobilité, nous pouvons relier la mobilité au champ électrique. Nous pouvons récrire l'expression IV.39 sous une forme où seuls des paramètres mesurables interviennent :

FIG. IV.65: U102_A4; $T = 4.2$ K.FIG. IV.66: U102_J6; $T = 4.2$ K.

$$e_{n,in}^2 = \frac{q \mu \alpha_H I_{DS} V_{DS}}{L_G^2 g_m^2 f} \quad (\text{IV.40})$$

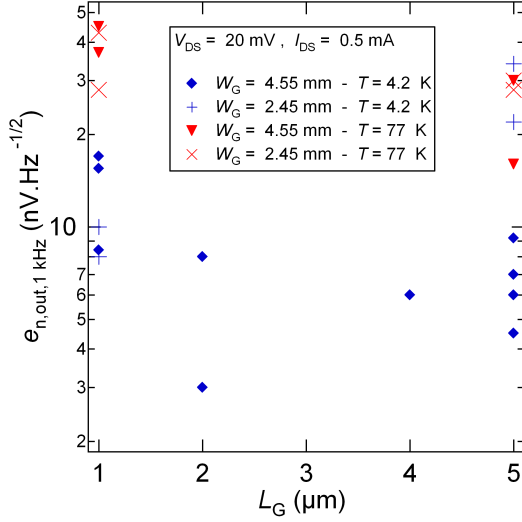
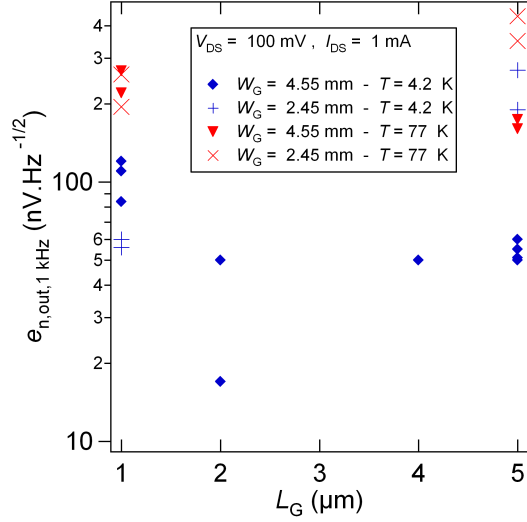
Mise à l'épreuve de cette formulation Tout échantillon mesuré a été caractérisé, au préalable, par des mesures DC, de sorte que nous avons facilement accès aux paramètres DC en fonction de $(I_{DS}; V_{DS})$. Nous pouvons ainsi extraire automatiquement les courbes $e_{n,in}^2 = g(I_{DS}/g_m^2)$ de nos mesures. Nous avons représenté en figures IV.65 et IV.66 quelques exemples relatifs à l'échantillon U102_A4. En raison des très faibles variations de I_{DS}/g_m^2 avec I_{DS} (voir figure IV.31), il est difficile de retrouver précisément les faibles évolutions de cette quantité à partir de nos mesures de bruit. L'échantillon J6 (figure IV.66) semblerait présenter des allures correctes alors même que le bruit doit provenir des contacts : l'analyse de cette formule est donc particulièrement délicate...

IV.4.3.6 Évolution avec C_{GS} et la température

Bruit en sortie L'origine du bruit est également accessible en faisant varier la géométrie de l'échantillon. Si nous négligeons les résistances d'accès et considérons le modèle diffusif simple (équation IV.26), pour un couple $(I_{DS}; V_{DS})$ fixé, le nombre de porteurs sous la grille est proportionnel à

- L_G^2 en régime ohmique (indépendant de W_G)
- $L_G^{3/2}$ et $W_G^{1/2}$ en régime de saturation

La prise en compte des résistances d'accès, l'évolution plus complexe entre la mobilité et la densité [182] peuvent rendre les dépendances différentes entre le bruit mesuré en sortie et les paramètres géométriques. De plus, pour plus de sécurité quant à la reproductibilité en fonction de la position sur le wafer, nous n'aurions pas dû réaliser tous les transistors de même géométrie dans une même partie du wafer. Nous avons, par exemple, noté que les échantillons de type J étaient globalement plus résistifs et présentaient une augmentation du bruit avec I_{DS} . Malgré ces difficultés, nous avons tracé, en figures IV.67 et IV.68, le bruit de différents échantillons en fonction de la longueur de grille à 4.2 K et 77 K. Nous pouvons faire les remarques suivantes :


 FIG. IV.67: Bruit en sortie à 1 kHz en fonction de L_G .

 FIG. IV.68: Bruit en sortie à 1 kHz en fonction de L_G .

- À l'exception des points relatifs aux largeurs 2.45 mm et longueur 5 μm (échantillons type *J* évoqués plus haut), la diminution du bruit $e_{n,\text{out}-2}$ avec la longueur du bruit en sortie est confirmée en régime ohmique (figure IV.67) et en régime de saturation (figure IV.68).
- Les échantillons de 1 μm semblent confirmer le fait que le bruit ne dépend pas de la largeur ; les échantillons de 5 μm de long sont certainement plus complexes à analyser en raison des remarques précédentes à propos de la série J.
- le bruit $1/f$ à 77 K est entre 2 et 4 fois plus important que le bruit à 4.2 K ; le gain extrinsèque étant à peu près similaire (voir page 128), le bruit équivalent à l'entrée à 77 K est environ 2-4 fois plus important par rapport au bruit équivalent à l'entrée à 4.2 K ; cette très faible variation avec la température ne nous autorise pas à espérer une amélioration significative des performances à plus basse température (< 4.2 K)
- la reproductibilité des mesures est meilleure pour les échantillons de grande longueur de grille.

Bruit équivalent en entrée Nous avons tracé, en figure IV.70, les meilleures performances équivalentes à l'entrée obtenues sur différents échantillons. Le point de polarisation optimal peut varier significativement entre les différents HEMT : $I_{\text{DS}} \in [0.7 \text{ mA} ; 1.2 \text{ mA}]$ et $V_{\text{DS}} \in [60 \text{ mV} ; 100 \text{ mV}]$. Par conséquent le gain G_{ext} , outre le fait qu'il est intrinsèquement dépendant de la géométrie, n'est pas constant mais reste toujours important ($\in [10; 25]$). La puissance de dissipation change également légèrement entre ces points ($P \sim 80 \mu\text{W}$). Ces résultats montrent clairement l'intérêt d'augmenter la longueur de grille pour diminuer le bruit équivalent à l'entrée. Cette amélioration repose à la fois sur la réduction du bruit en sortie (augmentation du nombre de porteurs sous la grille) mais également sur l'augmentation du gain extrinsèque (meilleure saturation des composants longs).

IV.4.3.7 Origine du bruit

Le bruit basse fréquence dans les hétérostructures GaAlAs/GaAs a une longue histoire et continue de susciter un intérêt important pour mieux en saisir l'origine [204, 205]. Les

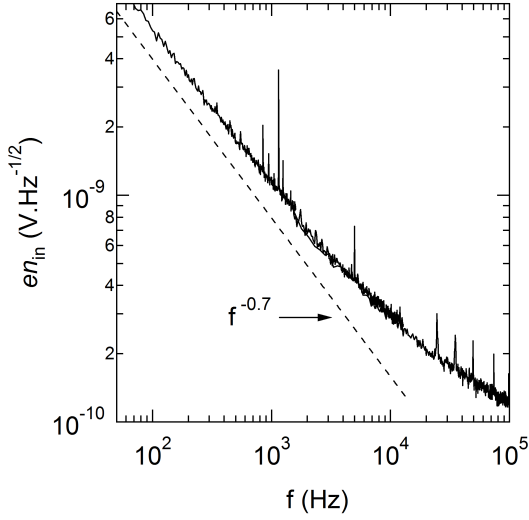


FIG. IV.69: Spectre de bruit équivalent à l'entrée, $G_{\text{ext}} = 26$, $I_{\text{DS}} = 1.4$ mA, $V_{\text{DS}} = 60$ mV ; U102_G3.

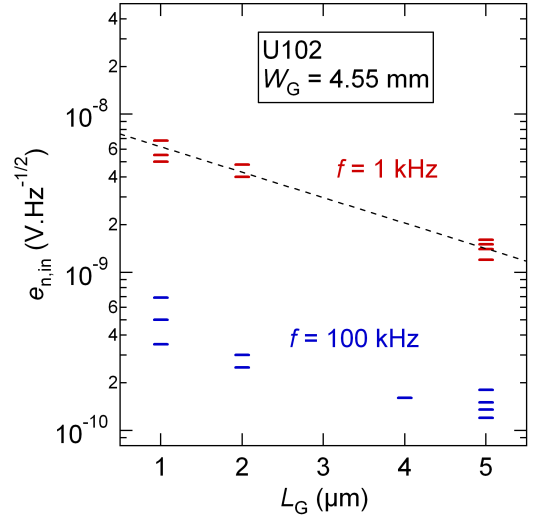


FIG. IV.70: Meilleures performances de différents échantillons en fonction de L_G ; $I_{\text{DS}} \sim 1$ mA et $V_{\text{DS}} \sim 60$ mV ; 4.2 K.

études des caractéristiques DC des QPC et des HEMT nous ont montré le rôle central joué par le plan de dopage lors de la polarisation des grilles lors du refroidissement. De nombreux travaux se sont attachés à mesurer l'énergie d'activation des pièges à l'origine de bruit génération-recombinaison [170, 173, 176, 177, 194, 203, 204, 205]. Ces énergies d'activation sont le plus souvent reliées au niveau des centres DX situés dans le plan de dopage δ [171, 173] (voir figure I.5 page 19). Les travaux de Kurdak et al. [186] relient les fluctuations de dopage à l'origine de bruit télégraphique dans les QPC et la densité de pièges nécessaires à l'obtention d'un bruit $\sim 1/f$: les résultats sont concordants.

IV.4.3.8 Bruit en courant

Nous n'avons pas caractérisé le bruit en courant de nos transistors, ce qui constitue une faiblesse importante dans l'étude et ce qui nous empêche de tracer avec certitude la figure de bruit du HEMT. En revanche, nous avons mesuré précisément les courants de fuite à travers la grille (Keithley 6430). Le courant de fuite à travers l'hétérostructure n'est pas reproductible d'un échantillon à l'autre : il varie entre 1 et plusieurs centaines de pA au point de fonctionnement optimal décrit plus haut ; en revanche, il reste stable entre différentes descentes en température. Nous avons également indiqué qu'une polarisation lors de la descente permet de le réduire à des valeurs inférieures à 0.1 pA : le bruit de grenaille associé à I_{GS} peut donc être réduit à des valeurs inférieures à $0.2 \text{ fA}/\sqrt{Hz}$. Néanmoins, nous ne pouvons faire l'économie d'une caractérisation plus précise du bruit en courant qui doit très probablement comporter une composante $1/f^\gamma$ [189, 213]. À titre de comparaison, nous pouvons mentionner la caractérisation précise du bruit en courant des JFET qui a mis en évidence un comportement $1/f$ avec une fréquence de coude située vers 1 kHz [175] ; les JFET actuellement utilisés dans EDELWEISS (voir note 1 page 149) présentent également un comportement $\sim 1/\sqrt{f}$ [209] ($I_{\text{GS-JFET}} \sim 1$ pA).

IV.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les performances des HEMT fabriqués à partir d'hétérostructures épitaxiées au laboratoire ; ces performances ont été sensiblement améliorées par rapport aux précédents échantillons [191, 197]. À l'époque, sur une hétérostructure pseudomorphique de la société *Picogiga*³⁴, un bruit en tension $e_{n,in}$ de $2.6 \text{ nV}/\sqrt{Hz}$ à 1 kHz et $0.3 \text{ nV}/\sqrt{Hz}$ à 100 kHz avait été obtenu avec une capacité C_{GS} d'environ 40 pF à un point de polarisation $P = 2 \text{ mA} \times 300 \text{ mV} = 600 \text{ } \mu\text{W}$. Le meilleur échantillon que nous avons obtenu présentait un bruit de $1.2 \text{ nV}/\sqrt{Hz}$ à 1 kHz et $0.13 \text{ nV}/\sqrt{Hz}$ à 100 kHz (voir figure IV.69) avec une capacité probable de $\sim 60 \text{ pF}$; ces performances sont obtenues pour un courant de 1.4 mA et une tension V_{DS} de 60 mV correspondant à une puissance de consommation beaucoup plus faible ($P = 84 \text{ } \mu\text{W}$).

Les espoirs initialement placés dans la réalisation de HEMT basés sur un 2DEG à très haute mobilité peuvent paraître déçus, puisque le rapport entre les mobilités ne se transpose malheureusement pas dans le rapport du bruit en sortie... L'étude des QPC a mis en évidence qu'un transport balistique n'était pas exempt de bruit $1/f$. De plus, le transistor fonctionne à très faible densité électronique (voir figure IV.4 et IV.5), densité qui conduit à une mobilité largement réduite et probablement peu différente de la mobilité des premiers PHEMT réalisés au laboratoire : le transistor fonctionne en régime diffusif. Ensuite, les fortes mobilités obtenues au LPN s'expliquent en grande partie par l'obtention de très faible densité résiduelle dans le buffer GaAs ; or, nous avons mentionné quelques références qui montrent que le bruit vient principalement de l'interaction des électrons avec le plan de dopage, dont nous avons par ailleurs montré le rôle très actif lors de la mise à froid du composant (V_{pol}). Enfin, le bruit dans les contacts n'est pas totalement négligeable (difficulté de vérifier la loi présentée en IV.4.3.5, augmentation parfois de $e_{n,out}$ avec I_{DS} sur les quelques échantillons de fortes résistances d'accès...).

Les performances des futurs HEMT du LPN pourront probablement être améliorées, en utilisant un taux d'aluminium moins important pour éviter les centres DX, source de bruit $1/f$. Si le courant de fuite devenait alors trop important, la polarisation lors du refroidissement permettrait de l'annuler.

³⁴ $\mu_e = 10 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{V/s}$, $n_s = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $W_G = 4 \text{ mm}$, $L_G = 4 \text{ } \mu\text{m}$.

Chapitre V

Préamplificateur de charge

Contrairement aux trois précédents chapitres, nous ne présentons pas ici de résultats expérimentaux. Nous détaillons simplement les performances potentielles des HEMT utilisés en étage d'entrée d'un préamplificateur de charge tel qu'il est conçu au sein de l'expérience EDELWEISS (voir chapitre I). Cet exemple d'architecture illustre l'intérêt, à bruit équivalent, de disposer d'une électronique plus proche du détecteur pour augmenter le rapport signal/bruit. Nous avons jugé utile de présenter les calculs qui aboutissent à des formules analytiques simples qui permettent de saisir aisément l'ensemble des contributions des différentes sources de bruits du préamplificateur de charge.

V.1 Fonctionnement

Principe En introduction, nous avons brièvement présenté la nécessité, pour EDELWEISS, de mesurer non seulement l'élévation de température, mais également la charge déposée par l'interaction d'un WIMP. Cette double mesure (voie ionisation et voie chaleur) permet de discriminer les gammas d'un côté, des WIMP et neutrons de l'autre [3]. Pour compter le nombre de paires électrons-trous créées dans le cristal de germanium, des électrodes polarisées en tension sont déposées à la surface du détecteur ; ces charges vont être « récupérées » et stockées, le temps de la mesure, sur une capacité de valeur connue ; la mesure de la tension à ces bornes permettra d'en déduire la charge. Un tel circuit électronique est dénommé « préamplificateur de charge ».

Schéma électronique Nous avons représenté en figure V.1 l'amplificateur de charge tel qu'il est actuellement conçu sur l'expérience. Nous y avons indiqué quelques valeurs caractéristiques de chaque élément intervenant dans le montage ; nous avons simplement remplacé le premier étage d'amplification, actuellement réalisé avec un JFET¹ placé à 150 K, par un étage d'entrée fictif utilisant un HEMT à 4.2 K. La capacité C_T joue un rôle déterminant dans le rapport signal/bruit comme nous le verrons plus loin. L'intérêt du HEMT, à performances égales, est donc de réduire la capacité $C_{\text{câbles}}$ en plaçant ce premier étage d'amplification au plus près du détecteur². Actuellement, avec l'utilisation du JFET, cette capacité est de l'ordre de 30 pF (utilisation de câbles AXON 20 pF/m) ; nous nous autorisons ici une réduction de 20 pF pour évaluer les performances du HEMT.

¹IF1320 de la société *InterFET Corporation*.

²De plus, les capacités d'interconnexions des différents écrans thermiques (1 K, 4.2 K...) sont supprimées.

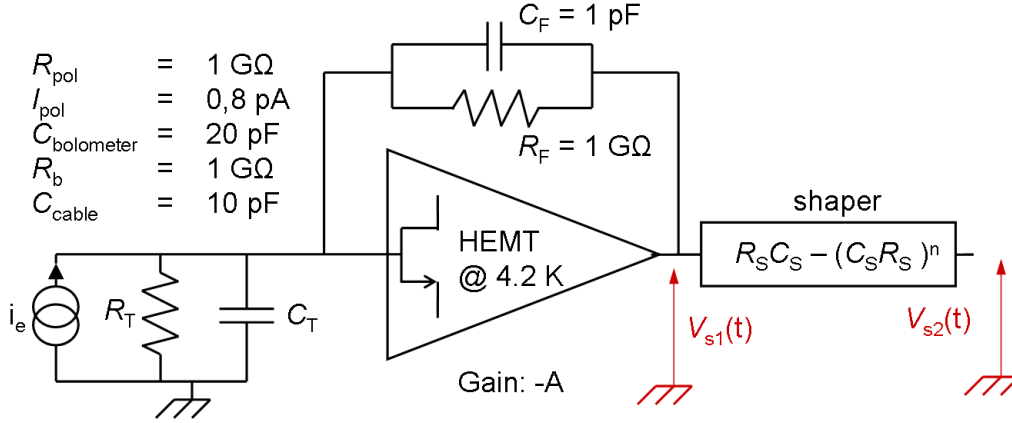


FIG. V.1: Amplificateur de charge : il est indiqué des valeurs typiques correspondant à EDELWEISS en prenant néanmoins une capacité de câble $C_{\text{câbles}} = 10 \text{ pF}$ seulement ; un filtre semi-gaussien permet d'estimer les performances qui seraient obtenues par une analyse numérique précise.

