

Titre: Le transport dans les puits quantiques d'InGaAs/InP contraints
Title:

Auteur: Christian Trempe
Author:

Date: 2006

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Trempe, C. (2006). Le transport dans les puits quantiques d'InGaAs/InP contraints [Master's thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/7837/>

Document en libre accès dans PolyPublie

Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/7837/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Patrick Desjardins, Rémo A. Masut, & Michael Hilke
Advisors:

Programme: Unspecified
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

LE TRANSPORT DANS LES PUITS
QUANTIQUES D'InGaAs/InP CONTRAINTS

CHRISTIAN TREMPE
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
SEPTEMBRE 2006



Library and
Archives Canada

Published Heritage
Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Direction du
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file *Votre référence*
ISBN: 978-0-494-25581-0

Our file *Notre référence*
ISBN: 978-0-494-25581-0

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

**
Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

LE TRANSPORT DANS LES PUITS
QUANTIQUES D'InGaAs/InP CONTRAINTS

Présenté par : TREMPE Christian

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. MÉNARD David, Ph.D., président

M. DESJARDINS Patrick, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. MASUT Remo A., Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. HILKE Michael, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. ROCHEFORT Alain, Ph.D., membre

REMERCIEMENTS

Merci à Remo Masut, Patrick Desjardins à l'École Polytechnique ainsi qu'à Michael Hilke à McGill University pour m'avoir permis d'utiliser leur laboratoire.

Un gros merci à Joël Bouchard et à Luc Pelletier pour leur dévouement au MOCVD. Merci à Souleymane Bah pour son aide lors du dépôt des métaux et de l'oxyde. Merci aussi à Daniel Frankland et Jacques-Edmond Paultre pour m'avoir montré comment utiliser le MOCVD et le HRXRD, respectivement.

À McGill, merci à Josiane Lefebvre, Jae-Ho Oh, Sophie Avesque et Alistair Armstrong-Brown pour bien avoir voulu me montrer comment utiliser le cryostat. Merci aussi à Josiane Lefebvre, Alexis Gagnon-Morris et Robert Gagnon pour l'aide apporté pour la fabrication de la sonde.

Merci au CRSNG pour le support financier.

Merci aussi à Annie Lévesque pour bien avoir voulu m'accompagner au MOCVD la fin de semaine.

RÉSUMÉ

Le transport dans les puits quantiques d'*InGaAs/InP* a été étudié pour déterminer les causes de l'anisotropie dans la mobilité observée à basse température. Une revue de la littérature sur le transport (l'effet Hall quantique : QHE) et la croissance par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques à basse pression (LP-MOCVD) des hétérostructures d'*InGaAs/InP* avec et sans contraintes est faite en premier lieu. La théorie semi-classique du transport y est présentée ; un modèle simple pour expliquer l'anisotropie de la mobilité en est extrait. Les théories sur l'effet Hall classique et quantique y sont aussi présentées. On y décrit la fabrication et la caractérisation des puits d'*InGaAs/InP* par LP-MOCVD. On y décrit également la croissance de l'*InP* dopé *Si* par disilane. Des dopages de $n = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ à $n = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ont été obtenus. Les bases de la fabrication d'un transistor à haute mobilité d'*InGaAs/InP* sont explorées. Des mesures d'effet Hall quantique sur un échantillon d'*In_{0.75}Ga_{0.25}As/InP* hautement en tension y sont présentées. Une anisotropie dans la mesure de mobilité d'un facteur de 5 est observée. Bien que la concentration bidimensionnelle corresponde à ce que nous espérions observer, i.e. $n_{2D} = 3.77 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, la mobilité obtenue à 700 mK est plutôt basse, de l'ordre de $3900 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ pour la direction $\langle \bar{1}10 \rangle$ et $800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ pour la direction $\langle 110 \rangle$. Une transition entre la phase QHE (phase conductrice) et la phase isolante est toutefois observée autour de ± 7 Tesla. Nous attribuons cette transition au désordre (i.e. les défauts dans le cristal et aux interfaces) dans le gaz bidimensionnel d'électrons. La distance moyenne entre les dislocations de l'échantillon est obtenue : 1700 Å.

ABSTRACT

Transport in the quantum wells of *InGaAs/InP* is studied to determine the causes of mobility anisotropy at low temperature. Transport (quantum Hall effect : QHE) and the growth of *InGaAs/InP* heterostructures with and without strain by low-pressure metal-organic chemical vapor deposition (LP-MOCVD) are reviewed. The semi-classic theories of transport are presented here ; a simple model to explain the anisotropy in the mobility is extracted. Classical and quantum Hall Effect theories are presented. We describe how to fabricate and characterize the wells of *InGaAs/InP* by LP-MOCVD. We also described the growth of *Si*-doped *InP* with disilane. Doping from $n = 2 \times 10^{16} cm^{-3}$ to $n = 5 \times 10^{18} cm^{-3}$ has been obtained. The principles of the fabrication of a *InGaAs/InP* high electron mobility transistor are explored. Measurements of quantum Hall effect on a sample of highly strained $In_{0.75}Ga_{0.25}As/InP$ are presented. Anisotropy was observed in the mobility measurement : it was 5 times higher in one direction with respect to the other. Even if the 2D electronic concentration corresponded to what we expected, i.e. $n_{2D} = 3.77 \times 10^{11} cm^{-2}$, the mobility obtained at 700 mK is low, $3900 cm^2/Vs$ for the $\langle\bar{1}10\rangle$ direction and $800 cm^2/Vs$ for the $\langle110\rangle$ direction. However, a QHE (conducting phase) to insulating phase transition is observed around ± 7 Tesla. We claim that this is due to disorder (i.e. defects in the crystal and at the interfaces) in the bidimensionnal electron gas. The mean distance between dislocations inside the sample is 1700 Å.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vi
TABLE DES MATIÈRES	vii
TABLE DES FIGURES	x
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xii
LISTE DES ANNEXES	xiii
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 REVUE DE LA LITTÉRATURE	6
2.1 Croissance par Metal-Organic Chemical Vapor Deposition	7
2.2 Hétérostructures et hétérojonctions	12
2.2.1 Structures peu contraintes	12
2.2.2 Structures contraintes	17
2.2.3 Les quatre processus de collisions	20
CHAPITRE 3 BASES ET FONDEMENTS THÉORIQUES	25
3.1 Le transport dans les puits quantiques	26
3.2 Un modèle simple pour l'anisotropie de la mobilité	31
3.3 L'effet Hall	38

3.3.1	L'effet Hall classique	38
3.3.2	L'effet Hall quantique	42
3.4	La magnétorésistance négative : dislocations et localisation faible	48
3.5	Un résumé de la théorie	49
CHAPITRE 4 TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES		51
4.1	La croissance par Metal-Organic Chemical Vapor Deposition	51
4.2	La caractérisation structurale	52
4.3	La microfabrication	55
4.4	La caractérisation des propriétés électriques	58
CHAPITRE 5 RÉSULTATS		61
5.1	La fabrication des hétérostructures	61
5.1.1	La conception des structures	61
5.1.2	Le dopage de l'InP	64
5.1.3	La croissance de puits d'InGaAs	67
5.2	Le transport dans les 2DEG	70
5.2.1	La présentation des données	70
5.2.2	L'interprétation des données et le calcul des quantités d'intérêt .	77
5.3	La microfabrication des structures à effet de champ	82
CHAPITRE 6 DISCUSSION GÉNÉRALE		85
CHAPITRE 7 CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS		89

BIBLIOGRAPHIE	91
ANNEXES	95

TABLE DES FIGURES

2.1	Une séquence d'interruption proposée pour la croissance MOCVD d'un puits quantique d' <i>InGaAs/InP</i>	9
2.1	La forme d'échantillon pour la méthode de Van der Pauw.	15
2.2	Le puits quantique de <i>InP/InGaAs/InP</i>	18
2.3	Les différentes contributions à la mobilité totale	21
2.4	La mobilité électronique en fonction de la concentration électronique . .	23
3.1	Une image de STM en section transversale d'un superréseau de 17 Å de <i>InAs</i> sur 50 Å de $Ga_{1-x}In_xSb$	32
3.1	Une illustration de l'effet Hall classique	39
3.2	Une mesure typique de l'effet Hall quantique	43
3.3	Le potentiel de confinement et les niveaux de Landau modifiés	43
4.1	La séquence d'interruption pour la croissance de l' <i>InP/InGaAs/InP</i>	53
4.1	Les masques pour la fabrication du HEMT avec grille en forme de barre de Hall.	56
5.1	Le puits quantique de <i>InP/InGaAs/InP</i> , et sa structure de bande. . .	64
5.2	La densité électronique d' <i>InP</i> dopé <i>Si</i> d'épaisseur de 2.2 μm en fonction du rapport des pressions partielles $P(Si_2H_6)/P(TMIn)$ pour les échantillons TBP5G102 à TBP5G106 et TBP5G122 à TBP5G127.	66

5.3	La courbe XRD de l'échantillon IGS207 : un puits quantique simple d' <i>InGaAs</i> en accord de maille avec l' <i>InP</i>	68
5.4	La courbe XRD de l'échantillon IGS209 : un puits quantique simple d' <i>InGaAs</i> contraint par rapport à l' <i>InP</i>	69
5.1	La mesure de R_{xx} et de R_{xy} , selon différentes configurations, pour l'échantillon IGS214.	73
5.2	Un agrandissement des graphiques de la figure 5.1.	75
5.3	Un agrandissement de la partie R_{xx} des graphiques de la figure 5.1 . . .	76
5.4	La résistance mesurée entre le contact 3 et 4 (I de 4 à 3 ; V entre 4 et 3) en fonction du champ magnétique B pour l'échantillon IGS214.	80
5.1	Les photos du premier dispositif fabriqué.	83
5.2	Les photos du deuxième dispositif fabriqué.	83
A.1	La configuration d'un échantillon pour expliquer la théorie de Landauer-Büttiker	96

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

2DEG	2 Dimensional Electron Gas
AES	Auger Electron Spectroscopy
FQHE	Fractional Quantum Hall Effect
HEMT	High Electron Mobility Transistor
IQHE	Integer Quantum Hall Effect
LEED	Low Energy Electron Diffraction
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MISFET	Metal-Insulator Semiconductor Field Effect Transistor
ML	Mono-Layer
MOCVD	Metal-Organic Chemical Vapor Deposition
MOSFET	Metal-Oxide Semiconductor Field Effect Transistor
QHE	Quantum Hall Effect
RTA	Rapid Thermal Annealing
RHEED	Reflection High Energy Electron Diffraction
STM	Scanning Tunnelling Microscope
TBAs	Tertiarybutylarsine
TBP	Tertiarybutylphosphine
TMGa	Trimethylgallium
TMIn	Trimethylindium
UHV	Ultra High Vacuum
UPS	Ultraviolet Photoelectron Spectroscopy
UV	Ultraviolet
XPS	X-ray Photoelectron Spectroscopy
XRD	X-ray Diffraction

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE A LE FORMALISME DE LANDAUER-BUTTIKER	95
ANNEXE B LES LONGUEURS CARACTÉRISTIQUES DU TRANSPORT . .	98

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Il y a, depuis l'avènement des dispositifs électroniques, un intérêt dans l'industrie des télécommunications pour ce que l'on appelle «l'électronique rapide», i.e. pour des matériaux électroniques ainsi que des techniques de fabrication de dispositifs et de circuits intégrés qui permettent de transmettre les signaux électroniques de manière plus efficace. Nous jugeons de la qualité de transport électrique d'un matériau par la *mobilité* des porteurs de charge, qui n'est que la constante de proportionnalité entre le champ électrique appliqué et la vitesse de dérive des porteurs dans le matériau. Nous pouvons obtenir des matériaux ayant une haute mobilité en exploitant les phénomènes quantiques résultant d'une structure à modulation de dopage contenant un gaz bidimensionnel d'électrons (en anglais, *bidimensional electron gas*, 2DEG). Il y a essentiellement deux manières d'obtenir des 2DEG : soit par couche d'inversion à l'interface entre deux semi-conducteurs, ou soit par accumulation d'électrons dans un puits quantique, c'est-à-dire un puits formé par une mince couche d'un semi-conducteur ayant une bande de conduction plus basse que celle du semi-conducteur environnant. Nous appelons les dispositifs basés sur ces structures MOSFET (Metal-Oxide Semiconductor Field Effect

Transistor), MISFET (Metal-Insulator Semiconductor Field Effect Transistor) ou HEMT (High Electron Mobility Transistor) dépendamment si la région entre le canal et la grille du transistor est formé d'un oxyde, d'un isolant ou d'un semi-conducteur à large bande interdite, respectivement. On trouve des applications des HEMT dans les récepteurs de télévision satellite ainsi que dans les téléphones sans fil.

L'avènement des structures 2DEG au début des années 80 et l'amélioration des techniques de refroidissement ont rendu possible la découverte de l'Effet Hall Quantique (QHE) en 1980 par von Klitzing, Doorda et Pepper, ainsi que de son extension, l'Effet Hall Quantique Fractionnaire (FQHE), découvert par Tsui, Störmer et Gossard en 1982. L'effet Hall Quantique est sans aucun doute l'une des découvertes les plus spectaculaires des dernières décennies. Klaus von Klitzing reçu le prix Nobel de 1985 pour la découverte de l'effet Hall quantique et Tsui, Störmer et Laughlin reçurent quant à eux le Prix Nobel de 1998 pour la découverte et l'explication de l'effet Hall quantique fractionnaire. La découverte de l'effet Hall quantique a aussi permis l'ouverture d'un nouveau champ de recherche que l'on appelle plus généralement le domaine du transport quantique. Le développement des diverses techniques de microfabrication ces dernières années a aussi permis la création de dispositifs électroniques à effets quantiques tel que les anneaux de Aharonov-Bohm et les transistors à un électron, ouvrant ainsi la porte à diverses expériences en physique de la matière condensée qu'il n'était auparavant pas possible d'imaginer.

La plupart des groupes qui étudient l'effet Hall quantique le font sur des systèmes *AlGaAs/GaAs*¹. Nous formons un puits quantique dans ces systèmes en exploitant la couche d'inversion à la jonction entre l'*AlGaAs* et le *GaAs*. Les groupes qui étudient le

¹En ce qui nous concerne, et ce tout au long de ce document, *AlGaAs/GaAs* signifie *AlGaAs* déposé sur *GaAs*. Soyez quand même avertis que pour certains auteurs, *AlGaAs/GaAs* signifie *GaAs* déposé sur *AlGaAs*.

transport et l'effet Hall quantique utilisent maintenant presque exclusivement l'hétérojonction *AlGaAs/GaAs*, principalement à cause de l'extraordinaire mobilité électronique qu'il est possible d'obtenir dans ce système. De plus, il s'est développé une grande expertise pour fabriquer ces puits sans défaut cristallin. Pour observer l'effet Hall quantique, on doit conduire ces expériences à très basse température (autour du zéro absolu) pour éliminer le maximum de collisions électron-phonon : les phonons, étant des pseudo-particules créées pour faciliter la compréhension entre les électrons et le cristal dans lequel ils circulent, ne sont en fait que la manifestation de la vibration des atomes de ce cristal. À basse température, cette vibration atomique s'estompe, éliminant ainsi les collisions électron-phonon. Donc une haute mobilité, combinée avec un minimum de défauts cristallins et une basse température pour éliminer le maximum de collisions électron-défaut et électron-phonon, sont les conditions essentielles pour étudier les effets quantiques et l'interférence électronique.

Un autre type de puits quantiques dans lequel de bons résultats pour l'étude du transport électronique à basse température ont été obtenus est l'hétérostructure formée par une mince couche d'*InGaAs*, i.e. un puits quantique, coincée dans une matrice d'*InP*[1][2][3]. Bien qu'il ne soit pas possible d'obtenir d'aussi bonne mobilité dans ces systèmes par rapport aux hétérojonctions d'*AlGaAs/GaAs*, d'excellents résultats d'effet Hall quantique ont été observés à partir de puits quantiques d'*InGaAs/InP*. De plus, il est possible d'obtenir un plus grand désaccord de maille entre l'*InGaAs* et l'*InP*. Ce désaccord entre l'*AlGaAs* et le *GaAs* n'est jamais aussi prononcé. De ces structures contraintes d'*InGaAs/InP*, on a observé qu'il en résultait souvent une différence dans les mesures électriques dans une direction cristalline par rapport à l'autre, i.e. qu'on y observait une anisotropie dans la mesure de la mobilité, rendant ainsi l'étude des puits quantiques d'*InGaAs/InP* contraint d'un grand intérêt.

Dans ce travail, j'ai voulu entre autres mieux comprendre les origines de cette anisotropie dans les puits quantiques d'*InGaAs/InP*. En un premier temps, je me devais de maîtriser adéquatement la croissance de l'*InGaAs* et de l'*InP* par MOCVD et de comprendre les différents paramètres de croissance pour faire ces structures contraintes. Je devais les fabriquer avec un minimum de défauts cristallins, pour atteindre les plus hautes mobilités. Au chapitre 2 *Revue de littérature*, en plus d'un survol des travaux sur la croissance MOCVD de l'*InGaAs* et de l'*InP*, je décris les différentes recherches qui ont été faites à ce jour sur le transport électronique dans les structures peu contraintes et contraintes d'*InGaAs/InP*.

Au chapitre 3 *Bases et fondements théoriques*, je décris en détail les quatre processus de collision que les électrons subissent lors de leur passage dans le puits quantique. Chacun de ces processus de collisions, nous le verrons, contribue à la mobilité totale du puits quantique. Bien que les équations présentées dans ce chapitre ne soient pas appliquées directement dans ce mémoire, il est impératif d'en comprendre les mécanismes, ne serait-ce que pour bien saisir les éléments importants dont il faut tenir compte lors du choix de l'épaisseur du puits quantique, pour comprendre les détails auxquels il faut faire attention lors de la croissance de l'hétérostructure, etc. À partir d'un des processus de collisions, je décris un modèle simple pour l'anisotropie de la mobilité. Je termine ce chapitre par une description de l'effet Hall classique et quantique ainsi qu'une description de la *magnétorésistance négative*, un effet de transport quantique que j'ai observé dans mes résultats.

Je présenterai une description des différentes techniques expérimentales auxquelles j'ai eu recourt pour fabriquer mes échantillons ainsi que des divers instruments de mesures utilisés. Parmi ceux-ci, je décrirai la croissance MOCVD, la technique de croissance que j'ai utilisé pour faire la croissance de mes échantillons. Il incombaît en-

suite de présenter la technique par laquelle j'ai caractérisé les échantillons fabriqués par MOCVD. Je présenterai ensuite les différentes étapes de microfabrication développées pour en arriver à faire un transistor à effet de champ avec grille pour le contrôle des porteurs dans le puits quantique. Finalement, les différentes techniques utilisées pour faire la caractérisation électrique de mes échantillons seront présentées.

Je poursuivrai par la présentation de mes résultats de la croissance MOCVD des puits d'*InGaAs* et de l'*InP* dopé, suivie de la présentation de données concernant la caractérisation d'un échantillon d'*InGaAs/InP* contraint à basse température suivie de l'interprétation de ces données. Je compléterai avec une discussion générale des résultats obtenus et j'énoncerai mes conclusions.

CHAPITRE 2

REVUE DE LA LITTÉRATURE

Une énorme quantité d’article traite des puits quantiques à haute mobilité et de l’effet Hall quantique. La plupart de ces articles traitent de l’*AlGaAs/GaAs*. Beaucoup moins d’articles décrivent l’hétérostructure *InGaAs/InP*. La raison en est qu’il est possible d’obtenir de plus grandes mobilités avec le premier système, rendant donc plus facile l’observation de l’effet Hall quantique. Les 2DEG d’*InGaAs/InP* viennent en second pour ce qui est du record de mobilité. Mais tel qu’abordé dans l’introduction, il est possible d’obtenir un grand désaccord de maille dans les systèmes *InGaAs/InP*. Ce désaccord de maille serait à l’origine de l’anisotropie de la mobilité : i.e. que ce désaccord de maille donnerait lieu à des irrégularités dans le cristal à l’interface entre l’*InGaAs* et l’*InP*, donnant ainsi naissance à une différence des mobilités mesurées dans une direction cristalline par rapport à l’autre. Au premier abord, je présenterai les principaux articles auxquels j’ai eu recourt pour la croissance MOCVD de mes structures. Je présenterai ensuite ceux qui traitent du transport dans les structures d’*InGaAs/InP*. Il y a les classiques, dans lesquels sont présentés les premières structures fabriquées. Celles-ci étaient généralement en accord de maille. Il y a aussi les articles qui

présentent des mesures de transport sur des hétérostructures d'*InGaAs/InP* contraints, la plupart étant écrits par un groupe de l'université de Lund, en Suède.

2.1 Croissance par Metal-Organic Chemical Vapor Deposition

Il y a plusieurs procédés utilisés pour la fabrication des hétérostructures de semi-conducteur. Ces procédés se divisent généralement en deux classes : les techniques de type épitaxie à faisceaux moléculaires (molecular beam epitaxy : MBE) et celles de type épitaxie en phase gazeuse (Chemical Vapor Deposition : CVD). Puisque cette étude porte sur un type particulier d'épitaxie en phase vapeur, l'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques à basse pression (Low-Pressure OrganoMetallic Vapor Phase Epitaxy : LP-OMVPE, qu'on appelle aussi parfois Metal-Organic Chemical Vapor Deposition : LP-MOCVD), je ferais une brève revue de littérature sur le sujet.

La croissance des puits quantiques d'*InGaAs/InP* est beaucoup plus difficile que la croissance de puits d'*AlGaAs/GaAs*. La raison en est qu'il est plus difficile d'obtenir de l'*InGaAs* en accord de maille avec l'*InP* que de l'*AlGaAs* en accord de maille avec le *GaAs*. De plus, il doit y avoir changement de l'élément V aux interfaces, contrairement aux interfaces des puits d'*AlGaAs/GaAs*. L'élément V étant plus volatile, ceci rend la transition de matériau aux interfaces plus complexe. Il se crée donc de l'*InGaP* ainsi que d'autres formes de matériaux indésirables aux interfaces, provoquant ainsi des désaccords de maille avec les matériaux environnants [4].

Pour les conditions de croissance, j'ai tout d'abord regardé les articles des groupes qui ont fabriqué des hétérostructures d'*InGaAs/InP* par MOCVD dans le but d'étudier le transport électronique. Hardtdegen *et al.* suggèrent une pression de 15 torrs (20 hPa), une vitesse des gaz de 2.1 m/s dans le réacteur, et une température de croissance de 910 K (637 °C) [1]. Une vitesse des gaz élevée est nécessaire pour qu'il y ait une évacuation

rapide des organométalliques du réacteur : ceci évite les substitutions indésirables aux interfaces. Les précurseurs utilisés sont le triméthylindium (TMIn) et le triméthylgallium (TMGa) pour l'élément III ainsi qu'arsine et phosphine pour l'élément V. Une interruption de croissance de 5 secondes fut utilisée à l'interface entre l'*InGaAs* et l'*InP*. C'est avec ces conditions de croissance que le record de mobilité pour une hétérostructure d'*InGaAs/InP* constraint fut obtenu ($\mu = 450000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à 6 K). On y apprend aussi que le ratio *In/Ga* dans la composition de l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est directement proportionnelle au rapport des pressions partielles de ces organométalliques, i.e. $p_{\text{TMIn}}/p_{\text{TMGa}} = x/(1 - x)$. À la référence [5], on décrit plus en détail cette séquence d'interruption de 5 secondes, pour la fabrication de puits quantiques d'*InGaAs/InP* dans des conditions de croissance similaires. Cette séquence est illustrée à la figure 2.1. Ainsi, en comparant la courbe XRD de puits quantiques faits selon les séquences illustrées aux figures 2.1a) et 2.1b), on démontre qu'il y a une augmentation du désaccord de maille à l'interface avec la réduction du temps d'interruption.

Dans la référence [2][3], les auteurs suggèrent plutôt une pression de 37.5 torrs (50 hPa), une vitesse des gaz de 2.7 m/s dans le réacteur, et des températures de croissance allant de 600 à 660 °C. De bas taux de croissance furent utilisés ; 0.3 ML/s pour l'*InP* et 0.4 ML/s pour l' $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ et l' $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{P}$. La fraction molaire de AsH_3 utilisée pour faire la croissance du QW est de 5×10^{-4} , ce qui est 30 fois plus petit que la fraction molaire de PH_3 . Ils utilisèrent également le TMIn et le TMGa comme précurseur de l'élément III ainsi qu'arsine et phosphine pour l'élément V. Ce sont dans ces articles que le record de mobilité pour un puits quantique d'*InGaAs/InP* constraint fut obtenu ($\mu = 520000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à 300 mK). Fait important : lors des changements de sources, i.e. entre la croissance de l'*InGaAs* et celle de l'*InP* par exemple, la pression du réacteur était stabilisée par un ajustement de la circulation de H_2 .

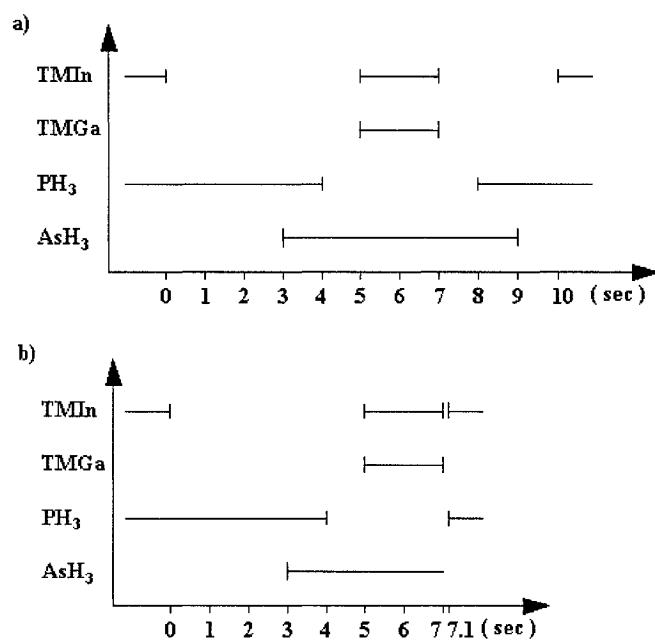


Figure 2.1 – La séquence d'interruption proposée par le groupe de la réf. [5] pour la croissance MOCVD d'un puits quantique d' $InGaAs/InP$. a) Croissance interrompue b) Sans interruption de croissance.

