



**HAL**  
open science

# Effet de champ et blocage de Coulomb dans des nanostructures de silicium élaborées par microscopie à force atomique

Irina Ionica

► **To cite this version:**

Irina Ionica. Effet de champ et blocage de Coulomb dans des nanostructures de silicium élaborées par microscopie à force atomique. Physique [physics]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2005. Français. NNT : . tel-00097465

**HAL Id: tel-00097465**

**<https://theses.hal.science/tel-00097465>**

Submitted on 21 Sep 2006

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

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

**INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

**N° attribué par la bibliothèque**

□□□□□□□□□□□□□□□□

**T H E S E**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'INPG**

***Spécialité : Microélectronique***

préparée à l'Institut de Microélectronique, Electromagnétique et Photonique (IMEP)

et au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures (CRTBT)

dans le cadre de **l'Ecole Doctorale**

«ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE, TELECOMMUNICATIONS, SIGNAL»

présentée et soutenue publiquement

par

**Irina Stefana IONICA**

le 12 décembre 2005

**Titre :**

**Effet de champ et blocage de Coulomb  
dans des nanostructures de silicium  
élaborées par microscopie à force atomique**

***Directeur de thèse :***

Jacques Zimmermann

**JURY**

M. Pierre Gentil  
M. Georges Brémond  
M. Christophe Vieu  
M. Marc Sanquer  
M. Jacques Zimmermann  
M. Vincent Bouchiat  
M. Laurent Montès

Président  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examinateur  
Directeur de thèse  
Co-encadrant  
Co-encadrant



## *Remerciements*

Cette thèse a été effectuée dans le cadre d'une collaboration entre deux laboratoires, l'Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique (IMEP) et le Centre de Recherches sur les Très Basses Températures (CRTBT). Je souhaite remercier M. Francis Balestra, directeur de l'IMEP, pour m'avoir accueillie dans son laboratoire. Je tiens également à remercier M. Henri Godfrin, directeur du CRTBT, pour m'avoir permis de faire une grande partie de mes expériences dans son laboratoire.

Je remercie également M. Pierre Gentil, directeur de l'Ecole doctorale EEATS de l'INP Grenoble, d'avoir accepté d'être le président de mon jury de thèse. Je lui suis reconnaissante pour les nombreux conseils et pour l'intérêt qu'il a porté sur mon évolution professionnelle.

Je remercie M. Christophe Vieu et M. Geroges Brémond d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse et d'avoir eu assez de patience avec mes fautes de français. Je remercie également M. Marc Sanquer qui a accepté d'être mon examinateur. Les discussions avec lui sur les nanofils de silicium ont été très enrichissantes pour moi.

Je remercie mon directeur de thèse, M. Jacques Zimmermann pour m'avoir proposé un sujet de recherche très passionnant et pour la grande confiance qu'il m'a accordée en me laissant beaucoup d'autonomie pour mes recherches.

Je tiens à remercier M. Laurent Montès, mon co-encadrant de l'IMEP, de m'avoir fait profiter de sa grande culture scientifique. Sa bonne humeur, ses conseils et nos discussions contradictoires m'ont beaucoup apporté pendant ces trois années de thèse. Je tiens à le remercier également pour tous les soirs qu'il a passé au laboratoire pour m'aider à respecter les deadlines (conférences, dossiers ...).

J'ai une pensée très spéciale pour M. Vincent Bouchiat, mon encadrant du CRTBT. Sans son aide très précieuse, une partie importante du travail présenté dans cette thèse n'existerait pas. Je le remercie de m'avoir « contaminé » par sa passion pour la recherche en nanoélectronique, un domaine si beau et si difficile en même temps. Je le remercie également d'avoir été toujours présent pendant tous les moments que j'ai passés au CRTBT.

Je tiens à remercier M. Laurent Saminadayar, également mon encadrant au CRTBT, pour ses encouragements tout au long de cette thèse.

Du côté du CNRS, je n'oublie pas M. Bernard Pannetier pour toutes les explications sur les supraconducteurs, Mme. Anne-Marie Bonnot pour son accueil à l'AFM du LEPES, MM. Thierry Fournier et Thierry Crozes, qui ont été là pour m'aider en salle blanche.

Je remercie tous les chercheurs de l'IMEP qui ont su répondre à mes questions scientifiques (ou pas). Un grand merci à tous les membres permanents de l'IMEP qui ont toujours eu un mot gentil pour moi et qui m'ont fait me sentir là-bas comme dans une petite famille : Xavier (que j'ai fait souffrir avec mes manips bizarres, comme le pot de confiture), Martine (pour tous les essais de soudures que je lui ai demandé pour des échantillons très particuliers), Nathalie (pour sa bonne humeur et l'affection qu'elle m'a témoignée), Elisabeth (qui a souvent sauvé mes après-midi de travail en m'offrant des cigarettes), Emmanuelle (l'organisation de MIGAS à tes côtés fut géniale), Youla (pour m'avoir confié des TPs dès ma première année de thèse), Luc (pour son aide pour l'informatique).

Je remercie également le personnel de l'ENSERG ; chaque rencontre avec chacun d'entre vous fut très agréable. Un grand merci à Chantal pour sa gentillesse ainsi que pour son aide pour le pot et à Françoise pour toutes les fois quand elle m'a fait la liaison avec des numéros de téléphone hors Grenoble.

Pendant les journées de travail au CRTBT, Laetitia, Cécile, Antonio, Aurore ont été là pour m'aider à découvrir et partager leurs manips.

Si ces trois années de thèse se sont bien passées, c'est aussi grâce aux doctorants de l'IMEP qui ont assuré une ambiance très agréable pleine de bonne humeur. Un grand merci aux anciens thésards qui m'ont accepté parmi eux très rapidement : François (son régime « rédaction » m'a fait un peu peur de la fin de thèse), Bogdan C. (qui est parti au nord, où il fait froid), Fred (alias Donald, notre doyen sur lequel j'ai toujours pu compter et en plus j'ai toujours préféré les hommes mariés ... oups ... j'ai rien dit, Claire), Kruno (je parie que tu ne peux pas parler avec les mains attachées), Delphine (la chef du bureau SOI ☺), Dimitris (qui a lancé la mode « tête rasée » au labo), Stéphane (qui a essayé en vain de m'apprendre l'ardéchois et que j'ai torturé pendant plus de deux ans avec mes chansons et je suis loin d'avoir une belle voix, n'est-ce pas « PZ » ?). Une pensée aussi pour ceux qui ont commencé leur thèse en même temps que moi : Nico B. (qui m'a appris des expressions montpelliéraines du style « en face moi », et il y avait encore quelque chose sur l'estime ... ;), Nico C. (le seul parmi nous qui a vraiment su choisir sa thèse : en été à la mer, en hiver à la montagne), Tom (notre tête en l'air qui avait soit des clopes, soit des jetons de café, mais jamais les deux au

même temps. Sinon, tu as éteint les phares de la voiture, Tom ? ... Tu es sûr ? ...). Je pense également aux jeunes thésards : Olivier (qui n'est ni français, ni allemand, mais les deux à la fois), Marlène (alias Miss Chantilly, notre reine ... des « boulettes »), Leily (je n'arriverai jamais à faire du ski aussi bien que toi ☺), Wipa (qui est arrivée en France après moi et qui parlait très rapidement beaucoup mieux que moi, j'en suis jalouse), Brice (un des piliers du labo pendant les week-ends), Kerem (le bosseur du labo), Bogdan B. (qui a récupéré le flambeau de « roumain préféré » du labo).

Je pense aussi à ceux qui ont fait des courts passages au labo : Takaki (qui nous a fait découvrir la cuisine japonaise), Simone (très sympa tes histoires du lapin suicidaire), Brian (qui nous a toujours battu au billard), Maryline (j'ai bien apprécié nos discussions à Grenade).

Je remercie également tous ceux que j'ai oublié mais qui ont été à côté de moi et qui ont fait en sorte que ces trois ans de thèse se passent si bien.

J'ai une pensée très spéciale pour mes amis de Roumanie (Catalin, Alina, Razvan, Tibi, Adela, Cim, Dan, Stefi, Gabi) qui, même en étant loin, m'ont soutenu ; leurs e-mails m'ont beaucoup encouragé et m'ont aidé à dépasser des moments bien difficiles. J'espère pouvoir les convaincre de venir me rendre visite ici. Je n'oublie pas ma maman espagnole, Mara, que je ne vois pas assez souvent mais avec qui j'ai passé beaucoup du temps au téléphone.

Je n'oublie pas Juju qui m'a soutenu, aidé et qui a réussi à me supporter pendant la période de rédaction. Il a toujours été là pour me remonter le moral et me donner le courage d'avancer dans les moments quand je croyais que tout était perdu. En plus, je l'ai torturé avec la relecture de ma thèse. D'ailleurs, s'il y a encore des fautes de français, c'est à cause de lui ;).

Mes parents et ma famille m'ont toujours encouragé, m'ont fait confiance et ils continuent à être à mes côtés. Si je suis arrivée là, c'est entièrement grâce à eux et je ne pourrais jamais assez les remercier.

Ces années ont passé beaucoup trop vite, preuve qu'elles ont été intenses et j'ai du mal à croire que j'en suis arrivée là, que je pars vers d'autres horizons, mais « the show must go on ».



## SOMMAIRE

<b>I.</b>	<b>Introduction.....</b>	<b>6</b>
<b>I.1</b>	<b><i>Intérêts et caractéristiques du silicium nanostructuré.....</i></b>	<b>8</b>
I.1.1	Les nanostructures de silicium et l'électronique à un électron : aspects fondamentaux.....	9
I.1.2	Vers les applications : comparaison entre le transistor à effet de champ et le transistor à un électron.....	11
I.1.3	Vers des techniques lithographiques plus performantes.....	12
<b>I.2</b>	<b><i>Electronique à un électron à base de silicium : études de transport électrique et applications – état de l'art.....</i></b>	<b>14</b>
I.2.1	Transport monoélectronique dans des nanostructures fabriquées par des techniques « top-down ».....	15
I.2.2	Transport monoélectronique dans des nanostructures fabriquées par des techniques « bottom-up ».....	20
I.2.3	Nanostructures à distributions ordonnées de dopants.....	24
I.2.4	Applications des dispositifs nanométriques.....	26
<b>I.3</b>	<b><i>Questions abordées dans cette thèse.....</i></b>	<b>28</b>
<b>I.4</b>	<b><i>Bibliographie.....</i></b>	<b>30</b>
<b>II</b>	<b>Nanofabrication de nanostructures de silicium à l'aide d'un microscope à force atomique.....</b>	<b>34</b>
<b>II.1</b>	<b><i>Technologies avancées pour la fabrication de nanostructures.....</i></b>	<b>35</b>
II.1.1	Lithographie classique.....	35
II.1.2	Techniques de lithographie en champ lointain versus lithographie en champ proche.....	39
II.1.3	Techniques « atypiques » pour la nanofabrication.....	39
<b>II.2</b>	<b><i>Microscopie en champ proche : outil topographique et de nanofabrication.....</i></b>	<b>41</b>
II.2.1	Les SPMs comme outils d'imagerie topographique.....	41
II.2.1.1	Imagerie avec un STM.....	41
II.2.1.2	Topographie à l'aide d'un AFM.....	42
II.2.2	Les SPMs comme outils de nanofabrication.....	44
II.2.2.1	Lithographie par insolation électronique.....	45
II.2.2.2	Techniques lithographiques par oxydation.....	46
II.2.2.3	Techniques lithographiques par dépôt local.....	48
II.2.2.4	Gravure et indentation.....	48
II.2.2.5	Manipulation d'atomes ou de molécules.....	49
II.2.2.6	Lithographie « Dip-pen ».....	49
II.2.2.7	Conclusions sur les techniques de fabrication en champ proche.....	50
<b>II.3</b>	<b><i>Nanostructures de silicium fabriquées par oxydation locale à l'aide d'un AFM sur silicium sur isolant : principe.....</i></b>	<b>51</b>
II.3.1	Substrats de silicium sur isolant.....	51



II.3.1.1	Le SOI UNIBONDTM par SmartCut™	52
II.3.1.2	Dopage et amincissement localisé des substrats SOI	53
II.3.2	Lithographie AFM sur SOI	56
II.3.3	Gravure	61
<b>II.4</b>	<b><i>Fabrication de nanostructures de Si par AFM : étapes et paramètres de notre procédé</i></b>	<b>65</b>
II.4.1	Nettoyage et passivation	65
II.4.2	Lithographie AFM	66
II.4.3	Gravure TMAH	67
<b>II.5</b>	<b><i>Conclusion pour la nanofabrication</i></b>	<b>69</b>
<b>II.6</b>	<b><i>Bibliographie</i></b>	<b>71</b>
<b>III</b>	<b>Conduction électrique dans les nanostructures de silicium à température ambiante</b>	<b>76</b>
<b>III.1</b>	<b><i>Effet de champ dans les structures métal – oxyde – semiconducteur</i></b>	<b>77</b>
III.1.1	Concept de base de l'effet de champ	77
III.1.2	Transistor à effet de champ : fonctionnement et paramètres caractéristique	81
III.1.3	Conduction électrique dans les nanostructures de silicium sur isolant	85
<b>III.2</b>	<b><i>Dispositif expérimental</i></b>	<b>87</b>
<b>III.3</b>	<b><i>Reproductibilité des propriétés électriques</i></b>	<b>88</b>
<b>III.4</b>	<b><i>Effet de la basse dimensionnalité sur les mesures de résistances</i></b>	<b>89</b>
<b>III.5</b>	<b><i>Influence de la grille arrière sur la conduction dans les nanostructures</i></b>	<b>92</b>
III.5.1	Hystérésis des courbes de courant en fonction de la tension de grille arrière	94
III.5.2	Paramètres des transistors à base de nanostructures de silicium	98
<b>III.6</b>	<b><i>Influence des grilles latérales sur la conduction dans les nanostructures</i></b>	<b>101</b>
<b>III.7</b>	<b><i>Modification structurelle des nanofils</i></b>	<b>104</b>
<b>III.8</b>	<b><i>Modification de l'oxyde enterré pendant les mesures</i></b>	<b>108</b>
<b>III.9</b>	<b><i>Conclusion sur la conduction à température ambiante dans les nanofils de silicium</i></b>	<b>111</b>
<b>III.10</b>	<b><i>Bibliographie</i></b>	<b>113</b>
<b>IV</b>	<b>Cryo-électronique du silicium nanostructuré</b>	<b>116</b>
<b>IV.1</b>	<b><i>Cryoelectronique dans un semiconducteur massif</i></b>	<b>119</b>
<b>IV.2</b>	<b><i>Modèle de conduction électrique par saut à distance variable (« Variable Range Hopping »)</i></b>	<b>122</b>
IV.2.1	Principe du modèle de conduction par saut	122
IV.2.2	Calcul de la conductance pour le modèle de conduction électronique par saut	126

IV.2.3	La dépendance en température de la conductance par sauts.....	128
IV.2.4	Conduction en “variable range hopping” (VRH).....	128
IV.2.5	Manifestations expérimentales de la théorie du VRH.....	131
<b>IV.3</b>	<b><i>Blocage de Coulomb</i></b> .....	<b>136</b>
IV.3.1	Du transport électrique par flux des électrons au transport monoélectronique.....	136
IV.3.2	Le transistor à un électron.....	142
IV.3.2.1	Blocage de Coulomb et périodicité de courant.....	143
IV.3.2.2	Digramme de stabilité d’un transistor à un électron.....	144
IV.3.2.3	Blocage de Coulomb dans un îlot quantique.....	146
IV.3.2.4	Amplitude et forme des pics de blocage de Coulomb en fonction de la température.....	153
<b>IV.4</b>	<b><i>Comparaison blocage de Coulomb – conduction par saut à distance variable</i></b> ...157	
<b>IV.5</b>	<b><i>Résultats de nos mesures</i></b> .....	<b>158</b>
IV.5.1	Le montage des mesures en basses température.....	158
IV.5.2	Propriétés du matériau.....	159
IV.5.3	Evolution de la résistance des nanostructures avec la température.....	161
IV.5.4	Les courbes $I_{\text{DRAIN}} - V_{\text{DRAIN}}$ en fonction de la température et en fonction de la tension de grille arrière.....	163
IV.5.5	Les courbes $I_{\text{DRAIN}} - V_{\text{GRILLE ARRIERE}}$ à température et tension de drain variables.....	169
IV.5.6	Origine du blocage de Coulomb dans nos nanostructures.....	173
IV.5.7	Diagramme de stabilité pour un nanofil semiconducteur désordonné.....	176
IV.5.8	Résultats sur des échantillons très fortement dopés.....	179
IV.5.9	Compétition effet de champ – blocage de Coulomb.....	182
<b>IV.6</b>	<b><i>Conclusions</i></b> .....	<b>184</b>
<b>IV.7</b>	<b><i>Bibliographie</i></b> .....	<b>186</b>
<b>V</b>	<b>Les nanofils de silicium, des chaînes uni ou bi dimensionnelles d’îlots</b> .....	<b>192</b>
<b>V.1</b>	<b><i>Notions théoriques</i></b> .....	<b>192</b>
V.1.1	Double îlot quantique.....	192
V.1.2	Cas général : chaîne d’îlots métalliques.....	204
<b>V.2</b>	<b><i>Résultats de nos mesures à basse température</i></b> .....	<b>210</b>
V.2.1	Nanofil à section à variable.....	210
V.2.2	Ilots doubles en parallèle.....	213
V.2.3	Simulations pour des systèmes à double îlot.....	217
V.2.4	Transport par des chemins de percolation dans le canal.....	220
<b>V.3</b>	<b><i>Conclusion</i></b> .....	<b>226</b>
<b>V.4</b>	<b><i>Bibliographie</i></b> .....	<b>227</b>
<b>VI.</b>	<b>Conclusion</b> .....	<b>229</b>
<b>Annexe</b> .....		<b>235</b>

## Abréviations et constantes physiques

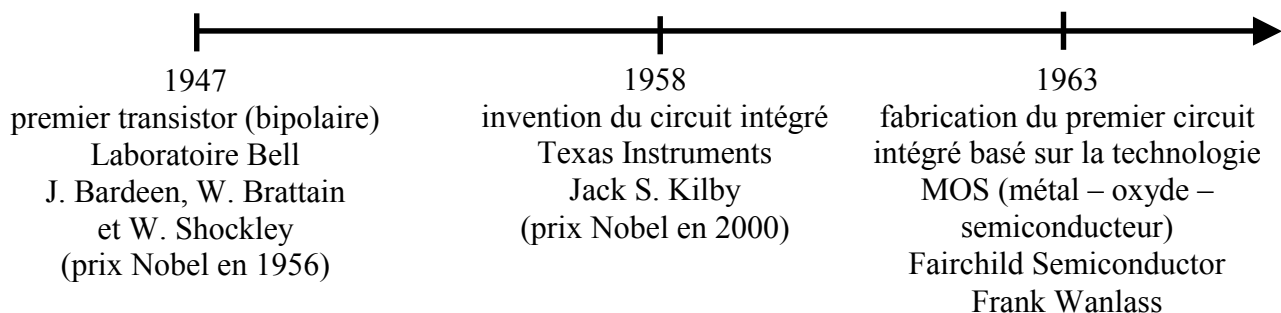
Abréviations	Définition
AFM	Atomic Force Microscopy (microscope à force atomique)
STM	Scanning Tunneling Microscopy (microscope à effet tunnel)
SPM	Scanning Probe Microscopy (microscopie à champ proche)
MEB	Microscope Electronique à Balayage
SOI	Silicon-On-Insulator (silicium sur isolant)
PD	Partially Depleted (partiellement déserté)
FD	Fully Depleted (complètement déserté)
MOS	Metal-Oxide-Semiconductor (métal oxyde semiconducteur)
FET	Field Effect Transistor (transistor à effet de champ)
SET	Single Electron Transistor (transistor à un électron)
VRH	Variable Range Hopping (conduction par saut à distance variable)
FFT	Fast Fourier Transform (transformé de Fourier rapide)
TMAH	tétra – méthyle – amino – hydroxyde
$V_D$	Tension de drain
$V_{BG}$	Tension de grille arrière (back gate)
$V_{LG}$	Tension de grille latérale (lateral gate)
$I_D$	Courant de drain
$N_D$	Dopage de type $n$
S	Swing (l'inverse de la pente sous le seuil)
$\mu$	Mobilité de porteurs dans le canal

Constante	Valeur/Unités	Définition
q	$1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	Charge de l'électron
k	$1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$	Constante de Boltzmann
h	$6.63 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$	Constante de Planck
eV	$1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$	electron-volt
$k_B T/q$	25.9 mV (à 300K)	Potentiel thermique
$\epsilon_0$	$8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$	Permittivité du vide
$\epsilon_{Si}$	12	Permittivité relative du silicium
$\epsilon_{SiO_2}$	3.98	Permittivité relative de la silice

<b>I.</b>	<b>Introduction .....</b>	<b>6</b>
<i>I.1</i>	<i>Intérêts et caractéristiques du silicium nanostructuré.....</i>	<i>8</i>
I.1.1	Les nanostructures de silicium et l'électronique à un électron : aspects fondamentaux .....	9
I.1.2	Vers les applications : comparaison entre le transistor à effet de champ et le transistor à un électron .....	11
I.1.3	Vers des techniques lithographiques plus performantes .....	12
<i>I.2</i>	<i>Electronique à un électron à base de silicium : études de transport électronique et applications – état de l'art .....</i>	<i>14</i>
I.2.1	Transport monoélectronique dans des nanostructures fabriquées par des techniques « top-down » .....	15
I.2.2	Transport monoélectronique dans des nanostructures fabriquées par des techniques « bottom-up » .....	20
I.2.3	Nanostructures à distributions ordonnées de dopants .....	24
I.2.4	Applications des dispositifs nanométriques .....	26
<i>I.3</i>	<i>Questions abordées dans cette thèse .....</i>	<i>28</i>
	<i>Bibliographie.....</i>	<i>30</i>

## I. Introduction

L'histoire de la microélectronique a été jalonnée de défis technologiques. La Figure 1 montre quelques repères marquant les débuts de la microélectronique : la découverte du premier transistor, l'invention du circuit intégré, la fabrication de premier circuit intégré basé sur la technologie métal – oxyde – semiconducteur. Depuis lors, l'une des tendances de la microélectronique a été d'augmenter la densité d'intégration sur une puce (le nombre des composants par puce), appelée aussi complexité. Cette tendance est principalement motivée par la réduction des coûts de production par composant et par l'augmentation des fonctionnalités et de la rapidité des circuits. L'évolution de la complexité est annoncée par la désormais célèbre « loi de Moore » (d'après Gordon Moore, d'Intel Corp.) [1] qui a observé et prédit que le nombre de transistors des microprocesseurs sur une puce de silicium double tous les 18 mois.