De plus, comme il le fut observé au lancement d'EDELWEISS II, des bruits microphoniques peuvent altérer les performances théoriques du système. Le HEMT, plus proche du détecteur, permettrait probablement de s'en affranchir plus facilement.

La résistance R_T regroupe l'ensemble des impédances réelles en entrée du préamplificateur ; nous définissons, de la même manière, C_T , la capacité équivalente (système bouclé)   l'entrée du préamplificateur de charge :

$$\begin{aligned}
 R_T &= R_{\text{HEMT}} // R_{\text{bolometer}} // R_{\text{pol}} \\
 C_T &= C_{\text{GS}} + C_{\text{bolometer}} + C_{\text{cable}}
 \end{aligned}
 \tag{V.1}$$

Notons que le système est bouclé. Les charges vont donc se déposer non seulement sur les capacités parasites d'entrée mais également sur C_F qui va jouer le rôle de la capacité de mesure : cette stratégie permet de s'affranchir de la capacité parasite C_T dont on connaît mal les fluctuations au cours du temps. La mesure de la charge, et donc de l'énergie de la particule incidente, serait beaucoup trop imprécise. Notons enfin la présence de la résistance R_F qui permet de réinitialiser le système en déchargeant, lentement, C_F .

Définitions Nous définissons ici quelques grandeurs qui seront utiles dans les développements du chapitre. Le transistor est caractérisé par un courant de fuite I_{GS} et par un bruit en tension équivalent à l'entrée :

$$e_{\text{n,in-HEMT}}^2 = e_{\text{n,in-HEMT-1/f}}^2 + e_{\text{n,in-HEMT-blanc}}^2 = \frac{A_f}{f} + e_{\text{n,in-HEMT-blanc}}^2
 \tag{V.2}$$

Nous définissons également l'impédance Z_T associée aux éléments d'entrée :

$$Z_T = R_T // \frac{1}{j C_T \omega}
 \tag{V.3}$$

Nous définissons, de la même manière, l'impédance Z_F relative aux éléments de la contre-réaction.

$$Z_F = R_F // \frac{1}{j C_F \omega}
 \tag{V.4}$$

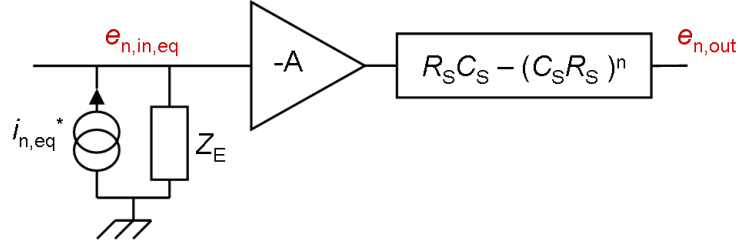


FIG. V.2: Schéma électrique équivalent de l'amplificateur de charge (figure V.1).

Enfin, nous définissons l'impédance équivalente Z_E en entrée (voir figure V.2) où l'impédance de contre-réaction Z_F est divisé par $1 - (-A)$ (effet Miller) :

$$\begin{aligned} Z_E &= Z_T // \frac{Z_F}{1 + A} \\ &= R_E // \frac{1}{j C_E \omega} \end{aligned} \quad (V.5)$$

où

$$\begin{aligned} C_E &= (1 + A) C_F + C_T \\ R_E &= \frac{R_T R_F}{R_F + (1 + A) R_T} \end{aligned} \quad (V.6)$$

V.2 Mise en équation

V.2.1 Sans Shaper

V.2.1.1 Signal utile

Nous pouvons approcher mathématiquement la création spontanée de paires électrons-trous dans le détecteur par une impulsion de courant à $t = 0$: $i_e = Q\delta(t)$. La transformée de Laplace de ce signal temporel est $I_e(p) = Q$ ³. La fonction de transfert $V_{s1}(p)/I_e(p)$ est donc simplement :

$$\frac{V_{s1}(p)}{I_e(p)} = \frac{-A}{\frac{1}{R_T} + \frac{1+A}{R_F} + (C_T + (1+A)C_F)p} \quad (V.7)$$

A ce stade, nous pouvons donner l'évolution temporelle du signal en sortie $V_{s1}(t)$:

$$V_{s1}(t) = \frac{-AQ}{C_E} e^{-t/\tau_E} \quad \text{avec} \quad \tau_E = R_E C_E \quad (V.8)$$

V.2.1.2 Hypothèses et simplifications

Pour évaluer les performances du HEMT, nous supposons que l'amplificateur dont il est l'étage d'entrée, a un gain $A = 1000 \gg 1$. De plus, nous supposons que le bruit de ce préamplificateur ne dépend que du premier étage, à savoir le HEMT. Ces hypothèses sont

³ $p = j\omega$

tout à fait valables dans le cas d'EDELWEISS (montage JFET). Le gain important obtenu sur les HEMT permet également d'envisager sereinement une telle électronique (formule de Friss [167]) avec l'un de nos transistors en entrée. Nous pouvons donc établir les hypothèses suivantes :

$$A \gg 1 \quad (V.9)$$

$$(1 + A) R_T \gg R_F \quad (V.10)$$

$$(1 + A) C_F \gg C_T \quad (V.11)$$

Nous pouvons ainsi simplifier l'expression de l'amplitude du signal à la sortie du pré-amplificateur de charge :

$$|V_{sl}(t)| = \frac{Q}{C_F} e^{-t/\tau_F} \quad \text{avec} \quad \tau_F = R_F C_F \quad (V.12)$$

De par la nature même du système de mesure, une bonne précision sur la charge nécessite une grande précision sur la valeur de la capacité C_E . Alors que les capacités parasites C_T peuvent fluctuer et sont moins bien maîtrisées, la capacité de contre-réaction C_F est parfaitement caractérisée. C'est la raison pour laquelle les hypothèses décrites plus hauts sont cruciales pour réaliser un amplificateur de charge stable : la mesure ne dépend que de C_F .

V.2.1.3 Sources de bruit

Bien-entendu, le signal ainsi mesuré est bruité en raison de trois sources de bruits distinctes :

- le bruit en tension et en courant du préamplificateur de charge (HEMT ou JFET)
- le bruit des différentes contributions en entrée (bruit thermique des résistances de polarisation, du bolomètre, bruit de grenaille lié au courant de polarisation I_{pol} ⁴)
- le bruit de la contre-réaction (bruit thermique de R_F).

Le bruit équivalent en tension en entrée (figure V.2) se calcule aisément [210, 211] (voir annexe E) :

$$\begin{aligned} e_{n,in,eq}^2(f) &= |Z_E|^2 i_{in,eq}^2(f) \\ &= |Z_E|^2 \left[\underbrace{2qI_{pol} + 2qI_{GS} + \frac{4k_B T}{R_F // R_T}}_{e_{n,in-//,eq}^2} + \underbrace{\frac{e_{n,in-HEMT-1/f}^2}{|Z_T // Z_F|^2}}_{e_{n,in-HEMT-1/f,eq}^2} + \underbrace{\frac{e_{n,in-HEMT-blanc}^2}{|Z_T // Z_F|^2}}_{e_{n,in-HEMT-blanc,eq}^2} \right] \quad (V.13) \end{aligned}$$

Pour améliorer le rapport signal/bruit, les analystes d'EDELWEISS appliquent des filtres numériques assez complexes [7]. Ici, nous allons simplement estimer le rapport signal/bruit en ajoutant derrière le préamplificateur de charge un shaper analogique semi-gaussien d'ordre n . Cet élément ne fait pas partie de l'expérience mais nous offre la possibilité de développer analytiquement les calculs jusqu'à leurs termes, ce que n'autorise pas l'utilisation d'un filtre carré *a priori* plus simple ; ainsi, ces calculs permettent à la fois de

⁴C'est le courant qui passe à travers R_{pol} nécessaire à la polarisation en tension du détecteur.

« simuler » la précision que nous obtiendrions en intégrant un HEMT en entrée (à la place d'un JFET), mais aussi d'appréhender l'ordre de grandeur de la bande-passante optimale utilisée par les analystes d'EDELWEISS.

V.2.2 Avec Shaper

La fonction de transfert du shaper semi-gaussien d'ordre n est :

$$H_s^n(p) = \frac{p\tau_s}{1 + \tau_s p} \frac{1}{(1 + \tau_s p)^n} \quad \text{avec} \quad \tau_s = R_s C_s \quad (\text{V.14})$$

C'est un filtre passe-bande dont les fréquences de coupures (τ_s) devront être judicieusement choisies. Nous allons en détailler la démarche dans les prochaines lignes.

V.2.2.1 Approximations

Sous les hypothèses indiquées plus haut, nous pouvons simplifier les expressions des impédances Z_T et Z_E à « haute fréquence » :

$$\left\{ \begin{array}{l} |Z_E|^2 \approx \frac{1}{A^2(2\pi C_F f)^2} \quad \text{si} \quad f \gg \frac{1}{2\pi R_F C_F} \\ |Z_T/Z_F|^2 \approx \frac{1}{(2\pi(C_F + C_T)f)^2} \quad \text{si} \quad f \gg \frac{1}{2\pi(R_T/R_F)(C_F + C_T)} \end{array} \right. \quad (\text{V.15})$$

Sans faire ces approximations, il n'est pas possible de mener un calcul analytique jusqu'à son terme. La bande passante optimale que nous établirons à la fin du raisonnement justifiera parfaitement ces simplifications.

V.2.2.2 Signal principal

La tension $V_{s2}(p)$ à la sortie du shaper lorsque qu'une charge Q arrive à l'entrée du préamplificateur à $t=0$ ($i(t) = Q\delta(t)$) :

$$\begin{aligned} V_{s2}(p) &= i_e(p) Z_E (-A) H_s^n(p) \\ &\approx Q \frac{1}{AC_F p} (-A) H_s^n(p) \\ &\approx \frac{-Q}{C_F} \frac{H_s^n(p)}{p} \end{aligned} \quad (\text{V.16})$$

Nous en déduisons la réponse temporelle (voir annexe D) :

$$V_s(t) = -\frac{Q}{n!C_F} \left(\frac{t}{\tau_s}\right)^n e^{-t/\tau_s} \quad (\text{V.17})$$

Le filtre passe-bas (shaper) atténue naturellement la réponse et diffère le maximum qui n'est plus situé à $t = 0$ (équation V.8) : les hautes fréquences sont coupées. $|V_s(t)|$ passe par un maximum pour $t = n\tau_s$. Ce maximum dépend de la charge Q injectée sur C_F :

$$|V_s^{\max}(Q)| = \frac{Q n^n}{n! C_F e^n} \quad (\text{V.18})$$

V.2.2.3 ENC et FWHM

ENC totale Les calculs suivants vont nous permettre d'estimer la charge équivalente de bruit ou ENC, en anglais. Elle correspond à la charge minimale détectable par le pré-amplificateur. La section efficace de collision des WIMP est d'autant plus importante que le WIMP est léger ; mais ces interactions génèrent naturellement un très faible nombre de paires électrons-trous, qu'il est par conséquent difficile de mesurer. L'ENC est donc un paramètre déterminant de l'expérience.

L'amplitude rms du bruit à la sortie du shaper est simplement donnée par l'expression :

$$e_{n,\text{out},\text{rms}}^2 = \int_0^{+\infty} e_{n,\text{in},\text{eq}}^2(f) A^2 |H_s^n(f)|^2 df \quad (\text{V.19})$$

Une charge sera détectable si $|V_s^{\text{max}}| > e_{n,\text{out-rms},\text{eq}}^2$. Ainsi, nous définirons le bruit équivalent en électrons (*ENC*) en divisant le bruit rms en sortie par l'expression V.18 en prenant $Q = q$:

$$ENC = \frac{e_{n,\text{out},\text{rms}}}{V_s^{\text{max}}(q)} \quad (\text{V.20})$$

Cette expression donne le nombre minimal d'électrons détectables. Trois composantes distinctes, liées aux trois sources de bruits évoquées plus haut, détériorent l'*ENC* que nous décomposons naturellement en trois parties :

$$\boxed{ENC = ENC_{//} + ENC_{\text{HEMT-1/f}} + ENC_{\text{HEMT-blanc}}} \quad (\text{V.21})$$

ENC des contributions parallèles

Le bruit rms en sortie des contributions parallèles vaut :

$$e_{n,\text{out-//},\text{rms}}^2 = \frac{A^2(2qI_{\text{pol}} + 2qI_{\text{GS}} + \frac{4k_B T}{R_T} + \frac{4k_B T}{R_F})}{(2\pi C_F)^2} \int_0^{+\infty} \left| \frac{H_s^n(f)}{f} \right|^2 df \quad (\text{V.22})$$

Les détails des calculs sont donnés en annexe D. Nous obtenons :

$$e_{n,\text{out-//},\text{rms}}^2 = \frac{A^2(2qI_{\text{pol}} + 2qI_{\text{GS}} + \frac{4k_B T}{R_T} + \frac{4k_B T}{R_F})}{C_F^2} \frac{\tau (2n)!}{2^{2n+2} (n!)^2} \quad (\text{V.23})$$

Des équations V.18 et V.20, nous en déduisons l'*ENC*_{//} :

$$\boxed{ENC_{//} = \frac{\sqrt{2qI_{\text{pol}} + 2qI_{\text{GS}} + \frac{4k_B T}{R_T} + \frac{4k_B T}{R_F}}}{q} \frac{\sqrt{(2n-1)!} e^n}{n^n 2^{n+1/2}} \sqrt{\tau_s}} \quad (\text{V.24})$$

Nous notons, ici, que pour réduire la contribution du parallèle, il faut diminuer la constante τ_s du shaper, ce qui ne sera pas le cas pour réduire la constante de temps liée au bruit du HEMT. En outre, il est important de noter que les capacités parasites n'interviennent pas dans l'expression finale.

ENC due au bruit 1/f du HEMT

Le bruit rms en sortie est donné par la relation :

$$e_{n,\text{out-HEMT-1/f,rms}}^2 = A^2 \left(\frac{C_T + C_F}{C_F} \right)^2 A_f \int_0^{+\infty} \left| \frac{H_s^n(f)^2}{f} \right| df \quad (\text{V.25})$$

Une primitive de la fonction à intégrer existe. Nous obtenons :

$$e_{n,\text{out-HEMT-1/f,rms}}^2 = A^2 \left(\frac{C_T + C_F}{C_F} \right)^2 A_f \frac{1}{2n} \quad (\text{V.26})$$

Des équations V.18 et V.20, nous en déduisons l'ENC_{HEMT,1/f} :

$$\boxed{ENC_{\text{HEMT-1/f}} = (C_T + C_F) \frac{\sqrt{A_f}}{q} \frac{n! e^n}{\sqrt{2n} n^n}} \quad (\text{V.27})$$

La contribution du bruit 1/f est donc tout à fait particulière. Elle ne dépend pas de la constante du shaper. Le bruit basse fréquence du transistor est à l'origine d'un bruit plancher en électrons incompressible en raison de sa faible évolution avec l'ordre du shaper. Nous verrons que ce bruit est, sans surprise, la contribution limitante d'un amplificateur de charge qui serait construit avec nos HEMT.

ENC due au bruit blanc du HEMT

Le bruit rms du bruit en sortie est donné par la relation :

$$e_{n,\text{out-HEMT-blanc,rms}}^2 = A^2 \left(\frac{C_T + C_F}{C_F} \right)^2 e_{n,\text{in-HEMT-blanc}}^2 \int_0^{+\infty} |H_s^n(f)^2| df \quad (\text{V.28})$$

Les détails des calculs sont donnés en annexe D. Nous obtenons :

$$e_{n,\text{out-HEMT-blanc,rms}}^2 = A^2 \left(\frac{C_T + C_F}{C_F} \right)^2 e_{n,\text{in-HEMT-blanc}}^2 \frac{n(2n-2)!}{\tau 2^{2n+1} (n!)^2} \quad (\text{V.29})$$

Des équations V.18 et V.20, nous en déduisons :

$$\boxed{ENC_{\text{HEMT-blanc}} = (C_T + C_F) \frac{e_{n,\text{in-HEMT-blanc}}}{q} \frac{\sqrt{n(2n-2)!} e^n}{\sqrt{2} (2n)^n} \frac{1}{\sqrt{\tau_s}}} \quad (\text{V.30})$$

Contrairement aux contributions du bruit parallèle, il faut augmenter la constante de temps du shaper pour réduire l'influence du bruit blanc du HEMT. Un compromis existe pour minimiser l'ENC total définissant ainsi la constante de temps τ_s optimale.