Tel qu'évoqué précédemment, la principale difficulté lors de la croissance des puits quantiques d'*InP/InGaAs/InP* est de trouver la bonne séquence d'interruption entre la croissance de l'*InP* et l'*InGaAs* à l'interface *InGaAs/InP*, ainsi que la bonne séquence à l'interface *InP/InGaAs*. Dans la référence [6], on suggère environ trois secondes d'interruption pour chacune des deux interfaces. Dans [7], à l'interface *InGaAs/InP*, on interrompt la croissance pendant une seconde, ensuite on introduit l'arsine, et après encore une seconde, on introduit le TMIn et le TMGa pour commencer la croissance de l'*InGaAs*. À l'interface *InP/InGaAs*, la référence [6] fait une interruption d'une seconde, et introduit ensuite le TMIn et la phosphine pour reprendre la croissance de l'*InP*. Une étude interne du laboratoire MOCVD, menée il y a quelques années sur des multicoques d'*InGaAs/InP* dont le précurseur d'arsenic est le tertiarybutylarsine (TBAs), a montré qu'une interruption de 2 secondes donnait de belles interfaces, i.e. des interfaces sans dislocation, à l'interface *InGaAs/InP* comme à l'interface *InP/InGaAs*.

Il est généralement plus facile de faire une interface abrupte *InGaAs/InP* que pour d'*InP/InGaAs*. La raison en est qu'il semble que l'arsenic a tendance dans le deuxième cas à venir remplacer certains atomes de phosphore, créant ainsi une mince couche d'*InAsP* à cette interface [7]. Dans certains cas, des interfaces de *InAsP* aussi grandes que 36 Å ont été observées pour des couches épaisses d'*InGaAs* [6]. Il est donc important d'utiliser une bonne séquence d'interruption des gaz pour bien définir les interfaces pendant la croissance des hétéro-structures[1][6][7][8].

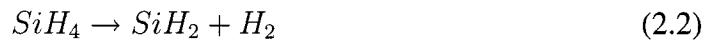
À la réf. [9], pour les mêmes conditions de croissance que pour [2][3], Seifert *et al.* démontre que lorsque nous laissons circuler l'arsine pendant une séquence d'interruption de 3 secondes, l'atome d'arsenic ne vient pas substituer l'atome de phosphore de l'*InP*. Ceci indiquerait que ces paramètres de croissance sont idéaux pour l'obtention

d'interfaces abruptes.

Bien que le taux de croissance est grandement déterminé par l'élément III, il a été démontré, par le même auteur, qu'il fallait éviter d'avoir une pression partielle d'arsine trop élevée pour obtenir des interfaces plus abruptes. En effet, il semble que lorsque la pression partielle d'arsine est élevée, il y a accumulation et reconstruction (4X4) d'arsenic lors du passage de la couche d'*InGaAs* à la couche d'*InP*. Des pics d'énergie plus minces, indicatifs de puits plus abruptes, sont obtenus avec des pressions partielles d'arsine plus basses [10].

Concernant la croissance MOCVD de l'*InP* dopé *Si*, une étude exhaustive a été faite par un groupe allemand à cet effet [11]. Dans cet article, on utilise les mêmes sources d'organométalliques que celles utilisées dans le laboratoire MOCVD de la Polytechnique, i.e. le triméthylindium (TMI_n) pour l'indium, le tertiarybutylphosphine (TBP) pour le phosphore ainsi que le disilane (*Si*₂*H*₆) pour le silicium. Ils obtiennent ainsi des concentrations électroniques allant de $n = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ à $n = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Pour ma part, je visais une densité électronique autour de $n = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Il semble aussi qu'il soit possible d'incorporer plus de silicium en utilisant le TBP plutôt que la phosphine (*PH*₃). La tendance à remplacer la phosphine par le TBP est surtout motivée par des raisons de sécurité : la phosphine est en effet un gaz très toxique.

On y apprend qu'il est plus facile de doper au disilane (*Si*₂*H*₆) plutôt qu'avec le silane (*SiH*₄). Pour comprendre pourquoi, il faut regarder comment la molécule se dissocie :



La première réaction (équation (2.1)), c'est-à-dire la dissociation du disilane, se produire à 480°C. Mais pour les températures en dessous de 700°C, l'efficacité de dissociation du silane (équation (2.2)) est très basse. C'est le radical SiH_2 qui réagit avec la surface et qui est responsable de l'incorporation du silicium dans l' InP [11]. C'est donc pour cette raison qu'il est plus facile de doper avec le disilane qu'avec le silane.

2.2 Hétérostructures et hétérojonctions

2.2.1 Structures peu contraintes

Le premier gaz bidimensionnel d'électrons à base d' $InGaAs$ sur InP fut fabriqué par MOCVD en 1982 [12][13]. La structure était une hétérojonction d' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ sur InP . Une couche de 1500 Å d' InP ayant une concentration d'électrons de $3 \times 10^{16} cm^{-3}$ fut d'abord déposée sur un substrat d' InP semi-isolant. Ensuite, au-dessus de la couche d' InP , on déposa une couche de 1 μm d' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ de concentration électronique $2 \times 10^{15} cm^{-3}$. La bande de conduction de l' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ étant plus basse que celle de l' InP et ce dernier étant plus dopé, il se produit donc un transfert de charge de l' InP à l' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ et par conséquent une courbure de bande vers le bas pour l' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ à l'interface avec l' InP . Le résultat est la formation d'un gaz 2DEG dans l' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, près de l'interface $InGaAs/InP$.

Des mesures de Van der Pauw sur ces échantillons révèlent des oscillations de Shubnikov de Haas dans la mesure de la résistivité longitudinale (ρ_{xx}) à 4.2K. De la périodicité des oscillations $\Delta(\frac{1}{B})$ et avec l'aide de la relation $\Delta(\frac{1}{B}) = \frac{2e}{h n_{2D}}$, où n_{2D} est la densité électronique bidimensionnelle et où e et h sont respectivement la charge élémentaire et la constante de Planck, ils purent déduire des valeurs de n_{2D} allant de $3.9 \times 10^{11} cm^{-2}$ à $5.0 \times 10^{11} cm^{-2}$. De plus, ils observèrent des plateaux dans la mesure de la résistivité de Hall (ρ_{xy}). La mobilité maximale qu'ils obtinrent à 4.2 K fut de $32000 cm^2/Vs$.

Ils montrèrent aussi qu'il est possible de mesurer la masse effective des porteurs en étudiant la dépendance en température de l'amplitude $A(T)$ des oscillations de Shubnikov de Haas à bas champ magnétique à l'aide de l'équation :

$$A(T) \propto \frac{X}{\sinh X} \quad \text{avec} \quad X = \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c} \quad (2.1)$$

où ω_c est la fréquence cyclotronique. Ils purent ainsi mesurer des masses effectives d'environ $m^* = 0.050m_e$ pour les électrons du 2DEG.

Un autre groupe de recherche montra qu'il est possible de faire varier la densité bidimensionnelle d'électrons n_{2D} en illuminant les échantillons avec des diodes électroluminescentes (LED) à base de $GaAs_{0.6}P_{0.4}$ (rouge) et d' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (infrarouge) [14]. La LED à base d' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ crée des paires électron-trou seulement dans l' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ tandis que celle à base de $GaAs_{0.6}P_{0.4}$ crée des paires électron-trou dans l' InP et l' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Nous appelons ce phénomène la *photoconductivité persistante (Persistent photoconductivity)* et elle a lieu lorsque la température $T < 200K$.

En utilisant la LED infrarouge, ils obtinrent deux résultats : (1) la résistivité de l'échantillon à $B = 0$ réduit lorsque nous augmentons le courant dans la LED et (2) la densité électronique bidimensionnelle n_{2D} , mesurée à partir des oscillations dans la résistivité de Hall (ρ_{xy}), augmente avec la luminosité de la LED. Ils obtinrent sensiblement la même chose en illuminant avec la LED rouge, ceci indiquant que les nouveaux porteurs créés par illumination viennent essentiellement de l' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Avant illumination, ils avaient $n_{2D} = 3.5 \times 10^{11} cm^{-2}$. À saturation, ils obtinrent $n_{2D} \sim 5 \times 10^{11} cm^{-2}$.

Les auteurs font une distinction entre n_{2D} et n_{Hall} : le premier est mesuré à partir de cette relation :

$$n_{2D} = \frac{2e}{h} \frac{1}{\Delta(1/B)} \quad (2.2)$$

tandis que n_{Hall} est mesuré à partir du coefficient de Hall bidimensionnel R_H^{2D} qui est mesuré à bas champ magnétique¹ :

$$n_{Hall} = -\frac{1}{eR_H^{2D}} = -\frac{1}{e} \frac{2I_{24}B}{[V_{13}(B) - V_{13}(-B)]} \quad (2.3)$$

La figure 2.1 montre la disposition dans laquelle nous devons faire les branchements pour réaliser la mesure du coefficient de Hall. $V_{13}(B)$ est la tension mesurée à petit champ magnétique B entre le point 1 et 3 et I_{24} est le courant entre le point 2 et 4. Ils montrent qu'il est possible de faire varier n_{Hall} , indépendamment de n_{2D} , lorsque ce dernier est à saturation (i.e. lorsque $n_{2D} \sim 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$).

Kane *et al.*[15][16] suggèrent que la différence entre n_{Hall} et n_{2D} vient du fait que dans le premier cas, nous mesurons la densité électronique du 2DEG **et** de toutes autres couches où il se produit de la conduction en parallèle (par exemple, via la couche d'InP dopée), tandis que dans le cas de n_{2D} , nous ne mesurons que la densité électronique du 2DEG. Ils réfutent la thèse de Wei *et al.* [14] comme quoi la photoconductivité persistante (PPC) proviendrait de la création de paires électron-trou dans l' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Selon eux, la PPC viendrait de la création de paires électron-trou dans l' InP , et non dans l' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Ils montrèrent qu'avec une LED d' $InGaAsP$, qui a une bande interdite entre celle de l' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ et celle de l' InP , que l'effet de PPC est *faible* tandis qu'avec une LED rouge, qui a une énergie d'émission supérieure aux bandes inter-

¹Au cours de ce mémoire, je désignerai la densité bidimensionnelle mesurée à partir de l'équation (2.2) par n_{2D} , tandis que la densité bidimensionnelle de Hall sera désignée par n_{Hall} . La densité de Hall tridimensionnelle standard sera désignée tout simplement par n . Il arrivera toutefois à l'occasion que j'utilise n_s pour désigner la densité bidimensionnelle *en générale*, souvent de l'incapacité que j'ai à distinguer dans certains articles la densité (n_{2D} ou n_{Hall}) auquel nous faisons référence.

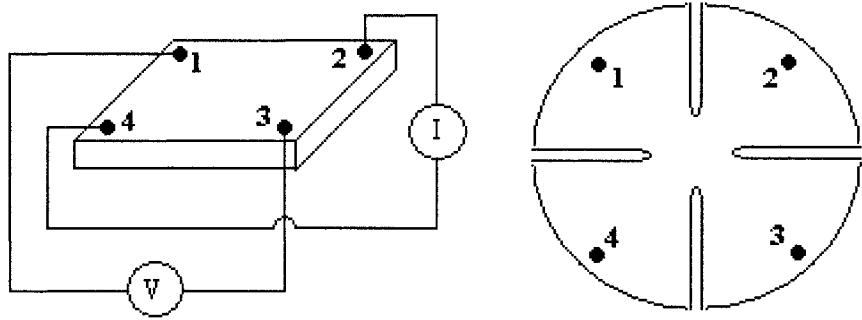


Figure 2.1 – La forme d'échantillon pour la méthode de Van der Pauw. À gauche, nous voyons comment il faut disposer la source de courant et le voltmètre pour mesurer le coefficient de Hall R_H . À droite, nous avons le schéma d'un échantillon en forme de *trèfle de Van der Pauw*. Il n'est toutefois pas absolument nécessaire que l'échantillon ait cette forme pour faire des mesures de Van der Pauw ; des contacts dans chaque coin d'un échantillon carré peuvent être suffisants pour faire des mesures électriques.

dites des deux matériaux, l'effet de PPC était plus prononcé. Ils attribuent les résultats de Wei *et al.* au fait que dans leur cas, l'échantillon ayant la plus faible densité électronique était à $n_{2D} = 3.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, ce qui est déjà haut, et qu'elle ne montait que jusqu'à $n_{2D} \sim 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ à saturation.

C'est aussi dans cet article qu'il fut montré pour la première fois que ce sont les collisions dues aux effets d'alliage (*alloy disorder scattering*) qui limitent la mobilité des HEMT de *InGaAs/InP*. En effet, des calculs ont montré que la mobilité devrait être proportionnelle à $n_{2D}^{1.4}$ si les collisions avec les impuretés éloignées dans l'*InP* est le seul mécanisme considéré et proportionnel à $n_{2D}^{1.2}$ si nous tenons seulement compte des impuretés résiduelles dans l'*InGaAs*[17]. Ils obtiennent, pour *In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP*, une dépendance en $n_{2D}^{0.6}$ pour des densités entre $1.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et $2.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Ils attribuent la différence dans les exposants au fait que les collisions dues aux effets d'alliage limitent la mobilité dans ce cas-ci. Ainsi, ils établissent la limite théorique de la mobilité des puits ou jonctions *In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP* à basse température : $2 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

Il a été montré que la mobilité augmente lorsque nous séparons le 2DEG de la couche d'*InP* dopée par un séparateur (spacer) d'*InP* non dopé[18]. En effet, il est montré dans cet article que la mobilité commence à souffrir lorsque l'épaisseur devient plus petite que 100 Å. Ils attribuent cette perte de mobilité à la diffusion Coulombienne causée par les impuretés ionisées de la couche dopée (nous appelons aussi parfois ces collisions «remote impurity scattering», i.e. collisions avec les impuretés éloignées).

Le record de mobilité pour les hétérojonctions $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ est de 2.0×10^5 cm^2/Vs et il a été obtenu par Hardtdegen *et al.* [1]. Pour obtenir cette valeur, l'épaisseur d' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ doit être un peu plus petite que l'épaisseur de la zone d'appauvrissement, mais il ne faut pas non plus qu'elle soit trop petite. La raison est la suivante. Les auteurs ont montré que la mobilité augmente avec la densité électronique 2D pour $n_{Hall} < 5.4 \times 10^{11} cm^{-2}$, mais qu'elle chute pour $n_{Hall} > 5.4 \times 10^{11} cm^{-2}$. Ils attribuent cette chute au fait qu'à cette valeur de densité, la seconde sous-bande du puits quantique formé à la jonction entre les deux semi-conducteurs commence à se peupler et qu'il y a début de collisions entre les porteurs des différentes sous-bandes (*intersubband scattering*). Pour vérifier ceci, ils prirent deux échantillons, l'un ayant une densité n_{Hall} approximativement égale à $5.4 \times 10^{11} cm^{-2}$ et l'autre ayant une densité n_{Hall} supérieure à $5.4 \times 10^{11} cm^{-2}$, et firent une transformée de Fourier sur le spectre de SdH des deux échantillons dans le but de déterminer la densité n_{2D} . Dans le premier cas, ils obtinrent un pic à $n_{2D} = 5.44 \times 10^{11} cm^{-2}$ tandis que dans le deuxième cas, ils virent apparaître un pic à $n_{2D} = 4.84 \times 10^{11} cm^{-2}$ et un autre à $n_{2D} = 0.79 \times 10^{11} cm^{-2}$, indiquant dans ce dernier cas qu'il y a deux sous-bandes, ou deux «canaux», à travers lesquels il y a transport électronique.

C'est donc pour cette raison que l'épaisseur de la couche d' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ doit être un peu plus petite que la zone d'appauvrissement. Autrement, si cette couche était plus

épaisse, il y aurait «trop» de porteurs dans la couche d'inversion et la deuxième sous-bande commencerait à se remplir. Au contraire, si la couche d' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ avait été trop mince, les porteurs auraient tous été «capturés» par les états de surface. Les auteurs suggèrent donc une épaisseur optimale d' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ de 1500 Å.

Enfin, retenons qu'avec des structures d' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ peu contraintes, il est possible d'obtenir des structures avec des mobilités élevées ($2.0 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$). La distinction entre n_{2D} et n_{Hall} vient du fait que dans le cas de n_{2D} , nous ne mesurons que la densité dans le 2DEG tandis que dans le cas de n_{Hall} , nous mesurons la densité 2DEG plus la densité où se produit la conduction parallèle. Aussi, ce sont les collisions dues aux effets d'alliage qui limitent la mobilité des HEMT de $InGaAs/InP$. Mais lorsque nous séparons le puits d' $InGaAs$ de la couche dopée d' InP par un séparateur d' InP non dopé, la mobilité augmente. Enfin, la mobilité chute lorsque la densité électronique 2D dépasse $5.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

2.2.2 Structures contraintes

C'est aussi dans l'article de Hardtdegen *et al.* [1] qu'il fut démontré pour la première fois que la mobilité électronique du 2DEG augmente avec la fraction d'indium x dans l' $In_xGa_{1-x}As$. Ainsi, ils purent obtenir une mobilité de $450000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ pour une structure avec 100 Å d' $In_{0.77}Ga_{0.23}As$ suivie de 1500 Å d' $In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Pour des fractions d'indium $x > 0.77$, la mobilité tombe drastiquement. La raison est que 100 Å correspond à l'épaisseur critique de l' $In_{0.77}Ga_{0.23}As$ pour la génération de dislocations à l'interface.

Sans aucun doute, le groupe qui a fait le plus de recherche sur les puits quantiques (*Quantum Wells : QW*) de $InP/InGaAs/InP$ est le groupe du département de physique du solide de l'université de Lund en Suède. Dans un premier article, publié en 1996, ils rapportent deux principales observations : (1) une anisotropie dans la mesure de la mo-

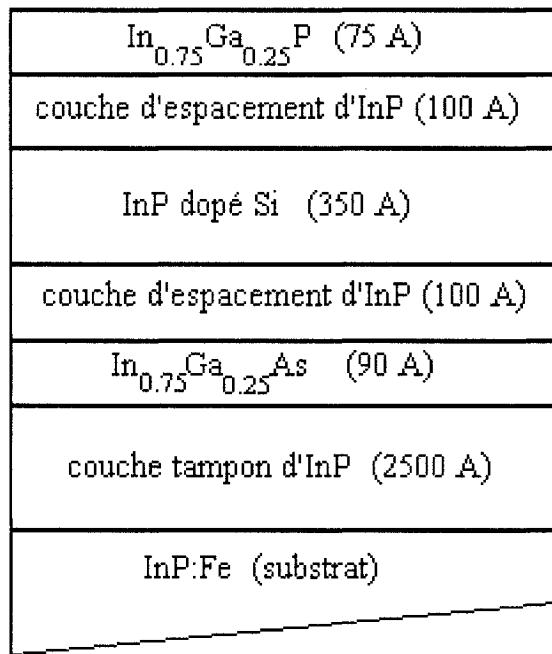


Figure 2.2 – Le puits quantique de $\text{InP}/\text{InGaAs}/\text{InP}$

bilité, i.e. une mesure de la mobilité généralement 15% plus grande dans la direction $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ que dans la direction $\langle 110 \rangle$ et (2) une mobilité record de $520000\text{cm}^2/\text{Vs}$ à 300 mK (pour une concentration électronique de $6.1 \times 10^{11}\text{cm}^{-2}$ dans la direction cristallographique $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ [2]. La figure 2.2 montre la structure étudiée. Des valeurs de mobilité de $16100\text{cm}^2/\text{Vs}$ et de $170000\text{cm}^2/\text{Vs}$ ont aussi été observées à la température de la pièce et à 77K, respectivement, pour le même échantillon.

Pour des puits d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ de 100 Å d'épaisseur, la mobilité est maximale pour $x = 0.77$ [1]. Par rapport au GaAs , l' InGaAs a une plus haute mobilité à bas champ électrique et un plus haut pic de vitesse d'électron sur les graphiques de vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique. En règle générale, plus la fraction d'indium est grande, plus il est possible d'obtenir de hautes mobilités, i.e. qu'un puits d' $\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}$ a une plus grande mobilité qu'un puits d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ pour

la même épaisseur de puits². Mais lorsque l' $InGaAs$ est contraint par rapport à l' InP (il y a accord de maille entre l' $In_xGa_{1-x}As$ et l' InP lorsque $x = 0.53$), il ne faut pas dépasser la hauteur critique pour la génération de dislocations aux interfaces. Donc par exemple, pour $x = 0.77$, il ne faut pas dépasser 100 Å pour l'épaisseur du puits. Lorsque nous dépassons cette limite, il y a formation de défauts aux interfaces et la mobilité commence à en souffrir. Donc si nous augmentons x pour qu'il soit plus grand que 0.77, il faut aussi réduire l'épaisseur du puits sous les 100 Å pour éviter la formation de dislocations. Mais en diminuant l'épaisseur du puits, qui se trouve à être le canal de conduction, nous diminuons aussi la mobilité. Il faut donc trouver un juste équilibre entre l'épaisseur de puits et la fraction x d'indium pour obtenir une bonne mobilité électronique.

Ils attribuent l'augmentation de la mobilité dans la direction $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ à une réduction de la bande interdite dans cette direction et par conséquent, à une masse effective plus petite. Ils mentionnent que ceci pourrait être causé par la formation spontanée de $InGaP_2$ ayant la structure cristalline du $CuPt$ à l'interface entre l' $InGaAs$ et l' InP [19] [20]. Une autre explication serait la formation de ligne d'indium dans la direction $\langle 1\bar{1}0 \rangle$; ceci créerait de la rugosité pour une des directions mais pas pour l'autre, expliquant pourquoi la mobilité diffère d'une direction à l'autre [21] (nous verrons plus tard dans la section 3.2 pourquoi la rugosité d'interface peut avoir une influence sur la mobilité).

Dans leur structure (figure 2.2), ils utilisent le silicium comme dopant au lieu du soufre ; selon eux, le silicium n'a pas un aussi grand effet de mémoire que le soufre (*a slow carryover effect*). Plus clairement, ceci signifie que l'incorporation du silicium comme dopant de l' InP s'arrête au même moment où l'on ferme la source de silicium du MOCVD et que les couches successives ne sont pas ou peu contaminées par des

²L' $InAs$ a une plus petite masse effective que le $GaAs$. La mobilité, elle, est inversement proportionnel à la masse effective. Donc une augmentation de la fraction d'indium dans l' $InGaAs$ donne un matériau avec une plus grande mobilité.

impuretés de silicium. Comme source de silicium, ils ont utilisé le silane (SiH_4) et le disilane (Si_2H_6), desquels ils ont obtenu respectivement des concentrations maximale d'environ $6 \times 10^{17} cm^{-3}$ et de $5 \times 10^{18} cm^{-3}$ [3].

On voit aussi que la structure de la figure 2.2 se termine par une couche d'encapsulation d' $In_{0.75}Ga_{0.25}P$; initialement, cette couche était destinée à minimiser le courant de fuite d'une éventuelle grille de Schottky. Mais dans un article plus récent, les auteurs mentionnent que la couche d'encapsulation de $In_{0.75}Ga_{0.25}P$ a aussi un effet stabilisateur pour la concentration d'électrons à l'intérieur du 2DEG, i.e. que sans cette couche, selon eux, il serait toujours nécessaire d'illuminer les échantillons pour obtenir une concentration d'électrons de $5 \times 10^{11} cm^{-2}$ [3]. Toutefois, ceci n'est pas démontré explicitement dans leur article.

2.2.3 Les quatre processus de collisions

Toujours dans l'article du groupe de Lund, on discute aussi des différents processus qui modulent la mobilité totale. La figure 2.3 en est un résumé, tel qu'il en sera discuté à la section 3.1. La première contribution à considérer est celle due aux impuretés résiduelles (*background impurity scattering*), i.e. la contribution des impuretés incorporées non-intentionnellement au cours de la croissance. La formule a été calculée par Gold pour les puits de $InP/InGaAs/InP$ [22] (nous verrons à la section 3.1 comment obtenir ce résultat) :

$$\mu_{bi} = \left(9.5 \times 10^5 \frac{cm^2}{Vs} \right) \left(\frac{1 \times 10^{16} cm^{-3}}{N_B} \right) \times \left(\frac{n_s}{10^{12} cm^{-2}} \right)^{1.4} \quad (2.4)$$

où N_B est la densité volumique d'impuretés résiduelles dans le système et où n_s est la densité surfacique d'électrons dans le puits. Cette formule a été dérivée pour un puits de 100 Å mais il semble que sa dépendance en épaisseur soit faible (voir section 3.1

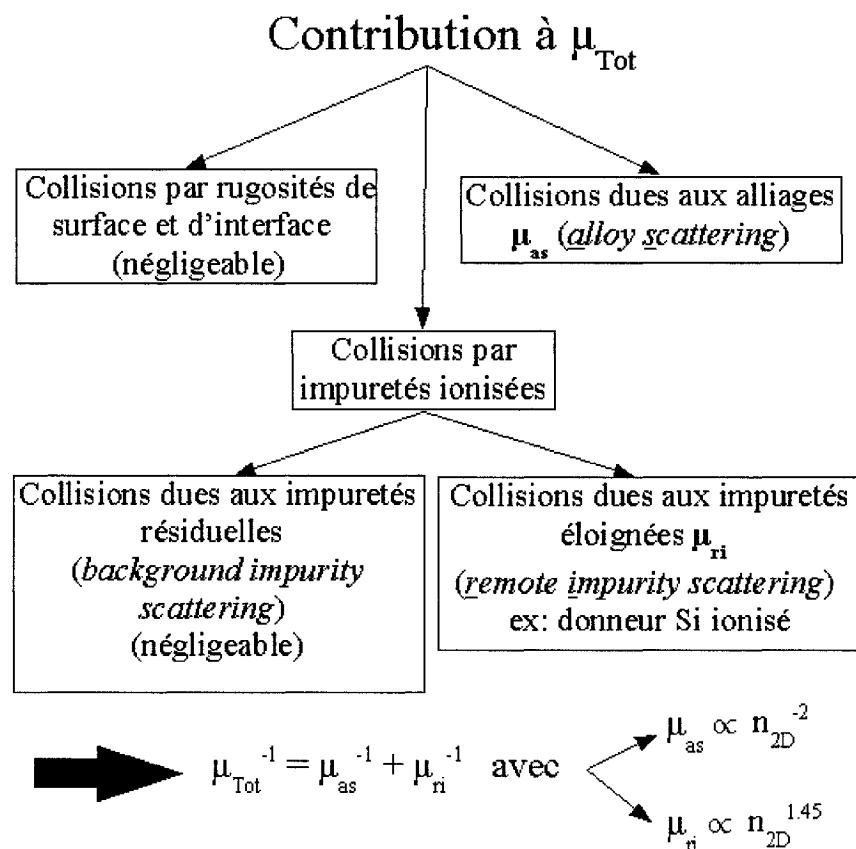


Figure 2.3 – Les différentes contributions à la mobilité totale. Notons que la contribution à la mobilité due aux collisions par rugosités de surface et d’interfaces est négligeable dans le cas cité dans la référence [2], mais qu’elle ne l’est pas dans tous les cas. Comme nous allons voir plus tard dans la section 3.2, cette contribution est fortement dépendante de l’épaisseur du puits.

pour plus de détails). Ramvall *et al.* [3] ont évalué la densité d’impuretés résiduelles de l’*InP* fait par MOCVD à environ $10^{15} cm^{-3}$ et aussi, comme nous allons le voir plus loin, la valeur maximale de n_s est $6 \times 10^{11} cm^{-2}$. Avec ces valeurs, l’équation (2.4) donne environ $5 \times 10^6 cm^2/Vs$, ce qui est un ordre de grandeur plus grand que les plus grandes mobilités mesurées dans ces systèmes. Puisque les différentes contributions à la mobilité s’additionnent selon leur inverse ($\mu_{Total}^{-1} = \mu_1^{-1} + \mu_2^{-1} + \dots$), nous ignorerons donc dorénavant cette contribution.