**Figure 1 : Ligne chronologique de principaux points fondateurs de la microélectronique.**

La diminution de la taille des composants est le facteur prépondérant qui permet l'augmentation de la complexité. En effet, les performances des transistors dépendent de leurs dimensions. Pour les transistors, leurs performances sont notamment affectées par la longueur du canal, limitant le courant, mais aussi la capacité de grille, et donc la fréquence de travail. La réduction des dimensions s'est faite tout en améliorant les performances : rapidité, consommation, fiabilité, etc.

Jusqu'ici cette réduction d'échelle s'est accompagnée de défis à relever pour la fabrication des composants. Cela implique plus que de diminuer la taille des composants, car il faut satisfaire à des lois d'échelles afin que le comportement électrique du transistor n'en soit pas changé, notamment le couplage électrostatique (effet de champ).

Actuellement, les transistors ont des dimensions si réduites (dans l'industrie, filière 65nm et moins de 1.5nm d'épaisseur d'oxyde de grille) que leur comportement en est de plus en plus affecté, notamment à cause de courant de fuites à travers le canal en régime sous le seuil, de courant de fuites à travers l'oxyde par effet tunnel, de problèmes liés à l'échauffement des dispositifs. De plus, dans ces gammes de dimensions, la présence d'une impureté, la variation statistique des dopants dans le matériau, une rugosité de surface de quelques angströms sont autant de facteurs qui peuvent dégrader les performances électriques et compromettre partiellement ou complètement le fonctionnement d'un dispositif. Ces effets affectent le transport électronique dans les composants et plus particulièrement à basse température.

Les demandes industrielles concernant les dimensions, les performances et les solutions alternatives sont établies par l'ITRS (International Technology Roadmap for Semiconductors) [2]. Il en ressort que, pour le nœud technologique de 45nm (prévu pour 2007), il n'y a pas encore de solutions permettant une fabrication industrielle. Les études actuelles pour y arriver portent ainsi sur :

- de nouvelles techniques de fabrication (e-beam, nano-imprint etc.),
- de nouveaux matériaux (l'oxyde d'hafnium comme oxyde de grille, le silicium – germanium pour des canaux contraints, l'utilisation de substrats silicium sur isolant, etc.),
- la compréhension du transport électrique dans les nanostructures (transport balistique, effets monoélectroniques, phénomènes quantiques),
- de nouvelles architectures de dispositifs (double grille, grille enveloppante, etc.).

Les études menées dans cette thèse se placent dans le contexte du maigrissement du transistor et apportent deux contributions distinctes : d'une part le perfectionnement d'une technique de fabrication ayant des performances nouvelles, d'autre part des études de comportement électrique pour des dispositifs de tailles nanométriques dont le dopage est variable.

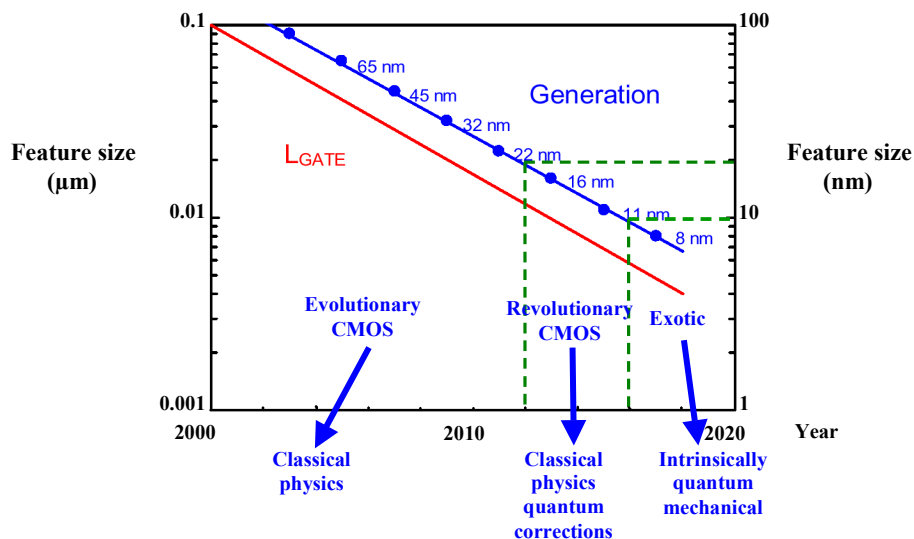
Dans ce chapitre d'introduction, nous présenterons rapidement la problématique abordée dans cette thèse : l'intérêt, la fabrication et les applications des nanostructures de silicium. Nous dressons également un état de l'art portant sur le transport électrique dans les nanostructures de silicium. Puis nous discuterons les questions abordées dans chaque chapitre.

## 1.1 Intérêts et caractéristiques du silicium nanostructuré

Les études sur les nanostructures de silicium sont motivées par la possibilité d'intégrer des nanodispositifs dans les filières déjà existantes pour le silicium, afin de réaliser plusieurs fonctionnalités sur la même puce (« system-on-chip »).

L'étude des nanostructures de silicium a un double objectif : fondamental et applicatif.

Concernant l'aspect fondamental, le transport mésoscopique dans le silicium n'est pas encore entièrement compris. Il est donc essentiel de comprendre, prévoir et maîtriser les nouveaux phénomènes pour contrôler le fonctionnement des dispositifs nanoélectroniques du futur. La nécessité de disposer de modèles prédictifs décrivant le transport aux basses dimensions est également un enjeu majeur pour les industriels, car l'industrie de la microélectronique évolue vers la fabrication de dispositifs de plus en plus petits. La Figure 2 montre l'évolution des phénomènes dominant le transport électronique avec la diminution des tailles, annoncée par G. Bourianoff (Intel Corp.) [3]. Les technologues prévoient que la physique quantique influencera notablement le transport à partir de la génération de 22nm et dominera entièrement ce dernier pour les nœuds plus petits que 11nm. Ces échéances approchent rapidement, car le nœud 22nm est prévu pour 2012, si l'on veut satisfaire encore aux prédictions de la « loi » de Moore.



**Figure 2 :** Evolution de la longueur des dispositifs microélectroniques et des phénomènes physiques dominant le transport en fonction des années [3]. Jusqu'à la génération 22nm, le transport sera dominé par la physique classique, mais au-delà de cette génération des corrections quantiques doivent être introduites dans les modèles de transport. A partir du nœud 11nm, les dispositifs auront un fonctionnement entièrement basé sur la physique quantique.

Dans le contexte des limitations de la lithographie optique utilisées actuellement, il est également nécessaire de trouver une nouvelle manière de fabriquer des nanostructures. Comprendre le transport électrique dans le silicium nanostructuré permettra enfin son utilisation pour des applications avancées.

### **I.1.1 Les nanostructures de silicium et l'électronique à un électron : aspects fondamentaux**

L'intérêt particulier pour des nanostructures provient en grande partie de leurs propriétés particulières par rapport aux dispositifs utilisés actuellement en microélectronique. L'un des points essentiels de cette étude n'est pas de proposer des solutions de remplacement aux dispositifs actuels (transistors MOS), mais de proposer des dispositifs aux propriétés nouvelles qui pourront être exploitées pour des applications spécifiques. Deux particularités donnent aux nanostructures des propriétés très intéressantes :

- le transport électronique, notamment à basse température, car il obéit à des lois nouvelles traduisant tantôt la granularité de la charge électronique, tantôt leurs propriétés ondulatoires ;
- le très grand rapport surface sur volume qui leur confère une grande sensibilité électrostatique.

Concernant le transport électrique, les nanostructures peuvent avoir un comportement monoélectronique. Dans certaines conditions (basse température, certaines géométries, faible polarisation), le courant à travers les nanostructures n'est assuré que par un nombre très réduit et discret de porteurs de charge. Ainsi, nous parlons d'un passage électron par électron dans l'état passant et du blocage de Coulomb (à cause de la répulsion électrostatique entre deux charges du même signe), dans l'état non passant. Le transport électrique dans les dispositifs monoélectroniques (appelés aussi SED, Single Electron Devices) sera détaillé dans le chapitre IV.

Nous nous contenterons ici de donner les deux principales conditions du blocage de Coulomb à travers une structure simple (îlot conducteur isolé relié à un réservoir d'électrons par l'intermédiaire d'une jonction tunnel) :

- La première condition concerne l'agitation thermique qui ne doit pas induire de fluctuations de charge. Cela signifie que l'énergie de charge associée à l'entrée ou à la sortie d'un l'électron dans l'îlot doit être plus grande que l'énergie



thermique. L'énergie d'un électron dans un îlot peut être représentée entièrement comme une énergie de chargement électrostatique, en modélisant l'îlot par une capacité totale,  $C_{\Sigma}$ , qui ne dépend que de la géométrie de l'îlot. Nous pouvons alors écrire :

$$k_B \cdot T \ll \frac{e^2}{2 \cdot C_{\Sigma}} \quad \# I.1$$

Cette relation fixe des limites pour la température pour laquelle nous pouvons observer expérimentalement des effets monoélectroniques dans un îlot de taille donnée. Plus l'îlot est petit, plus la température de travail permettant d'observer ces phénomènes est grande. Ainsi, pour voir ces effets à 300K, il faut avoir un îlot avec une énergie de chargement bien supérieure à 26meV et donc une capacité totale beaucoup plus faible que 3aF. Afin de donner un ordre de grandeur, cette capacité totale pour un îlot sphérique de silicium, correspond à un rayon plus petit que 2nm (avec  $C_{\Sigma} = C_{sphere} = 4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r$ ). Cette estimation est faite dans l'approximation d'effets quantiques négligeables.

- La deuxième condition pour observer du blocage de Coulomb est relative à la localisation des électrons soit d'un côté soit de l'autre de la barrière tunnel. D'après la relation d'incertitude d'Heisenberg, l'énergie et le temps qui caractérisent un système ne peuvent pas être connus au même moment avec une bonne précision :

$$\Delta t \cdot \Delta E > h \Rightarrow (R_{Tunnel} \cdot C) \cdot \frac{e^2}{C} > h \Rightarrow R_{Tunnel} > \frac{h}{e^2} \cong 25.9k\Omega \quad \# I.2$$

Ces deux conditions se traduisent par des contraintes précises en termes de géométrie de l'îlot et de la barrière tunnel, ainsi que de la température de travail.

Les composants monoélectroniques les plus simples sont la boîte à un électron (single electron box, SEB) et le transistor à un électron (single electron transistor, SET), dont nous développerons le fonctionnement dans le chapitre IV.

### **I.1.2 Vers les applications : comparaison entre le transistor à effet de champ et le transistor à un électron**

Une comparaison entre le transistor à effet de champ (FET) et le transistor à un électron (SET) est nécessaire afin d'établir les différences de comportement électrique. Ces particularités du transport électronique dans les deux cas font que les applications les plus adaptées pour chaque dispositif sont foncièrement différentes.

Dans les deux cas, l'architecture des deux composants comporte trois électrodes : la grille, la source et le drain (cf. Figure 3a). Pour le FET un canal de conduction est créé entre la source et le drain et la conduction à travers est contrôlée par la grille isolée du canal par l'intermédiaire d'un diélectrique. Pour le transistor à un électron un îlot est connecté à la source et au drain par des jonctions tunnel.

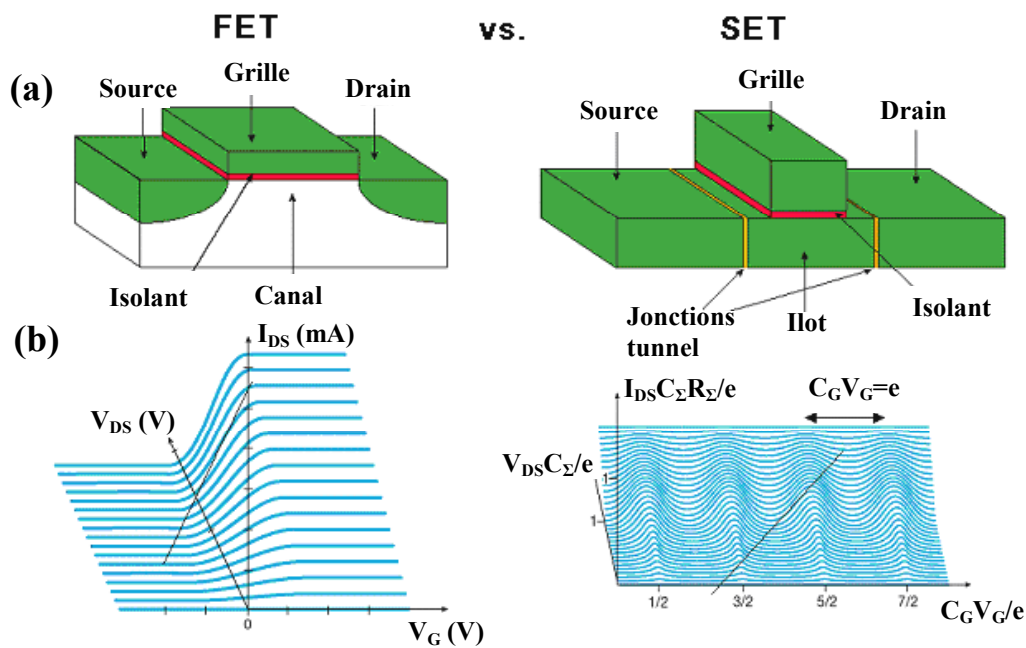
Pour les deux structures, le courant entre la source et le drain dépend des polarisations appliquées sur le drain et sur la grille, mais les phénomènes physiques qui rendent compte du transport sont différents.

On peut schématiser le transistor à effet de champ par un interrupteur qui est commandé par la tension appliquée sur la grille  $V_G$ . Ainsi, il est dans un état passant ou bloqué suivant la valeur de  $V_G$ . Le passage entre les deux états se fait sur une plage de tension. Les performances du FET sont d'autant meilleures que cette plage de tension est plus réduite. Les résistances d'accès source et drain pour le FET sont faibles, ce qui rend ces dispositifs intéressants pour les applications logiques.

Pour le SET le transport est dominé par le blocage de Coulomb. Dans le blocage de Coulomb, la répulsion électrostatique entre un électron extérieur et ceux présents dans un îlot métallique empêche le premier à entrer dans l'îlot. La présence de ce phénomène donne des signatures spécifiques sur les courbes de courant (cf. Figure 3b). Un courant est généré par un électron qui passe à travers l'îlot de manière périodique en fonction de la tension de grille. Pour un SET, les résistances d'accès doivent être supérieures au quantum de résistance (cf. #I.2). Le point de fonctionnement d'un SET est très sensible aux charges se trouvant à proximité de l'îlot (charges d'offset). De plus le gain d'un SET, donné par le rapport entre la capacité de grille et la capacité d'une jonction tunnel, est le plus souvent inférieur à l'unité. Ainsi, il est illusoire de penser que le SET peut être intégré pour remplacer le FET pour des applications analogiques. Cependant, le SET est particulièrement intéressant que le FET pour des applications spécifiques qui ne permettent pas être réalisées avec un FET (électrométrie, thermométrie primaire, standard de fréquence etc.).

Pour des îlots de silicium suffisamment petits et/ou des températures suffisamment basses, le transport électronique satisfait aux conditions de blocage de Coulomb. Dans ce régime, le transit à travers l'îlot se fait par effet tunnel séquentiel, électron par électron.

Afin d'envisager de fabriquer des dispositifs nanoélectroniques pour des applications transférables dans la microélectronique, il faut s'assurer que les dispositifs peuvent fonctionner à température ambiante. Il faut donc trouver une manière de fabriquer des nano-objets de façon reproductible en contrôlant leur taille et leur position à l'échelle du nanomètre.



**Figure 3 : Schémas de principe (a) et caractéristiques électriques (b) pour le transistor à effet de champ (FET) et pour le transistor à un électron (SET). Pour le transistor à un électron, au lieu du canal, un îlot et connecté par des jonctions tunnel à la source et au drain. Le FET est à l'état passant dès que la tension de grille est plus importante qu'une valeur de seuil. Pour le SET il y a des pics de courant pour des valeurs périodiques de la tension de grille, correspondant à un électron polarisé sur cette grille.**

### I.1.3 Vers des techniques lithographiques plus performantes

La problématique concernant la fabrication des dispositifs dans le cadre de la microélectronique est liée actuellement à la diminution de tailles. Toute cette problématique est résumée par la « roadmap » ITRS [2], où se trouvent les demandes des spécifications de dispositifs pour les futures générations de puces microélectroniques. Pour une partie de ces spécifications, l'amélioration demandée est possible avec les moyens technologiques actuels, tandis que pour beaucoup d'autres il n'y a pas encore de solutions. Parmi ces problèmes, une

place importante est occupée par la lithographie des objets des petites tailles (en dessous de la dizaine de nanomètres).

Deux approches sont possibles pour fabriquer ces objets :

- l'approche « top-down », qui consiste à « tailler » des structures à partir d'un matériau massif, comme le fait depuis 40 ans et encore aujourd'hui l'industrie de la microélectronique
- l'approche « bottom-up », qui consiste à assembler des briques élémentaires pour construire les structures.

Les techniques « bottom-up » sont plus adaptées pour la réalisation d'objets plus petits que 10nm. Pour les objets micrométriques, les techniques « top-down » sont plus adaptées. Parmi celles-ci, la plus développée actuellement est lithographie optique.

Pour la lithographie classique (optique), la limitation principale est liée aux phénomènes de diffraction. Dans ce cas, la limite de résolution est donnée par le critère de Rayleigh, qui exprime le fait qu'il n'est pas possible de fabriquer des objets plus petits ou plus proches que la longueur d'onde utilisée pour la lithographie :

$$d_{min} = k \cdot \frac{\lambda}{NA} \quad \# I.3$$

où  $k=0.6-0.8$ ,  $\lambda$  est la longueur d'onde du faisceau utilisé pour l'insolation des masques et NA est l'ouverture numérique. De façon à augmenter la résolution, il faut réduire cette distance. L'amplitude de manœuvre sur l'ouverture numérique reste limitée. C'est donc surtout sur la longueur d'onde que se trouve la plus grande marge.

Une grande partie des lithographies actuelles n'offrent pas la possibilité d'aller en deçà de 50nm (lumière visible, ultraviolet, ultraviolet profond). Réaliser des motifs nanométriques nécessite des longueurs d'onde plus petites, mais les problèmes technologiques sont liés à la source, aux lentilles de focalisation du faisceau, à la résine et aux masques.

Cependant, d'autres techniques ont été proposées pour palier à ce problème : la lithographie par faisceau d'électrons (e-beam), la nano-impression (nano-imprint) et la lithographie par microscopie en champ proche (scanning probe microscopy, SPM), dont fait partie la microscopie à force atomique (atomic force microscopy, AFM) en sont des exemples. Les avantages et les inconvénients de toutes ces techniques seront détaillés dans le chapitre II.

Nous avons choisi d'utiliser la lithographie par AFM qui consiste en une oxydation locale sous une pointe d'AFM polarisée en tension. Les motivations de ce choix résident dans les avantages de la lithographie AFM par rapport aux autres techniques :

- l'absence d'effets de proximité (élargissement du motif réalisé par e-beam et par UV, à cause respectivement de la diffusion et de la diffraction du rayonnement) permet d'obtenir des structures avec une bonne résolution.
- le caractère non invasif de la technique, préserve la qualité cristallographique du substrat.
- géométrie facilement modulable, en raison de l'absence de masque.

Nous utilisons donc la lithographie AFM, suivie d'une étape de gravure humide, pour fabriquer des nanostructures avec des grilles latérales coplanaires, avec une résolution déca nanométrique et une section constante, grâce à leur faible rugosité.

La lithographie par microscopie en champ proche se présente comme une technique « top-down » poussée dans ses retranchements qui permet par sa taille de faire une jonction structurale avec les procédés de fabrication « bottom-up ».

## ***1.2 Electronique à un électron à base de silicium : études de transport électronique et applications – état de l'art***

Nous présentons ici un état de l'art non exhaustif mais offrant un panorama complet des nanostructures de silicium et de leurs applications.

Les effets monoélectroniques ont été observés expérimentalement (à 1.1K) pour la première fois par Fulton et Dolan en 1978, dans des transistors à un électron (SET) utilisant des jonctions tunnel d'aluminium oxydé [10].

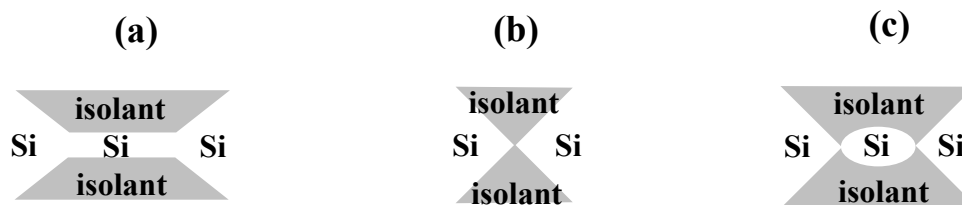
Le transport mésoscopique dans des semiconducteurs est représenté en majorité par des études sur les hétérostructures GaAs/GaAlAs [11]. L'avantage de ce type d'hétérostructure est que le transport électrique se fait dans un gaz bidimensionnel d'électrons situé dans une zone de GaAs de bonne cristallinité exempte de dopants et de défauts. En effet, il n'est pas nécessaire de doper cette zone pour avoir des électrons, car ceux-ci proviennent de l'hétérojonction voisine (AlGaAs). Ainsi, les dopants sont spatialement séparés des électrons qu'ils fournissent et qui se trouvent dans le plan de conduction.

Le silicium, ayant un tel impact technologique et économique, une étude de ce matériau dans sa limite nanométrique se justifie par elle-même.

Cependant, plusieurs aspects font que la nanoélectronique du silicium est complexe notamment comparée à celle du GaAs : la structure de bande est multiple (pas de gap direct notamment), les porteurs de charge d'origine extrinsèque sont difficiles à injecter, les barrières de potentiel difficiles à contrôler.