Les contributions du bruit en tension du transistor donnent un bruit équivalent à l'entrée proportionnel à $C_T + C_F$. C_F peut être diminué sans limite (sous réserve de garder l'hypothèse V.11 valide) de sorte que l'ENC ne dépende plus que de C_T . Ainsi, le rapport signal/bruit est directement proportionnel aux capacités parasites d'entrée dans un pré-amplificateur de charge. Un compromis doit donc être trouvé entre la capacité C_{GS} et le bruit basse-fréquence du HEMT.

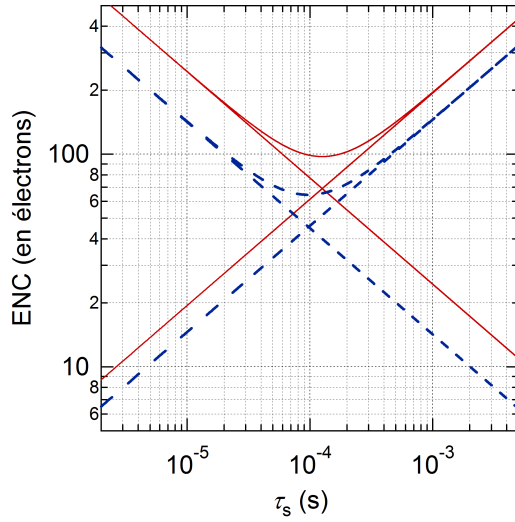


FIG. V.3: ENC avec JFET en entrée ; nous avons indiqué les calculs pour un shaper d'ordre 1 (courbes rouges pleines) et pour un shaper d'ordre 3 (tirets bleus).

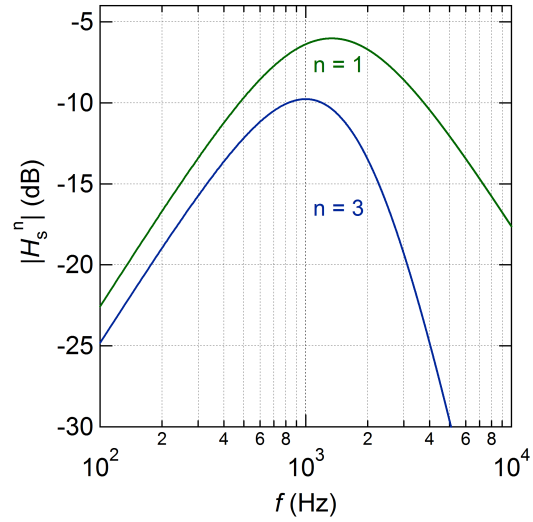


FIG. V.4: Diagramme de Bode (module) des shapers optimaux H_s^1 et H_s^3 correspondant au minimum de l' ENC : τ_s a été obtenu sur la figure V.3.

FWHM Connaissant le nombre d'électrons de bruit (ENC), nous pouvons en déduire l'énergie minimale détectable. Le facteur de conversion d'interaction dans le germanium est de 3 eV pour la création d'une paire-électron trou ; selon le critère de Rayleigh, l'énergie minimale détectable est donnée par la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la gaussienne représentative de l'énergie déposée :

$$FWMH = 2.35 \times 3 \times ENC \text{ (eV)} \quad (\text{V.31})$$

V.3 Évaluation des performances

V.3.1 JFET

Nous appliquons les calculs précédents à un JFET actuellement utilisé dans EDELWEISS pour valider nos calculs et les comparer avec les données issues des analyses complètes. L'avantage du JFET est de présenter un bruit basse-fréquence extrêmement bas en raison d'une fréquence de coude ~ 10 Hz. En revanche, le bruit blanc est assez important, de l'ordre de $1.5 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. La capacité d'entrée du JFET est estimée à 30 pF et le courant de fuite à 1 pA. Enfin, les capacités de câbles sont plus importantes : $C_{\text{câbles}} \sim 30 \text{ pF}$.

Nous avons indiqué en figure V.3 les calculs d' ENC incluant ces spécificités. Nous avons tracé, pour chaque shaper (ordre 1 et 3), les trois contributions $ENC_{//}$, $ENC_{\text{HEMT-1/f}}$ et $ENC_{\text{HEMT-blanc}}$ ainsi que l' ENC totale en fonction de la constante du shaper de manière à déterminer le τ_s optimal. Nous avons résumé dans le tableau V.3.1 les performances obtenues avec la constante de temps optimale.

La mesure de la charge, dans l'expérience EDELWEISS, est donc faite à basse fréquence. Actuellement, les analyses portent sur des plages de fréquence de $[200 \text{ Hz} ; 10 \text{ kHz}]$ ⁵, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que la simple analyse que nous avons présentée ici.

⁵La fréquence d'échantillonnage d'EDELWEISS est de 100 kHz, d'où une fréquence de coupure actuellement définie à 50 kHz.

Ordre du shaper	Bande passante (-3 dB)	$ENC^{\min}$ (électrons)	$\tau_{s,\text{optimal}}$ (μS)
1	[555 Hz ; 3220 Hz]	95	119
3	[455 Hz ; 1870 Hz]	63	92

TAB. V.1: Caractéristiques des shapers optimaux (JFET) appliqués en sortie du préamplificateur de charge.

En revanche, la résolution en énergie qui vaut environ 444 eV avec le shaper d'ordre 3 (équation V.31) est plus faible que la résolution effectivement obtenue sur EDELWEISS-II, de l'ordre de 1-2 keV. Les raisons sont certainement diverses. Nous pouvons mentionner plus par exemple l'évolution du bruit en courant des JFET en $\sim 1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Cette évolution n'a pas été prise en compte ici.

V.3.2 HEMT

V.3.2.1 Approximations et modèles

Compte tenu des remarques établies au chapitre IV relatives au bruit en courant des HEMT, les prévisions proposées sont à prendre avec beaucoup de précautions. En effet, nous allons considérer que seule la composante du bruit de grenaille, associé au courant de fuite, intervient dans le bruit en courant du transistor :

$$i_{\text{in-HEMT}} = \sqrt{2eI_{\text{GS}}} \quad (\text{V.32})$$

Les mesures de bruit reportées dans le chapitre précédent ont clairement montré la diminution du bruit avec l'augmentation de la surface de la grille, conformément à la relation de Hooge. Nous allons évaluer les performances des HEMT de largeur $W_G = 4.55 \text{ mm}$. Conformément à la figure IV.70 (page 147), nous établissons la formule empirique suivante reliant le bruit en tension et L_G :

$$\begin{aligned} e_{\text{n,in-HEMT}}^2(L_G) \text{ (nV}/\sqrt{\text{Hz}}) &= \frac{A_f}{f} + e_{\text{n,in-HEMT-blanc}}^2 \\ &= \left[9 e^{\frac{-L_G(\mu\text{m})}{2.7}} \right]^2 \frac{1000}{f \text{ (Hz)}} + 0.1^2 \end{aligned} \quad (\text{V.33})$$

Les mesures du chapitre précédent nous permettent également de proposer la relation suivante entre la capacité et la longueur de grille. Nous supposons

$$C_{\text{GS}}(L_G) \text{ (pF)} = 35 \frac{5}{L_G(\mu\text{m})} \quad (\text{V.34})$$

Nous prenons en compte un courant de fuite de 1 pA et supposons qu'une électronique appropriée placée derrière le HEMT n'apporte aucune contribution supplémentaire au bruit tout en offrant un gain $A \gg 1$.

V.3.2.2 Résultats

Nous intégrons ces équations dans le calcul d' ENC , en tenant compte de la réduction de la capacité des coax ($C_{\text{câbles}} = 10 \text{ pF}$). La figure V.5 montre que le bruit $1/f$, s'il est sans

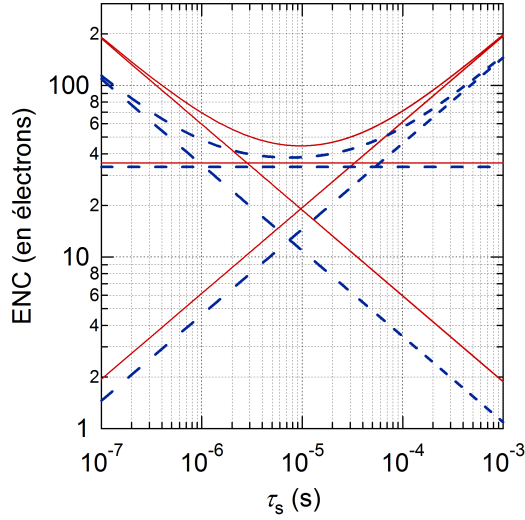


FIG. V.5: ENC avec un HEMT en entrée ($L_G = 5 \mu\text{m}$) calculé avec un shaper d'ordre 1 (courbes rouges pleines) et pour un shaper d'ordre 3 (tirets bleus).

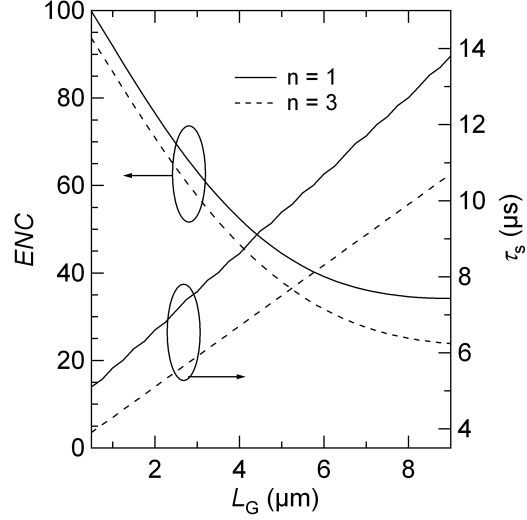


FIG. V.6: ENC en fonction de la longueur de grille obtenu à l'aide des modèles empiriques présentés plus haut (équations V.33 et V.34).

surprise la composante limitante de l' ENC , peut être en partie compensé en analysant le signal à plus haute fréquence, profitant ainsi des performances exceptionnelles, en terme de bruit blanc, de la technologie HEMT (voir tableau V.2). L'augmentation de l'ordre du shaper apporte peu d'améliorations, conformément à l'évolution du terme en n dans $ENC_{\text{HEMT},1/f}$ (équation V.27) ; ce n'était pas le cas avec un JFET, dont l' ENC est dominé par les composantes parallèles et le bruit blanc du transistor d'entrée.

Nous traçons en figure V.6 l' $ENC^{\min}$ en fonction de la longueur de grille, de manière à déterminer le meilleur compromis entre le bruit en tension du transistor et sa capacité d'entrée. Il apparaît qu'il est plus intéressant d'augmenter la surface de la grille pour diminuer le bruit en tension basse fréquence, au mépris de l'augmentation de la capacité d'entrée. Ces estimations sont peut-être décevantes pour le lecteur en raison de la mauvaise modélisation du bruit en courant ; mais elles offrent néanmoins une borne inférieure obtenue avec les HEMT fabriqués lors de cette thèse, supposant que la relation V.33 reste vraie pour des longueurs de grille $> 5 \mu\text{m}$.

Ordre du shaper	Bande passante (-3 dB)	$ENC^{\min}$ (électrons)	$\tau_{s,\text{optimal}}$ (μs)
1	[6.8 kHz ; 39.5 kHz]	44.5	9.7
3	[5.5 kHz ; 22.9 kHz]	38	7.5

TAB. V.2: Caractéristiques des shapers optimaux (HEMT, $L_G = 5 \mu\text{m}$) appliqués en sortie du préamplificateur de charge.

V.4 Conclusion

Les calculs présentés dans ce chapitre, s'ils sont rigoureux et permettent de bien appréhender l'architecture de la voie ionisation d'EDELWEISS (JFET), doivent être pris avec

beaucoup de précaution. Nous n'avons pas caractérisé suffisamment le bruit en courant pour prendre en compte les subtilités liées au passage du courant de fuite à travers l'hétérostructure à l'origine, peut-être, de bruit $1/f^\gamma$ important et ce, même pour de très faibles courants de fuite. Néanmoins, ce chapitre montre que les performances des HEMT, au prix d'une capacité C_{GS} très élevée, peuvent concurrencer les JFET. L'ENC serait deux fois plus faible. Pour cela, les analyses devraient être menées à plus haute fréquence.

Les mauvaises performances du JFET en terme de bruit blanc empêchent son utilisation à haute fréquence. Les événements de surface sont à l'origine d'une des difficultés majeures d'EDELWEISS et de l'ensemble des expériences de recherche de matière noire. Ces événements ont pour conséquence de créer des signaux sur la voie ionisation qui pourraient être interprétés à tort comme la signature de l'interaction d'un WIMP. Leur origine est principalement due au dépôt de radon à la surface du détecteur (Navick [220]). D'autre part, des interactions ayant lieu près de la surface du bolomètre peuvent conduire à une collecte incomplète de la charge. Ces deux types d'événements de surface sont, par leur nature même, peu maîtrisés ; compte tenu du très faible taux d'interaction de WIMP attendu [6, 7], des stratégies doivent être mises en place pour les repérer [220]. L'idée avait été émise de déterminer la position de l'impact de la particule dans le bolomètre en analysant le front de montée du signal « ionisation » (équation V.18) pour espérer repérer une cassure liée à la différence de vitesse de dérive entre les électrons et les trous ; une électronique haute fréquence bas-bruit aurait été indispensable dans cette optique. Notons qu'à l'heure actuelle, une technique basée sur des électrodes interdigitées a donné de premiers résultats très prometteurs (A. Broniatowski, X. Defay et al. [220]).

Conclusion et perspectives

L'histoire des semi-conducteurs est jalonnée de succès tant au niveau de la description physique des composants (physique du solide), que de leur réalisation (technologie) ou de leur mise en œuvre (architecture). Elle nous enseigne également que les impossibilités d'une époque sont devenues les standards de la décennie suivante. Ce contexte flatteur nous autorise à croire en des réalisations futures aujourd'hui inaccessibles. La cryoélectronique, dont nous avons rappelé les enjeux en astrophysique et physique des particules, n'échappe pas à cette effervescence : pour améliorer la résolution globale des systèmes de mesure, une électronique moins bruyante, stable et plus proche du détecteur doit être développée. Face à cet objectif général et ambitieux, nous avons plus modestement exploité, dans ce travail, les performances d'un matériau bien connu et technologiquement maîtrisé depuis le début des années 1980 : le gaz d'électrons bidimensionnel d'arséniure de gallium. Nous avons pu significativement améliorer les performances de deux types de composants : les Contacts Ponctuels Quantiques (ou QPC en anglais) et les transistors à haute mobilité électronique (ou HEMT en anglais).

QPC Dans un premier temps (chapitre III), nous nous sommes intéressés aux QPC. Nous avons pu utiliser cette structure pour réaliser un transistor balistique quantique (gain >1) en nous appuyant sur un phénomène issu de la physique mésoscopique : la quantification de la conductance. L'application du formalisme de Landauer-Büttiker, couplée à l'approximation parabolique du potentiel induit dans la constriction, mène à quelques formules analytiques qui décrivent parfaitement le composant ; en outre, cette approche permet de mettre en lumière des phénomènes plus complexes liés à la réponse du 2DEG au potentiel appliqué sur les grilles. L'écrantage est ainsi mis en évidence près de la tension de seuil où le couplage entre les grilles et le potentiel dans la constriction (paramètre β) est plus efficace en l'absence d'électrons ; nous avons également déduit de ces mesures de conductance que la courbure longitudinale ω_x ne dépendait pas de la longueur du QPC (entre 70 et 400 nm), illustrant une nouvelle fois l'influence du 2DEG qui atténue les différences géométriques du canal 1D ; une évolution de la courbure longitudinale ($\hbar\omega_x$) entre les deux premiers pics de transconductance est suspectée sans pouvoir totalement s'en assurer compte tenu des faibles (mais néanmoins systématiques) variations observées et des fortes approximations utilisées. Ces fortes approximations ne nous autorisent pas non plus à conclure sur l'évolution du couplage entre V_{DS} et le potentiel du canal (paramètre α) avec les tensions de polarisation. Néanmoins, nous avons jugé utile de mentionner que ces évolutions (augmentation de α avec V_{GS} , diminution de α avec V_{DS}) sont la conséquence nécessaire de l'approximation parabolique et de la prise en compte d'un seul mécanisme de saturation (position relative de μ_D par rapport aux niveaux E_n ⁶). La simulation du potentiel dans un

⁶Les mesures à très fortes polarisations doivent évidemment prendre en compte la saturation liée au défaut d'injection des réservoirs (limité par E_F) : cette saturation, visible pour des tensions voisines de E_F/q , n'a pas été abordée dans ce travail.

2DEG est une problématique ancienne ; cette étude confirme une nouvelle fois la grande utilité du développement de tels calculs.

Nous n'avons pas mesuré le bruit en tension d'un amplificateur basé sur un QPC. Néanmoins, des travaux antérieurs montrent la forte présence du bruit $1/f$ à basse fréquence. Ce bruit basse fréquence peut se manifester par du bruit télégraphique comme il a été observé sur certains de nos échantillons mesurés au CRTBT (S. J. C. Yates, collaboration DCMB). Ainsi, le transport balistique, au premier abord plus favorable à une réduction du bruit basse fréquence (moins d'interactions), reste soumis, en quelque sorte, à la loi de Hooge : pour appréhender le bruit $1/f$, il ne faut pas suivre le parcours individuel de chaque électron mais considérer l'état de la constriction dans son ensemble, ensemble soumis à de lentes fluctuations. Il serait intéressant de relier le bruit basse fréquence observé dans les HEMT à celui observé dans les QPC : une continuité doit très probablement pouvoir être formulée avec précision. À plus haute fréquence, en revanche, les QPC présentent de très bonnes performances [89, 92, 94] (comme les HEMT), performances qu'il aurait été intéressant de caractériser dans nos propres échantillons.