Nous pouvons ignorer les collisions dues aux rugosités de surfaces et d’interfaces pour des raisons similaires. Dans un article de Carlsson *et al.*, un calcul basé sur la théorie semi-classique du transport a été fait pour mieux comprendre l’impact de la rugosité de surface et d’interface sur la mobilité des puits de 90 Å de $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ dans l’*InP* [23]. Comme nous le verrons un peu plus tard dans la section 3.1, il est possible d’obtenir un graphique de la mobilité en fonction de la longueur de corrélation Λ (figure 1 de Carlsson [23]). Ils évaluent l’amplitude de rugosité Δ à la hauteur d’une marche, c’est à dire environ 1 ML. Il y a toutefois une erreur de calcul dans cet article, erreur qu’ils corrigent dans un plus récent article [3]. Donc finalement, pour un puits de 100 Å, ils obtiennent une valeur d’environ $10^7 cm^2/Vs$. Cette contribution peut donc elle aussi être ignorée. (Mais gardons à l’esprit que cette contribution ne peut pas toujours être ignorée ; tel que déjà mentionné un peu plus tôt et tel que nous le verrons dans la section 3.2, cette contribution serait peut-être à l’origine de l’anisotropie dans la mobilité.)

Par contre, nous ne pouvons échapper aux collisions dues aux effets d’alliage. Ces dernières sont causées par le fait que les alliages ternaires (tel que *InGaAs*) introduisent une forme d’irrégularité supplémentaire par rapport à un composé binaire (comme *InP*). Tel que mentionné dans la section 3.1, la contribution à la mobilité due aux effets d’alliage s’exprime ainsi [3] (voir aussi réf. [24], p. 117) :

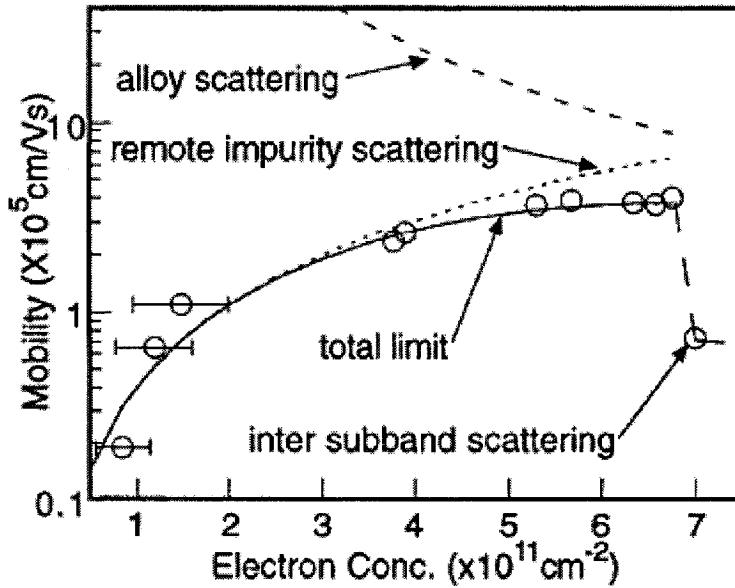


Figure 2.4 – La mobilité électronique en fonction de la concentration électronique (de [2])

$$\mu_{as} = \frac{e\hbar^3}{(m^*)^2 \Omega x(1-x)(\Delta V)^2} \frac{1}{\int_{QW} |\psi_*(z)|^4 dz} \quad (2.5)$$

où Ω est le volume de la cellule élémentaire, x est la fraction de l'élément III et ΔV est le potentiel des collisions dues aux effets d'alliage. L'intégrale se fait sur le puits quantique. La mobilité calculée à partir de l'équation (2.5) donne la dépendance suivante par rapport à la densité bidimensionnelle d'électron : $\mu_{as} \propto n_{2D}^{-2}$.

La figure 2.4 montre un graphique de la mobilité en fonction de la concentration d'électrons pour les données que le groupe de Lund (ref. [2]) a obtenues pour des puits quantiques d' $In_{0.75}Ga_{0.25}As$. Pour des concentrations de moins de $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, les collisions dues aux impuretés ionisées éloignées constituent le processus dominant. Par contre pour des concentrations de plus de $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, les collisions dues aux effets d'alliage du puits entrent en ligne de compte. Lorsque la concentration d'électrons atteint $7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, la deuxième sous-bande dans le puits commence à se remplir, d'où

l'observation de la modulation de la mobilité résultant de la collision entre les électrons provenant des différentes sous-bandes.

Mentionnons finalement que Ramvall *et al.*, toujours dans la réf. [3], observe une magnétorésistance non-constante, i.e. une *magnétorésistance négative*, autour de $B = 0T$. Tel qu'il en sera discuté à la section 3.4, celle-ci peut être due à deux choses : les collisions dues aux dislocations et/ou l'effet de la *localisation faible*.

CHAPITRE 3

BASES ET FONDEMENTS THÉORIQUES

Dans ce chapitre, je décrirai différents fondements théoriques nécessaires à la compréhension des phénomènes de transport électronique dans les puits quantiques. En effet, il est impératif de comprendre les différents processus qui affectent le transport des électrons dans ces structures, ne serait-ce que pour bien saisir les paramètres auxquels une attention particulière doit être portée lors de la croissance MOCVD. Nous verrons que l'épaisseur du puits, le type de matériau ainsi que des impuretés ont un impact sur le transport électronique. Tel que déjà abordé à la section 2.2.3, on propose généralement quatre processus de collisions pour décrire ce qui module la mobilité de ces structures. Je reviendrai sur les origines de ces processus, et je m'efforcerai d'en décrire le comportement en fonction de différents paramètres. À partir d'un de ces processus de collisions, je proposerai un modèle simple pour expliquer l'anisotropie observée dans la mesure de la mobilité.

Sur un plan plus concret, il est important de comprendre les paramètres de base dont nous aurons besoin pour faire les mesures de transport. À cet effet, je décrirai en un premier lieu l'effet Hall classique, que nous exploiterons pour extraire diverses quantités

utiles à notre analyse. J'enchaînerai avec une description de l'effet Hall quantique, un effet que nous observons sur des échantillons placés à basse température. J'ai en effet effectué mes mesures à basse température et je jugeais important d'inclure une description sommaire de cet effet. Comme nous le verrons, il est possible d'en extraire des quantités physiques intéressantes. Je terminerai par la description d'un effet quantique que nous appelons la magnétorésistance négative, qui peut être due aux dislocations dans le matériau ou à un autre effet quantique que nous appelons la *localisation faible*.

3.1 Le transport dans les puits quantiques

Un des paramètres importants à connaître pour juger de la qualité d'un puits quantique est sans aucun doute la *mobilité* (μ). Elle établit le lien entre le champ électrique appliqué et la vitesse de dérive-diffusion de l'électron à l'intérieur du puits quantique en régime diffusif. Cette relation est linéaire pour des champs électriques \vec{E} faibles :

$$\vec{v}_d = \mu \vec{E} = \frac{|e| \tau_m}{m} \vec{E} \quad (3.1)$$

Nous avons aussi établi le lien entre la mobilité μ et le *temps de relaxation de la quantité de mouvement* τ_m , du modèle de Drude ($m = m^*$ est la masse effective). Le problème se réduit donc à trouver ce temps de relaxation τ_m pour ensuite calculer la mobilité μ .

Le temps de relaxation de la quantité de mouvement, τ_m , se définit comme suit :

$$\frac{1}{\tau_m(k)} = \sum_{k'} S(\vec{k}, \vec{k}')(1 - \cos(\theta)) \quad (3.2)$$

où $S(\vec{k}, \vec{k}')$ est le taux de transition d'un électron de l'état \vec{k} à l'état \vec{k}' et où θ est l'angle entre \vec{k} et \vec{k}' . Faisons immédiatement la distinction entre le temps de relaxation de la

quantité de mouvement τ_m et le temps de relaxation τ . Ce dernier, que nous appelons aussi parfois temps entre les collisions, se définit comme suit :

$$\frac{1}{\tau(k)} = \sum_{k'} S(\vec{k}, \vec{k}') [1 - g(\vec{k}')] \approx \sum_{k'} S(\vec{k}, \vec{k}') \quad (3.3)$$

où $g(\vec{k}')$ est la fonction de distribution des états finaux \vec{k}' .

Nous pouvons trouver τ_m en utilisant la règle d'or de Fermi. Le taux de transition $S(\vec{k}, \vec{k}')$ d'un électron de l'état \vec{k} à l'état \vec{k}' s'exprime ainsi :

$$S(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{2\pi}{\hbar} |H'_q|^2 \delta[\epsilon(\vec{k}') - \epsilon(\vec{k}) - \Delta\epsilon] \quad (3.4)$$

où $\Delta\epsilon \neq 0$ si la diffusion est inélastique, q la différence entre le vecteur d'onde incident \vec{k} et le vecteur d'onde de l'électron diffusé \vec{k}' ¹ et l'élément de matrice H'_q peut s'écrire :

$$H'_q = \frac{1}{L^2} \int \int \int \varphi_i^*(z) U(r) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} \varphi_f(z) dx dy dz \quad (3.5)$$

où $U(r)$ est le potentiel responsable du mécanisme de diffusion (la *perturbation*) et où $\varphi(z)$ est la partie normalisée de la fonction d'onde qui tient compte du confinement en z .²

Gold (ref. [25]) montre que l'on peut écrire un potentiel

$$\langle |U(q)|^2 \rangle = \sum_i \langle |U_i(q)|^2 \rangle \quad (3.6)$$

¹C'est-à-dire que $q = |\vec{k}' - \vec{k}|$. Nous assumerons des collisions élastiques, i.e. $\Delta\epsilon = 0$ et $|\vec{k}'| = |\vec{k}| \equiv k$, ce qui implique $q = 2k \sin \frac{\theta}{2}$

²Nous assumerons pour ce calcul élémentaire qu'il n'y a pas de transition entre les sous-bandes, c'est-à-dire que $\varphi_i(z)$ et $\varphi_f(z)$ sont des fonctions d'ondes de la même sous-bande.

où la somme est sur tous les mécanismes de diffusion (non-corrélés), et ainsi, on peut trouver la relation entre le potentiel et le temps de relaxation :

$$\frac{1}{\tau_m} = \frac{1}{2\pi\hbar\epsilon_F} \int_0^{2k_F} \frac{q^2}{(4k_F^2 - q^2)^{1/2}} \frac{\langle |U(q)|^2 \rangle}{\epsilon(q)^2} dq \quad (3.7)$$

où ϵ_F et k_F sont respectivement l'énergie et le vecteur d'ondes de Fermi et $U(q)$ est la somme des potentiels aléatoires pour chaque mécanisme de collision. Il a été supposé que les porteurs ont une énergie et un vecteur d'ondes de ϵ_F et de k_F respectivement. $U(q)$ a aussi été divisé par $\epsilon(q)$, la constante diélectrique, pour tenir compte de l'écrantage ([26], p.339).

Maintenant que nous avons fait le lien entre le potentiel perturbateur de l'équation (3.5) et la mobilité μ , il convient de trouver quelles sont les sources de ce potentiel perturbateur, i.e. quels sont les *mécanismes de collisions*. Le lecteur peut encore une fois se référer à la figure 2.3 pour avoir une vue d'ensemble de ces quatre différents mécanismes.

Le premier mécanisme de collision à considérer a trait aux impuretés éloignées (*remote impurity*) (voir figure 1 de [25]). Dans le cas qui nous concerne, ceci peut consister en l'effet de l'interaction coulombienne entre les porteurs dans le puits quantique et les impuretés dans la couche de dopage que nous incorporons dans notre dispositif (figure 2.2).

Selon Gold [25], si z_i est la coordonnée en z de l'impureté dans le puits quantique :

$$\langle |U_1(q)|^2 \rangle = n_i \left(\frac{e^2}{2\epsilon} \frac{1}{q} \right)^2 F_R(q, z_i)^2 \quad (3.8)$$

où n_i est la densité bidimensionnelle de la couche de dopage et $F_R(q, z_i)$ est une intégrale

fonction de q et z_i :

$$F_R(q, z_i) = \int_{-\infty}^{\infty} dz |\varphi(z)|^2 e^{-q(z-z_i)} \quad (3.9)$$

$F_R(q, z_i)$ peut se calculer relativement facilement pour un puits infini :

$$F_R(q, z_i) = \begin{cases} \frac{4\pi^2}{qW} \frac{1}{4\pi^2 + q^2 W^2} e^{qz_i} (1 - e^{-qW}) & z_i < 0 \\ \frac{4\pi^2}{qW} \frac{1}{4\pi^2 + q^2 W^2} \left(2 - e^{-qz_i} - e^{-q(W-z_i)} + \frac{q^2 W^2}{\pi^2} \sin^2 \left(\frac{\pi z_i}{W} \right) \right), & 0 \leq z_i \leq W \\ \frac{4\pi^2}{qW} \frac{1}{4\pi^2 + q^2 W^2} e^{-q(z_i-W)} (1 - e^{-qW}) & z_i > W \end{cases} \quad (3.10)$$

où W est l'épaisseur du puits. Dans le cas où les impuretés auraient une étendue de $z = z_1$ à z_2 , nous faisons une intégrale :

$$\langle |U_1(q)|^2 \rangle = \left(\frac{e^2}{2\epsilon} \frac{1}{q} \right)^2 \int_{z_1}^{z_2} N(z_i) F_R(q, z_i)^2 dz_i \quad (3.11)$$

Par exemple, pour une couche uniforme de dopage de densité volumique N_i , j'ai calculé (en utilisant l'équation (3.10) pour z_1 et $z_2 > W$) :

$$\langle |U_1(q)|^2 \rangle = N_i \left(\frac{e^2}{2\epsilon} \frac{1}{q} \right)^2 \left(\frac{4\pi^2}{qW} \frac{1}{4\pi^2 + q^2 W^2} \right)^2 (e^{-q(z_i-W)} (1 - e^{-qW}))^2 \frac{(e^{-qz_1} - e^{-qz_2})}{q} \quad (3.12)$$

Le deuxième mécanisme que nous pouvons prendre en considération sont les collisions causées par le dopage d'arrière plan (*background doping*). Ce mécanisme tient généralement compte des impuretés résiduelles uniformément répandues dans le volume du dispositif. Les calculs pour obtenir le potentiel aléatoire de ce mécanisme de collision sont essentiellement les mêmes que pour le premier mécanisme de collision. En fait,

c'est comme si nous avions une faible couche de dopage résiduelle de densité volumique N_B qui s'étend sur tout le dispositif. Nous obtenons la contribution au potentiel aléatoire rms pour le dopage d'arrière plan [25] :

$$\langle |U_2(q)|^2 \rangle = N_B \left(\frac{2\pi e^2}{\epsilon_L} \frac{1}{q} \right)^2 F_B(q) \quad (3.13)$$

avec

$$F_B(q) = \int_{-\infty}^{\infty} dz_i F_R(q, z_i)^2 \quad (3.14)$$

En insérant le $F_R(q, z_i)$ de l'équation (3.10) dans l'équation (3.14) ainsi que l'équation (3.13) dans l'équation (3.7), il est possible d'obtenir l'équation (2.4) présentée dans le chapitre précédent.

Le troisième mécanisme à traiter tient compte de la rugosité d'interface entre le matériel qui forme le puits et le matériel qui forme les murs du puits (en l'occurrence l'*InGaAs* et l'*InP*, respectivement). Ce mécanisme de collisions sera plus approfondi dans la prochaine section. Pour l'instant, je ne ferai que donner le résultat. J'expliquerai plus en détail l'origine de cette équation dans la prochaine section (le préfacteur 2 tient compte du fait qu'il y a deux interfaces équivalentes) :

$$\langle |U_3(q)|^2 \rangle = 2 \frac{\pi^5 \hbar^4}{m_z^2} \frac{\Delta^2 \Lambda^2}{W^6} e^{-q^2 \Lambda^2/4} \quad (3.15)$$

Le dernier et quatrième mécanisme de collision est celui dû aux effets d'alliage des matériaux du puits (*alloy scattering*) :

$$\langle |U_4(q)|^2 \rangle = x(1-x) \frac{a^3}{4} (\delta V)^2 \frac{3}{2} \frac{1}{W} \quad (3.16)$$

où x est la fraction d'un des éléments III de l'alliage, a^3 est le volume de la cellule unitaire de l'alliage et δV est le potentiel des collisions dues aux effets d'alliage (pour plus de détails, voir [22]).

Gold [22] a bien résumé dans un article la dépendance en épaisseur du puits W des différents processus de collisions sur la mobilité :

$$\mu \propto \begin{cases} W^0 & \text{(dopage d'arrière plan)} \\ W^1 & \text{(collisions dues aux effets d'alliage)} \\ W^6 & \text{(collisions dues à la rugosité d'interface)} \end{cases} \quad (3.17)$$

Pour ce qui est des collisions dues aux impuretés éloignées, la dépendance en W est plus complexe (voir équation (3.12)). La dépendance en W^6 dues à la rugosité d'interface sera dérivée dans la prochaine section, aux équations (3.20) à (3.22).

3.2 Un modèle simple pour l'anisotropie de la mobilité

Dans cette section, je présente le développement permettant d'obtenir une expression pour le potentiel aléatoire rms pour les collisions dues à la rugosité d'interface. Ceci est motivé par le fait qu'il est possible d'expliquer en partie l'anisotropie dans la mobilité par cette contribution. L'anisotropie dans les superréseaux de $\text{InAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$ fut étudiée dans un article de Lew *et al* [27]. Ils ont corrélé la rugosité d'interface avec l'anisotropie de la mobilité de Hall et pour ce faire, ils ont tout d'abord fait du STM en section transversale (*cross-sectional scanning tunnelling microscopy*) dans la direction cristallographique $[110]$ et ensuite, ils ont regardé dans l'autre direction $[1\bar{1}0]$. Ils ont ainsi obtenu des images telles que celles présentées à la figure 3.1.

De ces images, nous pouvons extraire une mesure du profil de l'interface, que nous

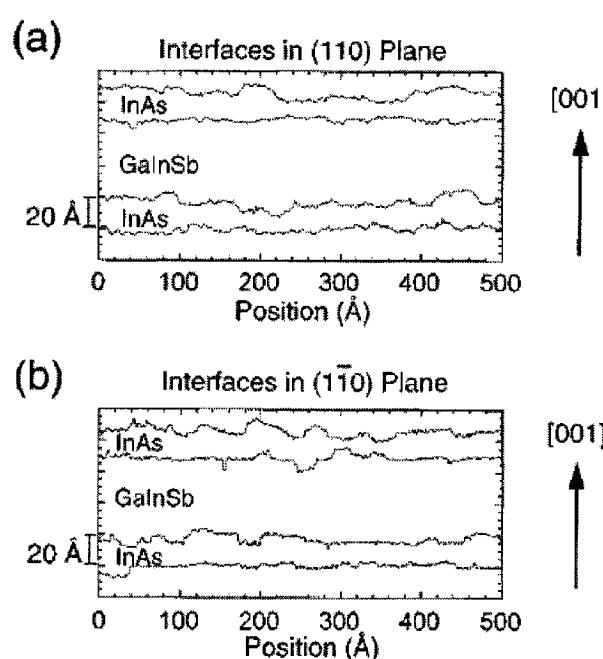


Figure 3.1 – Une image de STM en section transversale d'un superréseau de 17 Å de *InAs* sur 50 Å de $Ga_{1-x}In_xSb$ (a) pour le plan (110) et (b) le plan (1 $\bar{1}$ 0). (de ref. [27])

appellerons $\delta(x)$, en obtenant la distance entre une ligne de base et l'interface mesuré par STM en section transversale comme à la figure 3.1. Par exemple, une interface qui varierait de manière sinusoïdal donnerait $\delta(x) = A \sin(bx)$ où A serait l'amplitude de variation de l'interface et b en serait la périodicité. Nous pouvons donc ensuite faire une transformation de Fourier discrète sur la mesure du profil de l'interface $\delta(x)$ et obtenir un spectre de rugosité :

$$A_q = \frac{2}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \delta(nd) e^{-iqd}, \quad (3.1)$$

où $q=2\pi n/L$, L est la longueur de l'interface, d est la distance entre chaque point de donnée (typiquement 0.5 Å). Ensuite, il est possible de superposer une Lorentzienne sur le spectre de rugosité :

$$|A_q|^2 = \frac{1}{L} \frac{2\Delta^2(\Lambda/2\pi)}{1 + (q\Lambda/2\pi)^2}, \quad (3.2)$$

et de celle-ci, nous pouvons donc extraire l'amplitude de rugosité Δ et la longueur de corrélation de la rugosité Λ . Dans le cas de la figure 3.1, Le groupe de la réf. [27] obtiennent typiquement des valeurs entre 2 et 4 Å pour Δ et entre 100 et 300 Å pour Λ , et ces valeurs sont systématiquement plus larges dans la direction (1̄10) que pour (110).

L'amplitude de rugosité Δ est donc plus grande pour le plan (1̄10) que pour le plan (110) . Cette observation est consistante avec le fait que lors de la croissance de $GaSb$ sur $InAs$, les îlots semblent être plus allongés dans la direction [1̄10] [28]. Il semble aussi que l'amplitude de rugosité Δ pour les interfaces $Ga_{1-x}In_xSb$ sur $InAs$ soit plus grande que pour les interfaces $InAs$ sur $Ga_{1-x}In_xSb$. Ceci est associé au fait que lorsque nous terminons la croissance de la couche de $Ga_{1-x}In_xSb$, les liens avec la couche supérieure de $InAs$ sont des liens de type $InSb$ tandis que lorsque nous terminons la croissance de

la couche d'*InAs*, les liens avec la couche supérieure de $Ga_{1-x}In_xSb$ sont soit soit des liens de type *InSb* ou des liens de type $Ga_{1-x}In_xAs$. Ceci résulte en une plus grande rugosité atomique pour l'interface $Ga_{1-x}In_xSb$ sur *InAs*.