Le silicium intrinsèque ne conduit pas assez bien et il est même complètement isolant à basse température. Pour le silicium, les porteurs sont issus des dopants, mais les atomes dopants à l'intérieur du silicium sont des centres de diffusion pour les porteurs lors du transport électrique. Il faut donc concilier deux paramètres contradictoires : la bonne conductivité (donc l'apport d'impuretés dopantes au sein même du matériau) et la bonne mobilité (donc bonne cristallinité et peu de défauts). Un compromis est nécessaire en terme de dopage : il faut avoir assez de porteurs pour établir un courant tout en gardant la qualité cristalline du réseau de silicium. Une autre solution consiste à injecter des porteurs par les contacts et utiliser le silicium comme milieu propagatif.

Afin de faire de l'électronique à un électron à base de silicium, la partie la plus délicate est la manière de définir des barrières tunnel. Ceci peut se faire grâce aux propriétés intrinsèques du matériau, par des barrières définies électrostatiquement ou géométriquement. Il existe trois architectures de base pour les dispositifs à blocage de Coulomb (cf. Figure 4).



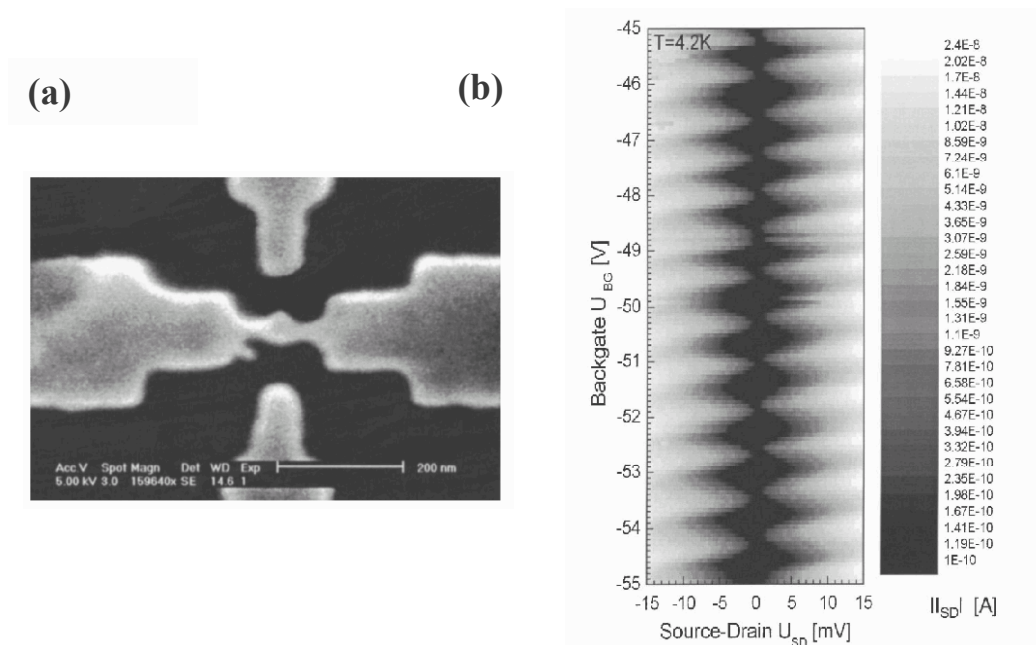
**Figure 4 : Schémas d'architectures de base pour les dispositifs à blocage de Coulomb : (a) nanofil dopé, (b) constriction simple (point de contact) et (c) constriction double[12]. Les zones grises des schémas sont isolantes, alors que les régions blanches sont conductrices.**

### **I.2.1 Transport monoélectronique dans des nanostructures fabriquées par des techniques « top-down »**

Plusieurs études ont été menées sur l'apparition de barrières tunnel au sein du silicium et sur l'origine du blocage de Coulomb dans les nanostructures de silicium.

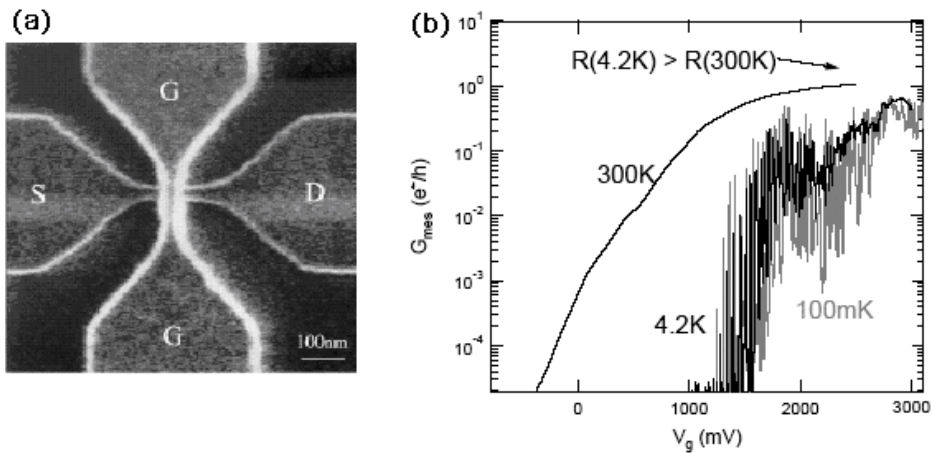
De nombreuses expériences ont été réalisées sur des structures possédant des barrières tunnel dont la position peut être définie par la lithographie. Ce sont des structures à îlot unique.

Neu et al [18] ont testé à basse température, des îlots de silicium polycristallin fortement dopé. La structure est du type double constriction (cf. Figure 5a) et a été fabriquée par lithographie par faisceau d'électrons. Les régions rhomboédriques périodiques de courant nul dans la carte courant de drain en fonction de la tension de grille et de drain (cf. Figure 5b) sont la signature de blocage de Coulomb et sont communément appelées diamants de Coulomb. La présence du blocage de Coulomb dans ces structures peut être attribuée aux joints de grain dont l'influence est modulée par la largeur variable de la nanostructure. Compte tenu de la régularité des diamants sur une plage si importante de tension de grille, l'explication la plus probable est que le blocage de Coulomb se produit dans l'îlot unique probablement borné par les étranglements définis géométriquement. La reproductibilité des propriétés électroniques d'une telle nanostructure reste soumise aux aléas de la microstructure cristalline et à position des dopants : par conséquent, il s'agit d'une variable qui dépend du désordre.



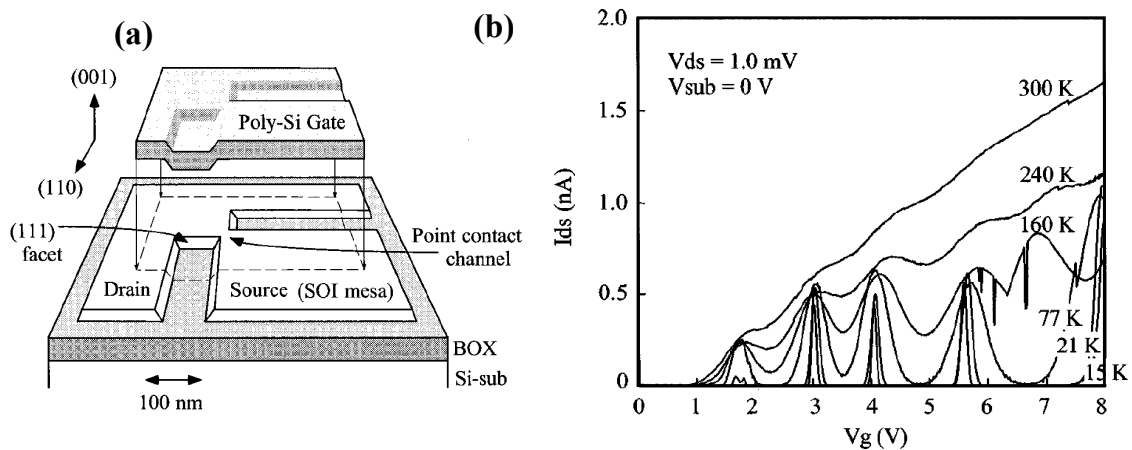
**Figure 5 : Micrographie électronique d'un dispositif de type double constriction en silicium polycristallin fortement dopé (a) et carte de courant en fonction de la tension de grille latérale et de la tension de drain à 4.2K (b).**

Une autre manière de définir des structures de silicium à blocage de Coulomb est de superposer la grille supérieure perpendiculaire sur la direction source – drain [19]. Ainsi, un îlot peut se créer électrostatiquement au point « d'intersection » entre la grille et le canal.



**Figure 6 :** Point quantique créé par e-beam par une grille transversale déposée sur le canal (a) et courbes de conductance en fonction de la tension de grille pour plusieurs températures (b). Des pics de conductance périodiques sont mis en évidence pour les très basses températures [19].

Le blocage de Coulomb peut également être obtenu dans un îlot avec une grille supérieure. Des effets monoélectroniques ont été observés jusqu'à des températures assez élevées (240K) par Ishikuro et al [20] dans un point quantique contrôlé par une grille supérieure (cf. Figure 7). Les oscillations de courant s'atténuent fortement quand la température augmente, mais elles peuvent encore se deviner à 300K.



**Figure 7 :** Schéma d'une constriction unique en silicium avec une grille supérieure (a). Les oscillations de courant en fonction de la tension de grille (b) sont présentes jusqu'aux hautes températures (240K). Même à température ambiante nous pouvons deviner la position des pics [20].

Des résultats remarquables ont été obtenus dans des structures fabriquées par oxydation contrôlée dépendante du motif (patterned dependant oxydation, PADOX) [21]. Pendant l'oxydation une constriction est créée dans le nanofil de silicium (cf. Figure 8).



La conductance en fonction de la tension de grille montre des pics qui peuvent être suivis sur une plage de températures de 4.2K à 300K (cf. Figure 9a). Les deux pics suivis en température s'atténuent pour les hautes températures, mais la signature des pics reste visible même à 300K. Le diagramme de stabilité montre des diamants de Coulomb réguliers à 39K (cf. Figure 9b).

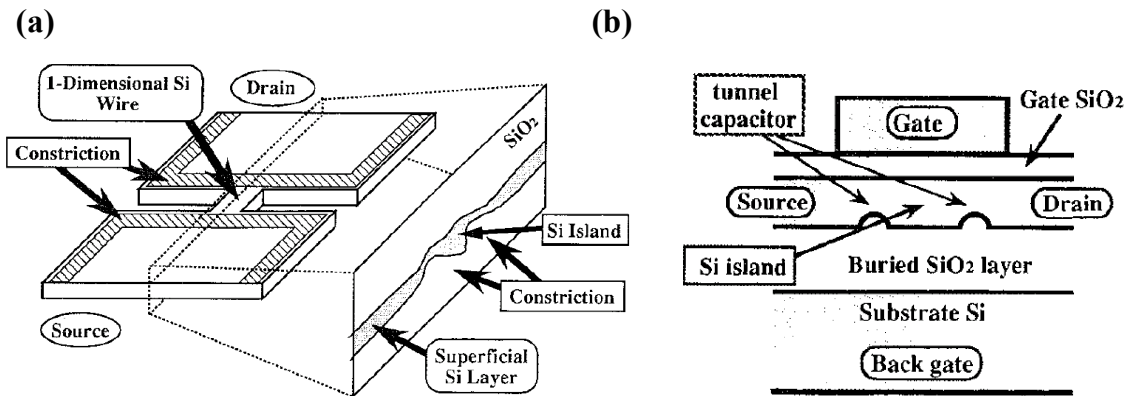


Figure 8 : Schéma d'une constriction de silicium obtenue par oxydation dépendante du motif (PADOX) [21].

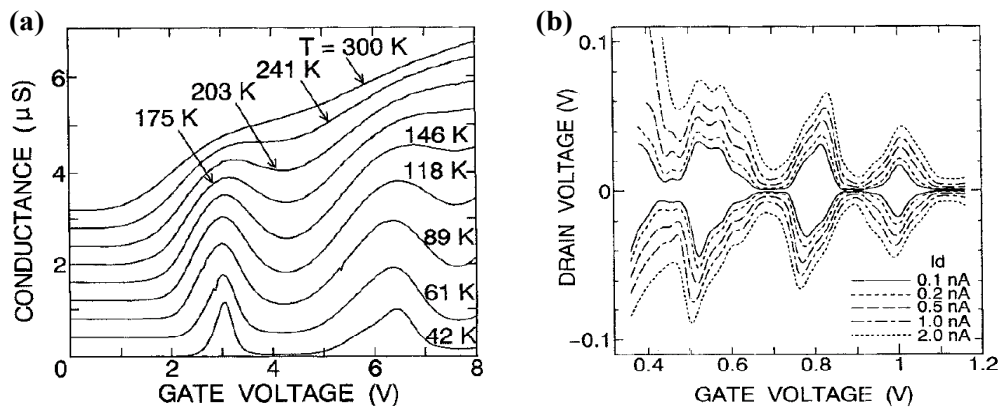
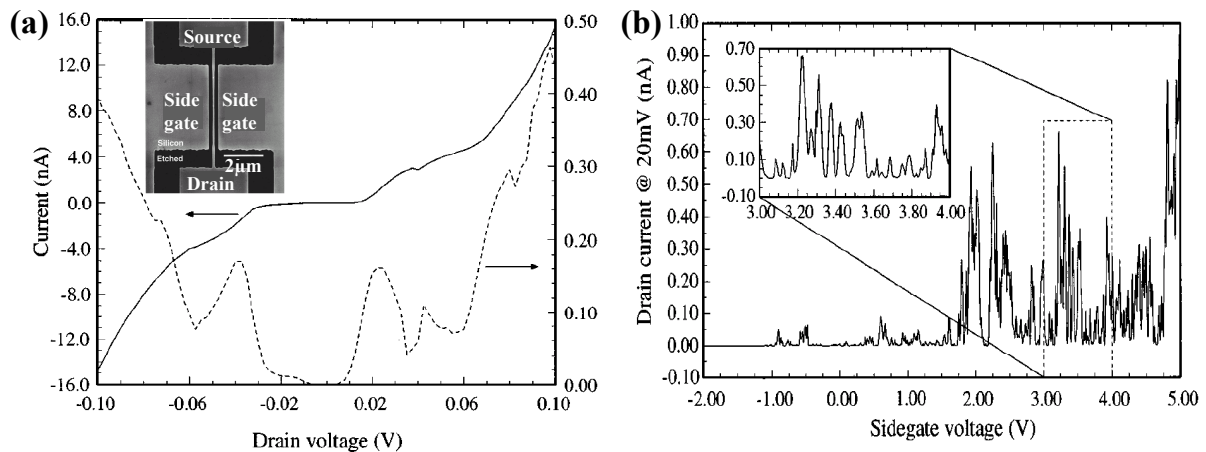


Figure 9 : Conductance en fonction de la tension de grille pour plusieurs températures pour une structure similaire à celle de la Figure 8 (a). Les courbes sont décalées verticalement pour plus de clarté. Le diagramme de stabilité (b) obtenu à 39K sur une telle structure montre des diamants de Coulomb réguliers [21].

D'autres études ont été réalisées sur des structures de type nanofil. Le transport dans ce type de structures n'est pas aussi simple que dans un système à îlot unique. Les nanofils sont modélisés par plusieurs îlots en série et l'origine des barrières tunnel entre les îlots se trouve dans les propriétés du matériau.

Le blocage de Coulomb a été étudié dans des nanofils de silicium *monocristallins* fortement dopés ( $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) à grilles latérales [13]. Les structures ont été fabriquées à partir de substrats SOI par lithographie par faisceau d'électrons, suivie par une gravure sèche. A

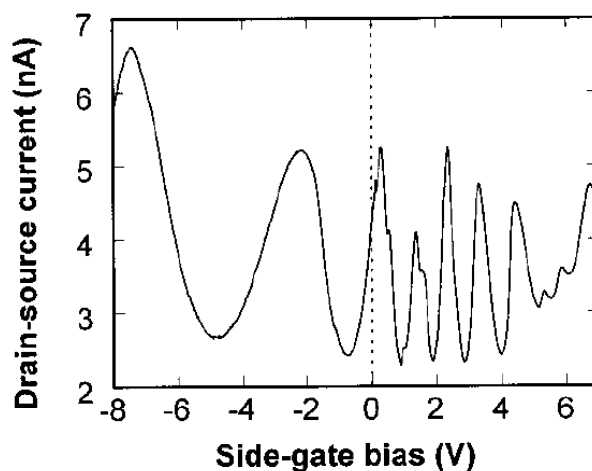
basse température, les courbes de courant en fonction de la tension aux bornes des nanofils présentent une région de courant nul, appelée gap de Coulomb (cf. Figure 10a). Ce gap est modulable par la tension de grille latérale et par la température [13]. Des oscillations apériodiques de courant en fonction de la tension de grille apparaissent suite au blocage de Coulomb dans le nanofil (cf. Figure 10b). Comme il n'y a pas de jonction tunnel définie de manière géométrique dans ces structures, Smith et al. ont attribué le blocage de Coulomb dans ces nanofils aux multiples îlots de distance et taille variable placés en série qui se forment à l'intérieur des nanofils à cause de dopants et de fluctuations de la section.



**Figure 10 : Courant de drain en fonction de la tension de drain (a) et de la tension de grille latérale (b) pour un nanofil de silicium monocristallin (voir encart a) fortement dopé à 4.2K. Les courbes montrent la présence du gap de Coulomb et des oscillations du courant [13].**

Le silicium *polycristallin* a également été testé pour fabriquer des structures à blocage de Coulomb. Irvine et al. [14] ont étudié le transport électronique à basse température pour des nanofils de silicium polycristallin, avec des grains du même ordre de grandeur que la hauteur et l'épaisseur du film (~20-30nm). L'architecture des nanostructures est la même que celle utilisée pour le silicium monocristallin : un nanofil avec deux grilles latérales tout au long du nanofil. Les effets monoélectroniques sont visibles à basse température (4.2K). Ces effets sont attribués aux variations de potentiel dues à la présence de dopants, mais les joints de grain permettent de localiser les barrières tunnel. Les mesures de courant en fonction de la tension sur les grilles latérales ont mis en évidence un changement dans la périodicité du courant (cf. Figure 11). Ce changement abrupt se produit à tension de grille latérale nulle. Les auteurs ont expliqué cet effet par l'écrantage électrostatique provoqué par les défauts dans les parois des grains.

D'autres études ont montré le blocage de Coulomb dans des îlots de silicium polycristallin fortement dopé [15]. Des résultats de blocage de Coulomb ont aussi été démontrés dans le silicium amorphe hydrogéné, recristallisé [16], ou dans le silicium microcristallin [17].



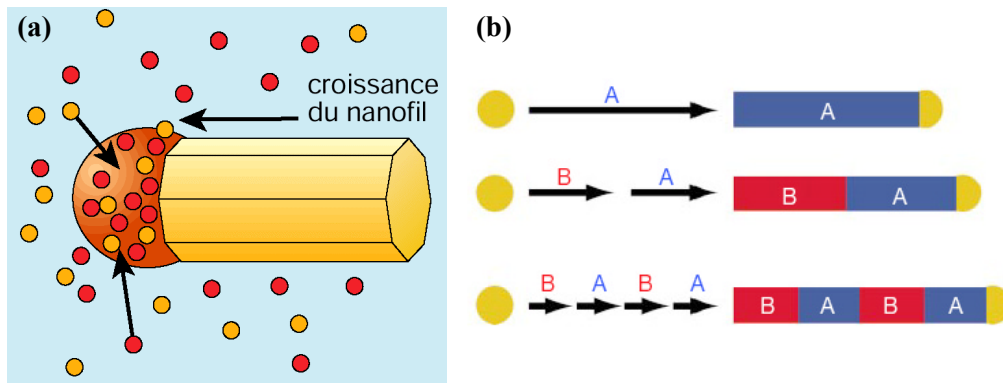
*Figure 11 : Courant source – drain en fonction de la tension appliquée sur les grilles latérales pour un nanofil de section active de  $30 \times 30 \text{ nm}^2$  en silicium polycristallin. La tension source – drain est de  $1 \text{ mV}$ . Les oscillations périodiques sont la signature du blocage de Coulomb. La double périodicité, du côté négatif et du côté positif, est attribuée au changement d'écrantage électrostatique entre les tensions positives et négatives à cause des défauts dans les grains [14].*

Des études plus poussées ont été dédiées aux interférences quantiques dans les nanofils [22] ainsi qu'aux interactions phonons – électrons dans des nanofils suspendus [23].

Remarquons la richesse des résultats de transport électronique dans les nanostructures de silicium obtenues par des techniques « top-down ».

### **1.2.2 Transport monoélectronique dans des nanostructures fabriquées par des techniques « bottom-up »**

Les résultats présentés jusqu'ici sont obtenus sur des nanostructures réalisées par « top-down ». Des techniques « bottom-up » innovantes apparaissent ces dernières années dans la littérature et ont permis d'obtenir des résultats de blocage de Coulomb dans des structures des dimensions plus petites que  $10 \text{ nm}$ . Contrairement aux dispositifs en silicium sur isolant pour lesquels la nanostructure est définie par la lithographie, le nanofil est ici réalisé par croissance CVD (chemical vapor deposition) à partir d'une nanoparticule catalytique qui « guide » la croissance (cf. Figure 12).

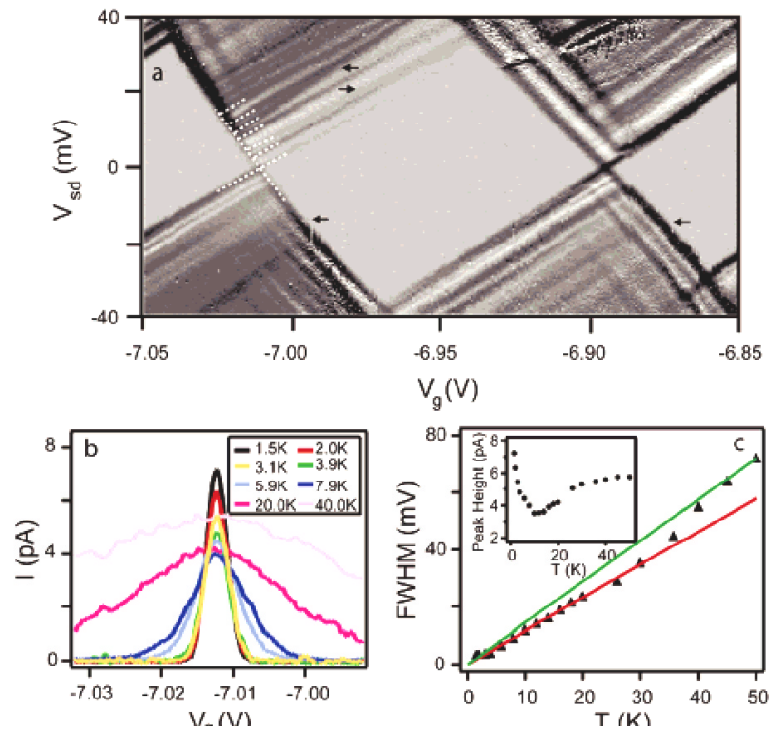


**Figure 12 :** Schéma explicatif de la croissance d'un nanofil par CVD catalytique : (a) les espèces chimiques se dissolvent dans la nanoparticule métallique, ce qui détermine le diamètre du nanofil. (b) Une variation périodique des précurseurs permet la réalisation de superstructures unidimensionnelles constituées d'une alternance de matériaux semiconducteurs à différent gaps.