Malgré cette réserve, nous avons démontré qu'en utilisant un 2DEG très proche de la surface, il était possible d'obtenir du gain en tension avec un QPC, facteur longtemps réputé limitant de ces systèmes. Dans l'espoir d'augmenter le gain du QPC, nous nous sommes également intéressés à la technique de lithographie par oxydation locale, développée au laboratoire par Christophe David au cours de la thèse. En réalité, cette technique de lithographie est moins efficace en raison de la forte épaisseur des lignes d'oxydation (~ 80 nm) : le couplage β entre les grilles et la constriction est réduit d'un facteur ~ 3 par rapport au couplage induit par des grilles traditionnelles situées à ~ 30 nm de la constriction. Outre ce pouvoir d'amplification, la capacité C_{GS} et la puissance de consommation sont extrêmement faibles (~ 1 nW) faisant de ce système un candidat prometteur pour l'amplification à basse température et à haute fréquence. Nous avons pu également fabriquer avec succès des QPC pour multiplexer des matrices de bolomètres haute impédance [216, 217] : ces interrupteurs sont en effet idéaux en raison de leur très faible capacité C_{GS} et de leur faibles tensions de commandes. Le bruit télégraphique observé sur certains échantillons à 100 mK constitue la principale limite de ces composants pour une utilisation sur une longue période (quelques mois).

HEMT Dans un second temps, nous avons présenté les performances des HEMT fabriqués à partir d'hétérostructures épitaxiées au laboratoire. Les performances ont sensiblement été améliorées par rapport aux précédents échantillons [191, 197]. À l'époque, sur une hétérostructure pseudomorphique de la société *Picogiga*⁷, un bruit en tension $e_{n,in}$ de 2.6 nV/ $\sqrt{Hz}$ à 1 kHz et 0.3 nV/ $\sqrt{Hz}$ à 100 kHz avait été obtenu avec une capacité C_{GS} d'environ 40 pF à un point de polarisation $P = 2$ mA $\times$ 300 mV = 600 μ W. Le meilleur échantillon que nous ayons obtenu présentait un bruit en tension équivalent en entrée de 1.2 nV/ $\sqrt{Hz}$ à 1 kHz et 0.13 nV/ $\sqrt{Hz}$ à 100 kHz, correspondant à une puissance de consommation de 1.4 mA $\times$ 60 mV = 84 μ W. La capacité d'entrée est également importante, de l'ordre de 60 pF, si nous nous référons à la formule de la capacité plane infinie. Le courant de fuite étant souvent très important, nous avons mis en place un protocole qui permet de l'annuler en polarisant la grille positivement lors du refroidissement. Le gain ($R_L = 1$ k Ω) est comparable au gain obtenu dans les PHEMT, de l'ordre de 20. Il convient d'ajouter que ces performances sont globalement stables dans le temps (quelques jours) en polarisant le HEMT en courant pour s'affranchir des légères variations de tensions de seuil qui peuvent

⁷ $\mu_e = 10 \times 10^4$ cm²/V/s, $n_s = 5 \times 10^{11}$ cm⁻², $W_G = 4$ mm, $L_G = 4$ μ m.

survenir (quelques mV).

Notre stratégie consistant à utiliser des 2DEG de haute mobilité électronique pour réduire les interactions et les fluctuations à l'origine du bruit basse fréquence explique certainement en partie l'amélioration des performances obtenues. En réalité, même si la mobilité donne une mesure de la qualité de la couche, l'étude du bruit $1/f$ ne peut faire l'économie d'une description précise de l'interaction des électrons du canal avec le plan de dopage. Nous avons vu que ce dernier jouait un rôle capital dans l'évolution, avec les conditions de refroidissement, du courant de fuite, de la tension de seuil $V_{\text{seuil-}I_{\text{DS}}}$ et, dans une moindre mesure, de la transconductance (voir tableau IV.4 page 121). L'influence de ce plan de dopage (centres DX, fluctuations spatiales du potentiel) joue également un rôle déterminant sur le bruit $1/f$ sans que nous l'ayons démontré dans ce travail. En réalité, nous ne sommes pas parvenus à expliquer avec suffisamment d'assurance l'évolution du bruit avec les tensions de polarisation. Les phénomènes mis en jeu sont complexes et nombreux (bruit G-R qui s'ajoute à une forte composante $1/f^\gamma$). Une meilleure compréhension de l'hétérostructure et de l'interaction entre le gaz et le plan de dopage permettrait probablement d'optimiser le choix de l'hétérostructure. La réduction du taux d'aluminium diminue la hauteur de la barrière et pourrait favoriser ainsi le transfert des électrons vers les pièges du plan de dopage ; il serait néanmoins intéressant à l'avenir de tester des 2DEG à haute mobilité avec un taux d'aluminium plus faible pour éviter la formation de centres DX dans le plan de dopage.

Le choix de la géométrie repose sur les travaux antérieurs [197] : une longueur de grille trop importante réduit trop fortement la transconductance. Néanmoins, nous n'avons pas étudié avec suffisamment de précision le meilleur compromis géométrique. Avec une résistance de charge R_L de 1 k Ω , la charge de l'amplificateur (R_L/g_d) est essentiellement limitée par la conductance de sortie : une discussion certainement plus fine pourrait être menée en acceptant d'augmenter L_G ⁸ afin de pouvoir augmenter la résistance de charge et, ainsi, le gain de l'amplificateur.

La modélisation des caractéristiques électriques de HEMT est particulièrement délicate. Contrairement aux QPC, nous ne disposons pas de structures 1D très marquées sur lesquelles s'appuyer. En outre, le potentiel induit sous les grilles reste soumis aux mêmes subtilités que nous avons mises en évidence dans les QPC (influence de V_{DS} ...). Néanmoins, en raison de la très faible densité électronique au point de fonctionnement (réduction d'un facteur ~ 10 par rapport à la densité de l'hétérostructure à l'équilibre), la mobilité (sous la grille) est elle-même réduite d'un facteur équivalent : le transport est donc très probablement diffusif.

⁸ Augmenter L_G permet de diminuer g_d

Annexe A

2DEG : utilitaire

Grandeur	Symbole	Expression	Formule approchée $n_s = n'_s \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ $\mu_e = \mu'_e \times 10^6 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$
Longueur d'onde de Fermi	λ_F	$\sqrt{\frac{2\pi}{n_s}}$	$\approx \frac{79}{\sqrt{n'_s}} \text{ nm}$
Vitesse de Fermi	v_F	$\frac{\hbar k_F}{m^*} = \frac{\hbar \sqrt{n_s}}{\sqrt{2\pi m^*}}$	$\approx 21800 \sqrt{n'_s} \text{ m.s}^{-1}$
Énergie de Fermi	E_F	$\frac{\pi \hbar^2}{2m^*} n_s$	$\approx 3.57 n'_s \text{ meV}$
Libre parcours moyen	l_e	$v_F \tau_m = \frac{\hbar \mu_e \sqrt{n_s}}{\sqrt{2\pi e}}$	$\approx 5.2 \mu'_e \sqrt{n'_s} \mu\text{m}$
Résistance par carré	$R_{\square}$	$\frac{1}{e n_s \mu_e}$	$\approx \frac{62.5}{n'_s \mu'_e} \Omega$

TAB. A.1: Formules utiles liées au 2DEG dans GaAs.

Annexe B

Calcul de la conductance en seconde quantification dans le cas unidimensionnel

Nous avons présenté, au chapitre I, une façon intuitive de calculer la conductance d'un canal balistique unidimensionnel infini [65, 75, 82, 97, 99]. Nous présentons ici une méthode quantique plus générale pour aboutir au même résultat. Nous nous restreignons ici volontairement à une mesure « 2 fils » entre deux contacts impliquant un seul mode de transmission [118].

Le nombre de particules dans les réservoirs « source » et « drain » n'est pas fixé mais le potentiel électrochimique est constant pour chacun d'eux. Le canal 1D étant infini ($L \rightarrow +\infty$), les fonctions d'onde propres du système sont des ondes planes diffusant de la source vers le drain $\Psi_{k,S} = \frac{1}{\sqrt{L}}e^{+ikx}$ et diffusant du drain vers la source $\Psi_{k,D} = \frac{1}{\sqrt{L}}e^{-ikx}$ où k est le vecteur d'onde défini par $k = 2n\pi/L$. On définit alors en seconde quantification [38] les opérateurs création et annihilation. Les particules étant des fermions, ces opérateurs vérifient les relations d'anticommutation suivantes :

$$\begin{aligned}\{\hat{a}_k^\dagger, \hat{a}_{k'}\} &= \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_{k'} + \hat{a}_{k'} \hat{a}_k^\dagger = \delta_{k,k'} \\ \{\hat{a}_k^\dagger, \hat{a}_{k'}^\dagger\} &= \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_{k'}^\dagger + \hat{a}_{k'}^\dagger \hat{a}_k^\dagger = 0\end{aligned}\tag{A-1}$$

Côté source, l'opérateur champ de Fermion s'écrit ainsi :

$$\hat{\Psi}_S(x) = \sum_k \hat{a}_k \psi_k(x) = \sum_k \hat{a}_k \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ikx}\tag{A-2}$$

Nous passons l'ensemble des relations discrètes précédentes à des relations continues de manière tout à fait usuelle :

$$\begin{aligned}\sum_k &\rightarrow \frac{L}{2\pi} \int dk \\ \delta_{k,k'} &\rightarrow \frac{2\pi}{L} \delta(k' - k) \\ \{\hat{a}_k^\dagger, \hat{a}_{k'}\} = \delta_{k,k'} &\text{ devient } \{\hat{a}^\dagger(k), \hat{a}(k')\} = \delta(k' - k) \\ \Rightarrow \hat{a}(k) &= \sqrt{\frac{L}{2\pi}} \hat{a}_k\end{aligned}\tag{A-3}$$

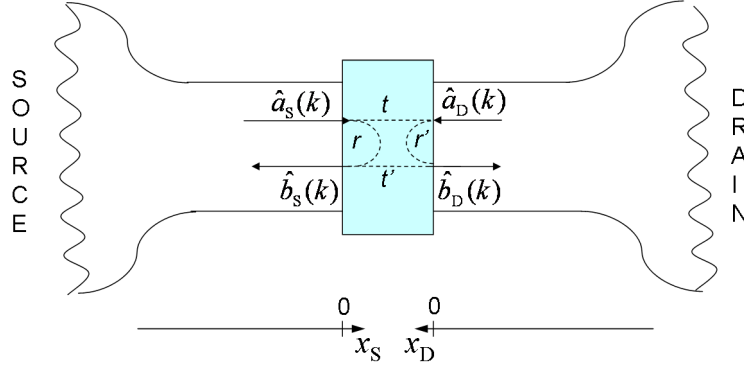


FIG. B.1: Représentation du « scattering » en seconde quantification.

L'opérateur champ de fermion se réécrit :

$$\hat{\Psi}_s(x) = \int dk \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{ikx} \hat{a}(k) \quad (\text{A-4})$$

À partir des opérateurs $\hat{a}(k)$ et $\hat{a}^\dagger(k)$, on définit les opérateurs création et annihilation de fermion à l'énergie E ¹ :

$$\hat{a}(E) = \sqrt{\hbar v(E)} \hat{a}(k) \quad (\text{A-5})$$

L'opérateur de champ de fermion se réécrit ainsi :

$$\hat{\Psi}(x) = \int dE \frac{\hat{a}(E)}{\sqrt{2\pi\hbar v(E)}} e^{ik(E)x} \quad (\text{A-6})$$

Nous avons défini la matrice de diffusion S au chapitre I (page 23). Cette matrice contient toutes les informations du transport électronique à travers le *diffuseur* de l'onde électronique ψ_k . Le courant porté par la diffusion de cette onde électronique étant proportionnel au produit du carré de la fonction d'onde et de sa vitesse, nous définissons une matrice S' relative aux opérateurs $\hat{a}(k)$ et $\hat{b}(k)$ (image B.1). Les coefficients de ces deux matrices sont simplement reliés par la relation suivante où v_i désigne la vitesse de groupe de l'état ψ_i :

$$S'_{i,j} = \sqrt{v_j/v_i} S_{i,j} \quad (\text{A-7})$$

On peut, en seconde quantification, définir l'opérateur courant par :

$$\hat{I}(x) = -e \frac{\hbar}{2m^*} \left\{ \hat{\Psi}^\dagger(x) \frac{1}{i} \frac{\partial \hat{\Psi}}{\partial x}(x) + \frac{1}{-i} \frac{\partial \hat{\Psi}^\dagger}{\partial x}(x) \hat{\Psi}(x) \right\} \quad (\text{A-8})$$

Etats de diffusion pour les électrons émis par le réservoir « source » :

À gauche du diffuseur :

$$x_S < 0 : \hat{\Psi}_s(x) = \int dE \frac{\hat{a}_s(E)}{\sqrt{2\pi\hbar v_s(E)}} \left[e^{ik_S x_S} + S_{SS} e^{-ik_S x_S} \right] \quad (\text{A-9})$$

¹ $\delta(E - E') = \frac{dE}{dk} \delta(k - k') = \hbar v(E) \delta(k - k')$

À droite du diffuseur :

$$\begin{aligned} x_D < 0 \quad : \hat{\Psi}_S(x) &= \int dE \frac{\hat{a}_S(E)}{\sqrt{2\pi\hbar v_S(E)}} S_{DS} \sqrt{\frac{v_S(E)}{v_D(E)}} e^{-ik_D x_D} \\ &= \int dE \frac{\hat{a}_S(E)}{\sqrt{2\pi\hbar v_D(E)}} S_{DS} e^{-ik_D x_D} \end{aligned} \quad (\text{A-10})$$

Etats de diffusion pour les électrons émis par le réservoir « drain » :

À gauche du diffuseur :

$$\begin{aligned} x_S < 0 \quad : \hat{\Psi}_D(x) &= \int dE \frac{\hat{a}_D(E)}{\sqrt{2\pi\hbar v_D(E)}} S_{SD} \sqrt{\frac{v_D(E)}{v_S(E)}} e^{-ik_S x_S} \\ &= \int dE \frac{\hat{a}_D(E)}{\sqrt{2\pi\hbar v_S(E)}} S_{SD} e^{-ik_S x_S} \end{aligned} \quad (\text{A-11})$$

À droite du diffuseur :

$$x_D < 0 \quad : \hat{\Psi}_D(x) = \int dE \frac{\hat{a}_D(E)}{\sqrt{2\pi\hbar v_D(E)}} \left[e^{ik_D x_D} + S_{DD} e^{-ik_D x_D} \right] \quad (\text{A-12})$$

Opérateurs champ de Fermion en présence de diffusion :

À gauche de l'obstacle ($x_S < 0$) :

$$\hat{\Psi}_{\text{total}}(x) = \int dE \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar v_S(E)}} \left[\hat{a}_S(E) e^{ik_S x_S} + \underbrace{S_{SS} \hat{a}_S(E) e^{-ik_S x_S} + S_{SD} \hat{a}_D(E) e^{-ik_S x_S}}_{\hat{b}_S(E) e^{-ik_S x_S}} \right] \quad (\text{A-13})$$

À droite de l'obstacle ($x_D < 0$) :

$$\hat{\Psi}_{\text{total}}(x) = \int dE \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar v_D(E)}} \left[\hat{a}_D(E) e^{ik_D x_D} + \underbrace{S_{DD} \hat{a}_D(E) e^{-ik_D x_D} + S_{DS} \hat{a}_S(E) e^{-ik_D x_D}}_{\hat{b}_D(E) e^{-ik_D x_D}} \right] \quad (\text{A-14})$$

Nous pouvons désormais écrire de manière détaillée l'opérateur courant côté « source » :

$$\begin{aligned} \hat{I}_S(x_S) &= \\ &\frac{-e}{h} \int dE dE' \frac{v_S(E) + v_S(E')}{2\sqrt{v_S(E)v_S(E')}} \left[\hat{a}_S^\dagger(E') \hat{a}_S(E) e^{i(k_S(E) - k_S(E'))x_S} - \hat{b}_S^\dagger(E') \hat{b}_S(E) e^{i(k_S(E') - k_S(E))x_S} \right] \\ &+ \\ &\frac{-e}{h} \int dE dE' \frac{v_S(E) - v_S(E')}{2\sqrt{v_S(E)v_S(E')}} \left[\hat{b}_S^\dagger(E') \hat{a}_S(E) e^{i(k_S(E) + k_S(E'))x_S} - \hat{a}_S^\dagger(E') \hat{b}_S(E) e^{-i(k_S(E) + k_S(E'))x_S} \right] \end{aligned} \quad (\text{A-15})$$

En prenant la moyenne sur les états, puis en faisant une moyenne statistique, la deuxième intégrale n'apportera aucune contribution au courant en raison du terme $v_S(E) -$

$v_s(E')$. A une position déterminée x du canal, le courant moyen $I_s(x) = I_{DS} = \langle \hat{I}_s(x) \rangle$ en se souvenant que $\langle \hat{a}^\dagger(E') \hat{a}(E) \rangle = f(E) \delta(E' - E)$:

$$I_s = \frac{-e}{h} \int \left[f_s(E) - \left(|S_{ss}|^2 f_s(E) + |S_{sd}|^2 f_d(E) \right) \right] dE \quad (\text{A-16})$$

En utilisant alors les propriétés d'invariance par renversement de temps et d'unitarité de S , on montre que $|S_{sd}(E)|^2 = |S_{ds}(E)|^2 \triangleq T(E)$ et $|S_{dd}(E)|^2 = |S_{ss}(E)|^2 \triangleq R(E)$ où $T(E)$ est la probabilité de transmission pour un état d'énergie E et $R(E) = 1 - T(E)$ est la probabilité de réflexion. Nous pouvons multiplier les contributions de chaque réservoir par 2 en raison de la dégénérescence de spin ($g_s = 2$) :

$$2I_s = -2I_d = I_{DS} = \frac{-2e}{h} \int (f_s(E) - f_d(E)) T(E) dE \quad (\text{A-17})$$

Par définition, la conductance est définie pour de faibles valeurs de tension V_{DS} . En particulier $eV_{DS} \ll k_B T$. Sous ces conditions :

$$\begin{aligned} G &= \lim_{V_{DS} \rightarrow 0} \frac{I_{DS}}{V_{DS}} \\ &= \frac{2e^2}{h} \int \left(-\frac{\partial f}{\partial E} \right) T(E) dE \end{aligned} \quad (\text{A-18})$$

En se plaçant en particulier à température nulle, nous retrouvons la formule de Landauer :

$$G = \frac{2e^2}{h} T(E = E_F) \quad (\text{A-19})$$

Cette formulation est particulièrement puissante puisqu'elle relie une quantité mesurable, la conductance, à la probabilité de transmission des modes électroniques.