Faisons maintenant le développement pour quantifier la contribution de la rugosité à la mobilité. Supposons que le potentiel de confinement du puits quantique est $V(z)$. Une petite fluctuation dans l'épaisseur du puits quantique produit une petite fluctuation dans le potentiel de confinement [24],

$$V[z + \delta(\vec{r})] = V(z) + \delta(\vec{r}) \frac{dV(z)}{dz} \quad (3.3)$$

où $\delta(\vec{r})$ est une fonction qui mesure la rugosité de surface. La perturbation du potentiel est donc :

$$U_{SR} = e \frac{dV(z)}{dz} \delta(\vec{r}) = e E_z \delta(\vec{r}) \quad (3.4)$$

où E_z est le champ électrique dans la direction z. Prenons comme fonction d'onde l'équation suivante :

$$\psi_{n\vec{k}}(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{A}} \varphi_n(z) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (3.5)$$

où A est l'aire du dispositif, $\vec{r} = (x, y)$ et $\vec{k} = (k_x, k_y)$. Il a été assumé que le puits s'étend indéfiniment dans la direction des x et des y , ce qui est raisonnable considérant le fait que les dimensions du dispositif sont souvent beaucoup plus grandes que l'épaisseur du puits. $\varphi_n(z)$ tient compte du confinement en z. Par exemple pour un puits infini :

$$\varphi_n(z) = \sqrt{\frac{2}{W}} \sin k_z z \quad (3.6)$$

$$k_z = \frac{n\pi}{W} \quad n = 1, 2, 3, \dots n_{max} \quad (3.7)$$

Le taux de transition est donné par la règle d'or de Fermi :

$$S(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{\vec{k}'\vec{k}}|^2 \delta(E(\vec{k}') - E(\vec{k})) \quad (3.8)$$

où $H_{\vec{k}'\vec{k}}$ est l'élément de matrice du potentiel de collision entre deux états de la même sous-bande n , en l'occurrence U_{SR} . Soit :

$$H_{\vec{k}'\vec{k}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_f^*(z) (eE_z) \varphi_i(z) dz \times \frac{1}{A} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(\vec{r}) e^{i(\vec{k}-\vec{k}') \cdot \vec{r}} d\vec{r} \equiv eF_s \times D(q) \quad (3.9)$$

La première intégrale est simplement la moyenne du champ électrique que nous appellerons dorénavant eF_s . La deuxième intégrale n'est que la transformée de Fourier de la rugosité d'interface, soit le spectre de rugosité comme aux équations (3.1) et (3.2), que nous appellerons $D(q)$. Le taux de transition devient donc :

$$S(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{2\pi}{\hbar} (eF_s)^2 |D(q)|^2 \delta(E' - E) \quad (3.10)$$

La fluctuation de la rugosité est souvent décrite par une fonction de corrélation exponentielle [24] ou gaussienne [29] :

$$\langle \delta(\vec{r}) \delta(\vec{r}' - \vec{r}) \rangle = \Delta^2 e^{-|\vec{r}'|/\Lambda} \quad ou \quad \langle \delta(\vec{r}) \delta(\vec{r}' - \vec{r}) \rangle = \Delta^2 e^{-|\vec{r}'|^2/\Lambda^2} \quad (3.11)$$

où Δ est l'amplitude rms de la rugosité et Λ est la longueur de corrélation. La transformée de Fourier de ces dernières donne :

$$\langle |D(q)| \rangle^2 = \frac{1}{A} \pi \Delta^2 \Lambda^2 \frac{1}{1 + (\Lambda^2 q^2 / 2)} \quad \text{ou} \quad \langle |D(q)| \rangle^2 = \frac{1}{A} \pi \Delta^2 \Lambda^2 e^{-\frac{\Lambda^2 q^2}{4}} \quad (3.12)$$

Pour calculer le temps de relaxation, nous utilisons l'équation :

$$\frac{1}{\tau_m(k)} = \sum_{k'} S(\vec{k}, \vec{k}')(1 - \cos(\theta)) \quad (3.13)$$

Ensuite, si nous insérons l'équation (3.10) dans l'équation (3.13) et si nous transformons la somme en une intégrale, nous obtenons :

$$\frac{1}{\tau_m(k)} = \frac{e^2 F_s^2 m^* A}{2\pi \hbar^3} \int_0^{2\pi} \langle |D(q)| \rangle^2 (1 - \cos \theta) d\theta \quad (3.14)$$

$$q = 2k \sin(\theta/2) \quad (3.15)$$

En introduisant les équations (3.12) dans (3.14), nous obtenons :

$$\frac{1}{\tau_m(k)} = \frac{e^2 F_s^2 m^*}{2\hbar^3} \Delta^2 \Lambda^2 \int_0^{2\pi} \frac{1}{1 + (\Lambda^2 q^2 / 2)} (1 - \cos \theta) d\theta \quad (3.16)$$

$$\text{et} \quad \frac{1}{\tau_m(k)} = \frac{e^2 F_s^2 m^*}{2\hbar^3} \Delta^2 \Lambda^2 \int_0^{2\pi} e^{-\frac{\Lambda^2 q^2}{4}} (1 - \cos \theta) d\theta \quad (3.17)$$

pour les fonctions de corrélation exponentielle et gaussienne, respectivement. Mentionnons aussi qu'il est possible de tenir compte de l'effet des collisions sur les charges miroirs de chaque côté du puits quantique. Nous pouvons aussi tenir compte du potentiel (et son image) créé par les dipôles dus aux déformations des interfaces entre les matériaux. Dans ce cas-ci, nous incluons une fonction de q ($\Gamma(q)$) dans l'équation (3.14)

[30]. Aussi, il est possible de tenir compte de l'écrantage et d'effets à N-corps en modifiant le potentiel dans l'espace des q (en l'occurrence $D(q)$) comme suit [26] [31] :

$$D(q) \Rightarrow \frac{D(q)}{\epsilon(q)} \quad (3.18)$$

Donc finalement, l'équation (3.14) devient :

$$\frac{1}{\tau_m(k)} = \frac{e^2 F_s^2 m^* A}{2\pi \hbar^3} \int_0^{2\pi} <|D(q)|>^2 \left(\frac{\Gamma(q)}{\epsilon(q)} \right)^2 (1 - \cos \theta) d\theta \quad (3.19)$$

Notons que $\Gamma(q)$ et $\epsilon(q)$ sont aussi des fonctions de la température (voir réf. [29] pour plus de détails).

Ajoutons en terminant que l'équation (3.4) peut se réécrire comme suit [32] :

$$U_{SR} = \frac{\partial E_0}{\partial W} \delta(\rho), \quad (3.20)$$

où W est l'épaisseur du puits quantique et E_0 est le plus bas niveau énergétique :

$$E_0 \equiv \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi}{W} \right)^2 \eta \quad \eta \leq 1, \quad (3.21)$$

En remplaçant les eF_s des équations (3.16) et (3.17) par $\frac{\partial E_0}{\partial W}$, il est donc ainsi possible de prédire que :

$$\mu \propto \frac{W^6}{\Delta^2 \Lambda^2} g(\Lambda), \quad (3.22)$$

où $g(\Lambda)$ est une faible fonction de Λ [27][33]. Comme nous pouvons le constater, la contribution à la mobilité due à la rugosité d'interface a une dépendance en W^6 , donc

une très forte dépendance en W , d'où la raison pour laquelle il est mentionné qu'on ne peut pas toujours ignorer cette contribution à la figure 2.3.

En sommes, l'anisotropie dans la mobilité est donc causée par la rugosité d'interface, qui est différente dans une direction cristallographique par rapport à l'autre, et cette mobilité a une dépendance en W^6 . De plus, il est possible d'observer cette rugosité par STM en section transversale, et en faisant l'analyse de Fourier des profils observés, il est possible de mesurer cette rugosité (i.e. obtenir le Δ et le Λ dans l'équation (3.22)), et ainsi obtenir une expression de la mobilité μ pour chaque direction.

3.3 L'effet Hall

3.3.1 L'effet Hall classique

Une expérience d'effet Hall consiste à mesurer le potentiel transversal d'un échantillon dans lequel nous faisons circuler un courant et sur lequel un champ magnétique B est appliqué perpendiculairement à la direction du courant et de la mesure du potentiel de Hall (Voir figure 3.1). En partant de l'équation de Drude pour la vitesse moyenne des électrons dans les solides de masse effective m^* ($e = |e|$) :

$$m^* \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + \frac{m^*}{\tau} \frac{d\vec{r}}{dt} = (-e)[\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B})], \quad (3.1)$$

à l'état stationnaire (i.e. lorsque $\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = 0$), nous avons pour la direction des x, y et z (nous appelons \vec{v}_d *vitesse de dérive-diffusion*) :

$$(m^*/\tau)v_{d,x} = (-e)[E_x + (v_{d,y}B_z)], \quad (3.2)$$

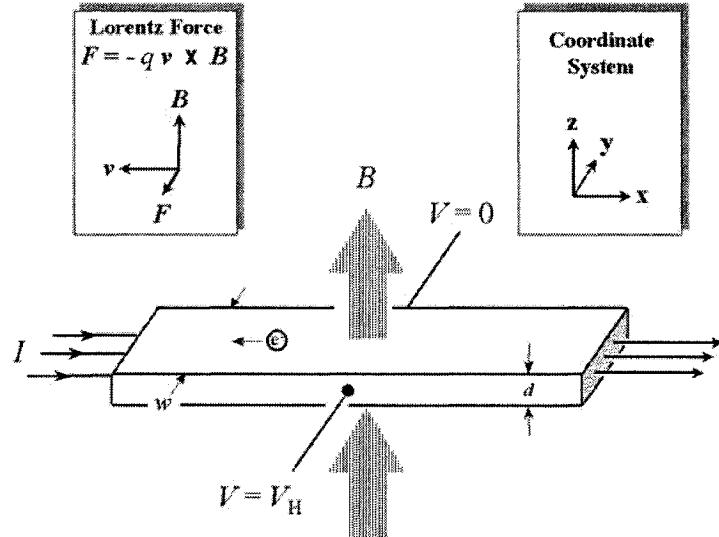


Figure 3.1 – Une illustration de l’effet Hall classique (de www.eeol.nist.gov/812/hall.html)

$$(m^*/\tau)v_{d,y} = (-e)[E_y - (v_{d,x}B_z)], \quad (3.3)$$

$$(m^*/\tau)v_{d,z} = (-e)E_z, \quad (3.4)$$

Dans le cas qui nous concerne, i.e. lorsque nous mesurons la tension de Hall (V_H), il y aura accumulation de charges sur les parois ($y = \text{constante}$) du solide de la figure 3.1 dû au champ magnétique et conséquemment, $v_{d,y} = 0$. Donc l’équation (3.3) devient (sachant que la densité de courant $j_x = (-e)nv_{d,x}$) :

$$R_H \equiv \frac{E_y}{j_x B_z} = -\frac{1}{ne} \quad (3.5)$$

où R_H est le *coefficient de Hall*. Donc classiquement, le coefficient de Hall devrait être une constante négative. En effet, il est observé expérimentalement que le coefficient de

Hall est constant dans les solides à petit champ magnétique ($B < 1T$) mais des valeurs de $R_H > 0$ ont aussi été observées ; ceci indique que les porteurs ne sont pas des électrons mais bien des *trous*. En fait, le seul moyen de savoir si la conduction électrique dans un solide se fait via des électrons ou des trous est de déterminer le coefficient de Hall R_H .

Expérimentalement, nous pouvons déterminer le coefficient de Hall de couches minces d'épaisseur d par la méthode dite de Van der Pauw [34] :

$$R_H = \frac{[V_{13}(B) - V_{13}(-B)]d}{2I_{24}B} \quad (3.6)$$

où V_{13} est le potentiel entre le point 1 et 3 et I_{24} est le courant entre le point 2 et 4 sur la figure 2.1. Il est aussi possible de calculer la résistivité ρ et la mobilité par ces expressions :

$$\rho = \frac{\pi d(R_{34,12} + R_{41,32})f}{2 \ln 2} \quad (3.7)$$

$$\mu = \frac{R_H}{\rho} = \frac{\ln 2}{\pi(R_{34,12} + R_{41,32})f} \frac{[V_{13}(B) - V_{13}(-B)]}{I_{24}B} \quad (3.8)$$

$$\text{avec } R_{ab,cd} = \frac{|V_{ab}|}{I_{cd}} \quad (3.9)$$

où f est la *fonction de Van der Pauw* qui dépend du ratio $R_{34,12}/R_{41,32}$; par exemple $f = 1$ lorsque $R_{34,12}/R_{41,32} = 1$ et $f = 0.7$ lorsque $R_{34,12}/R_{41,32} = 10$ [35]. L'origine de l'équation (3.7) et de la fonction f , basée sur un calcul de la densité de courant, est expliquée en détail à la référence [34]. Le tableau qui suit donne d'autres exemples :

$\frac{R_{34,12}}{R_{41,32}}$	1	2	5	10	20	50	100	200	500	1000
f	1	0.96	0.82	0.70	0.59	0.47	0.40	0.35	0.30	0.26

Les équations (3.6) à (3.9) fonctionnent pour une couche mince d'un semi-conducteur uniforme d'épaisseur d , i.e. des échantillons de Van-der-Pauw. Mais dans le cas de puits quantique où l'épaisseur d , i.e. la largeur du puits, n'est que de quelques nanomètres, ces équations ne s'appliquent pas vraiment. De plus, ces équations ne tiennent pas compte du fait qu'il peut y avoir une anisotropie dans la résistivité des échantillons. Steven H. Simon reméde à cette situation en expliquant dans un article (ref. [36]) comment obtenir la résistivité bidimensionnelle ρ_{xx} et ρ_{yy} à partir des mesures de résistances R_{xx} et R_{yy} et les dimensions de l'échantillon L_x et L_y :

$$\begin{aligned} R_{xx} &\approx (L_x/L_y)\rho_{xx} - (2 \ln 2/\pi)\sqrt{\rho_{xx}\rho_{yy}} \quad \text{pour } L_x^2\rho_{xx} > L_y^2\rho_{yy} \\ R_{xx} &\approx \frac{8}{\pi}\sqrt{\rho_{yy}\rho_{xx}}e^{-[\pi L_y/2L_x]\sqrt{\rho_{yy}/\rho_{xx}}} \quad \text{pour } L_x^2\rho_{xx} < L_y^2\rho_{yy} \end{aligned} \quad (3.10)$$

où en fait, $R_{xx} = R_{34,12}$ (toujours en référence à la figure 2.1) et où L_x et L_y est la longueur et la largeur de mon échantillon. On trouve aussi R_{yy} , qui est égale à $R_{41,32}$, en remplaçant tous les x par des y , et vice versa, dans l'équation (3.10). Notons aussi qu'en 2D, pour un échantillon carré, $\rho_{xy} = R_{xy} = R_{24,13} = R_{13,24}$. Ainsi, on définit μ_{xx} et μ_{yy} , la mobilité dans la direction des x et des y , comme suit :

$$\mu_{xx} = \frac{R_H^{2D}}{\rho_{xx}} \quad \text{et} \quad \mu_{yy} = \frac{R_H^{2D}}{\rho_{yy}} \quad (3.11)$$

avec :

$$R_H^{2D} = \frac{[V_{13}(B) - V_{13}(-B)]}{2I_{24}B} \quad (3.12)$$

étant le coefficient de Hall bidimensionnel, i.e. la version 2D de l'équation (3.6).

3.3.2 L'effet Hall quantique

Jusqu'à maintenant, les théories auxquelles j'ai référencées étaient *classiques*, dans le sens qu'elles ne faisaient pas appel à la mécanique quantique, ou presque, pour expliquer et décrire les phénomènes. L'effet Hall classique est, et sera toujours utile pour déterminer la densité électronique d'un matériau. Toutefois, pour pouvoir extraire le maximum d'information des mesures de Hall, il est nécessaire d'étudier l'effet Hall quantique, que nous pouvons observer à basse température et à haut champ magnétique dans des structures bidimensionnelles, et duquel il est possible d'extraire des quantités physiques supplémentaires tel qu'entre autres, la densité électronique bidimensionnelle du puits quantique, utiles à l'étude du transport électronique.

L'effet Hall quantique entier (IQHE) a été découvert en 1980 par K. von Klitzing, G. Dorda et M. Pepper [37]. Ils ont observés, dans un système bidimensionnel d'électrons à basse température, des plateaux dans la mesure de la résistance de Hall en fonction du champ magnétique. Aussi, une observation tout aussi intéressante : une résistance longitudinale nulle pour chaque plateau de la résistance de Hall, mais des pics étroits de résistance lors de la transition entre chaque plateau (figure 3.2).

Lorsque nous résolvons l'équation de Schrödinger pour un électron placé dans un champ magnétique avec un potentiel électrique $U(x, y) = 0$, nous obtenons les différents niveaux d'énergie $E(n, k)$ du système, que nous appelons communément *niveaux de Landau*. Dans les faits, lorsque les électrons circulent à travers un gaz bidimensionnel d'électrons, ils subissent l'effet d'un potentiel de confinement. La figure 3.3a) illustre un conducteur et la distribution de ce potentiel. Nous pouvons utiliser la théorie des perturbations pour obtenir les nouveaux niveaux d'énergie du système :

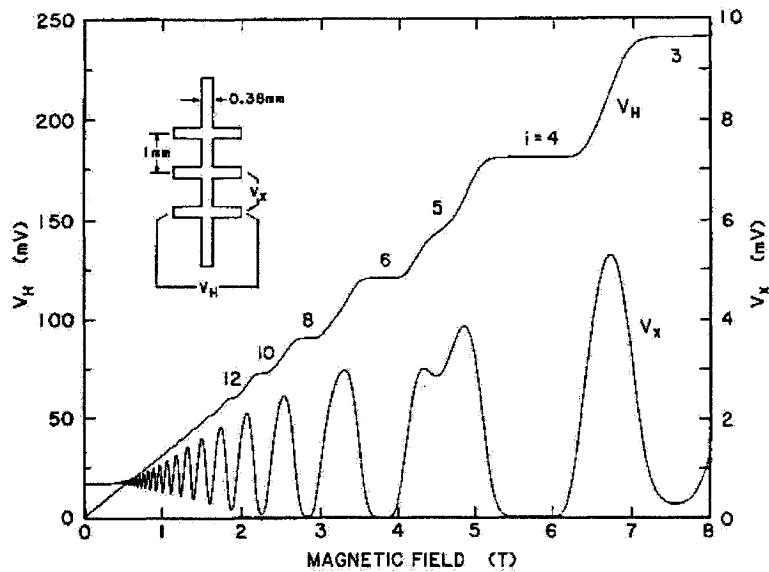


Figure 3.2 – Une mesure typique de l'effet Hall quantique (de ref. [37]). La mesure en plateau est la mesure de V_H (échelle de gauche) tandis que les oscillations proviennent de la mesure de V_x (échelle de droite).

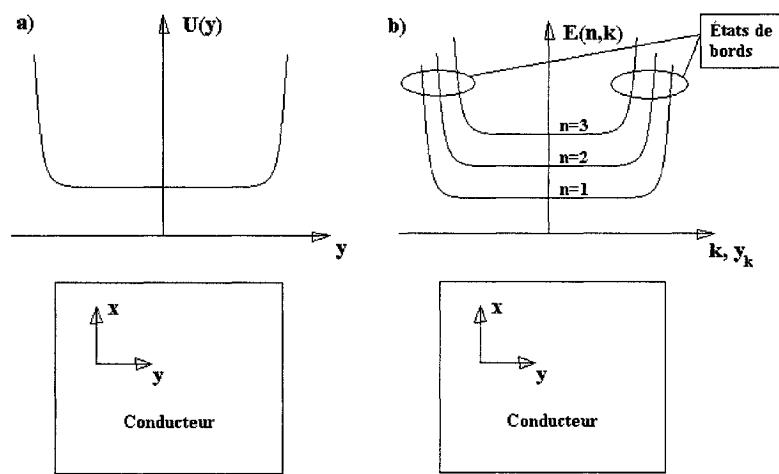


Figure 3.3 – a) Potentiel de confinement b) Niveaux de Landau modifiés

$$E(n, k) \approx \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c + \langle n, k | U(y) | n, k \rangle \quad (3.13)$$

Puisque $U(y)$ est en majeure partie constante, on peut écrire :

$$E(n, k) \approx \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c + U(y_k) \quad (3.14)$$

La figure 3.3b) illustre ces niveaux de Landau modifiés.

Nous pouvons donc maintenant comprendre le graphique de la figure 3.2 en étudiant l'évolution du niveau de Fermi par rapport aux niveaux de Landau. Ainsi, lorsque le niveau de Fermi coïncide avec un des niveaux de Landau, la conduction se fait spatialement sur tout l'échantillon. Nous sommes dans ce cas-ci entre les marches de la figure 3.2 où la résistance de Hall change et où la résistance longitudinale donne une valeur différente de zéro. Au contraire, lorsque le niveau de Fermi est entre les niveaux de Landau, ce sont seulement les *états de bords* qui portent les électrons de conduction. Nous sommes dans cas-ci sur une des marches de la figure 3.2 où la résistance de Hall est constante et où la résistance longitudinale est virtuellement égale à zéro. Ceci soulève quelques questions. Entre autres, comment peut-on avoir dans ce cas-ci une résistance proche de zéro alors que la conduction ne se fait que par de minces «canaux» de conduction ? Nous trouvons la réponse à cette question en calculant la vitesse des électrons pour chaque bord de l'échantillon 2DEG (voir figure 3.3) :

$$v(n, k) = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E(n, k)}{\partial k} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial U(y_k)}{\partial k} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial U(y)}{\partial y} \frac{\partial y_k}{\partial k} = \frac{1}{eB} \frac{\partial U(y)}{\partial y} \quad (3.15)$$

Nous voyons à partir de cette équation que les électrons d'un des bords de l'échantillon vont dans une direction et que les électrons de l'autre bord vont dans l'autre direction,

puisque $\frac{\partial U(y)}{\partial y}$ change de signe d'un bord à l'autre.

À partir de cette observation, il est possible d'appliquer la théorie de Landauer-Büttiker à un échantillon ayant la configuration de Hall standard. J'explique brièvement ce qu'est la théorie de Landauer-Büttiker en annexe (voir référence [38] pour plus de détail). Ainsi, à partir des équations (A.4) et (A.6) de l'annexe 1, il est possible de déduire (pour un échantillon parfait avec $T(E) = 1$) :

$$\rho_{xx} = 0 \quad \rho_{xy} = \frac{h}{2e^2 M} \quad (3.16)$$

en concordance avec ce que nous devons obtenir pour l'effet Hall quantique. Il est intéressant d'observer que c'est le nombre de mode M , ou de «canaux de conduction», qui donne la valeur de ρ_{xy} .

Il est aussi possible de dériver les équations (3.16) autrement. Pour faire ceci, revenons à l'équation de Schrödinger d'un électron libre en présence d'un champ magnétique constant dans la direction des z . En utilisant la jauge de Landau ($\vec{A} = Bx\hat{y}$) :

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m^*}(\vec{p} + eBx\hat{y})^2 \quad (3.17)$$

et en posant que la fonction d'onde a cette forme :

$$\psi_{kn}(x, y) = \phi_{kn}(x)e^{iky} \quad (3.18)$$

nous obtenons (en réarrangeant un peu...) :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2}m^*\omega_c^2(x - x_k)^2 \right] \phi_{kn}(x) = \varepsilon_{kn} \phi_{kn}(x) \quad (3.19)$$

où $\omega_c = eB/m^*$ est la fréquence cyclotronique et $x_k = -(\hbar/eB)k = -\ell_B^2 k$. J'ai introduit ici $\ell_B = \sqrt{\hbar/eB}$, la *longueur magnétique*. Le problème d'une particule chargée sous l'influence d'un champ magnétique se réduit donc à un problème d'un oscillateur harmonique simple centré à x_k . Nous savons que pour ce problème, les niveaux d'énergie, ou niveaux de Landau, sont donnés par :

$$\varepsilon_{kn} = (n + 1/2)\hbar\omega_c \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (3.20)$$

Maintenant, supposons que nous sommes limités par des murs de potentiel infini à 0 et à L_y sur l'axe des y ; k est donc donné par $k = 2\pi i/L_y$, avec $i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Puisque le centre x_k de l'oscillateur harmonique est une fonction de k , il y a donc un centre $x_k = -\ell_B^2 k$ pour chaque valeur de k . On peut donc dire que les centres sont séparés par une distance $\Delta x = 2\pi\ell_B^2/L_y$. Disons aussi que nous sommes limités par des murs de potentiel infinis à 0 et à L_x sur l'axe des x. Chaque niveau de Landau n a alors une dégénérescence de $L_x/\Delta x = L_x L_y / 2\pi\ell_B^2$. Donc si nous avons un échantillon d'aire $A = L_x L_y$, nous avons un *quanta* pour chaque élément d'aire $2\pi\ell_B^2$. Nous pouvons aussi interpréter ce résultat en terme de flux magnétique. En définissant le quanta de flux magnétique comme étant $\Phi_0 = h/e$ et sachant aussi que le flux total qui perce un échantillon d'aire A est donné par $\Phi = BA$, nous pouvons dire que $N_{\Phi_0} \equiv \Phi/\Phi_0 = eBA/h = A/2\pi\ell_B^2$ quanta de flux magnétique transpercent l'échantillon. S'il y a n_{2D} électrons par unités de surface dans notre 2DEG, nous pouvons aussi dire que le nombre d'électron par quanta de flux est donné par $n_{2D}A/N_{\Phi_0} = 2\pi\ell_B^2 n_{2D} \equiv \nu$. Nous appelons généralement ν le *facteur de remplissage (filling factor)* parce qu'il indique combien de niveaux de Landau sont remplis. Par exemple, $\nu = 1.5$ signifie que le premier niveau de Landau est rempli et que le deuxième niveau n'est rempli qu'à moitié.

Nous allons maintenant dériver la résistance de Hall pour l'effet Hall Quantique.

Puisque par définition nous savons que $\Phi = \int \vec{B} d\vec{S}$ et que $E_y = \rho_{yx} j_x$, nous pouvons écrire :

$$\frac{d\Phi}{dt} = \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} = \int_C \vec{E}_y \cdot d\vec{\ell} = \int_C \rho_{yx} j_x d\ell \quad (3.21)$$

dans lequel nous avons utilisé la loi de Faraday. En deux dimensions, la densité de courant j est définie par le courant divisé par la longueur perpendiculaire au courant : $j_x = I_x / L_y$. En intégrant l'équation 3.21 sur le temps, nous obtenons :

$$\Delta\Phi = \rho_{xy} \int_C d\ell \int j_x dt = \rho_{xy} \int I_x dt \quad (3.22)$$

Supposons maintenant qu'un électron est transféré pour chaque augmentation du flux de $\Delta\Phi = \Phi_0 = \frac{h}{e}$ et pour chaque niveau de Landau. Dans ce cas, $\int I_x dt$ est donc égale à $-ne$ et nous obtenons donc :

$$\rho_{xy} = -\frac{h}{ne^2} \quad (3.23)$$

Ce résultat a des conséquences énormes ; il implique qu'il soit possible d'observer la quantification de la résistivité de Hall au gré de la variation du flux magnétique. De plus, l'effet Hall quantique est une des méthodes les plus précises pour déterminer la constante de Planck.

Sur un plan plus concret, tel qu'abordé dans la section 2.2.1 (équation (2.2)), il est possible de déterminer la densité bidimensionnelle du puits quantique à partir de la mesure de champ magnétique des pics d'oscillations dans la magnétorésistance, qui coïncident avec la transition dans les plateaux de Hall, à l'aide de cette équation :

$$n_{2D} = \frac{2e}{h} \frac{1}{(1/B_1) - (1/B_2)} \quad (3.24)$$

où B_1 et B_2 sont les valeurs de champ magnétique de deux pics successifs du graphique de Hall, comme la figure 3.2. En comparant n_{2D} et n_{Hall} , nous pouvons donc déterminer s'il y a de la conduction parallèle dans le système, i.e. si la conduction ne se fait que dans le puits quantique (cas où $n_{2D} = n_{Hall}$) ou si la conduction se fait ailleurs aussi (cas où $n_{2D} < n_{Hall}$).