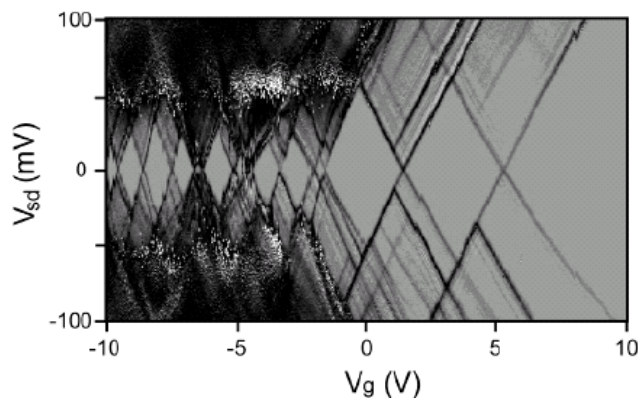
Zhong et al [24] ont montré des résultats de blocage de Coulomb en régime d'îlot quantique dans des nanofils de 3 à 6nm de diamètre de silicium dopé p, fabriqués par autoassemblage. A basse température, la carte de conductance en fonction de la tension de grille et de la tension de drain montre des diamants de Coulomb. Les lignes parallèles aux bords des diamants sont caractéristiques des états excités (cf. Figure 13a). Ces états excités se manifestent uniquement dans les îlots quantiques, quand l'énergie dans l'îlot est quantifiée et l'espacement entre deux niveaux est du même ordre de grandeur que l'énergie thermique. Un pic est suivi avec l'augmentation de la température (cf. Figure 13b). La Figure 13c présente la largeur à mi-hauteur et la hauteur du pic en fonction de la température. Les lignes tracées sur cette courbe sont calculées à partir de la théorie du blocage de Coulomb dans un îlot quantique et dans un îlot simple. Dans l'encart de cette courbe, la hauteur du pic en fonction de la température montre trois régimes : de 300K à 20K (l'énergie thermique est supérieure à l'énergie électrostatique de l'îlot) le courant est constant, ensuite le courant diminue et reste constant sur la plage 10K – 20K (régime de blocage de Coulomb dans un îlot simple). Au-delà de 10K le courant augmente et dépasse sa valeur à 300K (régime de blocage de Coulomb dans un îlot quantique).

Dans le même article, Zhong et al ont pu mettre le nanofil en désertion totale, en utilisant des tensions de grille plus fortes. Ainsi le système testé a un nombre réduit d'électrons par rapport à celui de la Figure 13. Les diamants de Coulomb du diagramme pour un îlot à peu d'électrons (cf. Figure 14) présentent les caractéristiques d'un îlot quantique. Avec 5.5V sur la grille, le premier électron rentre dans l'îlot. Pour des tensions supérieures à cette valeur, le nanofil est en désertion totale. La variation des tailles des diamants,

correspondant à une variation de l'énergie d'addition d'un autre électron, et les lignes légèrement courbées séparant les différentes zones de conduction ne sont pas entièrement expliquées mais sont attribuées à des corrélations charge – charge.

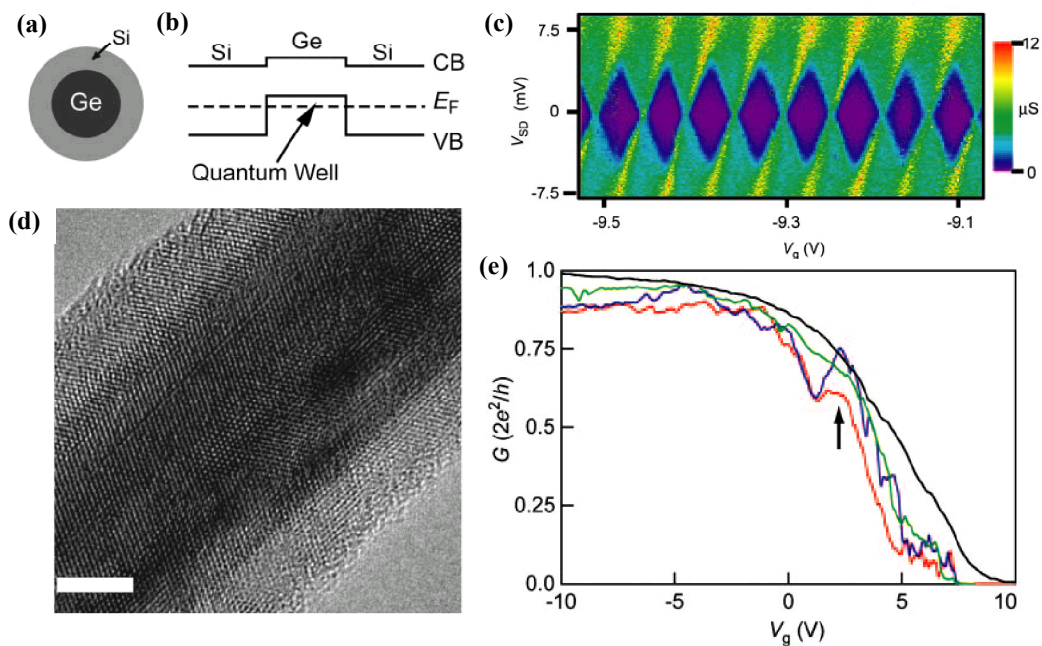


**Figure 13 :** Carte de conductance en fonction de la tension de drain et de la tension de grille mettant en évidence le transport par des états excités (a). Elargissement et diminution de la hauteur d'un pic avec l'augmentation de la température qui sont des caractéristiques de l'effet tunnel résonant à travers un îlot quantique (b). Evolution de la hauteur du pic avec la température (c). L'encart de cette courbe montre l'évolution de la hauteur du pic en température. La remontée observée pour les basses températures est caractéristique de l'effet tunnel résonant à travers un îlot quantique [24].



**Figure 14 :** Carte de conductance en fonction des tensions de grille et de drain pour un nanofil au tour du point de la désertion totale [24]. L'énergie de l'îlot est quantifiée, car les lignes parallèles aux diamants sont présentes. Le peuplement du point quantique trou par trou est suivi grâce aux diamants de dimension variable.

Des structures particulières à base de nanofils ont également été fabriquées et testés. Lu et al [25] ont fabriqué des hétérostructures à base d'un fil de germanium entouré par du silicium (structure de type cœur – coquille). Les structures sont réalisées par croissance CVD. Le décalage de la bande de valence dans le germanium par rapport au silicium induit la formation d'un gaz unidimensionnel de trous dans le cœur du nanofil (cf. Figure 15 a, b, c). Les deux semi-conducteurs sont intrinsèques, donc il n'y a pas de dopants à l'intérieur qui peuvent agir comme des centres de diffusion. Deux comportements électriques ont été mis en évidence suivant la présence ou l'absence d'un recuit pendant la fabrication. En l'absence de recuit, les électrons du métal ont à traverser la coquille externe de silicium non dopé par effet tunnel. La structure a un comportement de type transistor à un électron (cf. Figure 15 d). Après un recuit, le transport dans les structures est balistique (cf. Figure 15 e), même pour des longueurs de quelques centaines de nm. Il a été démontré que le libre parcours moyen dans ces structures est de l'ordre de 540nm, ce qui est extrêmement élevé pour un nanofil semi-conducteur.



**Figure 15 : Nanofil à hétérostructure radiale Ge/Si : schéma en coupe verticale du nanofil (a), diagramme de bandes (b), coupe au microscope électronique à transmission, montrant le cœur de la structure en germanium et la coquille en silicium (c), carte de conductance en fonction des tensions de grille et de drain pour les échantillons sans recuit(d) et courbes de courant de drain en fonction de la tension de grille pour plusieurs températures (de 4K à 300K) pour un échantillon après recuit (e) [25]. Un gaz unidimensionnel de trous se forme dans le cœur des nanofils à cause de l'offset existant entre les bandes de valence du Si et Ge. Pour les échantillons sans recuit, le comportement électrique est celui d'un transistor à un électron. Pour les échantillons avec recuit, les barrières entre le Ge et les électrodes sont transparentes et le transport est balistique. Ainsi, il n'y a pas de forte diminution de la conductance avec la température.**

Ainsi, pour des nanofils de longueur inférieure à 540nm et obtenus par une technique d'autoassemblage, le transport électrique à température ambiante est balistique. Ces expériences ouvrent des perspectives intéressantes pour les nanostructures autoassemblées de Si/Ge où le libre parcours moyen élevé permet d'être dans les conditions de transport balistiques pour des longueurs de quelques centaines de nm.

Les techniques « bottom-up » ont permis la réalisation des nanofils de silicium de meilleure qualité et de diamètre beaucoup plus faible que les techniques « top-down ». Les études de transport électronique dans ces nanofils ont mis en évidence des effets qui sont difficilement observables sur d'autres nanofils de silicium.

### I.2.3 Nanostructures à distributions ordonnées de dopants

Un aspect essentiel dans les nanostructures de silicium concerne le désordre introduit par la présence des dopants. Pour des échantillons avec des dimensions comparables à la distance moyenne entre deux dopants, le nombre de dopants par section de canal est faible, et donc leur distribution joue un rôle très important dans la conduction.

Les fluctuations aléatoires de dopants entraînent des fluctuations énergétiques dans le canal. Un progrès remarquable a été fait très récemment pour contrôler spatialement la distribution des dopants dans le nanofil de silicium [26]. Shinada et al ont démontré la faisabilité d'une implantation contrôlée ion par ion (« single ion implantation ») dans du silicium. Les résultats présentés sont réalisés avec des ions de phosphore (cf. Figure 16). Des structures de SOI d'épaisseur 25nm et de surface  $0.3\mu\text{m} \times 3.2\mu\text{m}$  ont été testées électriquement. Contrairement au cas désordonné, pour les transistors à dopage ordonné la dispersion des tensions de seuil entre les échantillons diminue fortement (cf. Figure 17 a et b). Les cartes de potentiel (Figure 17 c et d) dans le canal montrent une distribution homogène dans le cas ordonné et non homogène pour le cas désordonné. Ainsi, pour le cas ordonné, le chemin de conduction est uniforme sur toute la largeur du canal. Pour les échantillons désordonnés, les fluctuations aléatoires de potentiel induisent une formation des chemins de conduction plus rapidement dans les vallées de potentiel. Le courant est constitué par une percolation à travers ces vallées. Donc, une distribution ordonnée des dopants dans le canal améliore la conduction dans les canaux des transistors.

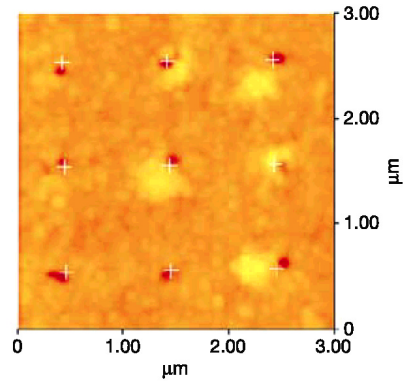


Figure 16 : Image obtenue par microscopie à force atomique montrant le dopage ion par ion. Les croix blanches représentent les positions d'implantation visées [26].

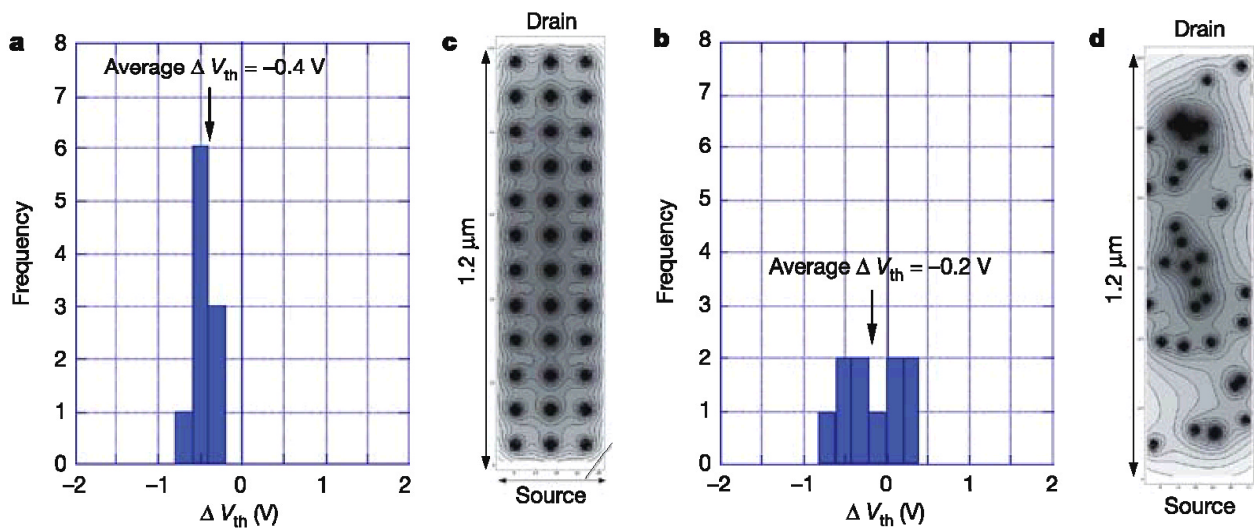


Figure 17 : Histogrammes du décalage de la tension de seuil avant et après l'implantation et distribution de potentiel pour une implantation contrôlée (a, c) et aléatoire (b, d). Les histogrammes ont été obtenus à partir d'un lot de 10 échantillons. Le décalage de la tension de seuil d'une structure à une autre est plus réduit pour la distribution ordonnée. Ainsi, la distribution élargie de la tension de seuil traduit l'influence du désordre structural. Dans les cartes de potentiel électrique, les points noirs correspondent à la position des dopants. Pour la structure à l'implantation contrôlée, la distribution de potentiel est homogène, alors que pour l'autre cas cette distribution n'est pas homogène. Certaines zones qui sont passantes avant les autres. Ainsi, des chemins de conduction peuvent s'établir, mais pas sur toute la largeur du canal [26].

On pourrait s'attendre à une signature très différente dans la conduction à basse température entre une structure à distribution ordonnée de dopants et une structure à distribution aléatoire. Malheureusement il n'y a pas eu d'études du transport à basse température sur ces dispositifs.



## I.2.4 Applications des dispositifs nanométriques

Un aspect limitant concernant les dispositifs à un électron provient de leur température typique de fonctionnement qui reste souvent confinée aux basses ou très basses températures. Toutefois, des dispositifs fonctionnant à température ambiante ont été réalisés. Ainsi, dès 1996, K. Matsumoto et al. [27] montrent des effets monoélectroniques à 300K dans un transistor à un électron en titane, avec des barrières d'oxyde de titane fabriquées par oxydation sous la pointe d'un microscope à effet tunnel.

Concernant les applications en nanoélectronique, les composants monoélectroniques sont très attractifs, grâce à leur capacité à manipuler les électrons un par un. De tels dispositifs sont le « turnstile » [28] et la pompe à électrons [29].

Les applications numériques des SED sont de deux types : la logique d'état de polarisation (« voltage state logic ») et la logique d'état de chargement (« charge state logic »). Pour la logique d'état de polarisation, l'état logique est donné par la tension générée par une accumulation d'électrons (entre 10 et 100). Quelques portes logiques à base de SET ont été fabriquées : inverseur [30], NAND [31], XOR [32], qui ont une température de fonctionnement autour de 20K. Pour la logique d'état de chargement, le but est d'associer un bit informatique à un électron.

Remarquons que les applications numériques de SED restent très peu envisageables à cause de leur basse température de fonctionnement et leurs fortes résistances d'accès.

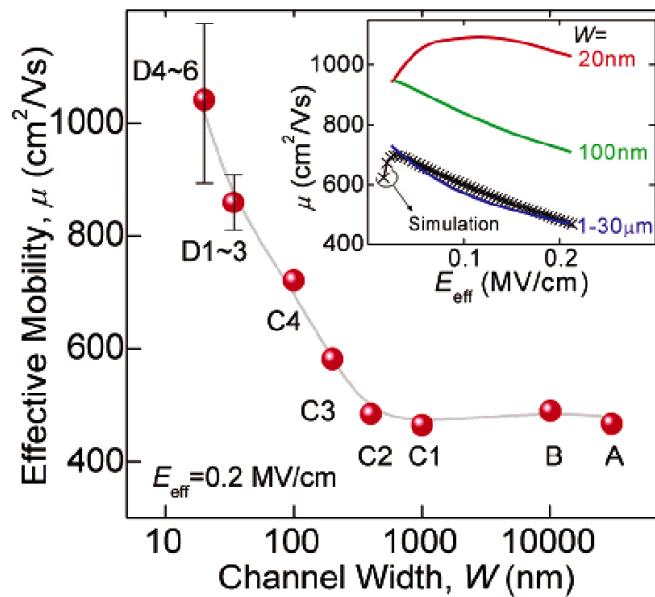
Des mémoires à un électron fonctionnant à 4.2K ont été également fabriquées et testées [33] et figurent parmi les applications industrielles les plus prometteuses.

Cependant, les applications les plus intéressantes des SED se placent dans le domaine de la détection de charges. Ainsi, le transistor à un électron est aussi utilisé comme détecteur de charge électrique avec une meilleure sensibilité ( $10^{-4} e / \sqrt{\text{Hz}}$ ) que celle qu'offre la détection avec des transistors MOS classiques [34].

D'autres applications analogiques, comme la spectroscopie électronique, les définitions de standards de courant, de température ou de résistance, sont présentées dans [35]. Par

exemple, concernant les mesures de température, Tilke et al ont fabriqué un thermomètre ultrasensible à l'aide d'un nanofil de silicium fortement dopé suspendu [36].

Les nanostructures de silicium ont également des applications à température ambiante. Par exemple, il a été démontré qu'en remplaçant le canal d'un transistor (de type n, « normally on ») par un nanofil de silicium de 20nm de largeur il est possible d'obtenir des mobilités très élevées ( $\sim 1000 \text{cm}^2/\text{V/s}$ ) à température ambiante [37]. Ces valeurs sont deux fois plus grandes que celles obtenues typiquement dans un MOSFET. Une forte divergence de la mobilité a été observée pour les canaux de faible largeur. Ainsi, pour des largeurs plus petites que 100nm, la mobilité augmente avec la diminution de la largeur. Koo et al [37] ont expliqué ce comportement par une contrainte induite dans le nanofil de silicium pendant l'étape d'oxydation (pour l'oxyde de la grille supérieure). Les nanofils de silicium se présentent dans ce cas comme des canaux de MOSFET à haute mobilité.



**Figure 18 : Divergence de la mobilité effective des électrons dans un nanofil de silicium remplaçant le canal d'un MOSFET, en fonction de la largeur du canal. Pour des canaux de largeur de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres, la mobilité augmente linéairement avec la diminution de la largeur du canal [37].**

Une autre propriété particulière des nanostructures est relative au très grand rapport surface sur volume. Ainsi, pour les nanostructures en surface, leurs propriétés électriques sont très sensibles aux variations de charge en surface. Toutefois, cette sensibilité peut être mise à profit pour la réalisation des détecteurs de substances chimiques ou biologiques. La sensibilité des résistances des nanofils de silicium à l'humidité et au  $\text{NH}_3$  a en outre déjà été démontrée

[38]. Yi et al [39] ont montré que des nanofils de Si dopé p et fonctionnalisés ont une forte sensibilité pour la détection des espèces chimiques et biologiques.

L'avantage principal de tels dispositifs réside dans leur très faible dissipation liée aux petit nombre de charges impliquées. Leurs inconvénients principaux sont : l'instabilité par rapport aux charges d'offset, les hautes résistances d'accès pour le transistor à un électron et la température de fonctionnement qui doit être très basse. Ce dernier inconvénient devrait s'estomper au fur et à mesure, avec l'amélioration de techniques de fabrication.

Un dernier point à signaler concerne l'intérêt croissant des industriels pour la monoélectronique : l'ITRS 2004 annonce le transistor à un électron comme dispositif alternatif pour des applications mémoire [2].

### **1.3 Questions abordées dans cette thèse**

Le but de cette thèse est d'étudier le transport électronique dans des nanostructures de silicium, à température ambiante ainsi qu'à basse température.

Les nanostructures utilisées pour cette étude sont fabriquées par lithographie AFM sur un substrat SOI, suivie d'une gravure humide pour révéler les structures finales. L'une des critiques souvent faite concernant la lithographie AFM est liée à la reproductibilité de cette technique. Les pointes AFM ne sont pas vraiment identiques et elles jouent un rôle primordial pendant la lithographie. Dans ce cas, l'AFM est-il un outil fiable pour réaliser une véritable lithographie de nano-objets connectés ? Nous avons également voulu savoir dans quelle mesure la lithographie AFM permet de réaliser des structures reproductibles, notamment sur le plan électrique. Des réponses à ces problèmes sont données dans le *Chapitre II* concernant la fabrication de nanostructures de silicium par lithographie AFM.

Les structures finales sont des fils de silicium de dopage n, connectés à la source et au drain dopés  $n^+$ . Les largeurs typiques de fils sont comprises entre 20 et 100nm et leur épaisseur est de 15nm ; ceci correspond à une section transversale entre 300 et 1500 nm<sup>2</sup>. Ainsi, pour un fil de longueur 1µm, de largeur 20nm et dopé à  $10^{17}$ cm<sup>-3</sup>, le nombre total de dopants dans le fil est de l'ordre de 50. Dans ce cas, les fluctuations des dopants le long d'un fil et aussi d'une structure à une autre influencent-elles le transport électrique à 300K ? Quelle est la reproductibilité des propriétés électriques pour deux structures de même géométrie ?