Annexe C

Transport balistique intrinsèque selon K. Natori

Contrairement aux calculs présentés en IV.3.6.2 (page 130), nous avons présenté ici les performances intrinsèques du modèle de Natori et al. [124] pour souligner le rôle majeur des résistances d'accès sur $I_{DS,sat}$ et $V_{DS,sat}$.

Caractéristiques à 4.2 K

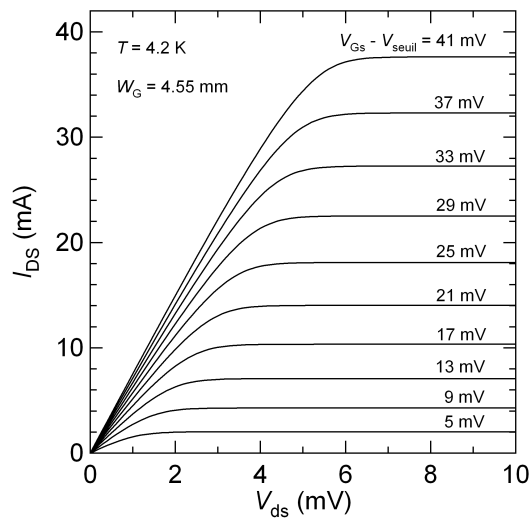


FIG. C.1: Caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ calculées selon Natori et al. [124] pour des tensions $V_{GS} - V_{seuil}$ variant de 5 à 41 mV.

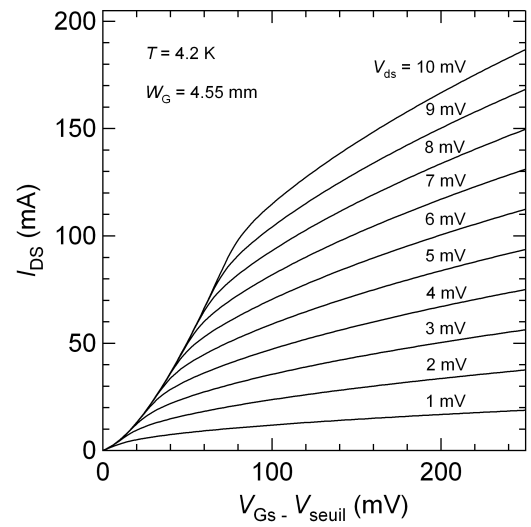


FIG. C.2: Caractéristiques $I_{DS}(V_{GS})$ calculées selon Natori et al. [124] pour des tensions V_{DS} variant de 1 à 10 mV.

Caractéristiques à 77 K

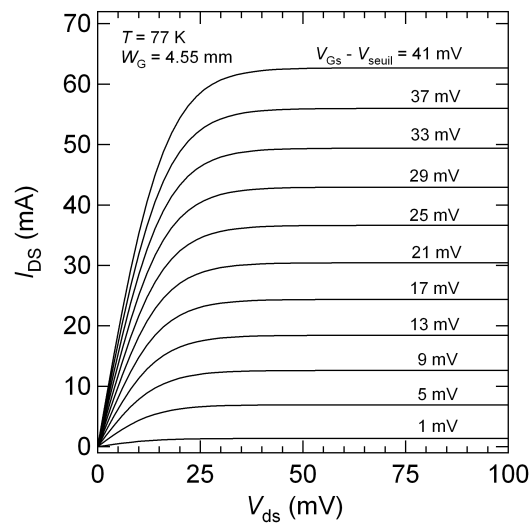


FIG. C.3: Caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ calculées selon Natori et al. [124] pour des tensions $V_{GS} - V_{seuil}$ variant de 5 à 41 mV.

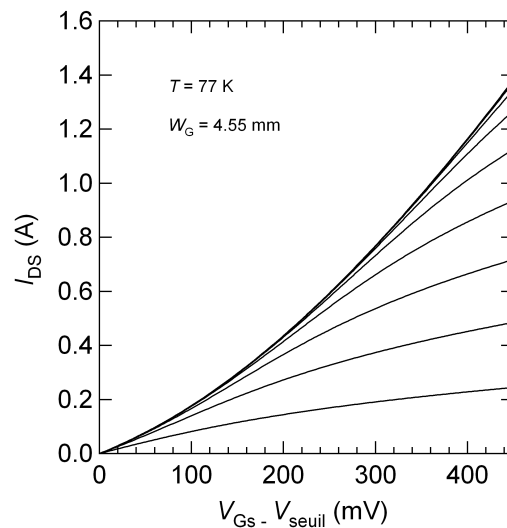


FIG. C.4: Caractéristiques $I_{DS}(V_{GS})$ selon Natori et al. [124] avec V_{DS} variant, de bas en haut, de 10 à 100 mV (pas 10 mV).

Annexe D

Shaper

Dans cette annexe, nous détaillons les calculs analytiques qui peuvent être menés sur des fonctions de transfert faisant intervenir un shaper semi-gaussien (voir figure V.1) d'ordre n de fonction de transfert :

$$H_s^n(p) = \frac{p\tau}{1 + \tau_s p} \frac{1}{(1 + \tau_s p)^n} \quad \text{avec} \quad \tau_s = R_s C_s \quad \text{et} \quad p = j\omega \quad (\text{A-1})$$

Les primitives n'étant pas toujours analytiques, il est possible de contourner cette difficulté en calculant l'intégrale à partir de la réponse indicielle.

calcul de $\int |H_s(f)|^2 df$

Nous pouvons réécrire cette fonction de transfert sous la forme :

$$H_s^n(p) = \frac{1}{\tau^n} \left(\frac{1}{(\frac{1}{\tau} + p)^n} - \frac{\frac{1}{\tau}}{(\frac{1}{\tau} + p)^{n+1}} \right) \quad (\text{A-2})$$

Nous en déduisons la réponse indicielle $h(t)$ du shaper :

$$h(t) = \Theta(t) \frac{n t^{n-1} - \frac{1}{\tau} t^n}{n! \tau^n} e^{-t/\tau} \quad (\text{A-3})$$

Rappelons l'égalité de Parseval :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |H_s^n(j\omega)|^2 df = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t)^2 dt \quad (\text{A-4})$$

A partir de la réponse indicielle, nous calculons ¹ l'intégrale du module au carré de la fonction de transfert du shaper :

$$\int_0^{+\infty} |H_s^n(f)|^2 df = \frac{n(2n-2)!}{\tau 2^{2n+1} (n!)^2} \quad (\text{A-5})$$

¹Voir fonction Γ - note 28 page 131

calcul de $\int |H_s^n(f)/f|^2 df$

Nous appliquons exactement la même méthode que précédemment. La transformée de Laplace associée à cette fonction de transfert est :

$$2\pi \frac{H_s^n(p)}{p} = 2\pi \frac{1}{\tau^n} \frac{1}{(\frac{1}{\tau} + p)^{n+1}} \quad (\text{A-6})$$

Par transformation de Laplace inverse, nous en déduisons la réponse indicielle du système :

$$h(t) = \Theta(t) 2\pi \frac{t^n e^{-t/\tau}}{\tau^n n!} \quad (\text{A-7})$$

Par l'égalité de Parseval (équation A-4), nous en déduisons :

$$\int_0^{+\infty} \left| \frac{H_s^n(f)}{f} \right|^2 df = (2\pi)^2 \frac{\tau (2n-1)!}{(n!)^2 2^{2n+1}} \quad (\text{A-8})$$

Annexe E

Source équivalente de bruit

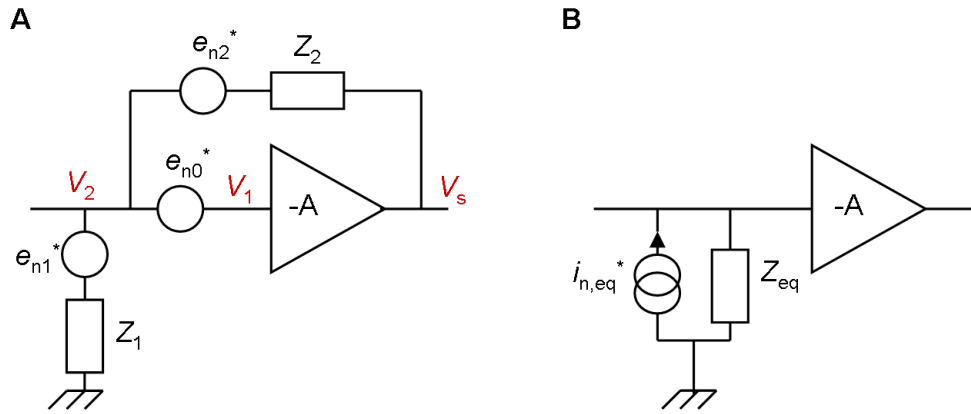


FIG. E.1: **A** Représentation des sources de bruits en tension des impédances Z_1 et Z_2 (e_{n1}^* et e_{n2}^*) ainsi que la source de bruit en tension de l'amplificateur de gain $-A$ (e_{n0}^*) **B** Schéma équivalent (voir texte).

La figure E.1-A représente schématiquement les différentes positions des sources de bruit de l'amplificateur de charge présenté au chapitre V. Le calcul de la source équivalente de bruit est très simple [210, 211]. La méthode consiste à calculer indépendamment (les sources de bruits sont décorélées) la contribution de chaque source en les polarisant virtuellement, ainsi que nous l'avons représenté pour la source de bruit e_{n0}^* (bruit en tension du HEMT) avec les potentiels V_1 et V_2 .

Ainsi, pour calculer la contribution de la source e_{n0}^* , nous devons résoudre le système suivant :

$$\begin{cases} V_s = -AV_1 \\ V_2 - V_1 = e_{n0}^* \\ V_2 = Z_1/(Z_1 + Z_2) V_s \end{cases} \quad (\text{A-1})$$

Le bruit équivalent en entrée i_{n0}^* relative à la source de bruit e_{n0}^* (figure E.1-B) est :

$$i_{n0}^* = \frac{e_{n0}^*}{Z_1//Z_2} \quad (\text{A-2})$$

Une méthode équivalente est appliquée aux deux autres sources de bruits e_{n1}^* et e_{n2}^* .

Finalement, la source équivalente totale de bruit $i_{n,eq}^{*2} = i_{n0}^{*2} + i_{n1}^{*2} + i_{n2}^{*2}$ est donnée par :

$$i_{n,eq}^{*2} = \left(\frac{e_{n0}^*}{Z_1 // Z_2} \right)^2 + \left(\frac{e_{n1}^*}{Z_1} \right)^2 + \left(\frac{e_{n2}^*}{Z_2} \right)^2 \quad (A-3)$$

Nous retrouvons ainsi par le calcul un résultat évident mais qu'il est peut-être utile de rappeler. La contre-réaction ne permet pas de baisser le bruit !!

L'impédance équivalente Z_{eq} est ¹ :

$$Z_{eq} = Z_1 // Z_2 / (1 + A) \quad (A-4)$$

¹Effet Miller

Annexe F

Courbes complémentaires

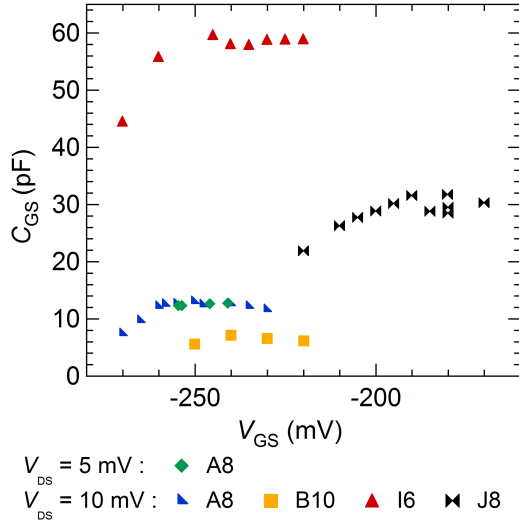


FIG. F.1: Évolution de C_{GS} en fonction de V_{GS} en supposant $\alpha_{10,5} = 0.2$, $\alpha_{10,1} = 0.2$ et $\alpha_{5,1} = 0.2$; $T = 4.2 \text{ K}$.

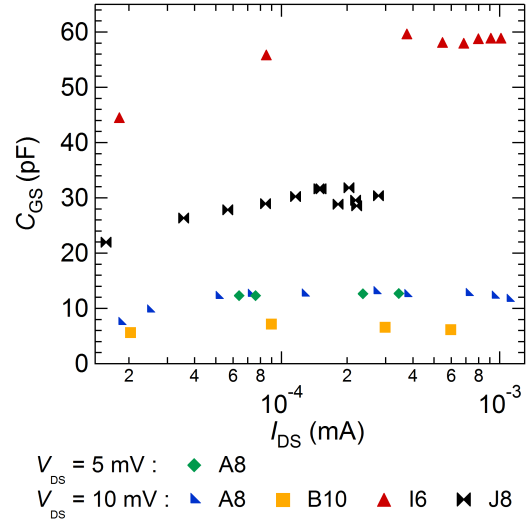


FIG. F.2: Évolution de C_{GS} en fonction de I_{DS} en supposant $\alpha_{10,5} = 0.2$, $\alpha_{10,1} = 0.2$ et $\alpha_{5,1} = 0.2$; $T = 4.2 \text{ K}$.

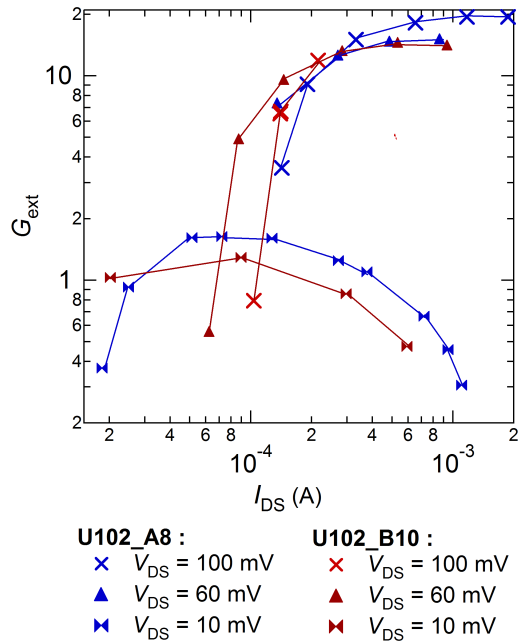


FIG. F.3: Gain extrinsèque, $L_G = 1 \mu\text{m}$, $T = 4.2 \text{ K}$.

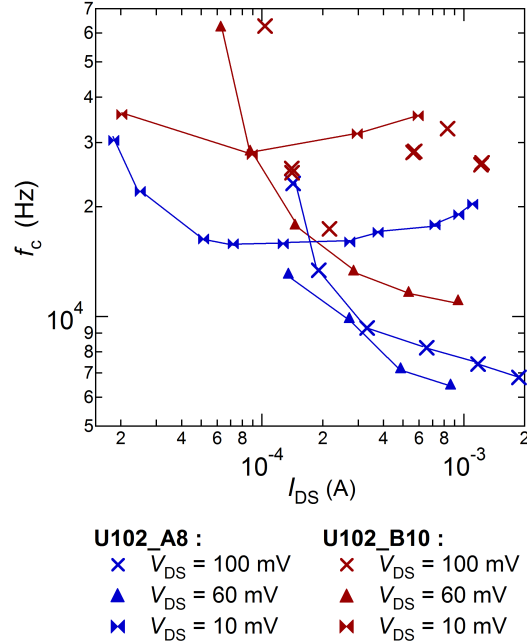


FIG. F.4: Fréquence de coupure, $L_G = 1 \mu\text{m}$ et $T = 4.2 \text{ K}$.