3.4 La magnétorésistance négative : dislocations et localisation faible

Normalement, selon la théorie classique de Hall, c'est-à-dire à bas champ magnétique B , on devrait observer une valeur de magnétorésistance constante sur les graphiques de magnétorésistance versus champ magnétique B . Toutefois, nous observons parfois une réduction de la magnétorésistance lorsque nous augmentons le champ magnétique B , pour $B < 1T$ typiquement. Dans ces cas-ci, nous disons qu'il y a *magnétorésistance négative*. Celle-ci peut être due à deux choses : les collisions dues aux dislocations et/ou l'effet de la *localisation faible*.

Premièrement, nous savons qu'il y a réduction du diamètre cyclotronique $2R_c$ avec l'augmentation du champ magnétique B :

$$2R_c = 2 \frac{\hbar}{e} \frac{\sqrt{2\pi n_s}}{B} \quad (3.1)$$

Lorsque $2R_c$ est grand, il y a collision entre les électrons et les dislocations, donc la magnétorésistance est plus grande. Les collisions entre les électrons et les dislocations cessent lorsque le diamètre cyclotronique $2R_c$ devient plus petit que la distance entre les dislocations. À ce moment, la magnétorésistance redevient constante avec l'aug-

mentation du champ magnétique. En trouvant approximativement la valeur du champ magnétique B où la magnétorésistance redevient constante, il est possible d'obtenir une évaluation de la distance entre les dislocations en calculant le diamètre cyclotronique $2R_c$ de cette valeur de champ magnétique. Nous assumons ensuite que le diamètre cyclotronique donne la distance entre les dislocations.

La localisation faible est par contre causée par un tout autre effet. Elle s'observe sur les graphiques de magnétorésistance dans la région $B < 100mT$. C'est un effet purement quantique d'interférence constructive. Elle est due à une augmentation de la probabilité d'un électron de revenir à son point de départ dans un échantillon désordonné. La variation de conductivité causée par cet effet s'exprime par cette équation [38] :

$$\delta\sigma_{loc} = -\frac{e^2}{\pi h} \ln \left(\frac{\tau_\varphi}{\tau_m} \right) \quad (3.2)$$

où τ_φ est le temps de relaxation de phase et τ_m est le temps de relaxation de la quantité de mouvement (voir l'annexe pour plus de détail). Donc pour observer cet effet, τ_φ doit être grand par rapport à τ_m . Et puisqu'à basse température, τ_φ dépend de l'interaction électron-électron, il faut réduire la densité d'électron dans le 2DEG pour augmenter le ratio $\frac{\tau_\varphi}{\tau_m}$. Il est aussi possible de réduire la mobilité, ce qui signifie aussi une réduction de τ_m , pour augmenter le ratio $\frac{\tau_\varphi}{\tau_m}$ [3]. Rappelons finalement que la longueur de cohérence des électrons doit être grande pour observer cet effet. Il faut donc réduire la température du système pour éliminer les collisions inélastiques (i.e. les collisions électron-phonon).

3.5 Un résumé de la théorie

Dans ce chapitre, nous avons jeté les bases théoriques nécessaires à la compréhension du transport électronique dans les puits quantiques ainsi que de certains effets reliés,

tel que l'effet Hall classique et quantique et ses manifestations secondaires tel que la magnétorésistance négative, utiles à l'analyse des résultats du chapitre 5. Nous avons décrit en un premier temps les quatre types de collisions auxquelles les électrons pouvaient être soumis lors de leur passage dans un puits quantique. Bien que l'application concrète de ces équations ne soit pas l'objet de ce mémoire, il était essentiel de les comprendre pour la conception des structures, i.e. déterminer l'effet de l'épaisseur des différentes couches de matériaux et leur composition sur la mobilité de ces structures. Il est d'autant plus important de comprendre ces mécanismes de collisions puisqu'ils aident à déterminer les éléments auxquels une attention particulière doit être portée lors de la croissance MOCVD de ces structures.

Puisque dans les buts fixés initialement, j'avais inclus la compréhension de l'anisotropie dans la mesure des mobilités de structures contraintes, j'ai décris un modèle, développé à partir d'un des quatre processus de collisions, pouvant expliquer cet effet. Comme nous le verrons au chapitre 5, bien que je n'aie pu observer cet effet d'une manière aussi nette que dans la littérature, j'ai toutefois bel et bien observé cet effet d'anisotropie dans la mesure de la mobilité.

Il est presque impossible de parler de transport électronique sans parler d'effet Hall. En effet, tel qu'il a été démontré dans la section 3.3, il est possible d'en extraire plusieurs quantités, entre autres la densité électronique du matériau, mais aussi plus précisément la densité bidimensionnelle des électrons dans le puits quantique grâce à l'effet Hall quantique. J'ai aussi décrit un autre effet, la magnétorésistance négative, observé à basse température avec l'effet Hall quantique, duquel il est possible d'extraire la distance moyenne entre les dislocations du matériel, ou la densité de dislocation. Nous allons voir au chapitre 5 comment ces théories s'appliquent en pratique.

CHAPITRE 4

TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES

4.1 La croissance par Metal-Organic Chemical Vapor Deposition

Les deux principales techniques pour réaliser la croissance épitaxiale de couches minces de semi-conducteurs sont l'épitaxie par jets moléculaires, ou MBE (*Molecular Beam Epitaxy*), et l'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques, ou MOCVD (*Metal-Organic Chemical Vapor Deposition*). La première technique, le MBE, consiste à chauffer chaque constituant du semi-conducteur à l'aide de cellule à effusion (ou cellule de Knudsen) et d'en diriger les faisceaux moléculaires sur le substrat. La croissance doit aussi se faire à très grand vide (UHV), typiquement 10^{-11} torr, pour assurer la pureté du cristal lors de la croissance. Dans le cas du MOCVD, on utilise des précurseurs organométalliques sous forme gazeuse, tel que le triméthylgallium (TMGa) ou tertiary-butylarsine (TBAs), pour faire la croissance cristalline. Les molécules sont dissociées par pyrolyse (chaleur) ou photolyse (lumière UV ou IR) à la surface du substrat.

Pour la croissance des semi-conducteurs III-V, l'élément V doit toujours être en surabondance. Les choses se compliquent pour les matériaux ternaires et quaternaires ; il

est nécessaire dans ce cas-ci d'ajuster les flux d'organométalliques pour avoir la bonne composition. Le MOCVD est généralement moins coûteux que le MBE car il ne requiert pas de vide poussé (typiquement, la pression de la chambre est entre 40 torrs et la pression atmosphérique). Nous pouvons généralement atteindre de plus hauts taux de croissances par MOCVD que par MBE. Il est aussi possible de faire des croissances uniformes sur de plus grands substrats avec le MOCVD ; c'est surtout pour cette raison que le MOCVD est plus souvent utilisé pour la production industrielle. La croissance par MOCVD doit par contre toujours être faite à plus haute température, du moins pour qu'il y ait dissociation des molécules d'organométalliques. Ceci peut causer un problème lorsque le matériau que l'on croit a différentes structures cristallines, dépendamment de la température de croissance. La croissance par MBE peut en principe se faire à n'importe quelle température.

Dans notre système, nous utilisons le triméthylgallium (TMGa), le triméthylindium (TMIn), le tertiarybutylarsine (TBAs) et le tertiarybutylphosphine (TBP) pour faire la croissance de l'*InP* et de l'*InGaAs*. Pour doper l'*InP*, nous utilisons le disilane (Si_2H_6). J'ai fait toutes mes croissances à 600°C et sous une pression de 40 torrs. Nous utilisons un four à lampe infrarouge pour chauffer un suscepteur de graphite. La figure 4.1 montrent la séquence d'interruption de croissance que j'ai utilisée pour toutes mes croissances. Aux interfaces *InGaAs/InP* et *InP/InGaAs*, j'interrompais la croissance pendant deux secondes, tel que suggéré par une étude interne du laboratoire MOCVD, et en général dans la littérature (voir la section 2.1 pour plus de détails).

4.2 La caractérisation structurale

Les mesures de diffraction ont été faites à l'aide d'un diffractomètre à rayons X de haute résolution (HRXRD) de marque Philips, qui utilise la raie Cu $K\alpha_1$ de lon-

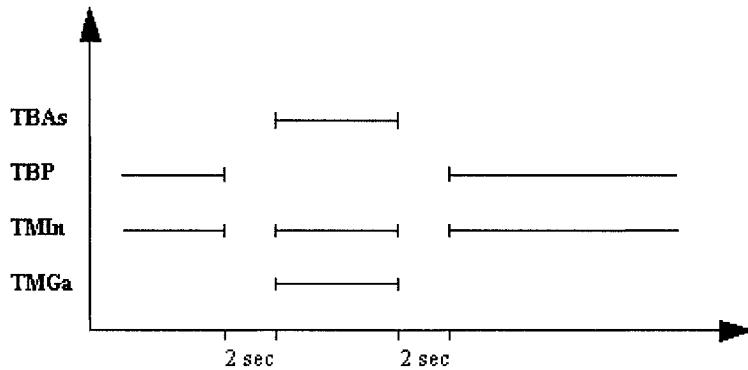


Figure 4.1 – La séquence d'interruption utilisée pour la croissance des échantillons d' $InP/InGaAs/InP$

gueur d'onde $\lambda = 0.1540597$ nm. Les rayons passent à travers un monochromateur Bartels, constitué de quatre cristaux de Ge utilisant les réflexions (220), avant de toucher l'échantillon. Un analyseur additionnel composé de deux cristaux de Ge, utilisant aussi les réflexions (220), est placé entre l'échantillon et le détecteur. Nous obtenons ainsi une divergence angulaire de < 12 arcsec et un élargissement spectral d'environ $\Delta\lambda/\lambda = 7 \times 10^{-5}$.

Essentiellement, lorsque nous utilisons cet appareil, nous exploitons la loi de Bragg :

$$n\lambda = 2d_{hkl} \sin \theta \quad (4.1)$$

où $n = 0, 1, 2, \dots$ est l'ordre de la diffraction, λ la longueur d'onde du rayonnement X, d_{hkl} l'espacement réticulaire entre les plans d'indices (hkl) et θ l'angle de diffraction de Bragg. Pour les semi-conducteurs cubiques, l'espacement réticulaire d_{hkl} est donné par :

$$d_{hkl} = \frac{a_0}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (4.2)$$

où a_0 est le paramètre de maille.

Pour une structure $InP/InGaAs/InP/InP:Fe$, où l' $InGaAs$ est une mince couche (un puits quantique) d'environ 90 Å, nous obtenons des courbes de diffraction comme aux figures 5.3 et 5.4. Les courbes de diffraction que nous obtenons sont généralement composés d'un pic principal et de plusieurs pics secondaires périodiques. Il est possible de déduire l'épaisseur et la composition des différentes couches en utilisant un logiciel de simulation de courbes de diffraction tel que Epitaxy, basé sur le formalisme dynamique de Takagi [39] et Taupin [40].

L'épaisseur de la couche d'encapsulation est donnée par la distance entre chaque pic secondaire ; plus le cap est épais, plus les pics secondaires sont proches l'un de l'autre, et vice versa. Ceci peut se comprendre en prenant la forme différentielle de la loi de Bragg (et en réarrangeant les termes) :

$$t = \frac{\lambda \sin(\theta + \phi)}{\Delta\omega \sin 2\theta} \quad (4.3)$$

où t est l'épaisseur de la couche, λ est la longueur d'onde des rayons X, θ l'angle de Bragg pour la réflexion utilisée, ϕ l'angle entre les normales des plans de diffraction et de la surface de l'échantillon, et $\Delta\omega$ l'espacement angulaire entre les pics secondaires. Dans notre cas, nous regardions les plans (004) ; donc $\phi = 0$. Nous pouvons aussi déterminer, suivant le même principe, l'épaisseur du puits quantique. Mais puisque dans notre cas, cette couche est très petite, il est plus difficile d'obtenir une valeur précise.

Il est aussi possible de déterminer la composition du puits quantique d' $In_xGa_{1-x}As$ avec Epitaxy. Lorsque nous augmentons la fraction x d'indium, nous augmentons le paramètre de maille de l' $InGaAs$ à l'état libre. En contrainte, dans l' InP , l' $InGaAs$ est déformé. Le paramètre de maille de l' $InGaAs$ dans la direction parallèle au puits, a_{\parallel} , est le même que celui de l' InP lorsque la couche est cohérente. Mais le paramètre de maille de l' $InGaAs$ dans la direction perpendiculaire au puits, a_{\perp} , change en fonction

de la fraction x d'indium : ceci a donc comme effet de modifier la mesure de diffraction.

Tel que mentionné précédemment, dans le cas d'échantillons contenant des couches minces fortement contraintes, il est possible que les rugosités apparaissent aux interfaces. Il devient alors difficile de distinguer les pics de diffraction dans les courbes $\omega - 2\theta$ pour les réflexions symétriques acquises à l'aide d'un détecteur à large angle d'acceptance ($\simeq 2^\circ$) étant donné que les déformations de la maille cristalline causés par ces rugosités causent des diffractions dans des directions légèrement différentes et contribuent à l'élargissement des pics de diffraction. La détermination précise des épaisseurs et composition des couches s'avère alors difficile. Une alternative consiste à faire des mesures en modes triple-axe pour lesquelles l'angle d'acceptance du détecteur est réduit à environ 12 arc-sec. Ceci, bien que masquant l'information sur les rugosités d'interfaces, permet de bien révéler les pics de diffraction provenant de la structure et d'en déterminer les paramètres structuraux. Le programme Epitaxy assume un angle d'acceptance d'environ 2° lorsqu'il simule un spectre ; l'intensité des pics de la simulation peut donc parfois diverger des résultats obtenus avec l'appareil.

4.3 La microfabrication

J'ai au cours de ma maîtrise développé les étapes pour la fabrication d'un transistor à haute mobilité (HEMT) avec grille ayant la forme d'une barre de Hall à partir de la structure d' $InP/InP:Si/InP/InGaAs/InP/InP:Fe$ fabriquée par MOCVD. Toutes ces étapes de microfabrication devaient nous amener à pouvoir contrôler le nombre de porteurs dans un puits quantique par application d'un potentiel sur une grille. La figure 4.1a) montre la forme des barres de Hall (il y en a deux sur la figure). Comme nous pouvons le voir, il y a dix connections ; deux aux extrémités pour la circulation du courant et huit autres pour mesurer le potentiel de Hall V_H et le potentiel longitudinale V_x . La

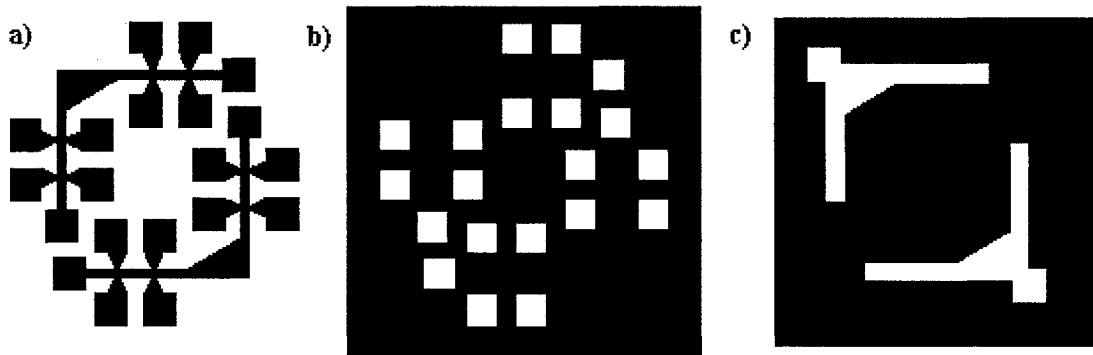


Figure 4.1 – Les masques pour la fabrication du HEMT avec grille en forme de barre de Hall. Le masque a) est essentiellement utilisé pour faire la barre de Hall, tandis que b) et c) sont utilisés pour faire les contacts et la grille sur chaque barre de Hall, respectivement.

barre de Hall est en forme de L pour permettre de faire des mesures électriques dans deux directions perpendiculaires du cristal. La figure 4.1c) montre la forme de la grille de métal que nous devons déposer sur le dispositif. Un contact électrique doit être fait à la grille pour permettre l'application d'un potentiel électrique. Pour aider à représenter le résultat final, imaginez la superposition du masque de la figure 4.1c) sur celui de la figure 4.1a). Le masque de la figure 4.1b) est utilisé pour faire les contacts.

Voici les étapes pour faire le dispositif :

1. Étendre la photorésine positive sur l'échantillon. On étend la Shipley 1813 avec la tournette pendant 45 secondes à 4000 RPM¹.
2. *softbake* à 135°C pendant 1 minute.
3. Exposer la photorésine à la lumière UV de l'alineuse de masque avec le masque de la figure 4.1a). J'ai trouvé pour mes échantillons que 42 secondes était suffisant.
4. Plonger l'échantillon dans le développeur MF-319 pendant 50 secondes pour mettre à jour le motif de la barre de Hall.

¹J'utilisais au début la résine HPR-504 mais cette dernière étant périmée, j'ai dû changer pour la Shipley 1813.

5. Gravure de l'échantillon. On grave ainsi l'*InP* et l'*InGaAs* où il n'y a plus de résine. Il faut graver assez profondément pour au moins dépasser le puits quantique. J'ai réussi à graver 700 Å avec la solution $1H_3PO_4:1HCl:1H_2O$ pendant quatre minutes à 20°C².
6. Enlever le restant de résine avec de l'acétone. Nous avons donc fabriqué la barre de Hall.
7. Dépôt d'une couche de *SiO₂*, d'une épaisseur supérieure à la hauteur de la barre de Hall (dans notre cas, supérieur à 700 Å), à l'aide du pulvérisateur plasma *Ar*–*O₂*.
8. Répéter les étapes 1 à 4 avec le masque de la figure 4.1b).
9. Graver le *SiO₂* où il n'y a plus de photorésine. Ces trous dans le *SiO₂* serviront éventuellement à faire les contacts de base. Pour graver, j'ai utilisé une solution de HF 1% dans laquelle j'ai mis mon échantillon pendant 45 secondes, échantillon que j'ai ensuite séché, et que j'ai ensuite remis 45 secondes dans la solution de HF 1%.
10. Répéter encore les étapes 1 à 4 avec le masque de la figure 4.1b).

²J'ai essentiellement exploré deux solutions de gravure au cours de ma maîtrise : $1H_3PO_4:1HCl:1H_2O$ et $1HCl:2CH_3COOH:2H_2O_2$ (KKI etch). J'utilisais au début la première solution parce que cette solution était celle qui était recommandée dans la référence [3]. J'ai réussi à graver avec celle-ci 700 Å en 4 minutes à 20°C. Initialement, j'avais comme objectif de graver jusqu'au substrat. Mais toutes mes tentatives de graver plus en profondeur furent un échec car après quelques temps, il commençait à se produire de la gravure latérale et ma barre de Hall devenait indéfinie. Dans l'espoir de trouver une solution qui grave plus efficacement l'*InP* et l'*InGaAs*, j'ai fait des tests avec $1HCl:2CH_3COOH:2H_2O_2$, que j'ai pris de la référence [41]. J'ai donc réussi à graver aussi profondément que je voulais avec cette solution (jusqu'à 5600 Å, avec des taux de gravure allant de 30 à 80 Å/sec, à la température de la pièce), mais je fus maintenant confronté à d'autres problèmes. La solution étant très réactive, je ne fus jamais vraiment capable de déterminer le taux de gravure de manière assez précise pour contrôler la hauteur de matériau gravé, ce qui est assez ennuyant dans mon cas. Aussi, la solution $1HCl:2CH_3COOH:2H_2O_2$ a un comportement très spécial : sa température augmente tranquillement de 25°C à 50°C en 10 minutes environ, se met ensuite à bouillir violemment et se met ensuite à se refroidir. Après 30 minutes, la solution ne grave absolument plus. J'ai subséquemment trouvé un article où il était précisé qu'une gravure de 700 Å de profondeur était suffisante pour fabriquer ce type de HEMT. Donc finalement, la solution de $1H_3PO_4:1HCl:1H_2O$ grave suffisamment pour nos besoins. Quelqu'un qui travaille sur la fabrication de dispositifs similaires m'a aussi fortement suggéré par la suite d'utiliser cette recette : *HBr:H₂O₂:H₂O* dans ces proportions : 7 gouttes :4 ml :40 ml. On obtiendrait ainsi un taux de gravure de 4000 Å/min.

11. Déposer ensuite de 200 Å d'*Au*, suivi de 400 Å de *Ge* et de 1600 Å d'*Au* à l'aide du pulvérisateur e-beam. Ces couches de métal servent à fabriquer les contacts de base du dispositif de Hall.
12. Retirer le surplus de photorésine (*Lift-off*). Il reste donc de l'*Au/Ge/Au* seulement aux endroits où nous avions gravé le *SiO₂*.
13. Faire diffuser l'*Au/Ge/Au* avec l'appareil de «Rapid Thermal Annealing» (RTA) à 440°C pendant 2 minutes.
14. Répéter une dernière fois les étapes 1 à 4 avec le masque de la figure 4.1c).
15. Déposer en premier lieu une mince couche de *Ti*, suivi d'une couche de *Au* sur le *SiO₂* à l'aide du pulvérisateur e-beam. Le *Ti* aide à l'adhérence de l'*Au* sur le *SiO₂*.
16. Retirer le surplus de photorésine. Cette ligne d'*Au* (avec *Ti*) est la grille. Nous avons donc terminé notre dispositif.

4.4 La caractérisation des propriétés électriques

J'ai essentiellement utilisé 2 instruments de mesures pour faire la caractérisation électrique de mes échantillons ; l'effet Hall de Polytechnique ainsi que le système à hélium de McGill.

Avec l'effet Hall de Polytechnique, nous ne pouvions initialement que faire des mesures à 77 K et 300 K mais il a récemment été modifié pour accueillir un cryostat avec lequel nous pouvons maintenant faire des mesures à toutes les températures entre 12 K et 400 K. J'ai surtout utilisé cet appareil pour déterminer le dopage de mes couches d'*InP* dopée au silicium. Nous pouvions déterminer la densité de porteur *n*, la résistivité ρ et la mobilité μ à l'aide des équations (3.5), (3.7) et (3.8), respectivement, de la section 3.3.1.

L'acquisition de données se faisait à l'aide d'une source de courant que nous faisions varier entre 1×10^{-6} A et 1×10^{-3} A. J'utilisais un champ magnétique de 4 kGauss (0.4 T).

Sur le système à hélium de McGill, j'ai pu avoir accès à un champ magnétique de 9 T et avec lequel j'ai pu faire des mesures à 1K en un premier temps, et à autour de 700 mK après que nous ayons changé la sonde à 1K pour une sonde à hélium 3. Les mesures de la section 5.2 ont été faites avec ce système. Normalement, avec la sonde à hélium 3, il est possible de faire des mesures jusqu'à aussi bas que 300mK mais cette dernière était en partie défectueuse lors de mon utilisation. Tel que mentionné précédemment dans la section 3.3.1, les équations (3.10) et (3.11) (les équations de Simon) furent utilisées pour obtenir la résistivité et la mobilité des échantillons 2DEG.

Essentiellement, pour atteindre ces températures à l'aide du système à hélium 3, nous commençons par mettre la sonde dans l'hélium 4 liquide. Nous avons préalablement fait le vide à l'intérieur de la cavité où se situe notre échantillon et nous avons par la suite introduit un peu d'hélium gazeux pour faciliter les échanges thermiques entre l'échantillon et le bain d'hélium dans lequel la sonde trempe. Lorsque la température du système tombe en bas de 30K, nous pompons le gaz autour de l'échantillon. Ensuite, nous «pompons la chaleur» autour du tube contenant l'hélium 3 en faisant circuler de l'hélium 4 que nous introduisons par la valve aiguille (*needle valve*) et que nous faisons circuler dans le serpentin (*1K coil*; *sorb*) autour du tube. Le liquide introduit à haute pression par la valve aiguille, se détend en arrivant dans le serpentin, créant ainsi un peu de vapeur «chaude» et un liquide plus froid. Ainsi, l'hélium 3 gazeux se liquéfie et vient s'accumuler dans le pot à hélium 3. L'hélium 3 liquide ainsi accumulé a maintenant une température d'environ 1K. Après quelque temps, le serpentin aussi devient froid ($\sim 10K$); la pression de vapeur à l'intérieur du tube à hélium 3 devient donc pe-

tite et par conséquent, il y a évaporation de l'hélium 3 liquide, créant donc ainsi une vapeur «chaude» et un liquide plus froid. Ainsi, nous pouvons atteindre une température de $300mK$.

CHAPITRE 5

RÉSULTATS

5.1 La fabrication des hétérostructures

5.1.1 La conception des structures

L'objectif de ce travail était de fabriquer des structures HEMT d'*InGaAs/InP* et d'en étudier le transport et l'effet Hall quantique à basse température. J'ai voulu entre autres mieux comprendre les origines de l'anisotropie dans les puits quantiques d'*InGaAs/InP*. Pour ce faire, je me devais de maîtriser adéquatement la croissance de l'*InGaAs* et de l'*InP* par MOCVD afin de comprendre les différents paramètres de croissance pour faire ces structures contraintes. Je devais les fabriquer avec un minimum de défauts cristallins, pour atteindre les plus hautes mobilités.

Pour atteindre cet objectif, j'ai du me demander quel est l'impact des quatre processus de collisions, tel que décrit aux chapitres 2 et 3, sur cette structure. Tel que montré à la section 2.2.3 et à la figure 2.4 (réf. [2]), il semble que les principaux processus auxquels il faut porter une attention particulière sont les collisions dues aux alliages et celles dues aux impuretés éloignées. Dans notre cas, lorsque nous parlons des impuretés éloignées,

nous parlons de la couche d'*InP* dopé *Si* ; j'y reviendrai. Pour ce qui est des collisions dues aux alliages, ce processus est intrinsèque au matériau, en l'occurrence l'*InGaAs* : nous n'avons donc pas vraiment de contrôle sur ce processus de collision.

J'ai aussi évoqué aux chapitres 2 et 3 deux autres processus de collisions : celles dues aux impuretés résiduelles ainsi que celles dues à la rugosité de surface et d'interface. Dans la revue de littérature, j'ai rapporté les arguments énoncés à la réf. [2], à l'effet qu'on pourrait ignorer ces deux processus. Je vous inviterais donc maintenant à explorer ces processus, de sorte que l'on puisse en arriver à comprendre les paramètres auxquels il faut porter une attention particulière lors de la croissance MOCVD, et ainsi avoir l'assurance qu'ils peuvent réellement être ignorés, toujours dans le but d'obtenir la meilleure mobilité possible.