Ces structures peuvent se comparer aux canaux d'un transistor « normally on » et le substrat de silicium peut jouer le rôle d'une grille arrière. Au vu des dimensions très petites des fils, y a-t-il encore un effet de champ dû à la grille arrière comme dans les films de SOI ? Les modèles utilisés pour les films SOI minces sont-ils encore valables pour les nanofils ?

Les fils ont des grilles latérales très fines (quelques dizaines de nanomètres de largeur) et qui sont typiquement à 100nm du canal. Ces grilles latérales donnent-elles également un effet de champ ? Cet effet de champ est-il différent de celui dû à la grille arrière ?

Les nanofils fabriqués ne sont pas encapsulés sous une couche protectrice. Restant à l'air, ils peuvent s'oxyder rapidement. Cet oxyde natif change-t-il les propriétés électriques des fils ? De plus, l'oxyde de silicium et l'air sont de très mauvais conducteurs thermiques. Y a-t-il des problèmes d'auto échauffement et quelles sont leurs répercussions sur les propriétés électriques des nanofils ?

Des résultats concernant ces questions seront présentés dans le *Chapitre III* sur le transport électrique à température ambiante.

Des mesures électriques à basse température ont été réalisées dans le but de déterminer le fonctionnement des nanostructures. Est-ce que l'effet de champ reste encore présent à basse température ? Comment expliquer les modifications de transport à basse température ? Le transport électronique est-il régi par la conduction par saut à distance variable ou est-ce le blocage de Coulomb qui modélise le mieux le transport ? Quelle est l'origine du blocage de Coulomb dans ces structures ? La présence d'atomes dopants est-elle responsable du blocage de Coulomb ? Les diagrammes de stabilité sont-ils influencés par le fait que les nanostructures sont semiconductrices ?

Comment se fait le passage de transport par effet de champ vers le blocage de Coulomb avec la température ?

Ces questions seront discutées dans le *Chapitre IV* sur la cryoélectronique du silicium nanostructuré.

Comment peut-on modéliser le transport à basse température dans ces structures : par un îlot séparé par des barrières tunnel de source et drain, par une chaîne unidimensionnelle d'îlots ou par une bidimensionnelle chaîne d'îlots ? Comment les différences de géométrie ou de désordre électrostatique changent-elles le diagramme de stabilité pour des chaînes d'îlots ? Ces études feront l'objet du *Chapitre V* sur les chaînes uni et bi dimensionnelles d'îlots.

## ***1.4 Bibliographie***

- [1] G. E. Moore. Cramming more components onto integrated circuits. *Electronics* 1965; 38.
- [2] <http://www.itrs.net/Common/2004Update/2004Update.htm>.
- [3] G. Bourianoff. conférence invitée E-MRS Strasbourg 2004. Intel corp.
- [4] J. A. Dagata, J. Schneir, H. H. Harary, C. J. Evans, M. T. Postek, J. Bennett. Modification of hydrogen-passivated silicon by a scanning tunneling microscope operating in air. *App. Phys. Lett.* 1990; 56: 2001-3.
- [5] P. M. Campbell, E. S. Snow, P. J. McMarr. Fabrication of nanometer-scale side-gated silicon field effect transistors with an atomic force microscope. *App. Phys. Lett.* 1995; 66: 1388-90.
- [6] J. Servat, P. Gorostiza, F. Sanz, F. Perez Murano, N. Barniol, G. Abadal et al. Nanometer scale lithography of silicon (100) surfaces using tapping mode atomic force microscopy. *J. Vacc. Sci. & Tech. A* 1996; 14: 1208-12.
- [7] B. Legrand, D. Stievenard. Nanooxidation of silicon with an atomic force microscope: A pulsed voltage technique. *App. Phys. Lett.* 1999; 74: 4049-51.
- [8] V. Bouchiat, M. Faucher, T. Fournier, B. Pannetier, C. Thirion, W. Wernsdorfer et al. Resistless patterning of quantum nanostructures by local anodization with an atomic force microscope. *Microel. Eng.* 2002; 61: 517-22.
- [9] N. Clement, D. Tonneau, H. Dallaporta, V. Bouchiat, D. Fraboulet, D. Mariole et al. Electronic transport properties of single-crystal silicon nanowires fabricated using an atomic force microscope. *Physica E* 2002; 13: 999-1002.
- [10] T. A. Fulton, G. J. Dolan. Observation of single-electron charging effects in small tunnel junctions. *Phys. Rev. B* 1987; 59: 109-12.
- [11] S. Tarucha, D. G. Austing, T. Honda, R. J. van-der-Hage, L. P. Kouwenhoven. Shell filling and spin effects in a few electron quantum dot. *Phys. Rev. Lett.* 1996; 77: 3613-16.
- [12] Z. A. K. Durrani. Coulomb blockade, single-electron transistors and circuits in silicon. *Physica E.* 2003; 17: 572-8.
- [13] R. A. Smith, H. Ahmed. Gate controlled Coulomb blockade effects in the conduction of a silicon quantum wire. *J. App. Phys.* 1997; 81: 2699-703.
- [14] A. C. Irvine, Z. A. K. Durrani, H. Ahmed, S. Biesemans. Single-electron effects in heavily doped polycrystalline silicon nanowires. *App. Phys. Lett.* 1998; 73: 1113-15.

- [15] W. Neu, R. Augke, F. E. Prins, D. P. Kern. Coulomb-blockade-structures in polycrystalline silicon. *Microel. Eng.* 2001; 57: 989-93.
- [16] V. Ng, H. Ahmed, T. Shimada. Nonlinear electron transport characteristics in ultrathin wires of recrystallized hydrogenated amorphous silicon. *App. Phys. Lett.* 1998; 73: 972-4.
- [17] T. Kamiya, K. Nakahata, Y. T. Tan, Z. A. K. Durrani, I. Shimizu. Growth, structure, and transport properties of thin ( $> 10$  nm) n-type microcrystalline silicon prepared on silicon oxide and its application to single-electron transistor. *J. App. Phys.* 2001; 89: 6265-71.
- [18] W. Neu, R. Augke, F. E. Prins, D. P. Kern. Coulomb-blockade-structures in polycrystalline silicon. *Microel. Eng.* 2001; 57-58: 989-93.
- [19] D. Fraboulet, X. Jehl, D. Mariolle, C. Le-Royer, G. Le-Carval, P. Scheiblin et al. Coulomb blockade in thin SOI nanodevices. *ESSDERC Proceedings* 2002; 395-8.
- [20] H. Ishikuro, T. Hiramoto. Quantum mechanical effects in the silicon quantum dot in a single-electron transistor. *App. Phys. Lett.* 1997; 71: 3691-3.
- [21] Y. Takahashi, H. Namatsu, K. Kurihara, K. Iwadate, M. Nagase, K. Murase. Size dependence of the characteristics of Si single-electron transistors on SIMOX substrates. *IEEE Trans. Elec. Devices* 1996; 43: 1213-17.
- [22] A. T. Tilke, F. C. Simmel, H. Lorenz, R. H. Blick, J. P. Kotthaus. Quantum interference in a one-dimensional silicon nanowire. *Phys. Rev. B* 2003; 68: 075311-6.
- [23] A. Tilke, L. Pescini, A. Erbe, H. Lorenz, R. H. Blick. Electron-phonon interaction in suspended highly doped silicon nanowires. *Nanotechnology* 2002; 13: 491-4.
- [24] Z. Zhong, Y. Fang, W. Lu, C. M. Lieber. Coherent Single Charge Transport in Molecular-Scale Silicon Nanowires. *Nano Lett.* 2005; 5: 1143-6.
- [25] W. Lu, J. Xiang, B. P. Timko, Y. Wu, C. M. Lieber. One-dimensional hole gas in germanium/silicon nanowire heterostructures. *PNAS* 2005; 102: 10046-51.
- [26] T. Shinada, S. Okamoto, T. Kobayashi, I. Ohdomari. Enhancing semiconductor device performance using ordered dopant arrays. *Nature* 2005; 437: 1128-31.
- [27] K. Matsumoto, M. Ishii, K. Segawa, Y. Oka, B. J. Vartanian, J. S. Harris. Room temperature operation of a single electron transistor made by the scanning tunneling microscope nanooxidation process for the TiO<sub>2</sub>/Ti system. *App. Phys. Lett.* 1996; 68: 34-6.
- [28] L. J. Geerligs, V. F. Anderegg, P. A. M. Holweg, J. E. Mooij, H. Pothier, D. Esteve et al. Frequency-locked turnstile device for single electrons. *Phys. Rev. B* 1990; 64: 2691-4.
- [29] H. Pothier, P. Lafarge, P. F. Orfila, C. Urbina, D. Esteve, M. H. Devoret. Single electron pump fabrication with ultrasmall normal tunnel junctions. *Phys. B* 1991; 169: 573-4.

- [30] Y. Ono, Y. Takahashi, K. Yamazaki, M. Nagase, H. Namatsu, K. Kurihara et al. Si complementary single-electron inverter with voltage gain. *App. Phys. Lett.* 2000; 76: 3121-3.
- [31] N. J. Stone, H. Ahmed. Logic circuit elements using single-electron tunnelling transistors. *Electronics Lett.* 1999; 35: 1883-4.
- [32] Y. Takahashi, A. Fujiwara, K. Yamazaki, H. Namatsu, K. Kurihara, K. Murase. Multigate single-electron transistors and their application to an exclusive-OR gate. *App. Phys. Lett.* 2000; 76: 637-9.
- [33] N. J. Stone, H. Ahmed, K. Nakazato. A high-speed silicon single-electron random access memory. *IEEE Electron Dev. Lett.* 1999; 20: 583-5.
- [34] Y. Ono, A. Fujiwara, K. Nishiguchi, H. Inokawa, Y. Takahashi. Manipulation and detection of single electrons for future information processing. *J. App. Phys.* 2005; 97: 31101-11.
- [35] K. K. Likharev. Single-electron devices and their applications. *Proceedings of the IEEE* 1999; 87: 606-32.
- [36] A. T. Tilke, L. Pescini, H. Lorenz, R. H. Blick. Fabrication and transport characterization of a primary thermometer formed by Coulomb islands in a suspended silicon nanowire. *App. Phys. Lett.* 2003; 82: 3773-5.
- [37] S. M. Koo, A. Fujiwara, J. P. Han, E. M. Vogel, C. A. Richter, J. E. Bonevich. High Inversion Current in Silicon Nanowire Field Effect Transistors. *Nano Lett.* 2004; 4: 2197-201.
- [38] X. T. Zhou, J. Q. Hu, C. P. Li, D. D. D. Ma, C. S. Lee, S. T. Lee. Silicon nanowires as chemical sensors. *Chemical Phys. Lett.* 2003; 369: 220-4.
- [39] C. Yi, W. Qingqiao, P. Hongkun, C. M. Lieber. Nanowire nanosensors for highly sensitive and selective detection of biological and chemical species. *Science* 2001; 293: 1289-92.

<b>II Nanofabrication de nanostructures de silicium à l'aide d'un microscope à force atomique .....</b>	<b>34</b>
<i>II.1 Technologies avancées pour la fabrication de nanostructures.....</i>	<i>35</i>
II.1.1 Lithographie classique.....	35
II.1.2 Techniques de lithographie en champ lointain versus lithographie en champ proche.....	39
II.1.3 Techniques « atypiques » pour la nanofabrication.....	39
<i>II.2 Microscope en champ proche : outil topographique et de nanofabrication.....</i>	<i>41</i>
II.2.1 Les SPMs comme outils d'imagerie topographique.....	41
II.2.1.1 Imagerie avec un STM .....	41
II.2.1.2 Topographie à l'aide d'un AFM.....	42
II.2.2 Les SPMs comme outils de nanofabrication .....	44
II.2.2.1 Lithographie par insolation électronique.....	45
II.2.2.2 Techniques lithographiques par oxydation .....	46
II.2.2.3 Techniques lithographiques par dépôt local.....	48
II.2.2.4 Gravure et indentation .....	48
II.2.2.5 Manipulation d'atomes ou de molécules.....	49
II.2.2.6 Lithographie « Dip-pen » .....	49
II.2.2.7 Conclusions sur les techniques de fabrication en champ proche .....	50
<i>II.3 Nanostructures de silicium fabriquées par oxydation locale à l'aide d'un AFM sur silicium sur isolant : principe.....</i>	<i>51</i>
II.3.1 Substrats de silicium sur isolant .....	51
II.3.1.1 Le SOI UNIBOND™ par SmartCut™ .....	52
II.3.1.2 Dopage et amincissement localisé des substrats SOI.....	53
II.3.2 Lithographie AFM sur SOI .....	56
II.3.3 Gravure.....	61
<i>II.4 Fabrication de nanostructures de Si par AFM : étapes et paramètres de notre procédé .....</i>	<i>65</i>
II.4.1 Nettoyage et passivation.....	65
II.4.2 Lithographie AFM.....	66
II.4.3 Gravure TMAH .....	67
<i>II.5 Conclusion pour la nanofabrication .....</i>	<i>69</i>
<i>II.6 Bibliographie.....</i>	<i>71</i>



## **II Nanofabrication de nanostructures de silicium à l'aide d'un microscope à force atomique**

La taille d'un nano-objet détermine de façon cruciale ses propriétés physiques intrinsèques. De même, la distance vis-à-vis d'un contact détermine son couplage à l'environnement. Par conséquent, l'un des aspects les plus importants des dispositifs nanométriques est la capacité de les fabriquer d'une manière reproductible, tout en contrôlant leurs tailles et leur positionnement.

Dans le cadre de la nanofabrication l'étape critique est la *lithographie*. Le mot lithographie vient du grec et signifie littéralement « écriture dans la pierre ». Dans la technologie des semiconducteurs, la lithographie est l'étape de fabrication pendant laquelle sont définies les dimensions latérales d'un niveau structurel, la dimension verticale étant contrôlée par les étapes de dépôt et/ou gravure. Dans ce contexte, la lithographie par microscopie en champ proche est une technique particulièrement appropriée, car il s'agit d'un procédé de nanofabrication facile à mettre en œuvre, peu coûteux et très flexible, qui de plus s'affranchit de limitations physiques présentes dans les techniques concurrentes.

Dans ce chapitre nous présentons un état de l'art des techniques de lithographie avancées en donnant quelques détails sur les lithographies par rayonnement ultraviolet, par rayonnement X, par faisceau d'électrons (« e-beam ») ou d'ions, la nano-impression (« nanoimprint ») et la lithographie par microscopie en champ proche. Les avantages et les inconvénients de chaque technique seront détaillés et comparés avec cette dernière.

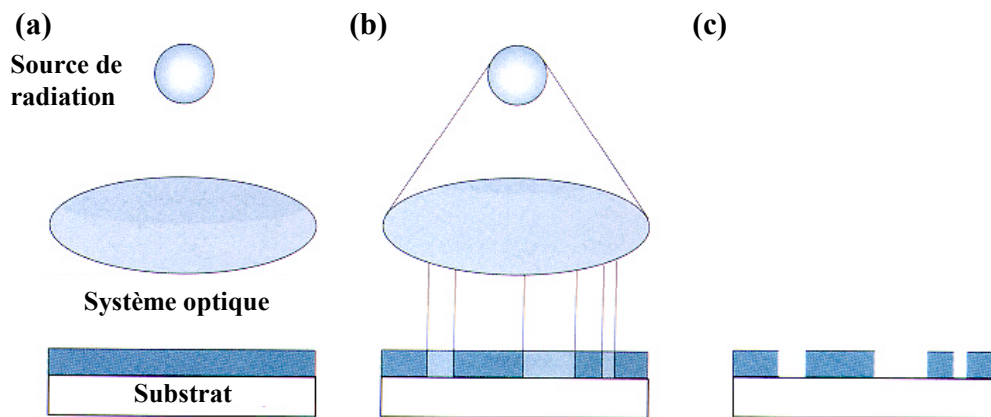
Nous présenterons par la suite un rapide panorama des différentes variantes de lithographie par microscopie en champ proche. Nous argumenterons notre choix de fabriquer les nanostructures par oxydation locale à l'aide d'un microscope à force atomique (AFM).

Finalement, nous présenterons l'ensemble de notre procédé de fabrication qui implique notamment des substrats silicium sur isolant (SOI) que nous utilisons et nous donnerons les détails (les principes et les paramètres) du procédé, suivis de quelques exemples de nanostructures réalisées.

## II.1 Technologies avancées pour la fabrication de nanostructures

### II.1.1 Lithographie classique

La lithographie est l'étape de définition d'un motif latéral sur un substrat. Typiquement, un système de lithographie classique est composé de trois parties principales : une source de radiation, le substrat à lithographier, le plus souvent couvert de résine, et un système optique qui permet la projection d'une radiation sur les zones à insoler (cf. Figure 1). Le motif ainsi défini sur la résine peut être ensuite révélé puis transféré sur le substrat pendant une étape de gravure ou de lift-off. Le rôle de la résine est de protéger les parties couvertes du substrat pendant cette dernière étape.

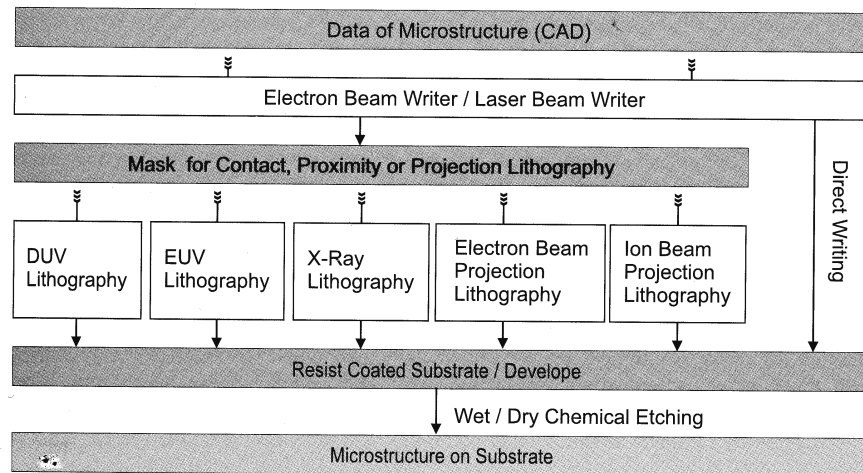


**Figure 1 : Schéma du procédé de lithographie par projection avec une résine positive [1]. Le système lithographique contient trois parties importantes : une source de radiation, un système optique de contrôle de l'illumination et un substrat couvert de résine (a). Les propriétés chimiques de la résine insolée sont changées par la radiation (b). Pendant le développement, la résine insolée est dissoute (c).**

Une vision d'ensemble des différentes techniques de lithographie se trouve dans la Figure 2. Le point de départ pour la lithographie est le motif à réaliser sur le substrat, qui est fourni généralement par un fichier informatique transféré soit sur un support matériel (masque), soit guidant une sonde ponctuelle.

Le système de contrôle peut être constitué par un masque et, dans ce cas, il s'agit de lithographie en mode contact, de proximité ou de projection, suivant la distance entre le masque et le substrat. Le masque possède des zones transparentes à la radiation utilisée et des zones opaques. Le matériau des masques dépend de la radiation utilisée. Ces types de lithographie permettent la fabrication de plusieurs motifs en même temps : la fabrication se fait en *parallèle*.

La lithographie peut également se faire sans masque, par écriture directe sur la résine (c'est le cas pour l'e-beam, par exemple). Pour ce type de lithographie, l'inconvénient principal est que chaque motif doit être dessiné indépendamment (*lithographie en série*) ; ainsi il faut beaucoup de temps pour réaliser les motifs sur une plaquette entière.



**Figure 2 : Vision d'ensemble sur les différentes techniques de lithographie [1]. Toutes les lithographies ont comme point de départ un fichier informatique soit transféré sur un support matériel (masque), soit permettant de guider une sonde ponctuelle. Dans le premier cas, l'insolation à travers le masque permet la fabrication des plusieurs motifs en parallèle. Quand le motif est directement dessiné par une sonde ponctuelle, le transfert se fait motif par motif (technique série). Ce type de lithographie est plus long.**

Concentrons nous maintenant sur les sources d'insolation. L'évolution des techniques de lithographie a été motivée par le besoin de fabriquer des motifs plus petits pour augmenter la densité et la rapidité des circuits intégrés de silicium dans la microélectronique. Ainsi, l'un des paramètres majeurs qualifiant un type de lithographie concerne la résolution. La résolution est la largeur du motif le plus petit qui peut être réalisé par la technique. La distance entre les plus proches motifs sur le masque, qui sont transférables (résolus) sur un substrat est un paramètre tout aussi important.

Pour toutes les lithographies réalisées par l'intermédiaire de la composante propagatrice d'une onde traversant un masque, la résolution est limitée par le phénomène de diffraction au bords des motifs sur le masque. La résolution est donnée par le critère de Rayleigh. La plus petite distance entre deux motifs pour qu'ils soient résolus est  $k_1 \cdot \frac{\lambda}{NA}$ , avec  $k_1$  une constante dépendante du système optique,  $\lambda$  la longueur d'onde de la source utilisée et  $NA$  l'ouverture numérique du système optique. L'augmentation de la résolution est obtenue en minimisant cette distance. Ainsi, afin d'obtenir des structures nanométriques, il faut diminuer la longueur

d'onde de la radiation utilisée. Ceci explique l'évolution des techniques lithographiques vers des radiations ayant une longueur d'onde de plus en plus faible. Suivant la radiation utilisée et sa longueur d'onde, il y a plusieurs types de lithographie :

- lithographie en lumière visible (400nm – 700nm) ;
- lithographie en ultraviolet (365nm – 436nm) ;
- lithographie en ultraviolet profond (deep UV ou DUV, 157nm – 250nm) ;
- lithographie en ultraviolet extrême (extreme UV ou EUV, 11nm – 14nm) ;
- lithographie par rayonnement X (< 10nm) ;
- lithographie par faisceau d'électrons, e-beam (écriture directe) ;
- lithographie par faisceau d'ions (écriture directe).