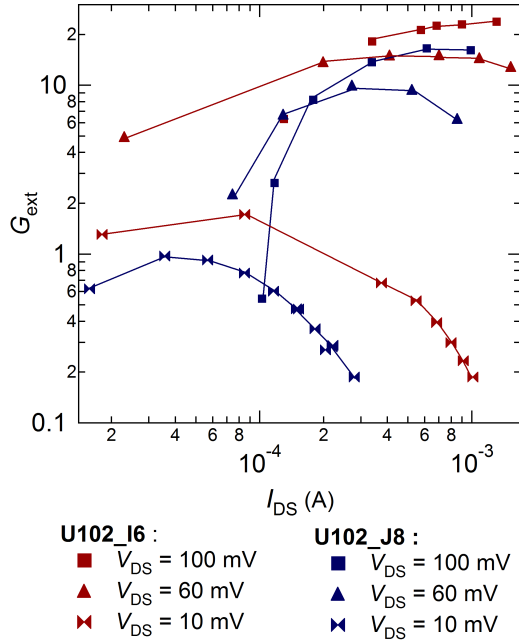


FIG. F.5: Gain extrinsèque pour $V_{DS} = \{10 \text{ mV}; 60 \text{ mV}; 100 \text{ mV}\}$, $L_G = 5 \mu\text{m}$ et $T = 4.2 \text{ K}$.

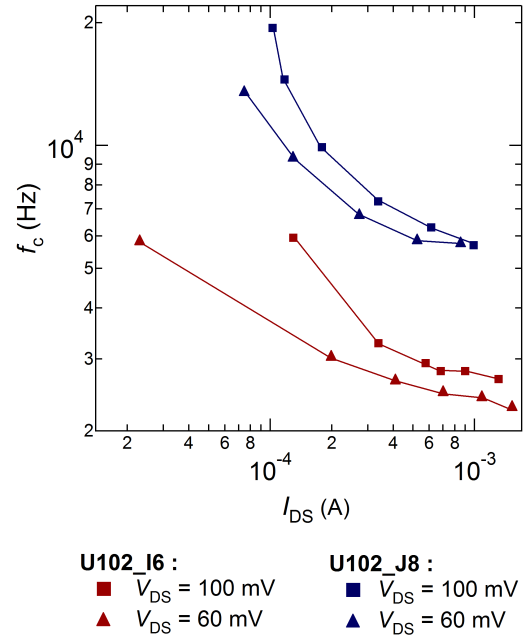


FIG. F.6: Fréquence de coupure pour $V_{DS} = \{60 \text{ mV}; 100 \text{ mV}\}$, pour $L_G = 5 \mu\text{m}$ et $T = 4.2 \text{ K}$.

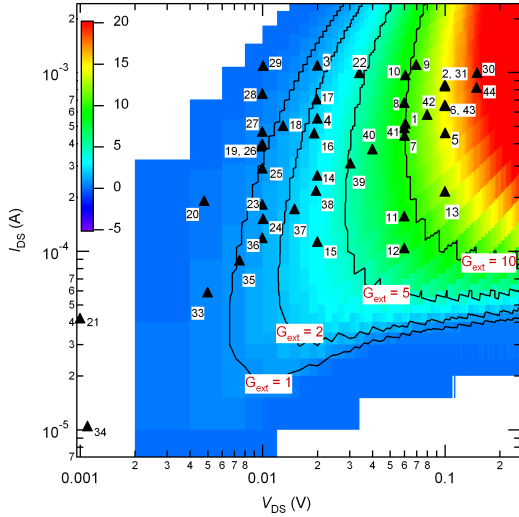


FIG. F.7: Gain extrinsèque de l'échantillon U102_A1 et points de mesures de bruit de l'échantillon U102_A4 ($W_G = 4.55 \text{ mm}$, $L_G = 1 \mu\text{m}$); $T = 4.2 \text{ K}$.

Publications et Conférences

Conférences

- E. Grémion et al., « Réalisation et mise en œuvre d'un transistor balistique à contact ponctuel quantique », *VIII^{ème} Journées Nationales du Réseau Doctoral de Microélectronique (JNRDM VIII)*, 10-12 mai 2005, Paris (POSTER)
- E. Grémion, A. Cavanna, B. Etienne, U. Gennser et Y. Jin, « Réalisation et mise en œuvre d'un transistor balistique à contact ponctuel quantique », *IX^{ème} Journées Nationales du Réseau Doctoral de Microélectronique (JNRDM IX)*, 10-12 mai 2006, Rennes (ORAL)
- E. Grémion, A. Cavanna, B. Etienne, U. Gennser, C. Ulysse and Y. Jin, « 1D Quantum Ballistic Field Effect Transistor for cryoelectronics », *The 7th International Workshop on Low Temperature Electronics (WOLTE 7)*, 21-23 juin 2006, Noordwijk - Pays-Bas (ORAL)
- E. Grémion, A. Cavanna, B. Etienne, U. Gennser, C. Ulysse and Y. Jin, « Transistor balistique unidimensionnel basé sur un contact ponctuel quantique », *GDR nanoélectronique*, 19-20 octobre 2006, Grenoble (ORAL)
- E. Grémion, A. Cavanna, Y-X. Liang, U. Gennser, M.-C. Cheng, M. Fesquet, G. Chardin, A. Benoît and Y. Jin, « Development of ultra-low noise HEMTs for cryoelectronics at ≤ 4.2 K », *Low Temperature Detectors 12 (LTD12)*, 22-27 juillet 2007, Paris (ORAL), publié dans *J Low Temp Phys*
- E. Grémion, participation au réseau européen *Network Cryodetectors*

Articles

- S. J. C. Yates, A. Benoît, Y. Jin, P. Camus, A. Cavanna, T. Durand, B. Etienne, U. Gennser, E. Grémion, C. Hoffmann, S. Leclercq and C. Ulysse, « The use of HEMTs in multiplexing large arrays of high impedance LTDs », *Low Temperature Detectors 11 (LTD11)*, Tokyo 2006, *NIMA A* **559**, 829 (2006)
- S. J. C. Yates, A. Benoît, E. Grémion, C. Ulysse, P. Camus, A. Cavanna, T. Durand, B. Etienne, U. Gennser, C. Hoffmann, S. Leclercq and Y. Jin, « Use of quantum point contact high electron mobility transistors for time domain multiplexing of large arrays of high impedance low temperature bolometers », *Rev. Sci. Instrum.* **78**, 035104 (2007)
- E. Grémion et al., « 1D Quantum Ballistic Field Effect Transistor », to be published
- E. Grémion, A. Cavanna, Y-X. Liang, U. Gennser, M.-C. Cheng, M. Fesquet, G. Chardin, A. Benoît and Y. Jin, « Development of ultra-low noise HEMTs for cryoe-

lectronics at ≤ 4.2 K », *Journal of Low Temperature Physics*, pp. 971-987 (2008)

Références bibliographiques

EDELWEISS

- [1] F. Zwicky, *Helvetica Physics Acta* **6**, pp. 110 (1933)
- [2] S. Smith, *Astrophys. J.* **83**, pp. 23 (1936)
- [3] X.-F. Navick, « Étude et optimisation de bolomètres à mesure simultanée de l'ionisation et de la chaleur pour la recherche de matière noire », thèse de l'université Paris-VII (1997)
- [4] A. Broniatowski, A. Juillard, L. Bergé and L. Dumoulin, « Pulse-Shape Analysis of Ionization Events in Low-Temperature Germanium Detectors », *Proceedings of the IX International Workshop on Low Temperature Detectors (LTD-9)*, Madison, Wisconsin, 22-27 July 2001 AIP conference proceedings **605**, pp. 521-524. (2001)
- [5] O. Martineau, *NIMA*¹ **530**, pp. 426 (2004)
- [6] V. Sanglard et al., *Phys. Rev. D* **71**, pp. 122002 (2005)
- [7] S. Fiorucci, « Acquisition et Analyse des données pour l'expérience de recherche de matière noire EDELWEISS », thèse de l'Université Paris-Sud, 2005
- [8] Sites internet de l'expérience EDELWEISS : <http://edelweiss.in2p3.fr/> ; <http://edelweiss2.in2p3.fr/>
- [9] M. Stern, « Edelweiss à la recherche de la matière noire », *Bulletin de la Société Française de Physique* **155**, pp. 15 (juillet-août 2006)
- [10] *De nombreux communiqués sont accessibles sur les sites du CNRS et du CEA*

Technologie et 2DEG

- [11] Manuel d'utilisation du JEOL JBX-5DII
- [12] R. L. Anderson, *IBM J. Res. and Dev.* **4**, 283 (1960)
- [13] N. Braslau, J. B. Gunn and J. L. Staples, « Metal-Semiconductor Contacts for GaAs Bulk Effect Devices », *Sol. State Electron.* **10**, pp. 381 (1967)
- [14] L. Esaki and R. Tsu, *IBM Res. Internal Report*, RC 2418 (26 mars 1969)
- [15] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, « Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices », *Appl. Phys. Lett.* **33**, pp. 665-667 (1978)
- [16] R. W. Grant, J. R. Waldrup, S. P. Kowalczyk and E. A. Kraut, « Correlation of GaAs surface chemistry and interface Fermi-level position : A single defect model interpretation », *J. Vacuum Sci. Technol.* **19**, 477-480 (1981)

¹Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment

- [17] T. Ando, A. B. Fowler and F. Stern, « Electronic properties of two-dimensional systems », *Rev. Mod. Phys.* **54**, pp. 437-672 (1982)
- [18] S. Hiyamizu, J. Saito, J. Nanbu, T. Ishikawa, « Improved Electron Mobility Higher than $10^6 \text{cm}^2/\text{Vs}$ in Selectively Doped GaAs/N-AlGaAs Heterostructures Grown by MBE », *Jpn. J. Appl. Phys.* **2**, L609-L611 (1983)
- [19] F. Stern and S. D. Sarma, « Electron energy levels in GaAs-Ga $_{1-x}$ Al $_x$ As heterojunctions », *Phys. Rev. B* **30**, pp 840-848 (1984)
- [20] K. Hirakawa, H. Sakaki and J. Yoshino, « Concentration of electrons in selectively doped GaAlAs/GaAs heterojunction and its dependence on spacer-layer thickness and gate electric field », *Appl. Phys. Lett.* **45**, pp. 253-255 (1984)
- [21] S. M. Sze, « Semiconductor devices - Physics and Technology », John Wiley & Sons, (1985)
- [22] G. Owen, « Electron lithography for the fabrication of microelectronic devices », *Rep. Prog. Phys.* **48**, pp. 795-851 (1985)
- [23] K. Hirakawa and H. Sakaki, « Mobility of the two-dimensional electron gas at selectively doped n -type Al $_x$ Ga $_{1-x}$ As/GaAs. heterojunctions with controlled electron concentrations », *Phys. Rev. B* **33**, pp. 8291-8303 (1986)
- [24] T. J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews and G. J. Davies, « One-Dimensional Conduction in the 2D Electron Gas of a GaAs-AlGaAs Heterojunction », *Phys. Rev. Lett.* **56**, pp. 1198-1201 (1986)
- [25] H. Z. Zheng, H. P. Wei, D. C. Tssui and G. Weimann, *Phys. Rev. B* **34**, 5635 (1986)
- [26] Y. Jin, « Ohmic contact to n-type bulk and δ doped Al $_{0.3}$ Ga $_{0.7}$ As/GaAs MODFET type heterostructures and its applications *Sol. State Electron.* **34**, pp. 117-121 (1991)
- [27] « Introduction to microlithography », édité par L. F. Thompson, C. G. Willson and M. J. Bowden, *Oxford University Press*, second edition (1994)
- [28] E. S. Snow and P. M. Campbell, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1932 (1994).
- [29] T. Heinzel, D. A. Wharam, F. M. de Aguiart, J. P. Kotthaus, G. Böhm, W. Klein, G. Tränkle and G. Weimann, « Current-voltage characteristics of quantum point contacts in the high-bias regime » *Semicond. Sci. Technol.* **9**, pp. 1220-1225 (1994)
- [30] H. Okada et al., « Novel wire transistor structure with in-plane gate using direct Schottky contacts to 2DEG », *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 1315 (1995)
- [31] R. Held, T. Heinzel, P. Studerus, K. Ensslin and M. Holland, « Semiconductor quantum point contact fabricated by lithography with an atomic force microscope » *Appl. Phys. Lett.* **71**, pp. 2689-2691 (1997)
- [32] R. Held, T. Vancura, T. Heinzel, K. Ensslin, M. Holland and W. Wegscheider, « In-plane gates and nanostructures fabricated by direct oxidation of semiconductor heterostructures with an atomic force microscope », *Appl. Phys. Lett.*, **73**, pp. 262-264 (1998)
- [33] Levinshtein, S Rumyantsev and M. Shur, « Handbook series on Semiconductor Parameters, volume 2 , Ternary and Quaternary III-V Compounds », World Scientific (1999)
- [34] B. Klehn and U. Kunze, « Nanolithography with an atomic force microscope by means of vector-scan controlled dynamic plowing », *J. appl. Phys.* **54**, pp. 3897-3903 (1999)
- [35] A. Anwar, B. Nabet, J. Culp and F. Castro, « Effects of electron confinement on thermionic emission current in a modulation doped heterostructure », *Journal of Applied Physics* **85**, pp. 2663-2666 (1999)

- [36] Ingo Martini, Dominik Eisert, Martin Kamp, Lukas Worschech, Alfred Forchel and Johannes Koeth, « Quantum point contacts fabricated by nanoimprint lithography », *Appl. Phys. Lett.* **77**, pp. 2237-2239 (2000)
- [37] T. Heinzel, R. Held, S. Lüscher, K. Ensslin, W. Wegscheider and B. Bichler, « Electronic properties of nanostructures defined in Ga[Al]As heterostructures by local oxidation », *Physica E* **9**, pp. 84-93 (2001)

Physique des semiconducteurs - Transport quantique

- [38] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu and F. Laloë, « Mécanique Quantique », Collection Enseignement des Sciences, Ed. Hermann (Paris, 2000)
- [39] R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.* **1**, 223(1957)
- [40] J. N. L. Connor, « On the analytical description of resonance tunneling reactions », *Mol. Phys.* **15**, 37 (1968)
- [41] W. H. Miller, *Chem. Phys.* **48**, 1651 (1968)
- [42] R. Landauer, *Philos. Mag* **21**, 863(1970)
- [43] C. Kittel, « Introduction to Solid States Physics », John Wiley & Sons, New York (1976)
- [44] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics*, Holt, Rinehart and Winston, New York (1976)
- [45] E. H. Rhoderick, « Metal-semiconductor contacts », Claredon press - Oxford, (1978)
- [46] S. M. Sze, « Physics of semiconductors devices - Second Edition », New York - John Wiley & Sons, (1981)
- [47] M. Büttiker, « Four-Terminal Phase-Coherent Conductance », *Phys. Rev. Lett.* **57**, pp. 1761 - 1764 (1986)
- [48] R. Landauer, *Z. Phys. B* **68**, 217 (1987)
- [49] H. A. Fertig and B. I. Halperin, « Transmission coefficient of an electron through a saddle-point potential in a magnetic field », *Phys. Rev. B*, **36**, pp. 7969-7976 (1987)
- [50] Y. Ando and I. Tomohiro, « Calculation of transmission tunneling current accros arbitrary potential barriers », *J. Appl. Phys.* **61**, 1497 (1987)
- [51] S. E. Laux, D. J. Frank and F. Stern, « Quasi-one-dimensional electron states in a split-gate GaAs/AlGaAs heterostructure », *Surface Science* **196**, pp. 101-106 (1988)
- [52] B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel and C. T. Foxon, « Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas », *Phys. Rev. Lett.* **60**, pp. 848-850 (1988)
- [53] D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie and G. A. C. Jones, « One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance », *J. Phys. C Solid state phys.* **21**, L209-L214 (1988)
- [54] H. van Houten et al., *Phys. Rev. B* **37**, 8534 (1988)
- [55] H. van Houten et al., « Physics and Technology of Submicron Structures », *Springer, Berlin* (1988)
- [56] J. H. Davies, *Semicond. Sci. Technol.* **3**, pp. 995 (1988)