Dans le cas des impuretés résiduelles, il semble assez clair à la lumière de la démonstration de la section 2.2.3 que ce processus peut être ignoré : il suffit de maintenir le niveau d'impuretés résiduelles à un bas niveau, ce qui va de soi lorsque nous faisons ce genre de croissance. Dans le cas des collisions dues à la rugosité de surface et d'interface, c'est plus subtil. J'ai évoqué à la section 3.2 ce processus pour expliquer l'anisotropie dans la mesure de la mobilité de ces systèmes. Si effectivement, ce processus est l'explication de ce phénomène, ceci laisserait donc sous-entendre qu'on ne pourrait pas toujours l'ignorer, dans le sens qu'il faudrait porter une attention particulière aux paramètres sous-jacents à ce processus pour pouvoir l'ignorer.

La clé de ma réflexion tient dans l'observation de la dépendance de la mobilité de ces différents processus par rapport à l'épaisseur du puits W (équation (3.17)). Nous voyons que ce processus dépend fortement de l'épaisseur W (W^6). De plus, lorsque nous observons l'équation (3.22), nous voyons qu'il faut porter attention à Δ , l'amplitude rms de la rugosité et Λ , la longueur de corrélation. Il faut donc s'assurer que ces deux paramètres

soient le plus petit possible, pour que le μ de ce processus soit le plus grand possible, et ainsi pouvoir l'ignorer. Un Δ et un Λ petit signifie, respectivement, des interfaces les moins rugueuses possible, et les plus régulières possible. Il faut donc faire attention lors de la croissance MOCVD pour s'assurer que les interfaces entre l'*InP* et l'*InGaAs* soient les plus lisses possible.

La structure que j'ai conçue et sur laquelle j'ai fait mes expériences est représentée à la figure 5.1. Comme nous pouvons le voir, nous commençons avec un substrat d'*InP*: *Fe*, ce dernier étant un isolant électrique. Ensuite, une couche tampon d'*InP* est ajoutée. Viens ensuite la couche d' $In_xGa_{1-x}As$. Tel qu'expliqué aux sections 2.2.2 et 2.2.3, il y a une corrélation entre la fraction d'indium x et la mobilité obtenue de cette structure, i.e. que plus la fraction x est élevé, plus la mobilité est élevé. Toutefois, comme il a été démontré, pour un puits quantique d'environ 100 Å, il ne faut pas que la fraction d'indium dépasse 0.77 [1]. Si on dépassait 0.77, il y aurait formation de dislocation [1].

J'ai ensuite fait la croissance d'une couche d'espacement entre le puits d'*InGaAs* et la couche d'*InP* dopée *Si*. Il n'est pas évident de comprendre l'impact de l'épaisseur de cette couche d'*InP* sur la mobilité, mais le facteur $e^{-q(z_i-W)}$ de l'équation (3.10) suggère que plus la couche d'*InP* dopée *Si* est éloignée de la couche d'*InGaAs*, mieux c'est. À l'autre extrême, trop éloigné viderait probablement le puits de ces électrons : il faudrait donc trouver un compromis. Aux références [2] et [3], on suggère une couche d'espacement entre 100 Å et 400 Å.

J'ai ensuite fait une croissance de 350 Å d'*InP* dopé *Si*. Au meilleur de ma compréhension, j'ai réalisé que l'épaisseur de la couche dopée n'avait pas tant d'importance : le niveau de dopage et l'épaisseur de la couche d'espacement l'étaient plus. Je terminais par une couche de 75 Å d'*InGaP*. Tel qu'évoqué précédemment, il semble que cette couche permette d'éviter d'avoir à illuminer l'échantillon avant de faire les mesures.

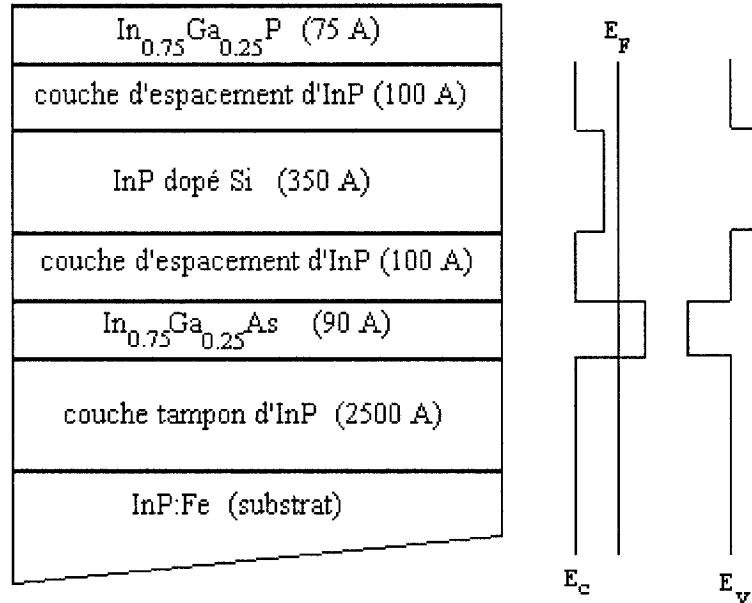


Figure 5.1 – Le puits quantique de $InP/InGaAs/InP$, et sa structure de bande. E_c est la bande de conduction, E_v est la bande de valence et E_F est le niveau de Fermi

Mes taux de croissance utilisés et mesurés étaient d'environ 2.1 \AA/s pour InP (environ 0.5 ML/s) et de 5.2 \AA/s pour $InGaAs$ (environ 1.8 ML/s). J'ai aussi fait une interruption de deux secondes à chacune des interfaces, tel qu'expliqué précédemment. Cependant, cette méthode d'interruption étant arbitraire, et loin de la séquence optimisée, on ne peut en ce moment évaluer la qualité de cette interface.

5.1.2 Le dopage de l' InP

Pour faire une structure comme à la figure 5.1, nous devions tout d'abord maîtriser le dopage de l' InP . Pour reproduire la structure de la référence [3], je devais donc apprendre à doper l' InP pour obtenir une densité électronique autour de $n = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Mais pour mesurer la densité électronique des dopants incorporés dans l' InP , nous devions tout d'abord faire la croissance par MOCVD de couche d' InP dopée au silicium d'une épaisseur supérieure à la zone d'appauvrissement. Nous devions ensuite effec-

tuer des mesures d'effet Hall classique sur ces échantillons pour en trouver la densité électronique, la résistivité et la mobilité. Ces échantillons portent le numéro de série TBP5G ; ce sont tous des croissances d'environ $2.2 \mu\text{m}$ d'*InP* avec différents niveaux de dopage de silicium.

Le dopage de l'*InP* a été fait à l'aide du Si_2H_6 . Le graphique de la figure 5.2 donne les résultats de la densité électronique n en fonction du rapport des pressions partielles $P(\text{Si}_2\text{H}_6)/P(\text{TMIn})$. Il y a deux séries de données sur ce graphique ; il y a les échantillons fabriqués entre le 6 août et le 13 septembre (les losanges), et ceux fabriqués entre le 15 février et le 5 mai (les croix). En faisant des régressions linéaires sur ce graphique log-log, j'obtiens que la dépendance de n réponds à cette équation :

$$n = 10^a \left[\frac{P(\text{Si}_2\text{H}_6)}{P(\text{TMIn})} \right]^b \quad (5.1)$$

où $a = 22.1 \pm 0.2$ et $b = 1.45 \pm 0.06$ pour les losanges et $a = 20.8 \pm 0.5$ et $b = 1.43 \pm 0.18$ pour les croix. La densité électronique n'est donc pas directement proportionnelle au rapport $P(\text{Si}_2\text{H}_6)/P(\text{TMIn})$ ¹. En comparant les résultats de la figure 5.2 avec ceux d'un article sur la croissance MOCVD de l'*InP* dopé au Si_2H_6 sur lequel je me suis basé pour faire mes croissances (ref. [11]), on peut voir, au mieux de la comparaison², que le

¹Je n'ai en fait jamais vraiment compris pourquoi il y a eu un changement dans la courbe de calibration entre le 13 septembre et environ le 5 décembre 2002. Ceci m'a causé quelques problèmes car pendant un certain temps, je dopais toujours en dessous de la valeur désirée (échantillons IGS190 à IGS196). J'ai pendant un certain temps cru qu'il fallait peut-être laisser circuler le Si_2H_6 pendant quelques temps dans les tuyaux avant de l'utiliser mais les échantillons TBP5G126 et TBP5G127 ont prouvé que ceci ne changeait rien. Une variation de température dans le réacteur entre ces deux moments pourrait expliquer en partie la différence de concentration électronique, mais pas totalement. En effet, la figure (3) de la ref. [11] semble suggérer que pour que n diminue d'un ordre de grandeur, la température doit être trop basse de 100°C . Une différence dans la pression du réacteur pourrait aussi expliquer, en partie, la différence dans le dopage.

²En utilisant les carrés de la figure (3) de la ref. [11] à 600°C et en tenant compte du fait que le flux total est de 6800 sccm dans l'article comparativement à 2000 sccm pour nos données et que la pression partielle du TMIn de l'article est de 0.24 Pa tandis que la notre est de 0.36 Pa (= 2.75E-3 torrs). Notons aussi que la pression à l'intérieur du réacteur diffère quelque peu : nous, 40 torrs, eux, 30 torrs (= 40 hPa).

Densité électronique n de couches d'InP dopées Si
en fonction des rapports de pression partielle $P(Si_2H_6)/P(TMIn)$

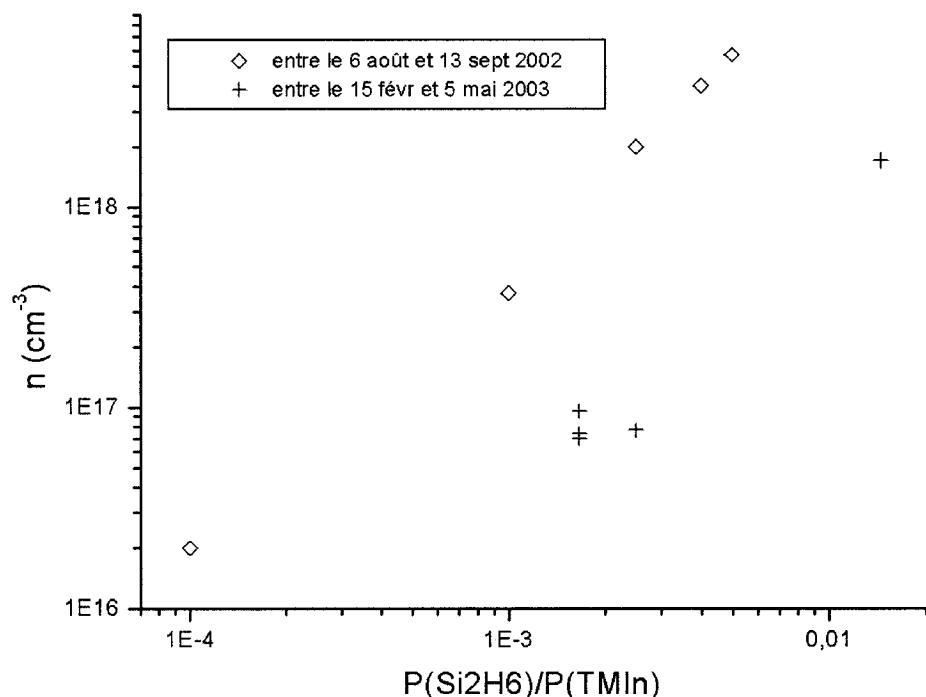


Figure 5.2 – La densité électronique n d'InP dopée Si d'épaisseur de 2um en fonction du rapport des pressions partielles $P(Si_2H_6)/P(TMIn)$ pour les échantillons TBP5G102 à TBP5G106 (losange) et TBP5G122 à TBP5G127 (croix). (Débit de TMIn = 70 sccm, pression partielle de TMIn = 2.75×10^{-3} torr, pression du réacteur = 40 torr, température = 600°C, rapport V/III = 40.8)

dopage électronique dans leur cas est plus élevé d'un ordre de grandeur.

5.1.3 La croissance de puits d'*InGaAs*

Pour faire une structure comme à la figure 5.1, nous devions aussi maîtriser la croissance de puits d'*InGaAs* en accord de maille et contraints. Des puits d'*InGaAs* avaient été fabriqués dans le passé dans le laboratoire MOCVD de l'École Polytechnique. À partir d'un graphique de la fraction d'indium versus $\frac{FluxTMGA}{(FluxTMGA+FluxTMIn)}$ tracé à l'époque, j'ai pu ajuster le flux des organométalliques pour obtenir premièrement, de l'*InGaAs* en accord de maille, et ensuite, de l'*InGaAs* contraint. Tel que mentionné dans la section 4.1, j'ai toujours utilisé une séquence d'interruption comme à la figure 4.1, i.e. 2 secondes à l'interface *InGaAs/InP* et 2 secondes à l'interface *InP/InGaAs*. Mes croissances ont toutes été faites à 600°C et sous une pression de 40 torr.

Sachant maintenant contrôler le dopage et la croissance de l'*InGaAs*, j'ai pu ainsi fabriquer une structure complète comme à la figure 5.1. C'est la série IGS. L'ajustement de la fraction d'indium dans le puits d'*InGaAs* se faisait à l'aide de la courbe XRD.

Les figures 5.3 et 5.4 montrent les balayages XRD, ainsi que leur simulation par Epitaxy, de deux échantillons de *InP/In_xGa_{1-x}As/InP* fabriqués pour calibrer la fraction x d'indium. La courbe avec du bruit est le balayage XRD tandis que le trait superposé est la simulation tel qu'obtenue par le logiciel Epitaxy. J'ai pu obtenir ainsi $x = 0.532 \pm 0.002$ pour l'échantillon IGS207 (figure 5.3) et $x = 0.725 \pm 0.002$ pour l'échantillon IGS209 (figure 5.4). Les deux échantillons sont des puits quantiques d'*InGaAs* de 100 Å d'épaisseur, avec un cap d'*InP* d'environ 1000 Å, sauf que IGS207 est en accord de maille tandis que IGS209 est contraint. Tel que mentionné précédemment, la différence entre les intensités mesurées et simulées des figures 5.3 et 5.4 pourrait provenir du fait que Epitaxy ne tient pas compte des défauts des couches épitaxiales dans ses simulations.

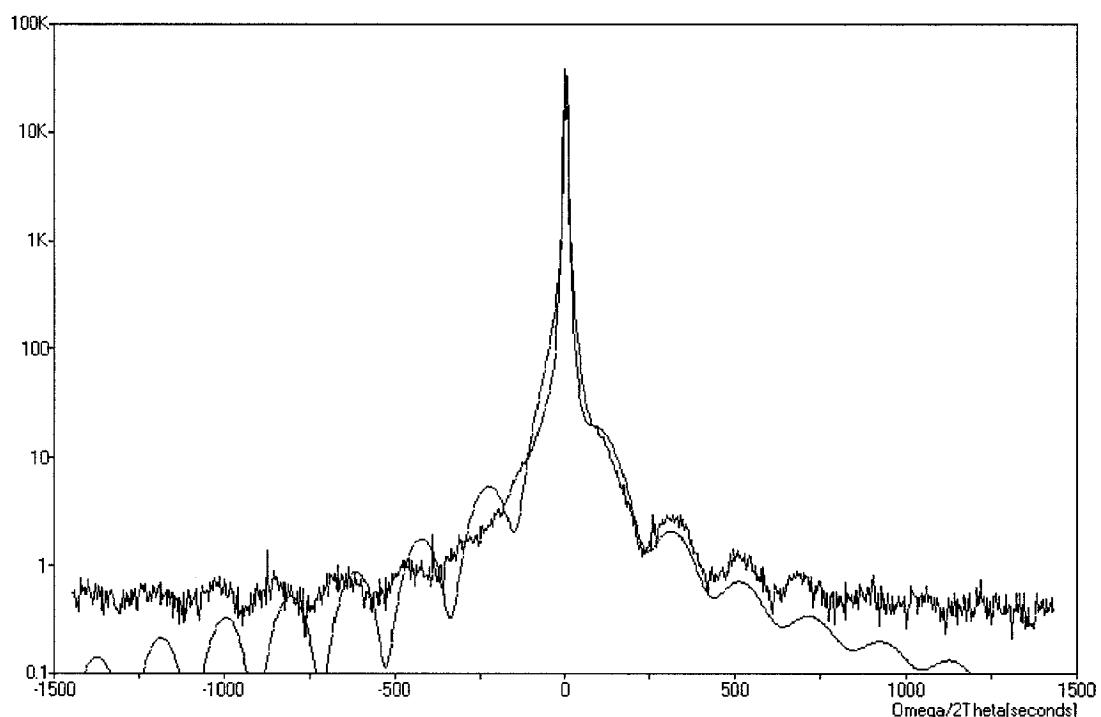


Figure 5.3 – La courbe XRD de l'échantillon IGS207 : un puits quantique simple d'*InGaAs* en accord de maille avec l'*InP*. La courbe avec du bruit est le balayage XRD tandis que le trait superposé est la simulation tel qu'obtenue par le logiciel Epitaxy.

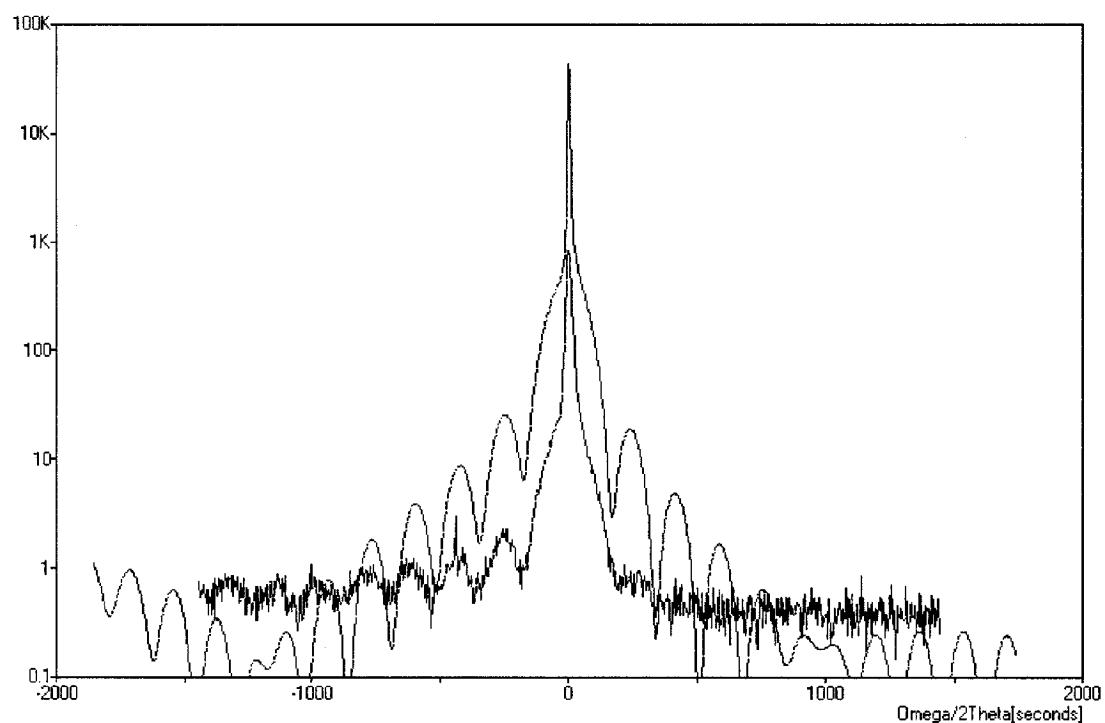


Figure 5.4 – La courbe XRD de l'échantillon IGS209 : un puits quantique simple d'*InGaAs* contraint par rapport à l'*InP*. La courbe avec du bruit est le balayage XRD tandis que le trait superposé est la simulation tel qu'obtenue par le logiciel Epitaxy.

La croissance des interfaces, pour laquelle il semble maintenant évident que la séquence d'interruption n'était pas optimisée, y est probablement aussi pour quelque chose.

Ayant ainsi calibré le dopage de l'*InP* par effet Hall et la fraction d'indium dans mon puits quantique d'*InGaAs*, j'ai ainsi pu fabriquer les structures complètes, tel que présenté à la figure 5.1.

5.2 Le transport dans les 2DEG

Dans les sections précédentes, nous avons discuté du dopage de l'*InP* ainsi que de la croissance de l'*InGaAs* constraint. Une fois ces notions bien comprises, il devenait donc possible de faire la croissance des structures complètes tel qu'illustrées à la figure 5.1. Dans cette section, je présenterai des mesures électriques, c'est-à-dire des mesures d'effet Hall quantique et de magnétorésistivité, faites à basse température sur l'échantillon IGS214, une de ces structures.

5.2.1 La présentation des données

Tel qu'énoncé dans l'introduction, l'objectif de ce travail était de fabriquer des structures HEMT d'*InGaAs/InP* et d'en étudier le transport et l'effet Hall quantique à basse température pour, entre autres, mieux comprendre les origines de l'anisotropie dans les puits quantiques d'*InGaAs/InP*. Au chapitre 2 *Revue de littérature*, nous avons discuté de ce qui avait déjà été fait à propos de la croissance MOCVD de l'*InGaAs/InP* et de l'*InP* dopé, ainsi que sur le transport des structures d'*InGaAs/InP* contraintes et peu contraintes. Au chapitre 3 *Bases et fondements théoriques*, nous avons donné un survol de la théorie du transport dans les puits quantiques, théorie devant nous servir à comprendre les facteurs ayant un impact important sur le transport, de sorte que l'on puisse obtenir des structures avec une haute mobilité. Nous avons aussi présenté ce qui pou-

vait être à la source de cette anisotropie, i.e. les collisions dues à la rugosité d'interface. Puisque nous désirions étudier l'anisotropie dans la mobilité, il incombaît d'éliminer au maximum toutes formes de collisions dues aux phonons. Pour ce faire, nous avons donc fait les mesures à basse température. Nous avons donc présenté des effets qui apparaissent lorsque nous étudions les 2DEG à basse température et qui nous permettent d'extraire diverses quantités d'intérêt : l'effet Hall quantique et la magnétorésistance négative.

À la section 5.1, nous avons présenté la structure que nous allions concevoir, en fonction de ce que nous avions appris et développé aux chapitres 2 et 3. Cette structure est présentée à la figure 5.1. Au total, sept structures complètes ont été fabriquées, IGS210 à IGS216, ayant chacune des niveaux de dopage et des couches d'espacement (*spacer*) différents. Avant de les introduire dans le système à hélium 3, il incombaît de tester leur conductivité. Je les ai donc introduit un par un directement dans un réservoir d'hélium 4, à l'aide d'une sonde disponible à cet effet, et j'ai mesuré leur résistance. Parmi les sept échantillons, j'ai trouvé que IGS214 avait le meilleur comportement : il était hautement conducteur à basse température.

Les mesures électriques présentées dans cette section ont donc été faites sur l'échantillon IGS214 (IGS214 : substrat InP :Fe, 2000 Å d'*InP*, 90 ± 1 Å d'*In_{0.75}Ga_{0.25}As*, 100 Å d'*InP*, 350 Å d'*InP* dopé *Si*, 100 Å d'*InP* et 70 ± 1 Å d'*In_{0.75}Ga_{0.25}P*) dans lequel furent diffusées aux quatre coins de l'échantillon des billes d'indium. L'échantillon fut placé au bout de la sonde du système à hélium 3, duquel la température fut descendue jusqu'à environ 700 mK. Pour faire les mesures, on utilisa un *Lock-in amplifier* à basse fréquence (autour de 5 Hz) générant une onde sinusoïdale de 1 volt d'amplitude que j'ai bipassé avec une résistance de 1 $M\Omega$ pour créer un courant de 1 μA . La mesure que nous obtenions à l'aide du lock-in était donc une différence de potentiel, duquel

nous divisions le courant de $1 \mu A$ pour obtenir soit la résistance de Hall R_{xy} , ou soit la magnétorésistance R_{xx} . Dans notre cas, la mesure AC à basse fréquence peut être interprétée comme une mesure DC. Pour la lecture du champ magnétique B , le courant appliqué sur la bobine de l'aimant était enregistré et ensuite converti en valeur de champ magnétique à l'aide d'un facteur de conversion obtenu à l'aide d'une calibration faite au préalable. L'échantillon fut illuminé à basse température par une diode électroluminescentes rouge (LED) pour créer des porteurs dans le puits d'*InGaAs* (voir section 2.2.1).

Les figures 5.1a) et b) montrent une mesure typique de R_{xx} et R_{xy} dans chacune des directions de l'échantillon IGS214. Les figures 5.2a) et b) sont des zooms des figures 5.1a) et b), et les figures 5.3a) et b) sont elles-mêmes des zooms des traces de magnétorésistance R_{xx} des figures 5.2a) et b). Tel que prévu, aux figures 5.2a) et b), nous observons des plateaux dans la trace de R_{xy} (trace ayant une tendance antisymétrique) et des oscillations dans la trace de R_{xx} (trace ayant une tendance symétrique). Mais ce qui n'était toutefois pas prévu, ce sont les énormes pics, parfois positifs, parfois négatifs, à ± 7 T dans les traces de R_{xx} et R_{xy} des figures 5.1a) et b). Fait à noter, les pics à ± 7 T des graphiques R_{xy} sont dans la même direction, i.e. que l'on n'observe pas à -7 T l'image inversée du pic que l'on observe à +7 T. Par exemple, lorsqu'on regarde la trace R_{xy} de la figure 5.1b), nous voyons que les pics à -7 T et +7 T sont tous les deux négatifs, i.e. que bien que la trace R_{xy} ait une tendance antisymétrique entre -6 T et +6 T, elle ne l'est vraiment pas à ± 7 T.