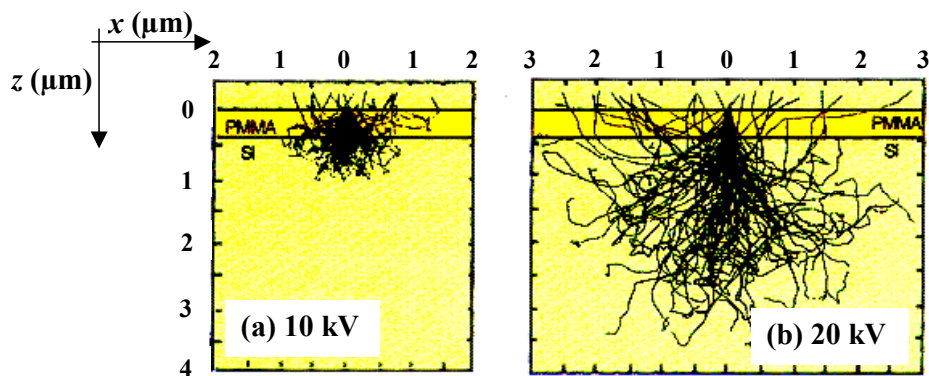
En termes de longueur d'onde et, donc, de résolution, les sources les plus intéressantes pour fabriquer des structures plus petites que 100nm, sont celles de l'extrême ultraviolet, du rayonnement X, d'électrons ou d'ions. Les principaux inconvénients pour ces techniques sont énoncés dans le Tableau 1.

Radiation	Inconvénients
Extrême ultraviolet (EUV) $\lambda \sim 10\text{nm}$	L'absorption de la lumière dans ces courtes longueurs d'onde est très forte, donc les lentilles habituelles (et les masques) doivent être remplacées par des systèmes optiques en réflexion (des miroirs multicouches). Cependant ces miroirs doivent être de haute qualité et leur fabrication n'est pour le moment pas maîtrisée à l'échelle industrielle.
Rayonnement X $\lambda \sim 1\text{nm}$	Les longueurs d'onde correspondant au rayonnement X sont tellement faibles qu'il est impossible de réaliser les chemins optiques que ce soit en réflexion ou en réfraction. La préparation des masques est par ailleurs très délicate [1].
Faisceau d'électrons	Les principaux inconvénients sont les effets de proximité liés à la rétro-diffusion des électrons et l'endommagement du substrat à cause des électrons très énergétiques. Plus de détails seront donnés par la suite.
Faisceau d'ions	La lithographie peut se faire par faisceau d'ions à travers un masque ou en écriture directe (« focused ion beam », FIB), avec moins d'effets de proximité que pour le faisceau d'électrons mais la technique est pour l'instant peu développée par rapport à la lithographie par faisceau d'électrons.

**Tableau 1 : Principaux inconvénients des techniques classiques de lithographie capables de fabriquer des structures de dimensions plus petites que 100nm.**

La plus développée de toutes ces techniques est la lithographie par faisceau d'électrons, appelée également « e-beam lithography » (EBL). Pour ce type de lithographie, l'écriture se fait à l'aide d'un faisceau d'électrons, générés soit par émission thermoïonique soit par émission de champ. Des lentilles appropriées (électrostatiques et magnétiques) permettent la focalisation du faisceau d'électrons jusqu'à 1nm de diamètre. Deux approches sont possibles : l'écriture directe de la résine à l'aide des électrons ou la lithographie de projection de masque. Pour la lithographie par e-beam, la résine utilisée doit être sensible aux électrons.

La faible longueur d'onde des électrons (négligeable devant la taille du faisceau) permet d'atteindre de très bonnes résolutions ; ainsi il est possible d'obtenir des structures de l'ordre de 10 – 20nm après le transfert de masque. En termes de résolution, un autre facteur est à prendre en compte pour la lithographie par faisceau d'électrons : les interactions des électrons avec la matière. Des électrons accélérés sont envoyés dans la résine. Avant de perdre complètement leur énergie, ils subissent une diffusion vers l'avant (« forward-scattering ») et vers l'arrière (« back-scattering »). Le résultat est que l'on passe d'un spot fin d'électrons, typiquement de 1nm de diamètre, à une « poire de diffusion » beaucoup plus élargie en largeur et en profondeur (cf. Figure 3). Ainsi, la partie exposée de la résine est plus grande que la taille du faisceau incident à cause des électrons rétro-diffusés, induisant une irradiation partielle. Ce phénomène donne lieu à des effets de proximité. Pour des traits voisins, ce phénomène implique une sur-insolation par rapport à un trait isolé. Afin de réduire cet effet on peut introduire des corrections de doses, mais ceci induit quand même une limitation sur la résolution de cette technique. On peut palier à ce problème en travaillant avec des électrons encore plus rapides (>50keV), dont la poire de rétro-diffusion s'affine [2].



**Figure 3 : Simulations de type Monte-Carlo, des trajectoires électroniques dans la résine (PMMA) et dans le silicium pour un faisceau accéléré à 10keV (a) et 20keV (b) [1]. Les électrons sont diffusés dans la résine et dans le silicium jusqu'à la perte totale de leur énergie. Les motifs s'élargissent à cause des électrons rétro-diffusés dans la résine et qui insolent plus que le faisceau incident.**

Du point de vue industriel, l'inconvénient majeur de la lithographie par faisceau d'électrons est le temps pris pour dessiner la structure car il s'agit d'une écriture « en série » des motifs par le pinceau d'électrons les uns après les autres. Actuellement ce type de lithographie est utilisé pour la fabrication des masques ou pour des applications particulières en recherche et en développement.

### **II.1.2 Techniques de lithographie en champ lointain versus lithographie en champ proche**

Dans toutes les techniques que nous avons présentées jusqu'ici, la source d'insolation est physiquement éloignée de la résine à insoler. A cause de cette distance, nous appelons ces méthodes des techniques de lithographie en champ lointain. Les limitations physiques de ces techniques ont pour cause les phénomènes de diffraction ou l'effet de proximité. Ces phénomènes affectent de manière significative la résolution des structures fabriquées.

Dans ce cadre, pourquoi ne pas tenter d'élaborer des nanostructures par des techniques en champ proche ? Contrairement aux lithographies en champ lointain qui sont basées sur la focalisation d'un faisceau (ions, électrons ou photons) par une optique appropriée et qui sont donc limitées par des phénomènes liés à la propagation (diffraction), la lithographie en champ proche n'est pas limitée par ces phénomènes. Nous allons détailler les aspects liés aux microscopies en champ proche comme outils de nano-fabrication dans II.2.2.

### **II.1.3 Techniques « atypiques » pour la nanofabrication**

Deux autres techniques de fabrication sont utilisées pour obtenir des structures nanométriques : la nano-impression et l'auto-assemblage.

La fabrication par nano-impression [1] est mécanique et consiste à appuyer un tampon sur un substrat couvert par résine. Le tampon est fabriqué par des techniques conventionnelles (par exemple lithographie e-beam suivie d'une gravure). Le tampon est pressé sur une résine qui est portée ensuite au-delà de son point de transition vitreuse. Ainsi, les dessins du tampon sont transférés sur la résine et peuvent être par la suite transférés sur le substrat, pendant une étape de gravure (cf. Figure 4). Cette technique de fabrication est plus rapide que les techniques en champ proche. Les inconvénients de la nano-impression sont liés aux tampons : leur fabrication est complexe et ils s'abîment vite. Nous remarquons aussi que pour fabriquer

un motif différent, il faut fabriquer le tampon adapté. D'autres problèmes de cette technique sont liés à l'inhomogénéité des motifs de résine ainsi obtenus, mais aussi aux effets de proximité liés au fluage.



*Figure 4 : Schéma des étapes de transfert du motif par nano-impression. Un tampon est pressé contre un substrat couvert de résine. Les motifs du tampon sont transférés sur la résine et peuvent être transférés sur l'échantillon par la suite [1].*

Toutes les techniques de fabrication des nanostructures discutées jusqu'ici sont des techniques qui ont comme point de départ un matériau massif et dont les dimensions sont réduites pour obtenir une nanostructure. Ceci correspond à une approche de fabrication « par le haut » (« top-down »), mettant en jeu des techniques similaires aux filières de la microélectronique : dépôt contrôlé de couches minces, lithographie à l'échelle nanométrique et gravure optimisée.

Contrairement aux méthodes « top-down », il existe également des techniques de fabrication « par le bas » (« bottom-up »), consistant en la croissance des nano-objets à partir de composés élémentaires. Ces techniques mettent en jeu de nombreuses procédés physico-chimiques ou biochimiques, adaptées à la nature du matériau constituant la nanostructure [3]. Ces procédés ont été utilisés pour fabriquer des nanostructures de différents matériaux [4]. Elles sont regroupées sous le nom d'auto-assemblage. Même si l'autoassemblage est une approche plus rapide que l'AFM, il ne permet pas à l'heure actuelle un contrôle suffisant de la géométrie des structures, notamment quand s'il s'agit de géométries complexes. Ceci explique la raison pour laquelle nous avons préféré la lithographie AFM, aux techniques d'auto-assemblage, pour lesquelles un travail d'intégration plus complexe reste à fournir.

## **II.2 Microscope en champ proche : outil topographique et de nanofabrication**

La famille des microscopes en champ proche ou à sonde locale (scanning probe microscope, SPM) est composée : du microscope à effet tunnel (scanning tunneling microscope, STM), du microscope à force atomique (atomic force microscope, AFM) et du microscope optique en champ proche (scanning near field optics microscope, SNOM). Par la suite nous ne parlerons que de l'AFM et du STM, en mettant l'accent sur l'AFM.

Le premier SPM fabriqué a été le STM, en 1986 par Gerd Binnig et Heinrich Rohrer dans le laboratoire d'IBM de Zurich [5]. Le même groupe a développé (au milieu des années 1980) le premier AFM [6].

### **II.2.1 Les SPMs comme outils d'imagerie topographique**

Le principe de tous les SPMs repose sur la même idée : une sonde ponctuelle (pointe) pilotée par des céramiques piézoélectriques contrôlant ses mouvements dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  balaye la surface d'un échantillon pour collecter une grandeur physique en champ proche. Cette grandeur peut être une force attractive ou répulsive pour l'AFM, un courant tunnel pour le STM ou la composante non propagative (onde évanescente) de l'intensité lumineuse pour le SNOM. La mesure de cette grandeur sert également à réguler la position en  $z$  (sauf pour le SNOM). La sonde, également appelée pointe, est adaptée en fonction du microscope utilisé. Le système de piézo-électriques est connecté à une électronique permettant le contrôle de la distance pointe – échantillon. Les piézo-électriques peuvent contrôler le mouvement en plan horizontal et vertical à l'Angstrom (0.1nm) près. L'image topographique est obtenue en balayant la pointe sur la surface de l'échantillon.

Nous allons donner maintenant quelques particularités pour le STM et l'AFM.

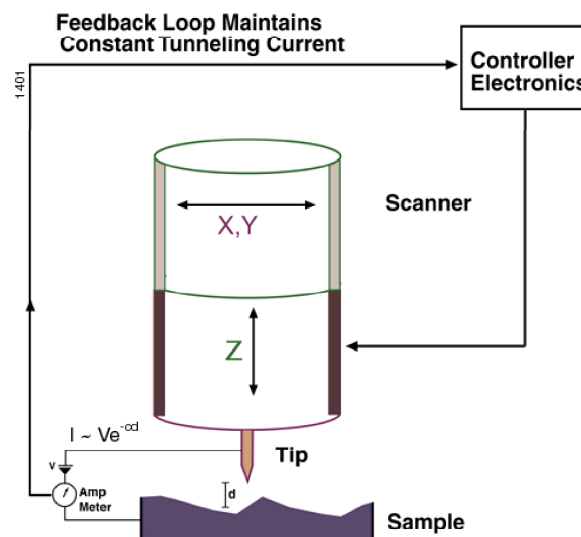
#### **II.2.1.1 Imagerie avec un STM**

La grandeur physique mesurée par le STM est le courant tunnel entre la pointe et l'échantillon. Ainsi, la présence d'un courant tunnel impose une condition sur les matériaux utilisés : la pointe et l'échantillon doivent être conducteurs. Quand la pointe est très proche de la surface ( $\sim 1\text{nm}$ ) et que nous appliquons une tension entre la pointe et l'échantillon, les



électrons peuvent passer par effet tunnel entre les deux. Ce courant diminue exponentiellement avec l'augmentation de la distance pointe – échantillon. Pour cette raison, le courant total est dominé par le courant établi entre l'atome situé à l'extrémité de la pointe et les atomes de la surface. La variation exponentielle du courant avec la distance, donne au STM une remarquable résolution verticale (~sub-Angstrom) et latérale (~sub-nanomètre).

La Figure 5 montre le principe de fonctionnement du STM : la pointe sur le tube piézo-électrique, l'ampèremètre pour la mesure du courant tunnel, la boucle de contre-réaction qui assure le contrôle de la distance pointe – échantillon. Le STM a deux modes de fonctionnement : à hauteur constante et à courant constant. A hauteur constante, la pointe balaye la surface tout en restant à une hauteur constante. Le courant tunnel entre la pointe et la surface dépend de la distance entre les deux, donc de la topologie de surface. La mesure de courant tunnel constitue l'image STM. En mode courant constant, la distance pointe – échantillon est ajustée pour garder le courant tunnel constant. L'image STM est constituée de variations de cette distance. Dans les deux cas, l'image obtenue en STM n'est pas une vraie topographie, mais une densité d'états électroniques en surface de l'échantillon.



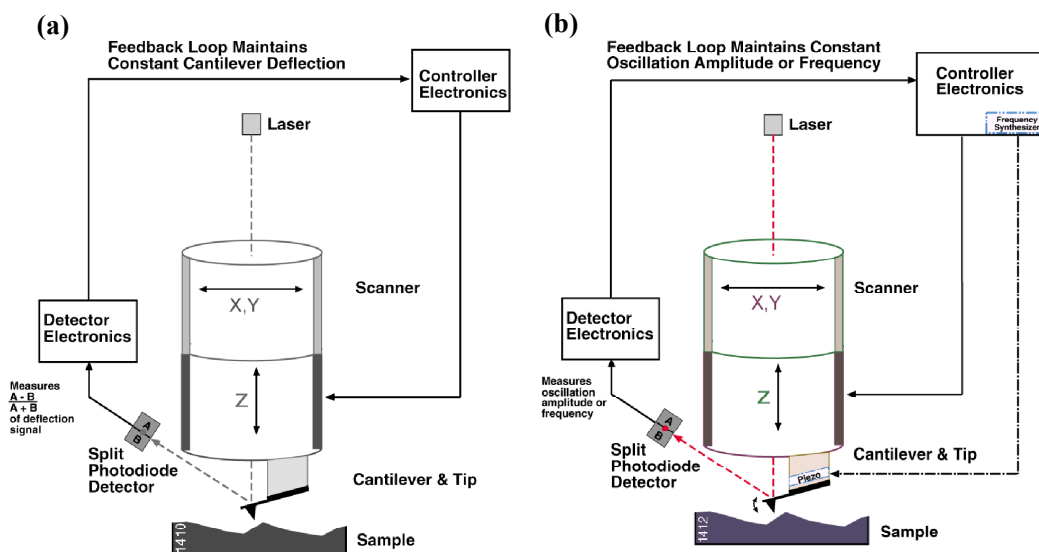
**Figure 5 : Fonctionnement du STM [7]. La pointe est fixée à des éléments piézo-électriques qui permettent le mouvement dans le plan horizontal et en vertical. Le courant tunnel qui s'établit entre la pointe polarisée en tension et le substrat conducteur dépend de la distance pointe – échantillon.**

### II.2.1.2 Topographie à l'aide d'un AFM

L'évolution de l'AFM à partir du STM a été motivée par le besoin de pouvoir faire des topographies sur des échantillons non conducteurs. Ainsi, au lieu d'utiliser la mesure du

courant tunnel, l'AFM mesure les forces attractives ou répulsives entre la pointe et la surface. La principale différence entre le STM et l'AFM provient du fait que le STM réalise des mesures électriques, alors que l'AFM est un outil mécanique. Ces forces sont dépendantes de la distance pointe – échantillon. La pointe est fixée à un levier (poutre), appelé « cantilever » et les forces attractives ou répulsives induisent la déflexion du levier. En AFM, l'image est donnée par la mesure de déflexions du « cantilever » par rapport à une valeur de référence tout au long du balayage. Afin de mesurer la déflexion du levier, un faisceau laser réfléchi sur le « cantilever » est envoyé sur un système de photodiodes. Le mouvement du spot sur les photodiodes traduit de manière amplifiée la déflexion du levier.

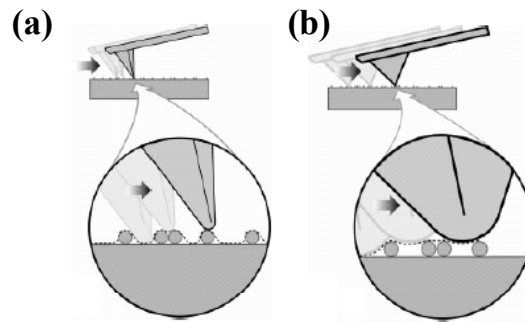
L'AFM a deux modes de fonctionnement : contact ou non-contact (cf. Figure 6). En mode non-contact la pointe est amenée à vibrer à la fréquence de résonance du levier à proximité de la surface. Ceci permet d'une part de préserver la pointe plus long temps que dans le mode contact et d'autre part de s'affranchir de certains problèmes liés à la couche de contamination d'eau. En mode contact il est possible de travailler à distance constante ou à force constante.



**Figure 6 : Principe de fonctionnement d'un AFM en mode contact (a) ou non-contact (b). Dans les deux cas, l'image est donnée par la mesure des forces atomiques entre la pointe et l'échantillon. La pointe est fixée sur un levier qui est défecté sous les forces atomiques. Un faisceau laser réfléchi sur le levier est récupéré sur un système des photodiodes permettant de suivre la déflexion du levier pendant le balayage. Pour le mode non-contact le levier vibre dans la proximité de la surface [7].**

En termes de résolution l'AFM n'est pas aussi performant que le STM du fait que les forces atomiques ont une dépendance plus complexe en fonction de la distance, notamment à cause de la présence d'un ménisque d'eau entre la pointe et la surface. Ainsi, la force

permettant la visualisation de la surface est une force atomique établie entre plusieurs atomes situés au bout de la pointe et les atomes situés en surface de l'échantillon. De plus il existe des problèmes de convolution de la pointe avec la surface qui font que les dimensions latérales des motifs à visualiser peuvent être élargies, notamment quand le diamètre de courbure de l'extrémité de la pointe est du même ordre de grandeur que les détails de l'image.



**Figure 7 : Convolution de la pointe avec la géométrie [7]. Quand la taille des motifs imagés est assez grande par rapport au diamètre de la pointe, la convolution n'affecte pas trop les images (a). Pour des pointes aux diamètres du même ordre de grandeur ou plus grand que la taille des motifs imagés, la convolution peut entièrement cacher les motifs (b).**

L'AFM présente un avantage notable par rapport au STM : il peut être utilisé avec n'importe quel type de substrat et pas seulement sur les substrats conducteurs. Utilisé au début pour l'imagerie de surface, l'AFM a connu plus tard deux types de développements :

- comme outil de mesure des propriétés magnétiques et électriques des surfaces : le microscope à force électrique (electrostatic force microscope, EFM), le microscope à force magnétique (magnetic force microscope, MFM)...
- outil pour induire des modifications de surface et manipuler des objets (voir II.2.2)

## **II.2.2 Les SPMs comme outils de nanofabrication**

Les pointes des microscopes à sonde locale peuvent induire des changements dans la surface des substrats, devenant ainsi des outils de fabrication à échelle nanométrique. Un état de l'art de la nanofabrication par microscopie en champ proche a été réalisé par Tseng et al [8]. Il y a trois catégories de changements qui peuvent être induits aussi bien par l'AFM que par le STM : la modification de matériaux (insolation de la résine ou oxydation), l'addition de matériaux (dépôt) et gravure de matériaux. Il existe d'autres techniques : la manipulation atomique et le « dip-pen » nanolithographie (DPN). Chacune de ces techniques sera détaillée

par la suite, en mettant l'accent sur des exemples de réalisations rapportées dans la littérature. Nous nous attacherons à donner également des informations sur la manière de révéler les structures et surtout d'indiquer si une technique est capable de produire des structures connectées, afin de les utiliser pour des tests électriques et finalement pour des applications.

### II.2.2.1 Lithographie par insolation électronique

L'insolation d'une résine par SPM est basée sur le même principe que l'insolation par faisceau d'électrons. La pointe de l'AFM ou du STM est utilisée comme source d'électrons. L'avantage principal, par rapport à l'insolation par faisceau d'électrons, est la faible énergie d'émission des électrons : dans le cas de l'e-beam les électrons sont accélérés à quelques dizaines de keV au moins, alors que pour les SPMs, les électrons sont émis à un maximum de 100eV. Ainsi, les effets de proximité sont évités pour les SPMs. Le Tableau 2 montre quelques exemples d'isolation de résine.

L'inconvénient principal de ces techniques vient de l'épaisseur de la résine à insoler qui doit être très faible pour pouvoir servir de masque pour les étapes suivantes de la fabrication.

Film insolé	Outil et milieu	Principe et paramètres	Transfert de masque	Résolution	Structures finales	Réf
résine positive PMMA 20nm épaisseur	STM UHV	Electrons émiss par la pointe ou par le substrat. Vitesse d'écriture : 1µm/s.	lift-off	22nm	lignes d'or – palladium (Au-Pd); tests électriques	[9]
résine négative (SAL601) 65nm épaisseur	AFM mode non contact	Boucle de contre réaction basée sur le courant . Tension appliquée sur le substrat. Vitesse d'écriture : 10µm/s.	gravure RIE	27nm	lignes de résine développées sur du silicium	[10]
résine e-beam négative : RD2100N 15nm épaisseur	AFM mode contact	Etudes de résolution en fonction de l'épaisseur de la résine.	pas de transfert	27nm	lignes de résine ; il n'y a pas de circuit connecté	[11]

**Tableau 2 : Exemples d'insolation de résines par SPMs.**

### II.2.2.2 Techniques lithographiques par oxydation

Utilisés en milieu ambiant, le STM et l'AFM peuvent induire des réactions d'oxydation locale. L'oxydation locale se produit sous une pointe conductrice polarisée négativement par rapport à la surface. Quand l'humidité ambiante est suffisamment élevée (supérieure à 25%) la couche d'eau en surface est suffisamment épaisse pour qu'un ménisque d'eau se forme entre la pointe et le substrat. La tension électrique appliquée entre la pointe et l'échantillon permet la formation d'espèces oxydantes par la dissociation de l'eau. Les atomes de la surface peuvent réagir avec ces espèces oxydantes. Les paramètres importants dans ces réactions sont l'humidité, la différence de potentiel appliquée entre la pointe et le substrat, la vitesse de la pointe, l'état chimique de la surface, ainsi que le type de dopage dans les cas des semiconducteurs. Les premiers travaux sur l'oxydation par SPM ont été réalisés à l'aide d'un STM, mais actuellement c'est l'AFM doté d'une pointe conductrice qui est le plus utilisé grâce à sa plus grande flexibilité. Plus de détails concernant l'oxydation par AFM sur un substrat SOI (le cas qui nous intéresse) seront donnés dans la section II.3. Le Tableau 3 montre quelques exemples d'oxydation locale par SPM sur les métaux, alors que les expériences sur les semiconducteurs se trouvent dans le Tableau 4.