- [57] L. I. Glazman, G. B. Lesovik, D. E. Khmel'nitskii and R. I. Shekher, « Reflectionless quantum transport and fundamental ballistic-resistance steps in microscopic constrictions », *JETP Lett.*, **48**, pp. 238-241 (1988), initialement publié dans *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz* **48**, pp. 218-220 (1988)
- [58] A. Szafer and A. D. Stone, « Theory of Quantum Conduction through a Constriction », *Phys. Rev. Lett.* **62**, pp. 300-303 (1989)
- [59] M. J. Kelly et al. « one-dimensional ballistic resistor in hot-electron regime : nonlinear and negative differential resistance to 10 THz », *Electron. Lett.* **25**, pp. 992-993 (1989)
- [60] L. I. Glazman and A. V. Khaetskii, « Nonlinear Quantum Conductance of a lateral Microconstraint in a Heterostructure », *Europhys. Lett.*, **9**, pp. 263-267 (1989)
- [61] J. H. Davies and J. A. Nixon, « Fluctuations in submicrometer semiconducting devices caused by the random positions of dopants », *Phys. Rev. B* **39**, pp. 3423-3426 (1989)
- [62] E. G. Haanappel and D. van der Marel, « Conductance oscillations in two-dimensional Sharvin point contacts », *Phys. Rev. B* **39**, pp. 5484 - 5487 (1989)
- [63] D. van der Marel and E. G. Haanappel, « Model calculations of the quantum ballistic transport in two-dimensional constriction-type microstructures », *Phys. Rev. B* **39**, pp. 7811 - 7820 (1989)
- [64] L. P. Kouwenhoven, B. J. van Wees, C. J. P. M. Harmans, J. G. Williamson, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, C. T. Foxon and J. J. Foxon, « Nonlinear conductance of quantum point contacts », *Phys. Rev. B* **39**, pp. 8040-8043 (1989).
- [65] S. Datta and M. J. McLennan, « Quantum transport in ultrasmall electronic devices », *Rep. Prog. Phys.* **53**, pp. 1003-1048 (1990)
- [66] A. M. Zagoskin, « Nonlinear electrical conductivity of ballistic quantum contacts », *JETP lett.* **52**, pp. 435-438 (1990)
- [67] M. Büttiker, « Quantized transmission of a saddle-point constriction », *Phys. Rev. B* **41**, pp. 7906 (1990)
- [68] J. A. Nixon and J. H. Davies, « Potential fluctuations in heterostructure devices », *Phys. Rev. B* **41**, pp. 7929-7932 (1990)
- [69] G. L. Snider, I.-H. Tan and E. L. Hu, « Electron states in mesa-etched one-dimensional quantum well wires », *J. Appl. Phys.* **68**, pp. 2849-2853 (1990)
- [70] G. L. Snider, I.-H. Tan and E. L. Hu, « Large subband spacings in δ -doped quantum wires », *J. Appl. Phys.* **68**, pp. 5922-5924 (1990)
- [71] N. K. Patel, L. Martín-Moreno, M. Pepper, R. Newbury, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones, J. T. M. B. Janssen, J. Singleton, and J. A. A. J. Perenboom, « Ballistic transport in one dimension : additional quantisation produced by an electric field », *J. Phys. : Condens. Matter* **2**, pp. 7247-7254 (1990)
- [72] *Proceedings of the 38 Scottish Universities Summer School in Physics St Andrews*, edited by J. H. Davies and A. R. Long, (July 1991)
- [73] Gregory L. Snider, Mark S. Miller, Michael J. Rooks and Evelyn L. Hu, «Quantized conductance in ballistic constrictions at 30 K », *Appl. Phys. lett* **59**, pp. 2727-2729 (1991)
- [74] L. Martin-Moreno-01, J. T. Nicholls, N. K. Patel and M. Pepper, « Non-linear conductance of a saddle-point constriction », *J. Phys. : Condens. Matter* **4**, pp. 1323-1333 (1991)
- [75] C. W. Beenakker and H. van Houten, « Quantum transport in Semiconductor Nanostructures », *Sol. St. Phys.* **44**, pp. 1-228 (1991)

- [76] B. J. van Wees, L. P. Kouwenhoven, E. M. M. Willems, C. J. P. M. Harmans, J. E. Mooij, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson and C. T. Foxon, « Quantum ballistic and adiabatic electron transport studied with quantum point contacts », *Phys. Rev. B* **43**, pp. 12431-12453 (1991)
- [77] J. A. Nixon and J. H. Davies, « Conductance of quantum point contacts calculated using realistic potentials », *Superlatt. Microstruct.* **9**, pp. 187-1990 (1991)
- [78] J. A. Nixon, J. H. Davies and H. U. Baranger, « Breakdown of quantized conductance in point contacts calculated using realistic potentials », *Phys. Rev. B* **43**, pp. 12638-12641 (1991)
- [79] M. J. Laughton, J. R. Barker, J. A. Nixon and J. H. Davies, « Modal analysis of transport through quantum point contacts using realistic potentials », *Phys. Rev. B* **44**, pp. 1150-1153 (1991)
- [80] N. K. Patel, J. T. Nicholls, L. Martn-Moreno, M. Pepper, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, « Properties of a ballistic quasi-one-dimensional constriction in a parallel high magnetic field », *Phys. Rev. B* **44**, pp. 10973-10975 (1991)
- [81] N. K. Patel, J. T. Nicholls, L. Martn-Moreno, M. Pepper, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, « Evolution of half plateaus as a function of electric field in a ballistic quasi-one-dimensional constriction », *Phys. Rev. B* **44**, pp. 13549-13555 (1991)
- [82] H. van Houten and C. W. Beenakker, « Quantum Point Contact », *Semiconductors and Semimetals* **35**, 9 (1992)
- [83] A. S. Dzurak et al., *J. Phys. : Condens. Matter* **5**, pp. 8055-8064 (1993)
- [84] C. Pasquier, « Transport Quantique Balistique et Monoélectronique dans les nanostructures d'arséniure de gallium », *Thèse de doctorat - Université Paris-Sud, Orsay* (1994)
- [85] J. H. Davies and I. A. Larkin, « Theory of potential modulation in lateral surface superlattices », *Phys. Rev. B* **49**, pp 4800-4809 (1994)
- [86] S. J. Koester, C. R. Bolognesi, M. Thomas, E. L. Hu, H. Kroemer and M. J. Rooks, *Phys. Rev. B* **50**, pp. 5710 (1994)
- [87] J. H. Davies and I. A. Larkin and E. V. Sukhorukov « Modeling the patterned two-dimensional electron gas : Electrostatics », *J. Appl. Phys.* **77**, pp. 4504-4512 (1995)
- [88] K. J. Thomas, M. Y. Simmons, J. T. Nicholls, D. R. Mace, M. Pepper, D. A. Ritchie, « Ballistic transport in one-dimensional constrictions formed in deep two-dimensional electron gases », *Appl. Phys. Lett.* **67**, pp. 109-111 (1995)
- [89] M. Reznikov, M. Heiblum, H. Shtrikman and D. Mahalu, « Temporal Correlation of Electrons : Suppression of Shot Noise in a Ballistic Quantum Point Contact », *Phys. Rev. Lett.* **75**, pp. 3340-3343 (1995)
- [90] A. Yacoby, H. L. Stormer, N. S. Wingreen, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin and K. W. West1 « Nonuniversal Conductance Quantization in Quantum Wires », *Phys. Rev. Lett* **72**, pp. 4612-4615 (1996)
- [91] S. J. Koester, B. Brar, C. R. Bolognesi, E. J. Caine, A. Patlach, E. L. Hu and H. Kroemer « Length dependence of quantized conductance in ballistic constrictions fabricated on InAs/AlSb quantum wells », *Phys. Rev. B* **53**, pp. 13063-13073 (1996)
- [92] A. Kumar, L. Saminadayar, D. C. Glatthli, Y. Jin and B. Etienne, « Experimental Test of the Quantum Shot Noise Reduction Theory », *Phys. Rev. Lett.* **76**, pp. 2778-2781 (1996)

- [93] M. Field, C. G. Smith, M. Pepper, K. M. Brown, E. H. Linfield, M. P. Grimshaw, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 350 (1996).
- [94] L. Saminadayar, D. C. Glattli, Y. Jin and B. Etienne, « Observation of the $e/3$ Fractionally Charged Laughlin Quasiparticle », *Phys. Rev. Lett.* **79**, pp. 2526 (1997)
- [95] L. Saminadayar, « Fluctuations temporelles quantiques du courant dans les nanostructures », thèse de doctorat (1997)
- [96] L. Pfeiffer, A. Yacoby, H. L. Stormer, K. L. Baldwin, J. Hasen, A. Pinczuk, W. Wegscheider, K. W. West, « Transport and optics in quantum wires fabricated by MBE overgrowth on the (110) cleaved edge », *Microelectronics Journal* **28**, pp. 817-823 (1997)
- [97] Y. Imry, « Introduction to Mesoscopic Physics », Oxford University Press, (1997)
- [98] A. Kristensen, J. Bo Jensen, M. Zaffalon, C. B. Sørensen, S. M. Reimann, P. E. Lindelof, M. Michel and A. Forchel, « Conductance quantization above 30 K in GaAlAs shallow-etched quantum point contacts smoothly joined to the background 2DEG », *J. Appl. Phys* **83**, pp. 607-609 (1998)
- [99] S. Datta, « Mesoscopic transport in mesoscopic systems », Cambridge University Press (1999)
- [100] M. A. Topinka, B. J. LeRoy, S. E. J. Shaw, E. J. Heller, R. M. Westervelt, K. D. Maranowski, A. C. Gossard, « Imaging Coherent Electron Flow from a Quantum Point Contact », *Science* **289**, 2323-2326, 29 septembre 2000
- [101] Ç. Kurdak, L. Farina and K. M. Lewis, « Quantum point contact transistor with high gain and charge sensitivity », *J. Appl. Phys.* **89**, pp. 3453-3457 (2001)
- [102] V. Senz, T. Heinzel, T. Ihn, S. Lindemann, R. Held, K. Ensslin, W. Wegscheider, and M. Bichler, « Analysis of the temperature-dependent quantum point contact conductance in relation to the metal-insulator transition in two dimensions », *J. Phys. : Condens. Matter* **13**, pp. 3831-3837 (2001)
- [103] R. de Picciotto, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin and K. W. West, « Four-terminal resistance of a ballistic quantum wire », *Nature* **411**, pp. 51-54 (2001)
- [104] U. Wieser, U. Kunze, K. Ismail and J. O. Chu, « Quantum-ballistic transport in an etch-defined Si/SiGe quantum point contact », *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1726-1728 (2002)
- [105] K. Berggren and M. Pepper, « New directions with fewer dimensions », *Physics World* **15**, pp. 37-42 (2002)
- [106] G. Apetrii, S. F. Fischer, U. Kunze, D. Reuter and A. D. Wieck, « Influence of processing parameters on the transport properties of quantum point contacts fabricated with an atomic force microscope », *Semicond. Sci. and Technol.* **17**, pp.735-739 (2002)
- [107] K. J. Thomas et al., *Physica E* **12**, 708 (2002)
- [108] R. Crook, A. C. Graham, C. G. Smith, I. Farrer, H. E. Beere, and D. A. Ritchie, *Nature* **424**, pp. 751 (2003)
- [109] A. Marchi, A. Bertoni, S. Reggiani and M. Rudan, « 3D simulation of quantum-wire confining potential for a GaAs/AlGaAs 2DEG heterostructure », *Semicond. Sci. and Technol.* **19**, pp. S415-S417 (2004)
- [110] R. de Picciotto, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin and K. W. West, « Nonlinear Response of a Clean One-Dimensional Wire », *Phys. Rev. Lett.* **92**, 36805 (2004)
- [111] P. Roche et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, pp. 116602 (2004)

- [112] D. Kähler, M. Knop, U. Kunze, D. Reuter and A. D. Wieck, « Dual-gate GaAs/AlGaAs quantum point contact with tuneable subband energy separation », *Semicond. Sci. and Technol.* **20**, pp. 140-143 (2005)
- [113] M. Knop, M. Richter, R. Massmann, U. Wieser, U. Kunze, D. Reuter, C. Riedesel and A. D. Wieck, « Preparation of electron waveguide devices on GaAs/AlGaAs using negative-tone resist calixarene », *Semicond. Sci. and Technol.* **20**, pp. 814-818 (2005)
- [114] K. Gloos, P. Utko, M. Aagesen, C. B. Sorensen, J. B. Hansen, P. E. Lindelof, « Current-voltage characteristics of quantum-point contacts in the closed-channel regime : Transforming the bias voltage into an energy scale », *Phys. Rev. B* **73**, pp. 125326 (2006)
- [115] O. Gunawan, B. Habib, E. P. De Poortere and M. Shayegan, « Quantized conductance in an AlAs two-dimensional electron system quantum point contact », *Phys. Rev. B* **74**, pp. 155436 (2006)
- [116] S. Gustavsson, R. Leturcq, B. Simovic, R. Schleser, T. Ihn, P. Studerus, K. Ensslin, D. C. Driscoll, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 76605 (2006).
- [117] J. Gabelli, G. Fève, J.-M. Berroir, B. Plaçais, A. Cavanna, B. Etienne, Y. Jin, D. C. Glattli, « Violation of Kirchhoff's Laws for a Coherent RC circuit », *Science* **313**, pp. 499-502 (2006)
- [118] D. C. Glattli, « Cours de l'École Normale Supérieure », (2006)
- [119] L. P. Rokhinson, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, « Spontaneous Spin Polarization in Quantum Point Contacts », *Phys. Rev. Lett.* **96**, 156602 (2006)
- [120] R. Crook, J. Prance, K.J. Thomas, S. J. Chorley, I. Farrer, D. A. Ritchie, M. Pepper, C. G. Smith, « Conductance Quantization at a Half-Integer Plateau in a Symmetric GaAs Quantum Wire », *Science* **312**, pp. 1359 (2006)
- [121] Discussion avec Ming-Cheng Cheng, *Clarkson University*, Postdam (New-York)
- [122] J. H. Davies, « Private communication », (2007)

Nanoélectronique

- [123] U. Sivan, M. Heiblum and C. P. Umbach, « Hot Ballistic and Phonon Emission in a Two-Dimensional Electron Gas », *Phys. Rev. Lett.* **63**, pp. 992-995 (1989)
- [124] K. Natori, « Ballistic metal-oxide-semiconductor field effect transistor », *J. Appl. Phys.* **76**, pp. 4879 (1994)
- [125] S. J. Tans, A. R. M. Verschueren and C. Dekker, « Room-temperature transistor based on a single carbon nanotube », *Nature* **393**, pp. 49-52 (1998)
- [126] R. Martel et al, « Single- and multi-wall carbon nanotube field-effect transistors », *Appl. Phys. Lett.* **73**, pp. 2447-2449 (1998).
- [127] V. Derycke, R. Martel, J. Appenzeller, and Ph. Avouris, « Carbon Nanotube Inter- and Intramolecular Logic Gates », *Nano Letters* **1**, pp. 453-456 (2001)
- [128] M. Lundstrom and Z. Ren, « Essentiel Physics of Carrier Transport in Nanoscale MOSFETs », *IEEE Trans. on Electron Dev.* **49**, pp. 133-141 (2002)
- [129] D. Jiménez, J. J. Sáenz, B. Iñíguez, B. Suñé, L. F. Marsal and J. Pallarès, « Unified compact model for the ballistic quantum wire and quantum well metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor », *J. Appl. Phys.* **94**, pp. 1061-1068 (2003)

- [130] J. Wang and M. Lundstrom, « Ballistic Transport in High Electron Mobility Transistors », *IEEE Trans. on Electron Dev.* **50**, pp. 1604-1609 (2003) ; voir également la thèse de J. Wang disponible sur le site du groupe de Lundstrom
- [131] R. Rahman, J. Guo, S. Datta and M. Lundstrom, « Theory of Ballistic Nanostructures », *IEEE Trans. on Electron Dev.* **50**, pp. 1853-1864 (2003)
- [132] J. Gautier et al. « Physique des dispositifs pour circuits intégrés silicium », Hermes Science Publications (2003)
- [133] O. E. Raichev and P. Debray, « Limitations of split-gate ballistic electron waveguides », *J. Appl. Phys.* **93**, pp. 5422-5428 (2003)
- [134] J. Saint-Martin, « Étude par simulation Monte Carlo d'architectures de MOSFET ultracourts à grilles multiples sur SOI », thèse de doctorat, Université Paris-Sud (2005)
- [135] Saint-Martin J., Bournel A., Dollfus P. « Comparison of multiple-gate MOSFET architectures using Monte Carlo simulation », *Solid state electronics* **50**, pp. 94-102 (2006)
- [136] Nambin Kim, Yongmin Kim, Soohyun Kang, Kyooho Jung, Woong Jung, Hyunsik Im, Hyungsang Kim, J.-K. Rhee and Donghoon Shin, « Enhancement of ballistic transport in an AlGaAs/InGaAs high electron mobility transistor at low temperatures », *Appl. Phys. Lett.* **90**, pp. 14210 (2007)

HEMT

- [137] W. Shockley, *Proc. of the IRE* **40**, 1365 (1952)
- [138] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, K. Nanbu, « A new field effect transistor with selectively doped GaAs/n-AlGaAs heterostructure », *Jpn J. Appl. Phys.* **19**, L-225 (1980)
- [139] D. Delagebeaudeuf, P. Delescluse, P. Etienne, M. Laviron, J. Chaplart et N. T. Linh, « Two dimensional electron gas MESFET structure », *Electron. Lett.* **16**, pp. 667-668 (1980)
- [140] D. C. Tsui, A. C. Gossard, G. Kaminsky and W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* **39**, pp. 712 (1981)
- [141] D. Delagebeaudeuf and N. T. Linh, *IEEE Trans. Electron Dev.* **28**, pp. 790-795 (1981)
- [142] D. Delagebeaudeuf and N. T. Linh, « Metal-(n) AlGaAs-GaAs Two-Dimensional Electron Gas FET », *IEEE Trans. Electron Dev.* **29** (6), pp. 955-960 (1982)
- [143] T. J. Drummond, H. Morko, K. Lee and M. S. Shur, *IEEE Electron Device Letters*, **3**(11), pp. 338-341 (1982)
- [144] K. Lee, M. S. Shur, T. J. Drummond and H. Morko, *IEEE Trans. Electron Devices* **30** (3), pp. 207-212 (1983)
- [145] R. Soares, J. Graffeuil et J. Obregon, « Application des transistors à effet de champ en arsénure de gallium », collection CNET-ENST, Eyrolles (1984)
- [146] T. J. Drummond, W. T. Masselink and H. Morkoc, « Modulation-doped GaAs/(Al,Ga)As heterojunction field-effect transistors : MODFET's », *Proc. IEEE* **74**, 773 (1986)
- [147] S. Y. Chou and D. A. Antoniadis, « Relationship between Measured and Intrinsic Transconductances of FET's », *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-34**, pp. 448 (February 1987)