Je parle de traces ayant une *tendance* symétrique ou antisymétrique parce qu'en fait, lorsque nous regardons les figures 5.2a) et b), nous voyons que la partie $B < 0$ T n'est pas *exactement* l'image miroir de $B > 0$ T. Une autre observation intéressante est la série de pics dans la partie $B < 0$ T de la figure 5.3b) ; nous voyons quatre pics (dont un très

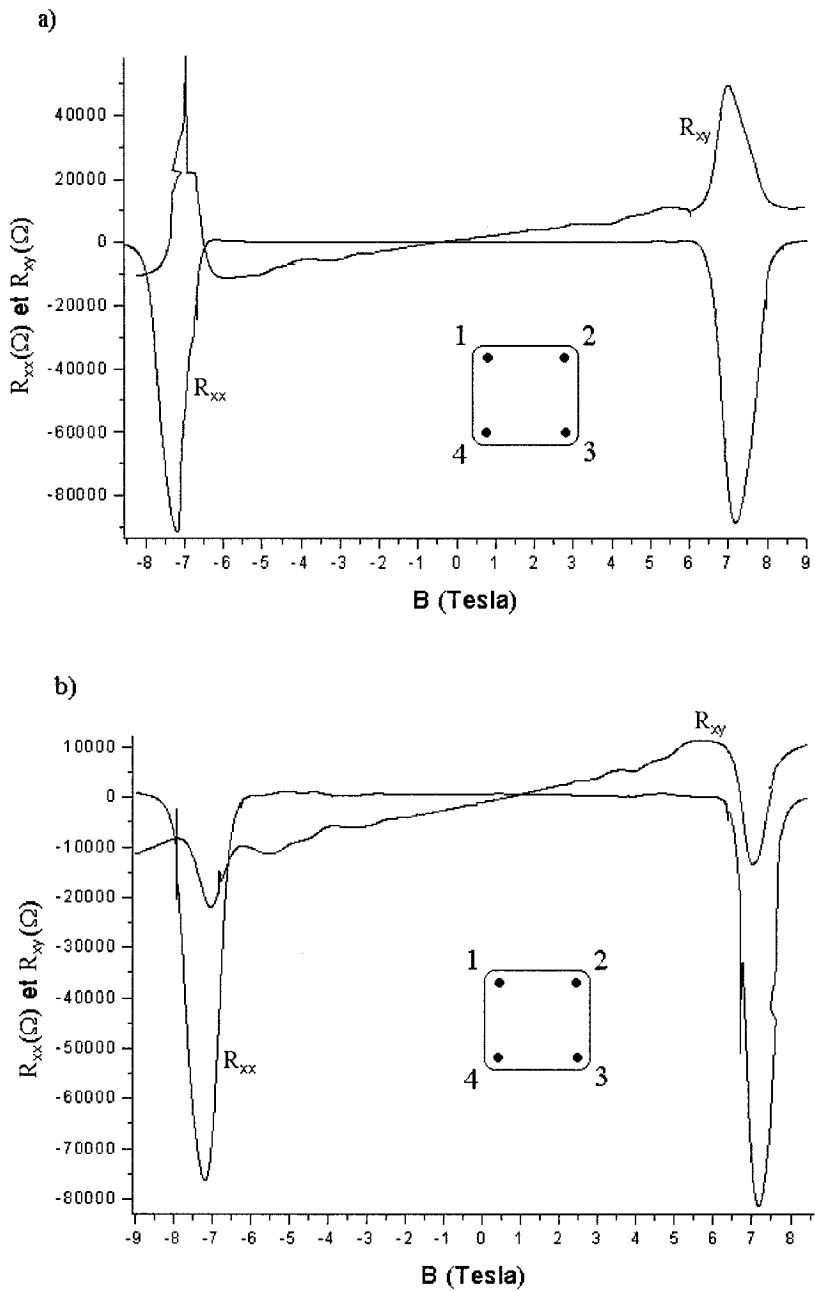


Figure 5.1 – La mesure de R_{xx} et de R_{xy} , selon différentes configurations, pour l'échantillon IGS214. a) R_{xx} (I de 1 à 4 ; V entre 2 et 3) et R_{xy} (I de 4 à 2 ; V entre 1 et 3) et b) R_{xx} (I de 1 à 2 ; V entre 4 et 3) et R_{xy} (I de 3 à 1 ; V entre 4 et 2). Les mesures ont été faites avec un courant de $1 \mu A$ et à une température d'environ 700 mK .

petit) entre $B = -0.5$ T et $B = -3$ T, et un pic «double» à environ -5 T. Nous observons aussi ce pic «double» autour de $B = 5$ T de la figure 5.3a). Sur la figure 5.3a), nous voyons aussi que la valeur de R_{xx} à ± 3.8 T devient négative. Enfin, dernière observation notable, les R_{xx} à $B = 0$ T des figures 5.3a) et b) ne sont pas égaux. De plus, à la figure 5.3a), R_{xx} est plutôt stable par rapport au champ B autour de 0 T tandis qu'à la figure 5.3b), la trace de R_{xx} forme un pic autour de 0 T (plus précisément à 0.5 T).

Les données utilisées pour faire les graphiques des figures 5.1, 5.2 et 5.3 sont essentiellement les données brutes, desquelles j'ai fait les conversions nécessaires pour obtenir R_{xx} et R_{xy} versus B . Je n'ai modifié mes graphiques qu'en un seul point : c'est que lorsque je faisais ma mesure, je commençais par exemple à 9 T, je descendais à 0 T, je changeais la polarité de la source de courant qui alimente l'aimant, et je continuais ainsi à descendre jusqu'à -9 T. Toutefois, lorsque je collais la partie négative de mes données (i.e. de -9 T à 0 T) à la partie positive (i.e. de 0 T à 9 T) pour faire les graphiques des figures 5.1, 5.2 et 5.3, on voyait clairement un saut dans les données à 0 T, comme si le «zéro» de la partie négative (-9 T à 0 T) des graphiques était plutôt, par exemple, un -0.2 T et que le «zéro» de la partie positive était plutôt un 0.2 T. J'ai donc ainsi «écarté» les parties négatives des parties positives de mes graphiques de quelques dixièmes de T, de 0.4 T dans notre exemple, pour corriger cela. Nous pouvons voir par exemple cet «écartement» sur la trace R_{xy} de la figure 5.2b) entre -0.5 T et -0.2 T. Ensuite, j'ai recentré mes graphiques pour que les valeurs de champ magnétique des énormes pics à ± 7 T soit à la même valeur, i.e. que le gros pic dans les positifs soit à +a T et que celui dans les négatifs soit à -a T.

Ces modifications, i.e. l'«écartement» des parties positives et négatives ainsi que le recentrage par rapport aux gros pics à environ ± 7 T, peuvent sembler arbitraires. De plus, ne créons-nous pas une incertitude sur le «zéro» du champ magnétique B ? Mais comme

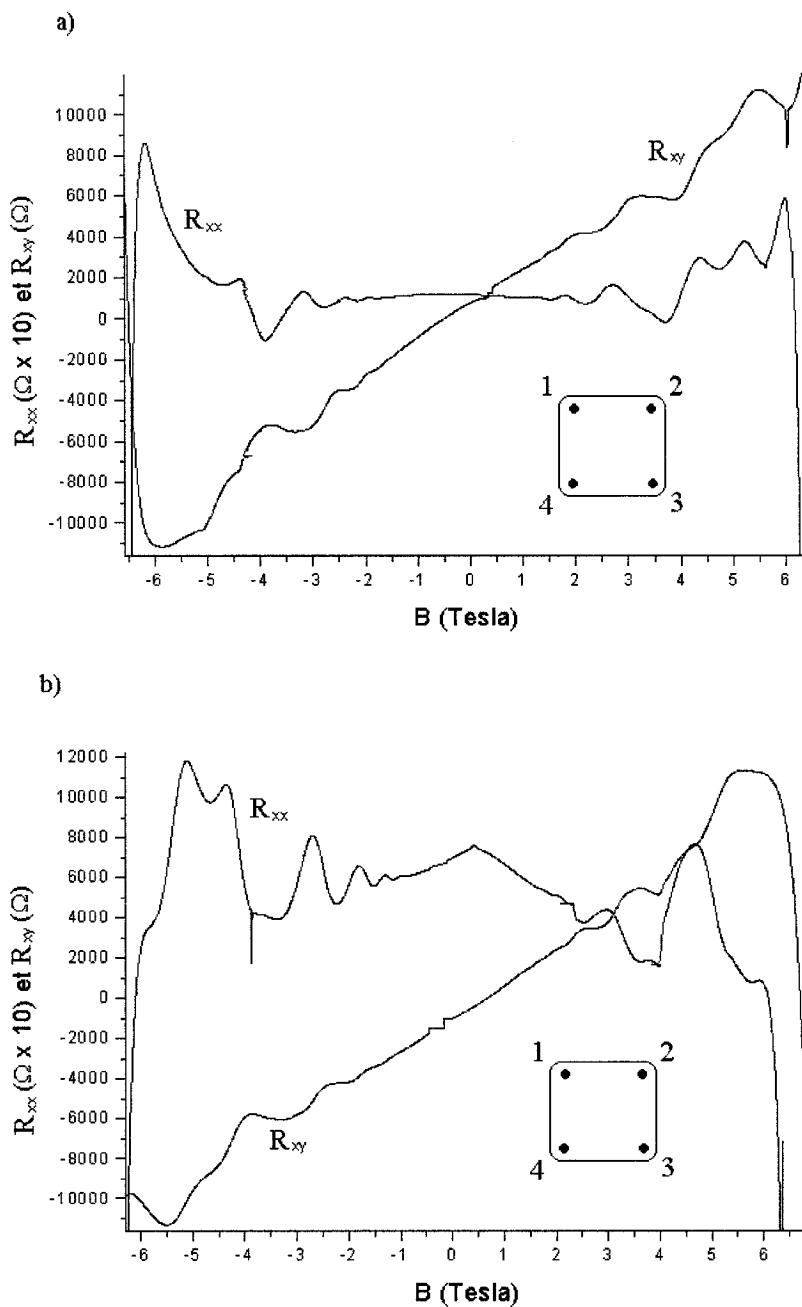


Figure 5.2 – Un agrandissement des graphiques de la figure 5.1. a) Un agrandissement du graphique de la figure 5.1a). R_{xx} (I de 1 à 4 ; V entre 2 et 3) et R_{xy} (I de 4 à 2 ; V entre 1 et 3) pour l'échantillon IGS214. b) Un agrandissement du graphique de la figure 5.1b). R_{xx} (I de 1 à 2 ; V entre 4 et 3) et R_{xy} (I de 3 à 1 ; V entre 4 et 2) pour l'échantillon IGS214. Les mesures ont été faites avec un courant de $1 \mu A$.

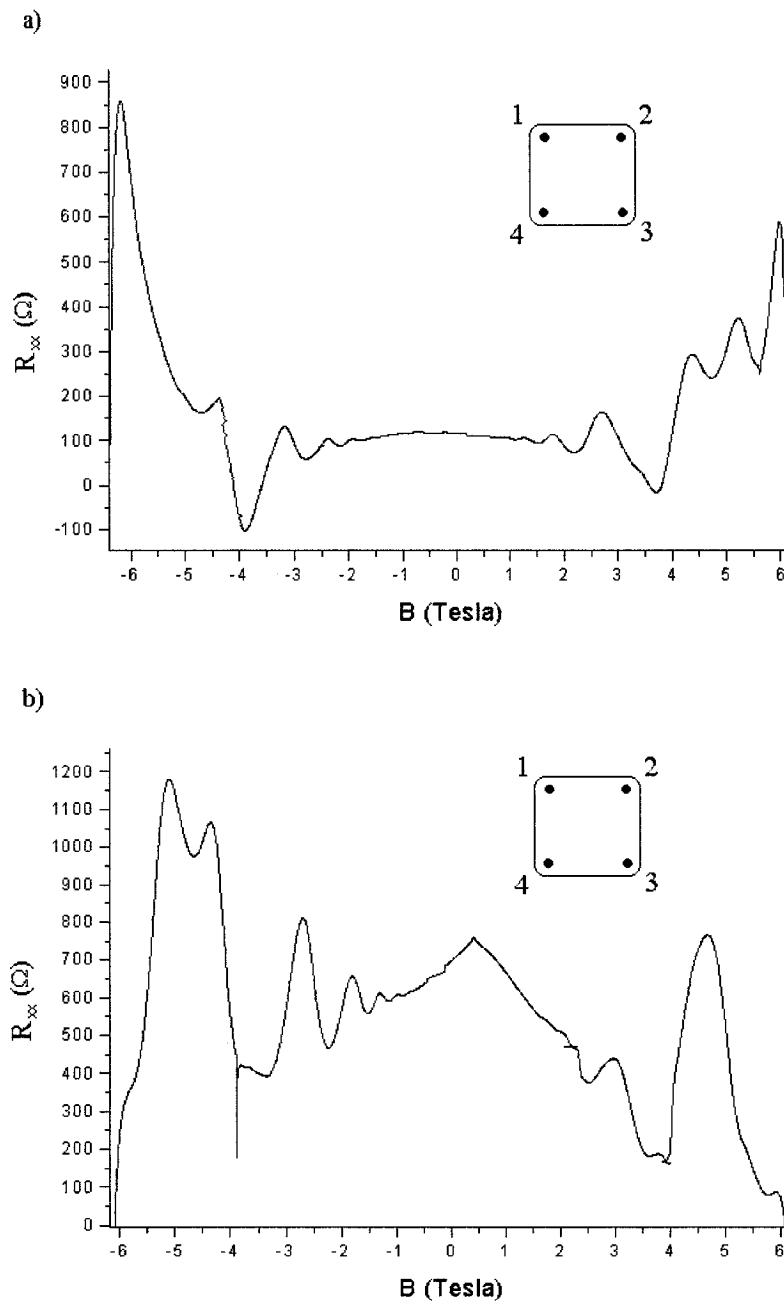


Figure 5.3 – a) Un agrandissement de la partie R_{xx} du graphique de la figure 5.1a) (I de 1 à 4 ; V entre 2 et 3) et b) un agrandissement de la partie R_{xx} du graphique de la figure 5.1b) (I de 1 à 2 ; V entre 4 et 3). Les mesures ont été faites avec un courant de $1 \mu A$, toujours avec l'échantillon IGS214.

nous allons le voir plus tard lorsque nous ferons l'analyse des données, ces changements n'ont pas d'impact sur l'information que nous allons tirer de ces graphiques. Dernière précision, le pic à -7 T de la trace R_{xy} de la figure 5.1a), de même que certains petits pics soudains comme à -3.8 T de la figure 5.3b), ne doivent pas être pris au pied de la lettre : ils sont dus à des erreurs d'acquisition de données (erreurs de manipulation).

Mentionnons finalement que sur mes graphiques, j'ai tracé R_{xx} et R_{xy} versus B et non ρ_{xx} et ρ_{xy} versus B tel que nous le lisons généralement dans la littérature. La raison en est que tel que mentionné précédemment, je n'ai pas fait mes mesures sur une barre de Hall mais plutôt sur un échantillon de Van der Pauw. Dans le cas d'une barre de Hall de longueur a et de largeur b , il suffit de multiplier R_{xx} par $\frac{b}{a}$ pour obtenir ρ_{xx} . Dans le cas d'un échantillon de Van der Pauw, il faudrait en principe appliquer l'équation de Steven H. Simon, i.e. l'équation (3.10), pour passer de R_{xx} à ρ_{xx} . Sauf qu'en pratique, ceci est plutôt difficile considérant la nature de cette équation (gardez à l'esprit que nous voulons passer de R_{xx} à ρ_{xx} ...) et le fait que nous ne connaissons pas vraiment l'origine, i.e. le $B = 0T$, du graphique. De toute façon, comme nous allons le voir plus tard, le fait de tracer R_{xx} plutôt que ρ_{xx} n'a pas vraiment d'impact sur l'information que nous pouvons tirer de ces graphiques. R_{xy} , par contre, est égale à ρ_{xy} , dans le cas d'une barre de Hall comme dans le cas d'un échantillon de Van der Pauw. Toutefois, dans ce dernier cas, R_{xy} est mesuré à 45° par rapport à R_{xx} et R_{yy} .

5.2.2 L'interprétation des données et le calcul des quantités d'intérêt

Attardons-nous maintenant sur les pics à environ ± 7 T des figures 5.1a) et b). En regardant la trace R_{xx} des figures 5.1, 5.2 et 5.3, nous pourrions conclure que ces grands pics ne sont que des oscillations, comme celles que nous voyons aux figures 5.3a) et b), sauf que celles-ci seraient de plus grande intensité. Toutefois, lorsque nous regardons

la trace R_{xy} des figures 5.1a) et b), il est clair que nous n'avons pas une transition de plateau à plateau correspondante à ce pic comme nous devrions normalement l'observer. Aussi, tel que mentionné précédemment, nous avons des pics à -7 T qui ne sont pas antisymétriques par rapport aux pics à +7 T. De plus, toujours pour la trace R_{xy} des figures 5.1a) et b), nous avons parfois une valeur positive de R_{xy} lorsque nous devrions normalement en avoir une négative et une valeur négative de R_{xy} lorsque nous devrions normalement en avoir une positive. Et pour la trace R_{xx} des figures 5.1a) et b), que signifie une valeur négative de résistance ?

Ce changement soudain de résistance à environ ± 7 T dans les données des graphiques R_{xx} et R_{xy} versus B indique probablement que ce que nous observons est une transition entre *la phase QHE* (effet Hall quantique) et *la phase isolante*, i.e. que l'échantillon, à cette valeur de champ magnétique, devient isolant et ne se comporte plus comme un 2DEG. Ceci expliquerait donc pourquoi nous observons des résistances «géantes», qui sont parfois négatives, autour de ± 7 T; l'échantillon deviendrait très résistant, donc le courant injecté pour faire la mesure réduirait, et le potentiel mesuré serait donc très grand³. Le fait de mesurer par exemple une valeur négative de R_{xx} dans les figures 5.1a) et b) signifierait seulement qu'il y a un déphasage de 180° entre le courant injecté et la mesure de potentiel, tous deux étant un peu n'importe quoi dans ce cas-ci où l'échantillon devient isolant. Cette phase isolante pourrait bien être causée par des impuretés, que nous appelons parfois *désordre*, dans le gaz bidimensionnel d'électrons. Ceci avait déjà été observé dans les MOSFET de silicium [42] ainsi que dans des hétérostructures de $p - SiGe$ [43].

³Car rappelons-le, le courant de $1 \mu A$ injecté pour faire les mesures est créé en utilisant la source de voltage du lock-in à amplitude 1 volt et en plaçant une résistance de $1 M\Omega$ en parallèle de mon échantillon. Lorsque les résistances mesurées sur l'échantillon sont de l'ordre de quelques centaines d'ohms, on peut assumer que le courant est environ $1 \mu A$. Toutefois, lorsque la résistance de l'échantillon est de l'ordre du $1 M\Omega$ placé en parallèle, on ne peut toutefois plus assumer que le courant est de $1 \mu A$

Cette hypothèse est soutenue par la mesure de résistance entre deux contacts en faisant varier le champ magnétique B (i.e. un courant I est injecté entre les contacts 3 et 4 et la chute de potentiel V est mesurée entre les contacts 3 et 4 en même temps que nous faisons varier le champ magnétique B). Ces résultats sont montrés à la figure 5.4. Normalement, nous ne devrions pas observer beaucoup de changement dans cette mesure de résistance. Mais comme nous pouvons le voir, il y a de petits pics à ± 3.5 T et deux autres pics beaucoup plus grand à ± 7 T. Fait à noter, cette même mesure de résistance effectuée dans l'autre direction (par exemple, entre les contacts 2 et 3) ou sur deux autres contacts (par exemple, entre les contacts 1 et 2) donne un résultat similaire. Nous excluons donc ainsi l'explication selon laquelle cette résistance «géante» serait due à une anomalie de contact puisque nous observons la même chose lorsque nous faisons la mesure entre les contacts 3 et 4 ou les contacts 1 et 2. Les petits pics situés à ± 3.5 T expliqueraient sans doute pourquoi nous observons des valeurs négatives de R_{xx} à la figure 5.3a).

Aux figures 5.2a) et b), nous avons un agrandissement de la région entre -7 T et +7 T des figures 5.1a) et b). Nous sommes ainsi en mesure de mieux observer les plateaux de R_{xy} et les oscillations de R_{xx} . Les figures 5.3a) et b) sont tout simplement les figures 5.2a) et b) mais sans R_{xy} . Première observation : R_{xx} à zéro champ B est plus grand dans une des directions que dans l'autre ($R_{xx}(B = 0T) = 118\Omega$ pour le graphique de la figure 5.3a) et $R_{xx}(B = 0T) = 759\Omega$ pour celui de la figure 5.3b)).

En mesurant la pente de R_{xy} des figures 5.2a) et b) autour de $B = 0$ T, nous déterminons que la densité électronique est de $n_{Hall} = 3.92 \times 10^{11} cm^{-2}$ pour le R_{xy} de la figure 5.2a) et $n_{Hall} = 3.57 \times 10^{11} cm^{-2}$ pour celui de la figure 5.2b). J'utilise aussi cette équation pour déterminer la densité électronique 2D⁴ :

⁴Cette équation n'est en fait qu'un réarrangement de l'équation $\Delta(\frac{1}{B}) = 2e/hn_{2D}$, tel que discuté à la section 2.2.1 (équation (2.2)).

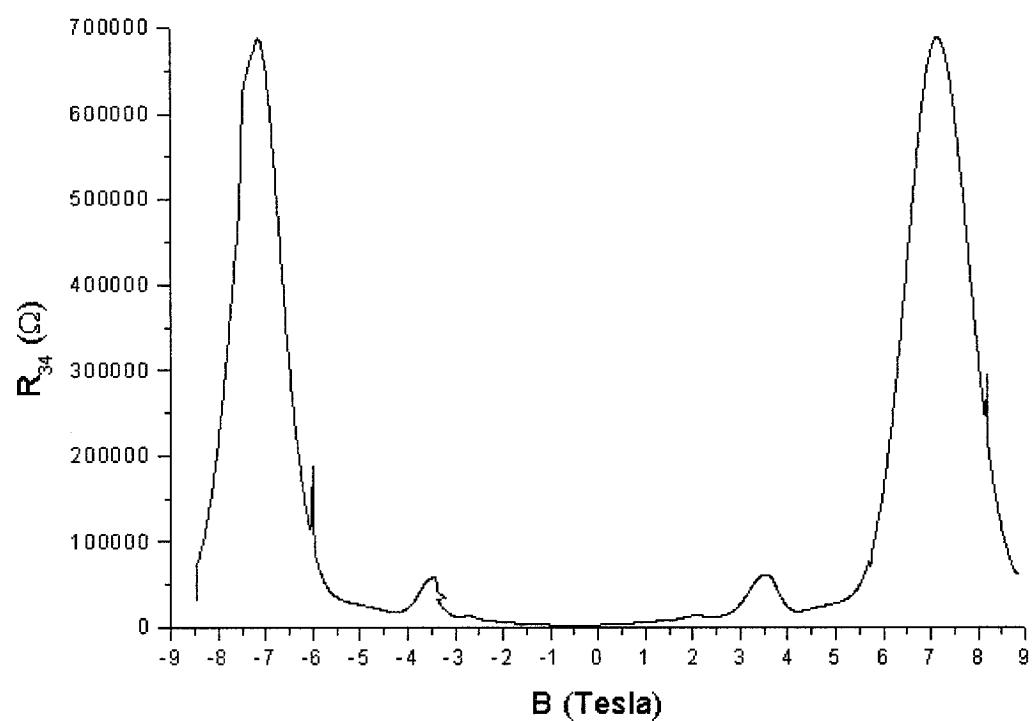


Figure 5.4 – La résistance mesurée entre le contact 3 et 4 (I de 4 à 3 ; V entre 4 et 3) en fonction du champ magnétique B pour l'échantillon IGS214.

$$n_{2D} = \frac{2e}{h} \frac{1}{(1/B_1) - (1/B_2)} \quad (5.1)$$

où B_1 et B_2 sont les valeurs de champ magnétique de deux pics successifs du graphique R_{xx} en fonction du champ magnétique. Ainsi, en prenant les quatre premiers pics visibles de la partie négative de la figure 5.3b), j'obtiens $n_{2D} = 3.77 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. J'ai pris ces pics pour calculer n_{2D} pour la seule et bonne raison qu'ils étaient plus visibles. Lorsque nous comparons nos résultats avec ceux du groupe de Lund (figure 2.4), nous voyons que les densités obtenues sont du même ordre de grandeur.

Nous observons aussi la magnétorésistance négative (*negative magnetoresistance*, ref.[3]) autour de $B = 0$ T pour le graphique de la figure 5.3b) mais pas pour celui de la figure 5.3a), du moins, elle n'est pas visible. Cette magnétorésistance négative s'étend sur une trop grande plage de champ magnétique pour penser que celle-ci est due à la *localisation faible*. En effet, la magnétorésistance négative caractéristique de la localisation faible ne s'étend sur généralement guère plus que 100 mT pour ce genre de système [3]. Je crois plutôt que nous sommes en présence d'une réduction de R_{xx} due aux impuretés du puits quantique. En effet, nous pourrions nous imaginer qu'à petit champ magnétique B, l'orbite des électrons soit constamment interrompue par les collisions entre les électrons et les impuretés. Lorsque le champ magnétique devient plus grand, les orbites deviennent plus petites et les collisions entre les électrons et les dislocations deviennent moins fréquentes et la résistance diminue. Nous pouvons utiliser l'équation qui donne le diamètre cyclotronique $2R_c$ pour évaluer la distance entre les dislocations :

$$2R_c = 2 \frac{\hbar}{e} \frac{\sqrt{2\pi n_s}}{B} \quad (5.2)$$

Avec $B = 1.2T$ et $n_s = n_{2D} = 3.77 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, nous obtenons $2R_c = 1700 \text{ \AA}$. Donc on

pourrait supposer que la distance moyenne entre les dislocations serait d'environ 1700 Å. Aussi, en utilisant les équations (3.10) et (3.11), j'ai pu calculer la mobilité pour chacune des directions : $\mu = 3900 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ pour la direction $\langle\bar{1}10\rangle$ et $\mu = 800 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ pour la direction $\langle110\rangle$ (à une température de 700 mK).