L'inconvénient principal de cette technique est que les oxydes fabriqués ont des faibles épaisseurs et qu'il est donc difficile de trouver les bons paramètres de gravure (si besoin).

Film insolé	Outil et milieu	Principe et paramètres	Transfert de masque	Résolution	Structures finales et tests électriques	Réf
Ti film 3nm d'épaisseur	STM air; pointe Pt	Oxydation complète des lignes de titane de 3nm d'épaisseur. Polarisation de la pointe de 4.1 à 5.8V.	pas nécessaire	10nm	transistor à un électron ; tests électriques à 300K	[12]
Al 8nm d'épaisseur	AFM mode contact	Oxydation complète des lignes d'Al.	pas nécessaire	40nm	constrictions atomiques d'Al ; mesures de conductance in situ	[13]
Nb NbN 3 – 5nm épaisseur	AFM à l'air 30-50% humidité	Oxydation partielle ou totale de couches Nb ou NbN supraconductrices. Vitesse : 0.2-0.5µm/s	pas nécessaire	20nm	SQUIDs, nano-ponts supraconducteurs ;	[14]

**Tableau 3 : Exemples d'oxydation locale par SPM sur des métaux.**

Film insolé	Outil et milieu	Principe et paramètres	Transfert de masque	Résolution	Structures finales et tests électriques	Réf
n-Si passivé en surface par hydrogène	STM en air	Démonstration d'oxydation locale du Si sous le champ électrique de la pointe.	gravure NO <sub>3</sub> :NOAc : HF (5 :3 :3)	100nm	structures non connectées	[15]
n-Si (0 0 1) passivé SIMOX 40nm épaisseur	AFM contact pointe Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	Oxydation sous 4-6V négative sur la pointe. Vitesse : 1-10µm.	gravure hydrazine	30nm	canaux de Si avec grilles latérales ; effet de champ ; influence de l'interface Si/SiO <sub>2</sub>	[16]
Si (1 0 0) type n et p	AFM contact humidité 40%	Oxydation locale sous impulsion de tension afin d'éliminer la charge d'espace pendant l'oxydation.	il n'y a pas de gravure	plots de 100nm	pas de circuit connecte étude dédié aux paramètres d'oxydation	[17]
Si (1 0 0)	AFM non contact	Formation du ménisque d'eau sous la pointe AFM pendant la lithographie.	il n'y a pas d'étape de gravure	îlots de 10nm avec une périodicité de 40nm	pas de circuits connectés	[18]
Si (1 0 0) type n et p	AFM contact humidité 40-50%	Oxydation dans une atmosphère enrichie en oxygène. Vitesse 0.1-8µm/s.	il n'y a pas d'étape de gravure	mesures d'hauteur de l'oxyde	pas des circuits connectés étude de la cinétique de croissance	[19]
SOI 15-20nm d'épaisseur de Si (n) passivé	AFM	Oxydation partielle de la couche supérieure de silicium.	TMAH tri-méthyle-amino-hydroxide	80nm	transistors à base de nanofils de silicium ; transport électrique et élecmigration	[20] [21]
InP	AFM contact non contact	Oxydation sous tension continue (6V) et pulsée (-3.66V et 11V).	gravure d'oxyde HF 5% (en H <sub>2</sub> O)	trous de 1nm de profondeur et 25nm de largeur	chaînes d'îlots quantiques de InAs en utilisant le motif AFM comme centre de nucléation	[22]
GaAs/AlGaAs 5nm/5nm	AFM contact	Oxydation anodique locale contrôlé par le courant pointe-surface. Vitesse: 250nm/s.	pas nécessaire	30-200nm	barrières tunnel ; transistor à un électron ; mesures en basse température	[23]

Tableau 4 : Exemples d'oxydation locale par SPM sur des semiconducteurs.

### **II.2.2.3 Techniques lithographiques par dépôt local**

La pointe d'un microscope en champ proche peut également être utilisée pour décomposer localement un gaz précurseur. L'espace entre la pointe et la surface constitue un nanoréacteur qui permet de former un dépôt local. Par exemple, Wong et al [24] ont déposé du silicium sous une pointe STM polarisée négativement. Le silicium résulte de la décomposition du silane, introduit dans le STM ultra-vide, à une pression de l'ordre de  $10^{-5}$ Torr.

La difficulté de la méthode vient du fait que la boucle de régulation doit être adaptée pendant le dépôt afin de maintenir la distance constante tout au long du processus. Ce qui est remarquable dans cette technique est le fort rapport d'aspect, hauteur par largeur obtenu pour les structures, qui est bien supérieur à toutes les autres techniques de lithographie en champ proche.

Les problèmes de ces techniques sont liés à la reproductibilité du procédé de transfert et à la non-uniformité des motifs obtenus.

### **II.2.2.4 Gravure et indentation**

La gravure à base de STM se fait par un mécanisme de décomposition induit thermiquement par les électrons émis par la pointe, ou par l'électrochimie en présence de solutions chimiques. La fabrication de crevasse à l'aide d'un STM n'est pas encore très stable et les processus rentrant en jeu ne sont pas très bien compris.

De plus, pour l'AFM, des études ont été effectuées selon deux approches : l'indentation mécanique de matériaux par pression de la pointe sur la surface ou la réaction électrochimique induite par la pointe dans une certaine solution. Des essais ont été faits sur des métaux [25], sur des semiconducteurs [26] ou encore sur des résines [27]. La limitation concernant l'indentation est la durée de vie limitée de la pointe. Pour la gravure électrochimique, la limitation principale est la faible vitesse du processus.

En général, aussi bien pour le STM que pour l'AFM, cette technique n'est pas très répandue comparée aux autres lithographies en champ proche.

### **II.2.2.5 Manipulation d'atomes ou de molécules**

La manipulation d'atomes permet de fabriquer de structures quantiques. Ce type d'expériences se fait principalement à basse température, à l'aide d'un STM ou d'un AFM sous ultravide. Après une étape de nettoyage de la surface, les atomes sont repositionnés un par un sur la surface dans la formation désirée.

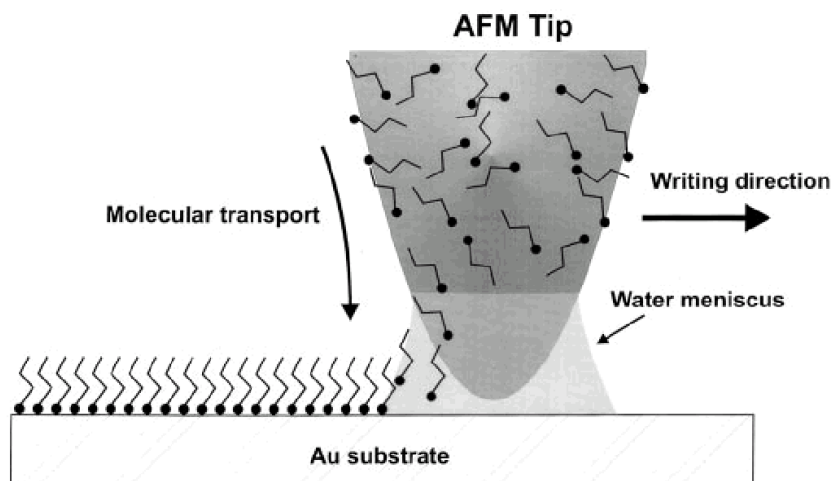
Pour cela, la pointe s'approche de l'atome. Les forces chimiques entre l'atome et la pointe assurent une liaison entre les deux. Ensuite la pointe est déplacée à courant constant. Une fois arrivée dans l'endroit désiré, la pointe se rétracte à la distance de balayage et l'atome reste sur la surface. La manipulation d'atomes a permis la construction de coraux quantiques [28]. Ces expériences démontrent la possibilité d'atteindre la résolution ultime : le contrôle de la fabrication d'une structure peut se faire à l'atome près. Pour l'instant ces résultats ne sont pas transférables pour la fabrication des nanostructures métalliques ou semiconductrices qui « survivent » à la sortie de l'enceinte du SPM.

### **II.2.2.6 Lithographie « Dip-pen »**

Une autre manière de fabriquer des nanostructures a été développée [29] en utilisant une pointe AFM recouverte d'un film mince de solution de molécules (encre) qui peuvent réagir avec la surface du substrat. Dans une atmosphère suffisamment humide, le ménisque d'eau qui se crée entre la pointe et la surface se comporte comme un pont permettant le transfert de molécules de la pointe vers la surface. Pour des espèces chimiques ayant une affinité chimique avec le substrat, les molécules peuvent être autoassemblés sur le substrat (cf. Figure 8). Le procédé ressemble à une écriture à l'aide d'une plume (ou stylo à encre), d'où le nom en anglais, « dip pen ».

Les paramètres déterminants du procédé sont la température, l'humidité, la force de contact entre la pointe et le substrat, la vitesse et les propriétés physico-chimiques de l'encre et du substrat. La technique permet un très bon contrôle de la vitesse de dépôt, de la quantité de matière déposée et de la géométrie. De plus, elle est compatible avec l'autoassemblage. Ses inconvénients sont liés à la résolution, limitée par le diamètre de la pointe, et à la complexité des paramètres qui doivent être adaptés pour chaque matériau et pour chaque géométrie du motif.





*Figure 8 : Principe de fonctionnement de la lithographie dip-pen [29]. Le ménisque d'eau entre la pointe et la surface permet le passage des espèces chimiques se trouvant sur la pointe, sur la surface de l'échantillon.*

### II.2.2.7 Conclusions sur les techniques de fabrication en champ proche

Généralement les techniques de lithographie par SPM sont basées sur l'écriture directe de nanostructures par l'intermédiaire de modifications comme le changement de surface, le dépôt, l'enlèvement de matériau, l'insolation de résines. Les pointes initient des réactions chimiques, thermiques, électriques qui induisent les processus physiques ou chimiques en surface.

L'avantage principal de ces méthodes de fabrication est la possibilité d'avoir une résolution déca-nanométrique. La possibilité d'imager la surface avant et après la fabrication assure un alignement facile et un repositionnement par rapport aux structures existant déjà sur l'échantillon. Ce sont des techniques relativement peu coûteuses, simples et flexibles.

L'inconvénient le plus important concerne la faible vitesse de réalisation, ce qui fait que ces techniques ne sont pas encore matures pour les transposer dans l'industrie de fabrication des circuits. Cette faible vitesse est en partie liée au fait que nous ne pouvons pas fabriquer plusieurs structures en parallèle. Un pas en avant a été fait à IBM Zurich [30], avec la réalisation du Millipede doté de 1024 pointes en parallèle et utilisé pour l'indentation réversible d'un polymère pour des applications mémoire. Il reste bien des progrès à faire pour trouver une stratégie adaptée de contrôle automatisé des pointes multiples en parallèle et des boucles de contre réaction.

Les avantages et les inconvénients varient un peu d'une méthode à l'autre. Les plus prometteuses de ces techniques, surtout en termes de fiabilité sont l'oxydation locale, l'insolation des résines, la nanolithographie « dip-pen » et les modifications induites thermiquement (Millipede).

### ***II.3 Nanostructures de silicium fabriquées par oxydation locale à l'aide d'un AFM sur silicium sur isolant : principe***

La technique de fabrication que nous avons retenu pour réaliser nos nanostructures est l'oxydation locale par AFM en mode contact sur substrats SOI, suivie d'une étape de gravure. Dans cette section nous détaillons les propriétés des substrats ainsi que le principe de cette méthode.

#### **II.3.1 Substrats de silicium sur isolant**

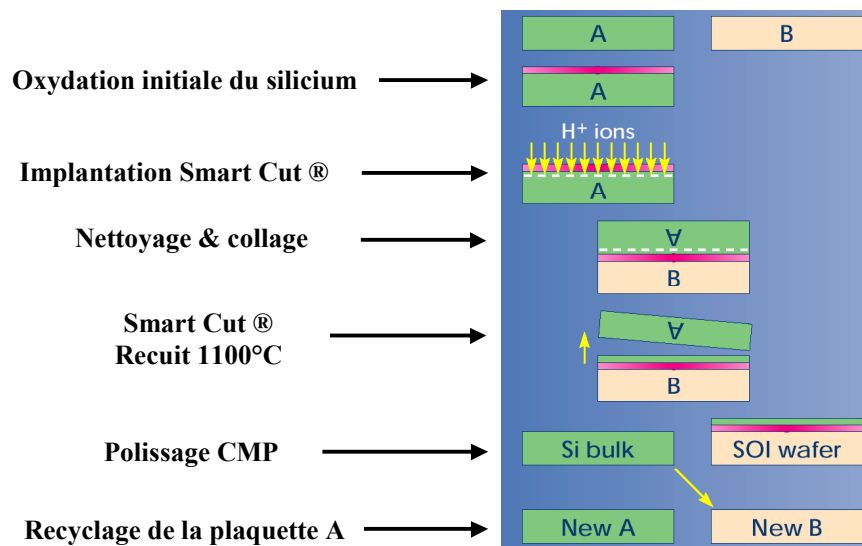
Nous fabriquons nos dispositifs à partir de substrats de silicium sur isolant (en anglais, silicon-on-insulator, SOI). La technologie SOI permet la fabrication de films minces de silicium sur isolant. Dans la majorité des cas, l'isolant est l'oxyde de silicium. Il existe deux approches, conceptuellement différentes pour la fabrication du SOI :

- la séparation par implantation d'oxygène (SIMOX). L'implantation des ions d'oxygène dans un substrat de silicium est suivie par un recuit permettant la synthèse de l'oxyde de silicium. Le problème de cette technique est la haute densité de dislocations dans la couche supérieure du silicium.
- le collage des plaques suivi par un enlèvement du matériau excédentaire. L'une de ces techniques, le procédé SmartCut™, sera détaillée dans la section suivante. La cristallinité de la couche supérieure de silicium, la qualité des interfaces silicium – oxyde enterré et de l'oxyde enterré sont bien meilleures que celles obtenues en SIMOX, mais le coût est plus élevé.

### II.3.1.1 Le SOI UNIBOND™ par SmartCut™

Cette technique de fabrication qui a fait l'objet d'un brevet du CEA/LETI (US patent No. 5374564) est utilisée aujourd'hui par la société SOITEC de Grenoble, actuellement le fabricant le plus important dans le monde de plaques de SOI, fournisseur notamment de AMD pour sa dernière génération de microprocesseurs 64bits.

La Figure 9 montre les étapes de fabrication du SOI par SmartCut™ [31]. Après une oxydation locale d'une première plaque de silicium, des ions d'hydrogène sont implantés dans le silicium à travers la couche d'oxyde. Les protons sont stoppés à une profondeur donnée qui dépend de leur énergie. Dans leur chemin à travers le silicium, ils induisent des défauts qui conduisent à un cloquage à une profondeur donnée. Une couche de fissurations est ainsi créée dans le silicium. La plaque est nettoyée et collée à une deuxième plaque de silicium simple. Le collage se fait sous l'action des forces de Van der Waals, en chauffant les plaquettes à 1100°C. La diminution de la température permet la séparation des deux plaques suivant la ligne d'implantation des ions H<sup>+</sup> (protons). Ainsi nous obtenons une plaque de SOI. La plaque de silicium restante peut être recyclée. Un polissage de la plaque de SOI (ou une oxydation sacrificielle) permet d'atteindre un film de silicium d'une épaisseur inférieure à 100nm, voire même 10nm. L'uniformité d'épaisseur sur une plaque de 300mm de diamètre est de l'ordre de 1nm.



**Figure 9 : Principe de fabrication du SOI par SmartCut™ [31]. La première étape est une oxydation d'une plaquette de silicium (A). Ensuite, des ions d'hydrogène sont implantés dans le silicium en traversant la couche d'oxyde. Après un nettoyage, la plaquette est collée à une plaquette de silicium simple. Un recuit à 1100°C permet le décollage des deux plaques suivant la ligne des ions implantés. Ainsi, nous obtenons une plaque de SOI (après un polissage) et une plaque de silicium qui est recyclée.**

### **II.3.1.2 Dopage et amincissement localisé des substrats SOI**

Afin de les utiliser pour la fabrication de nanostructures, les substrats SOI doivent être dopés. Il faut également définir les zones de contact et les zones actives.

Le dopage et l'amincissement des substrats SOI utilisés ont été réalisés au CEA/LETI à Grenoble. Ces étapes sont détaillées par L. Palun dans sa thèse [32]. Ce procédé conduit à la définition de deux zones : zone ultra mince (15nm) et zone épaisse (80nm).

L'amincissement se fait en deux étapes :

- une oxydation pleine plaque, diminuant l'épaisseur à 80nm
- une oxydation localisée (LOCOS, local oxidation of silicon) permettant la définition des zones protégées. L'oxydation et la désoxydation amincissent le silicium de la zone active.

Ainsi nous obtenons deux régions sur la plaque : les zones de contact, de 80nm d'épaisseur et les zones actives, de 15nm d'épaisseur. Les variations d'épaisseur ne sont pas significatives sur de courtes distances [32].

Les plots de contact se trouvant dans les zones de 80nm, sont suffisamment épaisses pour pouvoir poser des pointes de mesure sans détériorer localement l'oxyde enterré. De plus, ces régions doivent être fortement dopées pour assurer un contact ohmique avec des pointes ou des fils faiblement résistifs pour les mesures électriques. Le dopage est très important pour les études de transport électrique à température ambiante, ainsi qu'à basse température. Comme les propriétés électriques des contacts et des zones actives doivent être différentes, il est nécessaire d'avoir deux dopages différents. Le dopage a été fait par deux implantations ioniques (cf. Figure 10). Les contacts sont implantés avec du phosphore à forte dose ( $2 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ ) et à forte énergie (30keV) avant la désoxydation du LOCOS, qui protège ainsi les zones minces. Il en résulte un dopage de l'ordre de  $2.5 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$ . Les études du LETI ont montré que pour les zones ultraminces, les atomes de phosphore traversent le LOCOS, le film mince de silicium pour se piéger dans l'oxyde enterré.

Le choix du dopant pour un film mince est très délicat afin d'éviter les éventuelles migrations de dopants pendant les étapes suivantes. L'arsenic a été choisi comme dopant pour les zones actives. Nous disposons de deux dopages différents pour les régions minces. Le Tableau 1 résume les paramètres d'implantation pour les zones minces.

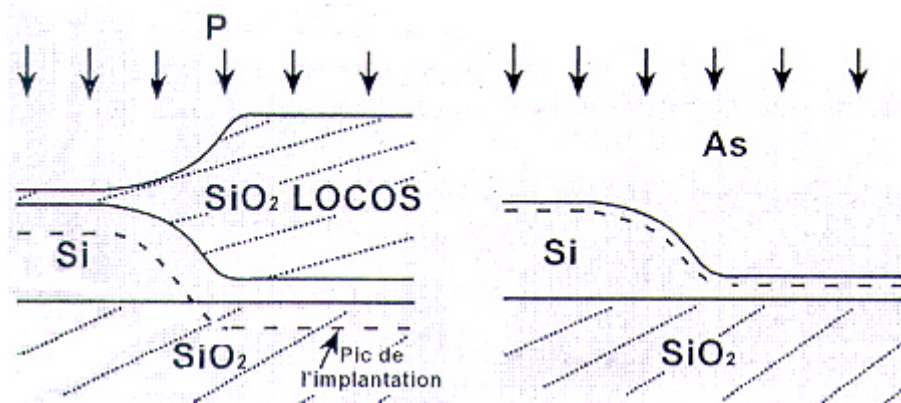


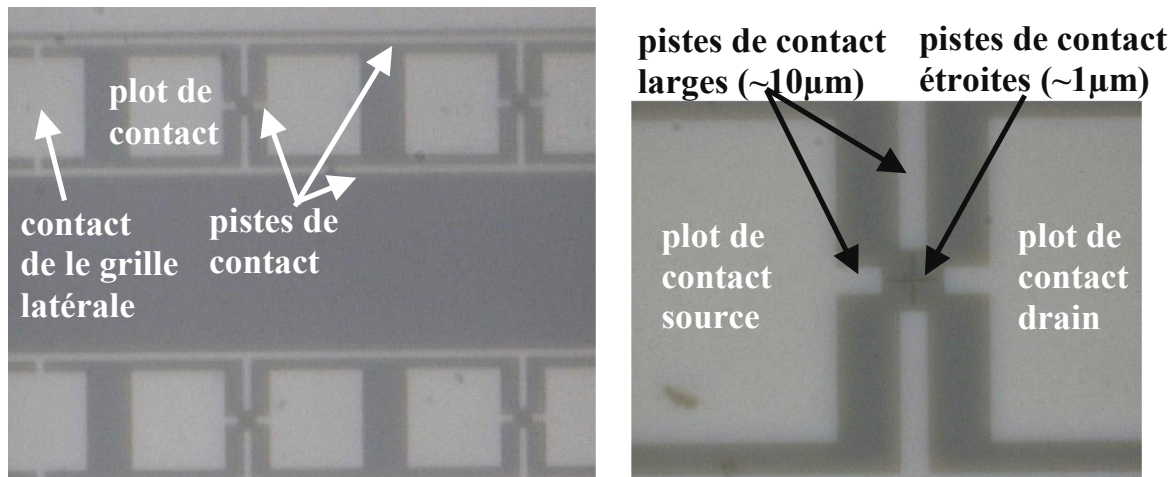
Figure 10 : Schéma d'implantations des zones de contact et actives. Pendant l'implantation du phosphore dans les régions de contact, le LOCOS protège les zones actives minces. Le dopage pour la zone mince est à l'arsenic. Les traits en pointillé montrent les pics d'implantation dans chaque cas [33], [32].