- [148] G. Ghibaudo, « New method for the extraction of MOSFET parameters », *Electronics Letters* **24**, pp. 543-545 (April 1988)
- [149] A. L. Efros, F. G. Pilkus and G. G. Samsonidze, *Phys. Rev. B* **12**, pp. 8295 (1990)
- [150] N. DasGupta and A. DasGupta, « An analytical expression for sheet carrier concentration versus gate voltage for HEMT modeling », *Solid-State Electron.* **36** (2), pp.201-203 (1993)
- [151] A. Asenov, « Random dopant-induced threshold voltage lowering and fluctuations in sub-0.1- μm MOSFET », *IEEE Trans. Electron Devices* **45**, pp. 2505-2513 (1998).
- [152] N. DasGupta and A. DasGupta, « A New SPICE MOSFET Level 3-Like Model of HEMT's for Circuit Simulation », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 45 (7), pp. 1494-1500 (1998)
- [153] I. Kallfass, H. Schumacher, T. J. Brazil, « A unified approach to charge-conservative capacitance modelling in HEMTs », *IEEE IEEE microw. wirel. compon. lett.* **16**, pp. 678-680 (2006)

Le bruit

- [154] W. Schottky, « Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern », *Ann. Physik* **57**, pp. 541-567 (1918)
- [155] J. B. Johnson, *Phys. Rev.* **26**, 71 (1925)
- [156] W. Schottky, *Phys. Rev.* **28**, 74 (1926)
- [157] J. B. Johnson, « Thermal agitation of electricity in conductors », *Phys. Rev.* **29**, pp. 367-368 (1927)
- [158] H. Nyquist, *Phys. Rev.* **29**, pp. 614 (1927)
- [159] J. B. Johnson, *Nature* **119**, pp. 50 (1927)
- [160] J. B. Johnson, « Thermal agitation of electricity in conductors », *Phys. Rev.* **32**, pp. 97-109 (1928)
- [161] H. Nyquist, « Thermal agitation of electric charge in conductors », *Phys. Rev.* **32**, pp. 110-113 (1928)
- [162] F. N. Hooge, « $1/f$ noise is no surface effect », *Phys. Lett.* **29A**, pp. 139-140 (1969)
- [163] F. N. H. Robinson, « Noise and fluctuations in electronic devices and circuits », Clarendon Press, Oxford (1974)
- [164] D. V. Lang, « Deep-level transient spectroscopy - A new method to characterize traps in semiconductors, *J. of Appl. Phys.* **45**, pp. 3023 (1974)
- [165] A. van der Ziel, « Flicker noise in electron devices », *Adv. Electron. Electron Phys.* **49**, 225 (1979)
- [166] P. Dutta and P. M. Horn, « Low-frequency fluctuations in solids : $1/f$ noise », *Rev. Modern Phys.* **53**, pp. 497-516 (1981)
- [167] A. van der Ziel, « Noise in Solid State Devices and Circuits », Wiley, New York (1986)
- [168] A. van der Ziel, « History of noise research », *Adv. Electron. Electron Phys.* **50**, 351 (1980)
- [169] A. Broniatowski, A. Blossé, P. C. Srivastava and J. C. Bourgoin, « Transient capacitance measurements on resistive samples », *J. of Appl. Phys.* **54**, pp. 2907-2910 (1983)

- [170] B. Hughes, N. G. Fernandez and J. M. Gladstone, »GaAs FET's with a Flicker-Noise Corner below 1 MHz », *IEEE Trans. on Electron Dev.* **ED-34**, pp. 733-741 (1987)
- [171] J. R. Kirtley, T. N. Theis, P. M. Mooney and S. L. Wright, « Noise spectroscopy of deepel (DX) centers in GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures », *J. Appl. Phys.* **63**, pp. 1541-1548 (1988)
- [172] M. Y. Luo, G. Bosman, A. Van Der Ziel, L. L. Hench « Theory and Experiments of 1/f Noise in Schottky-Barrier Diodes Operating in the Ehermionic-Emission Mode » *IEEE Trans. Electron Devices* **35**, pp. 1351-1356 (1988)
- [173] S. Kugler, *J. Appl. Phys.* **66**, pp. 219-222 (1989)
- [174] J.-M. Peransin, P. Vignaud, D. Rigaud and L. K. J. Vandamme, « 1/f Noise in MODFET's at Low Drain Bias », *IEEE Trans. on Electron Dev.* **37**, pp. 2250-2253 (1990)
- [175] F. Ayela, J. L. Bret and J. Chaussy, « Noise measurements on silicon J-FETs at low temperature using a very high Q superconducting resonator » *Rev. Sci. Instrum.* **62**, pp. 2816-2821 (1991)
- [176] I. Ren and M. R. Leys, « 1/f noise at room temperature in n-type GaAs grown by molecular beam epitaxy », *Physica B* **172**, pp. 319-323 (1991)
- [177] R. Plana, L. Escotte, O. Llopi, H. Amine, T. Parra, M. Gayral and J. Graffeuil, « Noise in AlGaAs/InGaAs/GaAs Pseudomorphic HEMT's from 10 Hz to 18 GHz », *IEEE Trans. on Electron Dev.* **40**, pp. 852-858 (1993)
- [178] N. Labat, N. Saysset, D. Ouro Bodi, A. Touboul and Y. Danto, « Investigations on the origin of AlGaAs-GaAs HEMTs LF channel noise », *AIP conference proceedings* **285**, pp. 264-267 (1993)
- [179] F. N. Hooge, « 1/f Noise Sources », *IEEE Trans. Electron.Dev.* **41**, pp. 1926-1935 (1994)
- [180] F. Liefink, J. I. Dijkhuis and H. van Houten, « Low-frequency noise in quantum point contacts », *Semicond. Sci. and Technol.* **9**, pp. 2178-2189 (1994)
- [181] J. P. Hessling , Y. M. Galperin « Flicker noise-induced by dynamic impurities in a quantum point-contact », *Phys. Rev. B* **52**, pp. 5082-5091 (1995)
- [182] M. A. Py and H.-J. Buehlmann, « Evidence for screening effects on the 1/f current noise in GaAs/AlGaAs modulation doped field effect transistors », *J. Appl. Phys.* **80**, pp. 1583-1593 (1996)
- [183] N. Saysset, N.Labat, A. Touboul and Y. Danto, « Comparaison of conventional and pseudomorphic HEMTs performances by drain current transient spectroscopy and L.F. channel noise », *Quality end reliability engineering international* **12**, pp. 309-315 (1996)
- [184] Sh. Kogan, « Electronic Noise and Fluctuations in Solids », Cambridge University Press, Cambridge (1996)
- [185] A. H. Steinbach, J. M. Martinis and M. H. Devoret, « Observation of Hot-Electron Shot Noise in a Metallic Resistor », *Phys. Rev. Lett* **76**, pp. 3806-3809 (1996)
- [186] C. Kurdak, C.-J. Chen, D. C. Tsui, S. Parihar, S. Lyon and G. W. Weimann, « Resistance fluctuations in GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum point contact and Hall bar structures », *Phys. Rev. B* **56**, pp. 9813-9818 (1997)
- [187] Y. Jin, « HEMTs for low-power and low-frequency noise at 4.2 K cryoelectronics : fabrication and characterization », *Journal de Physique IV* **8**, PR3, pp. 131-134 (1998)

- [188] R. R. Ward, R. K. Kirschman, M. D. Jhabvala, R. S. Babu, N. C. Das, D. V. Camin, G. Pessina, « Development of cryogenic Ge JFETs », *Journal de Physique IV* **8**, pp. 123-126 (1998)
- [189] E. Simoen, H. van Meera, M. Valenzab, K. van der Zandena and W. De Raedta « Low-frequency gate current noise of InP based HEMTs », *Solid-State Electron.* **43**, pp. 1797-1800 (1999)
- [190] GDP Optoelectronics Corp <http://www.gpd-ir.com/>
- [191] T. Lucas and Y. Jin, « Experimental 1/f noise investigation of HEMT for 4.2K cryoelectronics », *Proc. Low Temperature Electronics - WOLTE 4, ESA, Noordwijk WPP-171*, pp. 93-98 (2000)
- [192] N. C. Das, C. Monroy, M. Jhabvala, « Germanium junction field effect transistor for cryogenic applications », *Solid-State Electron.* **44**, pp. 937-940 (2000)
- [193] I. Dermoul, F. Chekir, M. Ben Salem, A. Kalboussi and H. Maaref, « Deep level investigation in AlGaAs/InGaAs/GaAs cryoelectronic MODFET », *Solid. States Electronics* **45**, pp. 1059-1065 (2001)
- [194] S. L. Rumyantsev, Y. Deng, E. Borovitskaya, A. Dmitriev, W. Knap, N. Pala, M. S. Shur, M. E. Levinshtein, M. Asif Khan, G. Simin, J. Yang Department of Electrical and Computer Engineering and X. Hu, « Low-frequency noise in GaN/AlGaN heterostructure field-effect transistors at cryogenic temperatures », *J. Appl. Phys.* **92**, pp. 4726-4730 (2002)
- [195] T. Lucas and Y. Jin, « A relationship between 1/f noise and DC parameters in pHEMT at 4.2K », *Journal de Physique IV* **12**, PR3, pp. 113-116 (2002)
- [196] T. Lucas and Y. Jin, « Investigations on the low-power and low-frequency noise performance of pHEMT at 4.2 K », *Journal de Physique IV* **12**, PR3, pp. 121-124 (2002)
- [197] T. Lucas, thèse de doctorat, université Paris VII (2003)
- [198] N. Oukhanski, M. Grajcar, E. Il'ichev and H.-G. Meyer, « Low noise, low power consumption high electron mobility transistors amplifier, for temperatures below 1 K », *Rev. Sci. Instrum.* **74**, pp. 1145-1146 (2003)
- [199] M. Fujiwara M, M. Sasaki, « Performance of GaAs JFET at a cryogenic temperature for application to readout circuit of high-impedance detectors », *IEEE Transaction on Electron Devices* **51** pp. 2042-2047 (2004)
- [200] N. Oukhanski and E. Hoenig, « Ultrasensitive radio-frequency pseudomorphic high-electron-mobility-transistor readout for quantum devices », *Appl. Phys. Lett.* **85**, pp. 2956-2958 (2004)
- [201] M. Pioro-Ladrière, J. H. Davies, A. R. Long, A. S. Sachrajda, L. Gaudreau, P. Zawadzki, J. Lapointe, J. Gupta, Z. Wasilewski and S. Studenikin, « Origin of switching noise in GaAs/Al_xGa_{1-x}As lateral gated devices » *Phys. Rev. B* **72**, 115331 (2005)
- [202] M. Pioro-Ladrière, J. H. Davies, A. R. Long, A. S. Sachrajda, L. Gaudreau, P. Zawadzki, J. Lapointe, J. Gupta, Z. Wasilewski and S. Studenikin, « The origin of switching noise in GaAs/AlGaAs lateral gated device » *arXiv :cond-mat* **0503602** (2005)
- [203] R. Khlil, A. El Hdiy and Y. Jin, « Deep levels and low-frequency noise in AlGaAs/GaAs heterostructures », *J. Appl. Phys.* **98**, pp. 093709 (2005)
- [204] J. Müller, S. von Molnar, Y. Ohno, H. Ohno, « Decomposition of 1/f noise in Al_xGa_{1-x}As/GaAs Hall devices », *Phys. Rev. Lett.* **96** pp. 186601 (2006)

- [205] J. Müller, Y. Q. Li, S. von Molnar, Y. Ohno and H. Ohno, « Single-electron switching in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ Hall devices », *Phys. Rev. B* **74**, pp. 125310 (2006)
- [206] N. Oukhanski, R. Stolz, M. Hans-Georg, « High slew rate, ultrastable direct-coupled readout for dc superconducting quantum interference devices », *Appl. Phys. Lett.* **89**, pp. 063502 (2006)
- [207] G. Ferrante, F. Principato, A. Caddemi, N. Donato, G. Tuccari, « DC and $1/f$ noise characterization of cryogenically cooled pseudomorphic HEMT's », *Jour. de Phys. IV* **12** (PR3), pp. 117-120 (2002)
- [208] I. Siddiqi, R. Vijay, M. Metcalfe, E. Boaknin, L. Frunzio, R. J. Schoelkopf and M. H. Devoret, « Dispersive measurements of superconducting qubit coherence with a fast latching readout », *Phys. Rev. B* **73**, 054510 (2006)
- [209] A. Juillard, S. Marnieros et al., CSNSM/IN2P3/CNRS, Université Paris-Sud, France

Electronique...

- [210] P. Horowitz and W. Hill, « The art of electronics », Cambridge University Press, Cambridge (1989)
- [211] C. D. Motchenbacher, J. A. Connelly, « Low-Noise Electronic System Design », John Wiley & Sons, Inc. (1993)
- [212] « Low Level Measurements Handbook, 6th edition », Keithley
- [213] G. Bertuccio, G. De Geronimo, A. Longoni and A. Pullia « , Low frequency gate current noise in high electron mobility transistors : experimental analysis », *IEEE Electron Dev. Lett* **16**, pp.103-105 (1995)
- [214] A. Benoit et al., *A and A* **399**, pp. L19-L23 (2003)
- [215] A. Benoît, P. Camus, A. Cavanna, A. Elhdiy, Y. Jin and S. Leclercq, « Application of HEMT for multiplexing large arrays of high impedance LTDs », *LTD10 Conf. Proc., NIMA A* **520**, pp. 581-583 (2004)
- [216] S. J. C. Yates, A. Benoit, Y. Jin, P. Camus, A. Cavanna, T. Durand, B. Etienne, U. Gennser, E. Grémion, C. Hoffmann, S. Leclercq and C. Ulysse, « The use of HEMTs in multiplexing large arrays of high impedance LTDs », *LTD11 Conf. Proc., NIMA A* **559**, pp. 829-831 (2006)
- [217] S. J. C. Yates, A. Benoit, E. Grémion, C. Ulysse, P. Camus, A. Cavanna, T. Durand, B. Etienne, U. Gennser, C. Hoffmann, S. Leclercq and Y. Jin, « Use of quantum-point-contact high-electron-mobility-transistors for time domain multiplexing of large arrays of high impedance low temperature bolometers », *Rev. Sci. Instrum.* **78**, 035104 (2007)
- [218] A. Benoit, S. J. C. Yates, E. Grémion, Ph. Camus, T. Durand, C. Hoffmann, S. Leclercq, A. Monfardini, A. Cavanna, B. Etienne, U. Gennser and Y. Jin, « A time domain multiplexer for large arrays of high impedance low temperature bolometers », *LTD12 Conf. Proc., Paris 2007* à paraître prochainement dans *Low Temp. Phys.*
- [219] Le site internet de l'expérience Archeops, <http://www.archeops.org/>
- [220] *Low Temperature Detectors 12 (LTD 12) Conf. Proc.*, Paris 2007, à paraître prochainement dans *Low Temp. Phys.*
- [221] The International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS), <http://www.itrs.net/>, Semiconductor Industry Association, San Jose, CA (2007)
- [222] VIII^{ème} et IX^{ème} Journées Nationales du Réseau Doctoral de Microélectronique (JNRDM VIII), Paris (2005), Rennes (2006)

Résumé

Pour augmenter la résolution globale des détecteurs à très basse température, aujourd'hui couramment utilisés dans de nombreux champs de la physique des particules et de l'univers, les expériences à venir ne pourront faire l'économie du développement d'une cryo-électronique performante, à la fois moins bruyante et plus proche du détecteur. Dans ce contexte, ce travail s'intéresse aux possibilités offertes par les gaz d'électrons bidimensionnels (2DEG) GaAlAs/GaAs à travers l'étude expérimentale de deux composants distincts : les QPC (Quantum Point Contact) et les HEMT (High Electron Mobility Transistor). En s'appuyant sur la quantification de la conductance dans les QPC, phénomène issu de la physique mésoscopique, un transistor balistique quantique fonctionnant à 4.2 K a été réalisé. Le transport électronique à travers les bandes 1D permet d'obtenir un gain en tension supérieur à 1 avec une puissance dissipée d'environ 1 nW. En raison de leur très faible capacité d'entrée, ces dispositifs constituent également des candidats idéaux pour multiplexer des matrices de bolomètres haute impédance (collaboration DCMB). Les HEMT présentent des performances compatibles avec une utilisation à basse température, ayant une puissance dissipée de $\sim 100 \mu\text{W}$ et un gain supérieur à 20. Le faible bruit en tension équivalent en entrée ($1.2 \text{ nV/Hz}^{1/2}$ à 1 kHz et $0.13 \text{ nV/Hz}^{1/2}$ à 100 kHz) ouvre la voie à leur utilisation dans la lecture de détecteur de forte impédance. Conformément à la loi de Hooge, ces performances sont obtenues au détriment d'une capacité d'entrée élevée estimée à environ 60 pF.

Abstract

Next generations of cryodetectors, widely used in physics of particles and physics of universe, will need in the future high-performance cryoelectronics less noisy and closer to the detector. Within this context, this work investigates properties of two dimensional electron gas GaAlAs/GaAs by studying two components, quantum point contact (QPC) and high electron mobility transistor (HEMT). Thanks to quantized conductance steps in QPC, we have realized a quantum ballistic transistor (voltage gain higher than 1), a new component useful for cryoelectronics thanks to its operating temperature and weak power consumption (about 1 nW). Moreover, the very low capacity of this component leads to promising performances for multiplexing low temperature bolometer dedicated to millimetric astronomy. The second study focused on HEMT with very high quality 2DEG. At 4.2 K, a voltage gain higher than 20 can be obtained with a very low power dissipation of less than $100 \mu\text{W}$. Under the above experimental conditions, an equivalent input voltage noise of $1.2 \text{ nV/Hz}^{1/2}$ at 1 kHz and $0.12 \text{ nV/Hz}^{1/2}$ at 100 kHz has been reached. According to the Hooge formula, these noise performances are get by increasing gate capacity estimated to 60 pF.