Tel que mentionné un peu plus tôt, l'équation (5.1) fonctionne pour deux pics successifs, i.e. avec B_1 et B_2 , ou B_2 et B_3 , ou B_3 et B_4 , etc. Mais la valeur de n_{2D} doit être la même, peu importe que nous utilisions B_1 et B_2 , ou B_2 et B_3 , ou B_3 et B_4 pour la calculer. Nous pouvons utiliser ce fait pour trouver le zéro de champ magnétique B dans le graphique de la figure 5.3b), en trouvant la valeur de ΔB pour laquelle cette condition fonctionne :

$$\frac{1}{\frac{1}{B_1-\Delta B} - \frac{1}{B_2-\Delta B}} = \frac{1}{\frac{1}{B_2-\Delta B} - \frac{1}{B_3-\Delta B}} = \frac{1}{\frac{1}{B_3-\Delta B} - \frac{1}{B_4-\Delta B}} \quad (5.3)$$

ΔB nous donne ainsi le décalage du zéro, i.e. la distance entre le zéro du graphique de la figure 5.3b) et le vrai zéro. Je trouve ainsi une valeur de $\Delta B = 0.4$ T. La validité de ce processus pour trouver le zéro est renforcé par le fait que cette valeur, i.e. 0.4 T, correspond au pic que nous voyons dans la figure autour de cette même valeur.

5.3 La microfabrication des structures à effet de champ

Avec un dispositif tel que présenté à la section 5.2, la concentration électronique n'est fixé par dopage. Il est possible de la faire varier en éclairant à l'aide d'une diode électroluminescentes (LED). Toutefois, cette option n'offre pas beaucoup de flexibilité. Avec une structure à effet de champ, il est toutefois possible de faire varier le nombre de porteur à l'intérieur du puits quantique en appliquant un potentiel sur une grille. De plus, en faisant la microfabrication de deux barres de Hall disposées dans des directions

perpendiculaires, ceci rendait l'analyse de l'anisotropie de la mobilité plus rigoureuse.



Figure 5.1 – Les photos du premier dispositif fabriqué.



Figure 5.2 – Les photos du deuxième dispositif fabriqué.

Le but ici était donc de développer une structure HEMT, en forme de barre de Hall, pouvant prendre des mesures dans deux directions du cristal. Les figures 5.1 et 5.2 sont les photos de deux dispositifs fabriqués à partir de la croissance IGS195 (structure *InP/InP:Si/InP/InGaAs/InP/InP:Fe*). Bien que n'ayant pu réussir à fabriquer un dispositif qui fonctionnait, de nombreux progrès pour y arriver ont été accomplis. La section 4.3 énumère les différentes étapes pour les fabriquer. Des efforts considérables ont été investis pour en arriver là. Certaines de ces étapes y étaient décrites explicitement dans la littérature, mais la plupart du temps, de nombreux tests devaient y être effectués pour en comprendre les subtilités et les détails. La gravure de l'*InP* et de l'*InGaAs* ou

la croissance du SiO_2 en sont des exemples. D'autres étapes, comme par exemple la diffusion de l' $Au/Ge/Au$ ou la gravure du SiO_2 , demandent encore des ajustements. Mais essentiellement, ces étapes constituent, à tout de moins, une excellente base de départ pour arriver à fabriquer ces dispositifs.

La figure 5.1 montre le premier essai tenté pour fabriquer ce dispositif. Comme nous pouvons le voir, j'ai eu des problèmes avec le *lift-off* de la grille d'or. Au deuxième essai (figure 5.2), j'ai corrigé ce problème. Mais j'ai quand même obtenu de mauvais résultats quant aux mesures électriques ; la résistance entre la grille et un contact était du même ordre de grandeur que la résistance entre deux contacts. Nous pourrions peut-être attribuer ce problème à une mauvaise gravure du SiO_2 à l'endroit où nous faisons la diffusion du métal pour faire les contacts. En effet, lorsque nous regardons les photos des figures 5.1 et 5.2, nous notons une anomalie dans les contacts.

CHAPITRE 6

DISCUSSION GÉNÉRALE

Le principal objectif de ce travail était de mieux comprendre les origines de l'anisotropie dans la mesure de la mobilité dans les puits quantiques d'*InGaAs/InP*. En un premier temps, je me devais de maîtriser adéquatement la croissance de l'*InGaAs* et de l'*InP* par MOCVD et de comprendre les différents paramètres de croissance pour faire ces structures contraintes. Je devais les fabriquer avec un minimum de défauts cristallins, pour atteindre les plus hautes mobilités. Je me devais aussi d'apprendre à fabriquer des HEMT, i.e. des structures complètes, avec puits d'*InGaAs* sur *InP* pour ensuite faire des mesures de transport sur celles-ci à basse température et à haut champ magnétique.

Tel que montré précédemment, un échantillon a pu être fabriqué et l'effet Hall quantique a pu être observé à basse température. J'ai montré comment nous pouvions extraire des informations pertinentes des graphiques d'effet Hall par la technique de Van der Pauw, i.e. en diffusant des billes aux quatre coins d'un échantillon carré, et en illuminant l'échantillon. Par exemple, j'ai montré qu'il était possible de mesurer la densité électronique (n_{2D} et n_{Hall}) ainsi que la mobilité par cette technique en plus d'observer les particularités de l'effet Hall quantique, i.e. les plateaux dans la mesure de R_{xy} et les

oscillations dans la mesure de R_{xx} . J'ai aussi développé les méthodes pour confectionner un HEMT en forme de barre de Hall et pouvant aussi tenir compte de l'anisotropie du cristal. J'ai aussi fabriqué une sonde pouvant être insérée dans un conteneur d'hélium liquide pour faire rapidement des mesures de transport à basse température.

Une des grandes difficultés de ce projet était le caractère plutôt laborieux des méthodes pour fabriquer les échantillons ; il y avait beaucoup d'étapes à maîtriser, de la croissance MOCVD à la microfabrication, en passant par la croissance d'*InGaAs* contraint, le dopage de l'*InP* au silicium, la diffusion des billes, la confection des masques, les différents tests pour en arriver à contrôler la gravure des différents matériaux, la croissance de la couche de *SiO₂*, la déposition des métaux, la diffusion des contacts par RTA, sans oublier tous les appareils et instruments de mesures que j'ai dû apprendre à utiliser pour fabriquer et faire des mesures sur mes échantillons : XRD, MOCVD, effet Hall, système à hélium liquide, aligneuse de masque, pulvérisateur plasma *Ar*–*O₂*, profilomètre, diffusion des billes d'indium, diffusion RTA.

J'ai passé la majeure partie de ma maîtrise à développer la «recette» pour faire la croissance MOCVD d'un bon échantillon sur lequel il était possible d'observer l'effet Hall quantique à basse température. Bien que j'aie finalement réussi à fabriquer un échantillon qui fonctionne, il y aurait encore beaucoup de travail à faire pour avoir un contrôle parfait de la croissance de ces structures. Notamment, je n'ai jamais réussi à trouver la raison pour laquelle il y a eu un changement soudain dans la courbe de calibrage de l'incorporation du disilane dans l'*InP* (voir figure 5.2). Cette question n'est d'ailleurs toujours pas résolue. Entre autres, je ne comprends pas pourquoi au tout début de ma maîtrise, j'ai réussi à faire de l'*InP* dopé Si jusqu'à $n = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ mais que quelques mois plus tard, je n'arrivais qu'à en fabriquer ayant une densité électronique de $n = 1.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, et ce en ouvrant les débitmètres au maximum. Et cet échantillon

avait une très mauvaise morphologie tandis que les premiers échantillons que j'avais fabriqués (TBP5G102 à TBP5G106), dont certains avaient des densités électroniques supérieures à $n = 1.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, étaient de beaux petits miroirs.

Pour ce qui est de la croissance de l' $In_xGa_{1-x}As$, j'arrivais bien souvent à déterminer assez exactement sa composition par XRD mais par contre, j'avais beaucoup de difficultés à en déterminer l'épaisseur. Bien sûr, lorsque l'on fait de l' $InGaAs$ en accord de maille avec l' InP , on peut toujours en faire une couche épaisse pour en déterminer le taux de croissance. Mais on ne peut pas faire ça avec l' $InGaAs$ contraint. Et c'est probablement ce qui m'est arrivé avec l'échantillon IGS214. L'épaisseur critique de l' $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ est d'environ 90 Å. Sauf que par XRD, on ne fait pas tellement la différence entre un puits d' $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ de 80 Å et un de 100 Å. En plus, je ne contrôlais pas très bien la composition de l' $InGaAs$ car les débitmètres pour le contrôle du flux de TMGa étaient plutôt inadéquats. Ainsi, j'aurais bien pu avoir dépassé la hauteur critique de l' $InGaAs$. Ceci expliquerait aussi la faible mobilité obtenu avec cet échantillon.

Un des résultats intéressants de cette maîtrise fut sans aucun doute l'observation des énormes pics de résistance à ± 7 T sur les graphiques de la figure 5.1. Tel que mentionné dans la section 5.2, ce changement soudain de résistance indique que ce que nous observons est probablement une transition entre *la phase QHE* (effet Hall quantique) et *la phase isolante*, i.e. que l'échantillon, à cette valeur de champ magnétique, devient isolant et ne se comporte plus comme un 2DEG. Cette phase isolante pourrait bien être causée par les impuretés, que nous appelons parfois *désordre*, dans le gaz bidimensionnel d'électron.

Initialement, mon but était d'étudier l'anisotropie dans la mobilité des puits contraints d' $InGaAs$. Une suggestion sur l'origine de l'anisotropie est décrite dans la partie théo-

rique. Il est difficile dans mon cas de déterminer s'il y avait effectivement une anisotropie dans la mobilité parce que dans le cas des mesures de Van der Pauw, la mesure de R_{xy} se fait dans une direction différente de 45° par rapport à la mesure de R_{xx} . J'ai toutefois observé une nette différence dans les valeurs de R_{xx} mesurées dans des directions perpendiculaires. Encore faudrait-il montrer que ce phénomène n'est pas un artefact et que ceci s'observe dans d'autres échantillons. D'où l'importance d'arriver à fabriquer les barres de Hall tel que présenté à la section 5.3.

CHAPITRE 7

CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS

À l'origine, l'objectif premier de ce travail était d'en arrivé à mieux comprendre les origines de l'anisotropie dans les puits quantiques d'*InGaAs/InP*. Bien que je n'ai pu réussir à faire une étude détaillée de cet effet, j'ai toutefois réussi à observer une différence dans la mobilité d'un puits quantique d'*InGaAs/InP* dans une direction par rapport à l'autre. J'ai aussi réussi, au terme d'une analyse théorique des différents processus de collisions qui modulent la mobilité électronique, à mettre le doigt sur ce qui en serait probablement la cause, i.e. les collisions dues à la rugosité d'interface. J'ai décris un procédé par lequel il serait possible de quantifier cette contribution à la mobilité par analyse de Fourier des données obtenues par STM en section transversale.

Il était impératif d'en arriver à maîtriser adéquatement la croissance de l'*InGaAs* et de l'*InP*, dopé ou non, par MOCVD afin de réaliser des HEMT avec la plus grande mobilité possible. Sur ce, bien que beaucoup de recherche reste à faire pour améliorer la performance de ces structures, j'ai développé suffisamment les étapes pour en arriver à obtenir des 2DEG propres à l'observation de l'effet Hall quantique à basse température. Sur le travail à faire pour obtenir de meilleures structures, il faudra mettre une emphase

particulière sur la qualité des interfaces entre l'*InP* et l'*InGaAs*. Tel que démontré au chapitre *Bases et fondements théoriques*, le contrôle de la qualité des interfaces est la clef pour obtenir des structures à haute mobilité.

Il faudra aussi continuer les recherches pour obtenir une concentration électronique plus élevée de l'*InP*, mais surtout, pour avoir un meilleur contrôle sur ce dopage. Pour ce faire, il faudra qu'une étude systématique soit menée pour différentes conditions de croissance de l'*InP* dopé. Tel que mentionné précédemment, la fluctuation de la température pourrait être en cause dans l'obtention de mauvaise concentration électronique de l'*InP* dopé, mais elle n'explique pas tout.

Bien que ce n'était pas dans mes buts initiaux, j'ai observé ce qui est fort probablement une transition entre *la phase QHE* et *la phase isolante* sur l'échantillon IGS214. Cette structure passait donc d'une phase conductrice à une phase isolante au gré du champ magnétique. À cet effet, il serait intéressant de fabriquer d'autres échantillons similaires à celui-ci pour étudier plus en détail le *désordre* dans l'*InGaAs/InP*.

Enfin, mentionnons que l'essentiel des étapes a été développé afin d'en arriver à fabriquer des structures à effet de champ par microfabrication. Sur ce, il serait intéressant de comparer les résultats obtenus en illuminant l'échantillon à l'aide d'une LED avec ceux obtenus par modulation du potentiel à la grille d'une structure à effet de champ.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] H. Hardtdegen, R. Meyer, M. Hollfelder, Th. Schäpers, J. Appenzeller, Hilde Løken-Larsen, Th. Klocke, Christel Dieker, B. Lengeler, H. Lüth et W. Jäger, *J. Appl. Phys.*, 73 (9), 4489 (1993)
- [2] P. Ramvall, N. Carlsson, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, M. Stolze et Q. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, 68 (8), 1111 (1996)
- [3] P. Ramvall, N. Carlsson, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, Q. Wang, K. Ishibashi et Y. Aoyagi, *J. Appl. Phys.*, 84 (4), 2112 (1998)
- [4] Stringfellow, Gerald B. *Organometallic Vapor-Phase Epitaxy : Theory and Practice* / Gerald B. Stringfellow. - 2nd ed. San Diego : Academic Press, 1999.
- [5] D. Grützmacher, J. Hergeth, F. Reinhardt, K. Wolter et P. Balk, *J. Electron. Mater.*, 19, 471 (1990)
- [6] X. S. Jiang, A. R. Clawson et P. K. L. Yu, *J. Cryst. Growth*, 124, 547 (1992)
- [7] L. K. Hanamoto, C. M. A. Farias, A. B. Henriques, C. V. B. Tribuzy, P. L. Souza et B. Yavich, *J. Appl. Phys.*, 93 (9), 5460 (2003)
- [8] T. Y. Wang, E. H. Reihlen, H. R. Jen et G. B. Stringfellow, *J. Appl. Phys.*, 66 (11), 5376 (1989)
- [9] W. Seifert, K. Deppert, J. O. Fornell, X. Liu, S. Nilsson, M.-E. Pistol et L. Samuelson, *Journal of Crystal Growth*, 124, 531 (1992)

- [10] W. Seifert, D. Hessman, X. Liu et L. Samuelson, *J. Appl. Phys.*, 75, 1501 (1994)
- [11] Ch. Giesen, X. G. Xu, R. Hövel, M. Heuken, K. Heime, Proceeding of 1997 international conference on InP and related materials., p47-50 (1997)
- [12] R. J. Nicholas, M. A. Brummell, J. C. Portal, M. Razeghi et M. A. Poisson, *Solid State Commun.*, 43 (11), 825 (1982)
- [13] M. Razeghi et J. P. Duchemin, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 1 (2), 262 (1983)
- [14] H. P. Wei, D. C. Tsui et M. Razeghi, *Appl. Phys. Lett.*, 45 (6), 666 (1984)
- [15] M. J. Kane, D. A. Anderson, L. L. Taylor et S. J. Bass, *J. Appl. Phys.*, 60 (2), 657 (1986)
- [16] M. J. Kane, N. Apsley, D. A. Anderson, L. L. Taylor et T. Kerr, *J. Phys. C*, 18 (29), 5629 (1985)
- [17] W. Walukiewicz, H. E. Ruda, J. Lagowski et H. C. Gatos, *Phys. Rev. B*, 30 (8), 4571 (1984)
- [18] D. Grützmacher, R. Meyer, M. Zachau, P. Helgesen, A. Zrenner, K. Wolter, H. Jürgensen, F. Koch et P. Balk, *J. Cryst. Growth*, 93, 382 (1988)
- [19] R. G. Alonso, A. Mascarenhas, S. Froyen, G. S. Horner, K. Bertness et J. M. Olson, *Solid State Commun.*, 85, 1021 (1993)
- [20] L. Chernyak, A. Osinsky, H. Temkin, A. Mintairov, I. G. Malkina, B. N. Zvonkov et Yu. N. Saf'yanov, *Appl. Phys. Lett.*, 70 (18), 2425 (1997)
- [21] K. Y. Cheng, K. C. Hsieh et J. N. Baillargeon, *Appl. Phys. Lett.*, 60, 2892 (1992)
- [22] A. Gold, *Physical Review B*, 38 (15), 10798 (1988)
- [23] N. Carlsson, S. Anand, S. B. Carlsson, B. Gustafson, P. Omling, P. Ramvall, L. Samuelson, W. Seifert et Q. Wang, *Journal of Crystal Growth*, 170, 127 (1997)

- [24] Lundstrom, Mark. *Fundamentals of carrier transport* / Mark Lundstrom. Cambridge, U.K. ; New York : Cambridge University Press, 2000.
- [25] A. Gold, Physical Review B, 35 (2), 723 (1987)
- [26] Ashcroft, Neil W. *Solid state physics* / Neil W. Ashcroft, N. David Mermin. Fort Worth : Saunders College Publishing, c1976.
- [27] A. Y. Lew, S. L. Zuo, E. T. Yu et R. H. Miles, Physical Review B, 57, 11, p.6534 (1998)
- [28] P. M. Thibado, B. R. Bennett, M. E. Twigg, B. V. Shanabrook, and L. J. Whitman, Appl. Phys. Lett. 67, 3578 (1995)
- [29] F. Stern, Phys. Rev. Lett., 44, 22, p.1469 (1980)
- [30] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys., 54, 2, 437 (1982)
- [31] Richard D. Mattuck, *A guide to Feynman Diagrams in the Many-Body Problem*, (1976)
- [32] H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, and T. Matsusue, Appl. Phys. Lett. 51, 1934 (1987)
- [33] P. Ramvall, N. Carlsson, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, Q. Wang, Appl. Phys. Lett., 70 (2), 243 (1997)
- [34] L. van der Pauw, Philips Res. Rep., 13, p.1-9 (1958)
- [35] Seeger, Karlheinz. *Semiconductor physics : an introduction* / Karlheinz Seeger. Berlin ; New York : Springer, c1997.
- [36] Steven H. Simon, xxx.lanl.gov, cond-mat/9903086, 11 Mar 1999
- [37] K. v. Klitzing, G. Dorda et M. Pepper, Phys. Rev. Lett., 45, 494 (1980)
- [38] Datta, Supriyo, 1954- *Electronic transport in mesoscopic systems* / Supriyo Datta. Cambridge ; New York : Cambridge University Press, 1997.

- [39] S. Takagi, *Acta Crystallogr.*, 15, 1311 (1962)
- [40] D. Taupin, *Bull. Soc. Fr. Mineral. Cristallogr.*, 87, 469 (1964)
- [41] A. R. Clawson, *Materials science and engineering*, 31, 1-438 (2001)
- [42] S. V. Kravchenko, Jos A. A. J. Perenboom et V. M. Pudalov, *Phys. Rev. B*, 44 (24), 13513 (1991)
- [43] M. R. Sakr, Maryam Rahimi, S. V. Kravchenko, P. T. Coleridge, R. L. Williams et J. Lapointe, *Phys. Rev. B*, 64 (16), 161308 (2001)

ANNEXE A

LE FORMALISME DE LANDAUER-BUTTIKER

Dans cette annexe, je décrirai une théorie qui a su expliquer en parti l'effet Hall Quantique. Elle s'appelle la théorie de Landauer-Büttiker. Considérons un échantillon comme celui de la figure A.1. En partant du fait que le courant est égal à env où n est la densité linéaire d'électron et ν est leur vitesse, il est possible de montrer que le courant qui entre dans le contact p s'exprime ainsi [38] :

$$I_p = \int i_p(E) dE \quad (\text{A.1})$$

$$i_p(E) = \frac{2e}{h} \sum_q \bar{T}_{pq}(E) [f_p(E) - f_q(E)] \quad (\text{A.2})$$

où $f_p(E)$ est la distribution de Fermi au contact p :

$$f_p(E) = \left[\exp \left(\frac{E - \mu_p}{k_B T} \right) + 1 \right]^{-1} \quad (\text{A.3})$$

et $\bar{T}_{pq}(E)$ est la *fonction de transmission* entre le contact q et p. La fonction de transmis-

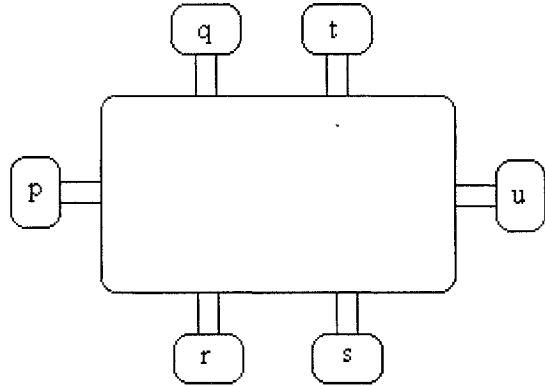


Figure A.1 – La configuration d'un échantillon pour expliquer la théorie de Landauer-Büttiker

sion est la probabilité qu'un électron partant du contact q soit transmis au contact p (plus précisément, $\bar{T}(E)$ est défini comme étant le produit de la probabilité de transmission $T(E)$ et du nombre de mode $M(E)$, i.e. le nombre de niveaux d'énergie remplis pour une énergie donnée E). La somme se fait sur tous les contacts, sauf p évidemment. Cette dernière équation est la base de ce que l'on appelle le formalisme de *Landauer-Büttiker*. Essentiellement, cette dernière équation établit le lien entre le courant qui passe à travers un contact et la fonction de transmission entre ce contact et les autres. Le problème se réduit donc à déterminer cette fonction de transmission.

Il est possible de démontrer que lorsque $\mu_p - \mu_q \ll k_B T$, l'équation (A.1) et (A.2) deviennent :

$$I_p = \sum_q G_{pq} [V_p - V_q] \quad \text{avec} \quad V_p = \frac{\mu_p}{e} \quad (\text{A.4})$$

avec :

$$G_{pq} = \frac{2e^2}{h} \int \bar{T}_{pq}(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE \quad (\text{A.5})$$

L'équation (A.4) s'appelle *l'équation de Büttiker*. Nous disons que lorsqu'un système peut être décrit par les équations (A.4) et (A.5) qu'il est dans un régime de *réponse linéaire*. À basse température, l'équation (A.5) devient :

$$G_{pq} = \frac{2e^2}{h} \bar{T}_{pq}(E_f) \quad (\text{A.6})$$

où E_f est l'énergie de Fermi. Bien que $\mu_p - \mu_q \ll k_B T$ soit une condition suffisante pour considérer un système comme ayant une réponse linéaire, elle n'est pas nécessaire. Comptons-nous chanceux car autrement, le régime de réponse linéaire ne serait valide que pour des tensions de moins de quelques mV à la température de la pièce. Il semble en effet que la réponse soit linéaire en autant que la fonction de transmission $\bar{T}(E)$ ne varie pas beaucoup dans la plage d'énergie sur laquelle le transport se produit, et ce, indépendamment de la température (ref. [38], p. 89).

ANNEXE B

LES LONGUEURS CARACTÉRISTIQUES DU TRANSPORT

Mais tout d'abord, pour comprendre les différents phénomènes liés au transport électronique et pour comprendre dans quels cas le formalisme de Landauer-Büttiker s'applique, il est important de connaître les différentes longueurs caractéristiques du transport. La première est la longueur d'onde de Fermi $\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F}$ et il peut facilement être démontré que celle-ci est proportionnelle à l'inverse de la racine carrée de la densité bidimensionnelle d'électron n_s :

$$\lambda_F = \sqrt{\frac{2\pi}{n_s}} \quad (\text{B.1})$$

Il est bon d'avoir une idée de la longueur d'onde de Fermi parce que nous savons que les électrons de conduction sont ceux qui ont une énergie proche de l'énergie de Fermi. Donc en première approximation, la longueur d'onde des électrons de conduction est environ égale à λ_F . Pour une densité électronique typique de $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $\lambda_F \approx 350 \text{ \AA}$. La seconde longueur à considérer est le libre parcours moyen L_m (*mean free path*). Par définition, c'est la distance qu'un électron doit parcourir avant que sa quantité de

mouvement initiale soit détruite. Souvent, ce qui est calculé, c'est le temps de relaxation de la quantité de mouvement τ_m . Nous faisons donc le lien ainsi :

$$L_m = v_F \tau_m \quad (\text{B.2})$$

où v_F est la vitesse de Fermi. Il y a ensuite la longueur de relaxation de phase L_φ , qui est tout simplement la longueur typique sur laquelle il est possible de faire une expérience d'interférence avec des électrons. Un conducteur est dit cohérent s'il est possible de décrire le transport entre chaque contact par une seule fonction d'onde. Et pour que ce conducteur soit cohérent, il faut que sa longueur soit plus petite que L_φ . Pour les semi-conducteurs avec de hautes mobilités, $L_\varphi = v_F \tau_\varphi$ tandis que pour les semi-conducteurs de basses mobilités, $L_\varphi^2 = v_F^2 \tau_m \tau_\varphi / 2$. Il est possible de mesurer la longueur de relaxation de phase L_φ par la *localisation faible*. En effet, il semble que L_φ soit le seul paramètre ajustable pour faire correspondre la théorie aux courbes expérimentales [38].

Il est important pour appliquer le formalisme de Landauer-Büttiker que le transport soit cohérent. Ceci étant dit, il semble qu'il soit quand même possible d'utiliser ce formalisme dans le cas des conducteurs non-cohérents en remplaçant l'équation (A.2) par (ref. [38], p.103) :

$$i_p(E) = \frac{2e}{h} \sum_q \bar{T}_{pq}^{eff}(E) [f_p(E) - f_q(E)] - \frac{2e}{h} [\bar{T}_{p\varphi}(E) / \bar{R}_\varphi(E)] i_\varphi(E) \quad (\text{B.3})$$

Pour le calcul de fonction de transmission $\bar{T}_{pq}(E)$, voir [38].