	Dopage faible	Dopage fort
Energie	8keV	8keV
Dose d'implantation	$5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$	$2 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$
Oxyde écran	2nm	2nm
Dopage équivalent	$2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$	$10^{19} \text{cm}^{-3}$
Résistivité équivalente	$6 \times 10^{-2} \Omega \text{cm}$	$6 \times 10^{-3} \Omega \text{cm}$

Tableau 5 : Paramètres d'implantation des zones minces pour le faible et pour le fort dopage. Les deux dopages sont à l'arsenic, avec une énergie d'implantation de 8keV, à travers un oxyde écran de 2nm. Les doses différentes induisent deux dopages différents :  $2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  et  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ .

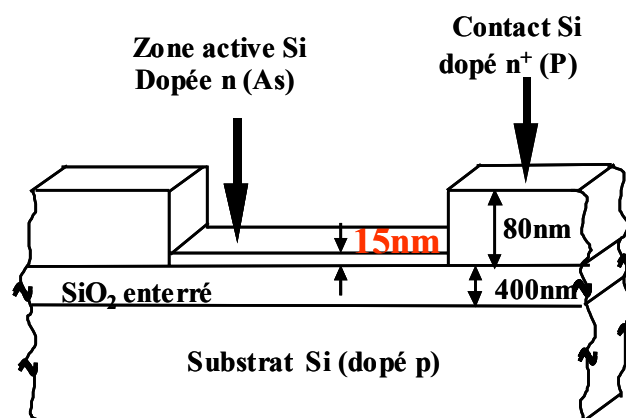
Des simulations [33] ont montré que pour des doses d'implantation élevées (jusqu'à  $2 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ ) et pour des couches de silicium plus minces que 7nm, la probabilité que le silicium soit amorphisé à cause de l'implantation est très grande. Pour une couche de 15nm, même pour de forts dopages, la cristallinité du silicium reste acquise.

Finalement, des séries de plots et de pistes de contact sont lithographiés (cf. Figure 11), dans les zones fortement dopées et de 80nm d'épaisseur. Les plots sont des carrés de 110 $\mu\text{m}$  de côté. Les pistes sortant des plots sont de l'ordre de 10 $\mu\text{m}$  de longueur et 1 $\mu\text{m}$  de largeur. Les plaques utilisées ont un diamètre de 200mm et sont ensuite clivées par unités de 18mm de côté.



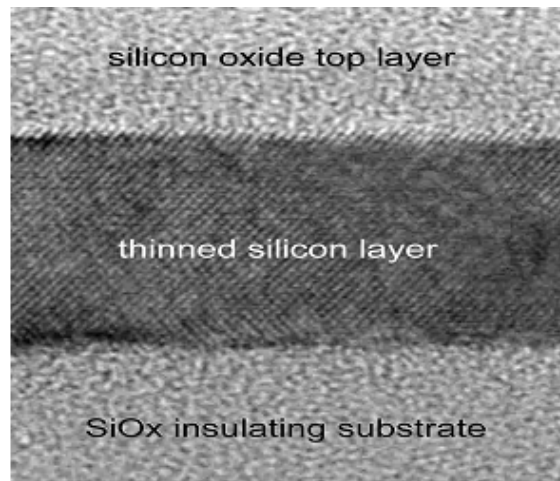
**Figure 11 :** Plots et pistes de contact en silicium d'épaisseur de 80nm, déjà existants sur les plaques. Les plots sont des carrés de 110µm de côté. Les pistes s'affinent en largeur au passage des plots de contact vers la zone active. Ainsi, il y a une première série de pistes de largeur de l'ordre de 10µm et une deuxième série de largeur de l'ordre de 1µm. L'image montre ces deux séries de pistes.

Les régions amincies du silicium ont une épaisseur de 15nm. Les deux dopages disponibles sont :  $2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  et  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ . Les résistances par carré correspondant à ces dopages sont : 40kΩ/carré (pour  $2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ) et 4kΩ/carré (pour  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ ). L'épaisseur de l'oxyde enterré est de 400nm (cf. Figure 12).



**Figure 12 :** Schéma d'une coupe verticale des substrats après l'amincissement et l'implantation. Les zones actives ont une épaisseur de 15nm et sont dopées n, à l'arsenic. Les contacts ont une épaisseur de 80nm et sont fortement dopés n, au phosphore.

L'avantage principal du SOI SmartCut<sup>®</sup> est la très bonne qualité des interfaces silicium – oxyde de silicium (cf. Figure 13). De plus la couche mince de silicium dans les zones actives est monocristalline, ce qui doit assurer une bonne reproductibilité de la fabrication et des propriétés électriques des nanostructures.



*Figure 13 : Coupe verticale au microscope électronique à transmission (TEM) d'une couche de SOI amincie utilisée dans cette thèse (cliché LETI) [21]. L'image a été faite avant la désoxydation du LOCOS. Nous remarquons la monocristallinité de la couche mince de silicium et les interfaces très propres Si – SiO<sub>2</sub>. La maille atomique du silicium est clairement visible.*

### II.3.2 Lithographie AFM sur SOI

En 1990, Dagata et al [15] ont réalisé pour la première fois des lignes d'oxyde sur une surface passivée de Si(111), dopé  $n$  à l'aide d'un STM à l'air. Depuis, de nombreuses études ont été réalisées afin de comprendre les mécanismes qui rentrent en jeu pendant ce type de lithographie. L'AFM a été préféré au STM, étant adapté également pour les surfaces non métalliques. De plus, pour l'oxydation sous pointe, il est nécessaire d'appliquer une tension sur la pointe. Pour le STM la boucle de contre-réaction est basée sur la mesure du courant tunnel qui dépend de la tension appliquée. Pour l'AFM la tension appliquée sur la pointe n'affecte pas la boucle de contre-réaction (l'asservissement en hauteur).

Le principe de l'oxydation en surface du silicium consiste à appliquer une polarisation négative sur la pointe par rapport à la surface. Une réaction d'oxydation est ainsi induite très localement sur la surface du silicium.

Les premières expériences de lithographie AFM sur du silicium ont été réalisées en mode contact [34], [35]. Tsau et al [34] ont induit des changements sur une surface de Si de type  $p$  par une pointe AFM polarisée négativement. Un traitement HF dissolvant sélectivement l'oxyde de silicium montre sur l'image AFM prise par la suite une dépression dans les zones lithographiées, ce qui confirme la nature chimique de l'oxyde. Comme la largeur des motifs ( $\sim 10\text{nm}$  pour une tension d'écriture de  $-10\text{V}$ ) est plus faible que le diamètre

de courbure de la pointe, les auteurs ont expliqué l'oxydation comme un phénomène induit par le champ électrique sous la pointe. Ils ont également montré une liaison entre la géométrie de la pointe et les motifs.

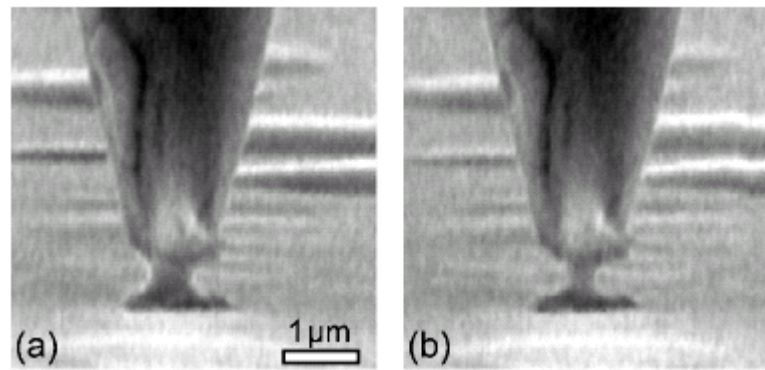
### **Mécanisme d'oxydation sous AFM**

Le mécanisme d'oxydation, ainsi que les différents paramètres affectant les dimensions des oxydes, ont été longuement étudiés.

Une première explication du mécanisme d'oxydation a été proposée par Snow et al. [34] qui ont fait de la lithographie sous tension pulsée. Les auteurs ont proposé un mécanisme d'oxydation qui pourrait expliquer la croissance d'oxyde sur les surfaces de silicium : une électrolyse en solution. Dans l'oxydation anodique, les ions  $O^-$  se combinent avec les trous dans le Si formant des liaisons Si – O en surface. Le même comportement a été observé sur des surfaces n et p. Ainsi le facteur limitant le processus ne peut pas être la génération des trous, mais plutôt la génération d'ions  $O^-$ . Il existe une diminution de la vitesse de croissance après des oxydations initiales, qui est due au fait que les ions  $O^-$  doivent d'abord diffuser à travers l'oxyde existant. Ce mécanisme n'est pas clairement expliqué, parce que la source d'ions oxygène n'est pas identifiée à l'air ambiant.

Une évolution dans le domaine de la lithographie AFM sur silicium est marquée par Wang et al [36]. L'article montre des résultats d'oxydation sous pointe AFM en mode non-contact. De plus, en termes d'explications du mécanisme, les auteurs montrent que le courant pointe – surface n'est pas suffisamment élevé pour que l'oxydation soit induite thermiquement. Une hypothèse possible est que le processus est induit par effet de champ. Dans l'air, il n'y a pas assez d'espèces oxydantes ( $O^-$ ), par contre dans l'eau leur concentration est suffisante pour fournir assez d'ions pour la croissance de l'oxyde AFM. Les auteurs postulent que le mécanisme d'oxydation par la pointe AFM est une anodisation de la surface grâce à une couche d'eau entre la pointe et la surface. Cette hypothèse a été confirmée par les expériences de Schenk et al [37] : ils ont suivi la formation d'une goutte d'eau entre la pointe et la surface en fonction de l'humidité relative, comme le montre la Figure 14.

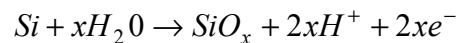




**Figure 14 :** Images au microscope électronique à balayage dans un environnement contrôlé (pression, humidité, gaz) d'un ménisque d'eau formée entre la pointe et la surface [37]. Quand l'humidité relative dans l'enceinte du microscope diminue, la goutte s'amincit.

La lithographie par AFM en mode non-contact s'est répandue et il y a eu beaucoup d'études concernant le mécanisme d'oxydation, les paramètres d'écriture et leur influence sur l'oxyde créé.

L'explication du mécanisme d'oxydation comme une anodisation dans un ménisque d'eau a été argumentée [18], [38] et elle est généralement acceptée aujourd'hui. Les ions d'oxygène qui réagissent avec le silicium proviennent de la réaction d'hydrolyse de l'eau :



### Tension de seuil de l'oxydation

Plusieurs expériences ont montré qu'il existe une tension seuil qu'il faut appliquer entre la pointe et la surface pour que l'oxydation commence [39], [18], [19]. Ce phénomène a été expliqué des différentes manières :

- la tension seuil est associée au champ électrique critique qu'il faut appliquer entre la pointe et la surface pour polariser et attirer la goutte d'eau vers la pointe [18]. Le champ critique pour plusieurs distances pointe – échantillon a été estimé à 13MV/cm. La mise en évidence de la formation de la goutte d'eau se fait en analysant la réduction de l'amplitude des oscillations et les changements dans les courbes de résonance provoqués par la force attractive du ménisque d'eau (déplacement du pic de résonance vers les basses fréquences à cause des forces de capillarité et diminution du facteur de qualité à cause de la viscosité de l'eau).

- La tension seuil est associée au champ minimal pour dissocier les atomes d'hydrogène de la surface. Elle ne dépend pas de la nature ou de la concentration des oxyanions [19].

### **Modèles cinétiques de l'oxydation AFM**

Les premiers modèles de la cinétique de croissance de l'oxyde ont été réalisés par Stievenard et al [40] et Avouris et al [41]. La croissance des oxydes sous polarisation de la pointe SPM est assistée par le champ électrique entre la pointe et la surface.

La croissance est auto limitante. La vitesse de croissance diminue rapidement quand l'oxyde croit. Plusieurs explications ont été proposées pour cette limitation :

- limitation de la concentration d'espèces oxydantes [34].
- le modèle de l'épaisseur de coupure,  $h_L = \frac{V}{E_L}$ , basé sur la diffusion ionique des ions  $\text{OH}^-$  ou  $\text{O}^-$  à travers la couche d'oxyde pour arriver à oxyder le silicium. La croissance est assistée par le champ électrique jusqu'aux champs de 10MV/cm. Stievenard et al [40].
- Avouris et al [41] ont proposé les contraintes mécaniques liés à la diffusion de l'oxyde comme phénomène physique limitant la croissance. Dans cette optique, le désaccord de densités entre le silicium et l'oxyde de silicium induit une contrainte dans l'oxyde, et donc, une augmentation de l'énergie d'activation pour l'oxydation.
- Dagata et al. [42] ont montré que les effets de zone de charge d'espace sont cohérents avec la diminution rapide des vitesses de croissance. Ce modèle a pu également expliquer les dépendances de la cinétique avec le dopage, le type de tensions d'écriture, les variations de densités etc., que les modèles concurrents n'ont pas réussi à expliquer. Nous remarquons que ce modèle peut également expliquer l'existence d'une tension de seuil associée à ce processus d'oxydation.

### **Oxydation AFM sous tension continue ou sous tension pulsée ?**

Concernant le choix entre une écriture sous tension continue et une écriture sous une tension impulsionnelle, Perez-Murano et al [17] ont mis en évidence que l'épaisseur de l'oxyde sous de tension alternative (AC) est plus importante que pour une tension continue (DC). Par contre pour la largeur à mi-hauteur, c'est en DC que les oxydes sont plus larges. En conclusion, le rapport d'aspect est plus important en AC qu'en DC, donc pour obtenir des

structures plus minces, il est plus intéressant d'écrire sous une impulsion de tension. Le choix d'une tension AC est aussi indiqué pour limiter l'effet de la zone de charge d'espace.

Il est probable que la résolution sera limitée non seulement par la taille de la pointe, mais également par la goutte d'eau qui défocalise le champ électrique. La taille de la goutte est gouvernée par les forces de capillarité, les forts gradients de champ au bout de la pointe, le mouillage du substrat et l'humidité [41]. L'oxydation sous une impulsion de tension diminue l'effet d'élargissement de défocalisation du champ électrique dans la goutte d'eau [42].

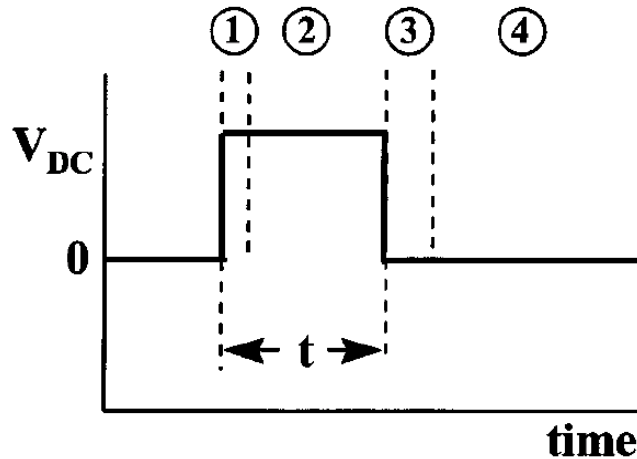
### **Qualité de l'oxyde AFM**

Nous pouvons nous poser des questions concernant la qualité de l'oxyde SPM par rapport à un oxyde thermique. Morimoto et al. ont montré [43] que l'utilisation d'une tension AC pour éviter la formation de la zone de charge d'espace induit d'autres avantages, comme notamment l'augmentation du rapport d'aspect hauteur/largeur des oxydes tracés et aussi une bonne homogénéité de l'oxyde. La qualité des substrats de type *n* n'est pas affectée par l'oxyde SPM, alors que pour le type *p*, les auteurs ont mis en évidence des dislocations qu'ils ont pu guérir par un recuit.

La rugosité de surface est la même pour un oxyde SPM que pour un oxyde thermique, c'est-à-dire très faible [44].

En conclusion, le mécanisme de lithographie par SPM se fait en plusieurs étapes [42] (cf. Figure 15) :

1. formation, induite par le champ électrique, du ménisque d'eau entre la pointe et la surface ;
2. croissance de l'oxyde à partir d'oxydants résultants de l'électrolyse de l'eau et de leur migration induite par le champ électrique à travers l'oxyde déjà crée ;
3. recombinaison des réactants et des ions produits présents dans l'eau quand la tension revient à zéro ;
4. retour à l'équilibre électrique.



*Figure 15 : Etapes de croissance d'oxyde pendant un créneau de tension : (1) formation, induite par le champ électrique, du ménisque d'eau entre la pointe et la surface ; (2) la croissance de l'oxyde à partir des oxydants résultants de l'électrolyse de l'eau et de leur migration induite par le champ électrique à travers l'oxyde déjà créé (3) recombinaison des réactants et des ions produits présents dans l'oxyde quand la tension s'arrête et (4) le système regagne l'équilibre électrique [42].*

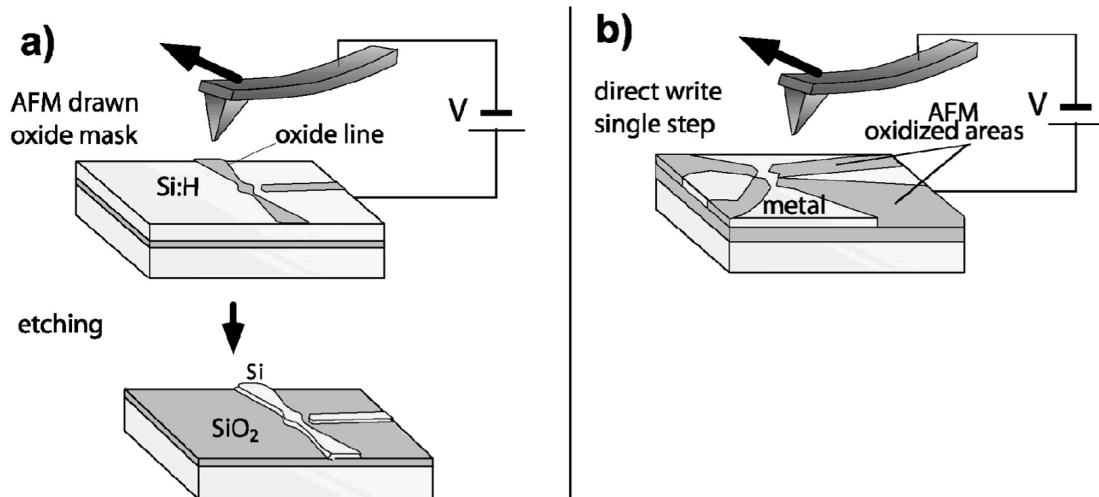
### II.3.3 Gravure

Il existe deux manières de fabriquer de nanostructures connectées électriquement en faisant appel à la technique de nano oxydation AFM. Le premier processus possède deux étapes (cf. Figure 16) : l'oxydation à l'aide d'un AFM à des endroits « utiles » suivie d'une gravure de régions qui ne sont pas protégées par l'oxyde. Le deuxième processus consiste simplement à définir les zones isolantes en les oxydant à l'aide d'un AFM.

Ce deuxième procédé a été appliqué avec succès, par exemple, pour la fabrication des nanocircuits sur des couches supraconductrices ultraminces de niobium [45].

Pour fabriquer des circuits à base de silicium, il est plus pratique d'utiliser le premier procédé. Ainsi, les zones à oxyder sont plus petites et nous n'avons besoin que d'une couche fine d'oxyde qui servira de masque dans l'étape de gravure.

En terme de gravure, il faut prendre en compte que la hauteur des masques dessinés à l'AFM n'est que de 0.5-1.5nm, alors que nous avons besoin de graver une épaisseur de silicium de 15nm. Ainsi, la méthode de gravure que nous utilisons doit assurer une très bonne sélectivité de gravure ainsi qu'une forte anisotropie.



**Figure 16 : Principes de la lithographie AFM : (a) procédé positif par masquage et (b) procédé par écriture directe de lignes isolantes [46]. Le deuxième procédé est plus difficile à utiliser car pour bien isoler les différentes parties du circuit, il faut que l'oxydation se fasse en profondeur, sur toute l'épaisseur de la couche de silicium. De plus, il est moins pratique d'utiliser cette méthode parce que les surfaces à isoler sont souvent plus larges que celles qui sont utiles.**

Il y a deux catégories de gravure : les gravures sèches (par faisceaux d'ions ou par plasmas réactif) et les gravures humides. La plus utilisée des gravures sèches est la gravure ionique réactive (RIE), qui permet d'obtenir des structures avec une forte anisotropie. Pour le cas du silicium masqué par de l'oxyde de silicium, ce type de gravure n'assure pas une très bonne sélectivité entre l'oxyde et le silicium, donc n'est la meilleure solution pour nous.

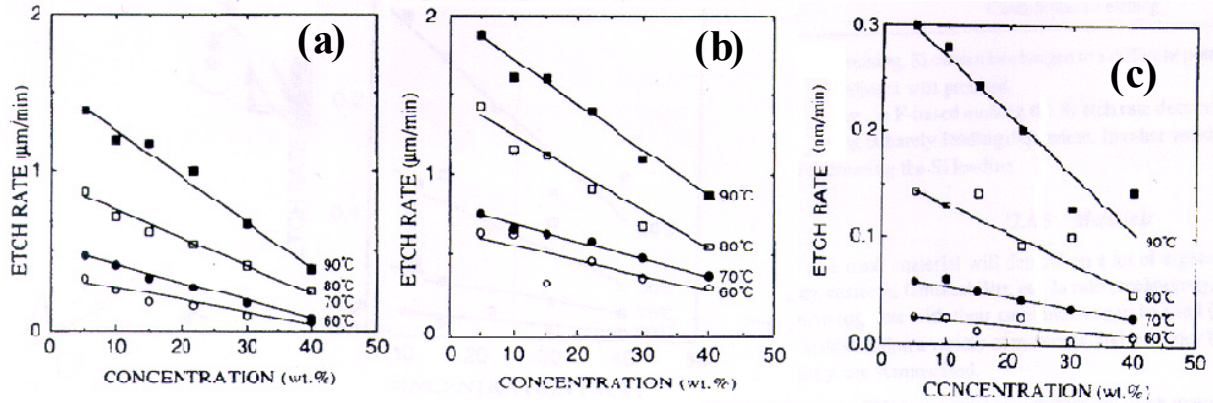
Les gravures humides du silicium se font essentiellement avec du KOH (hydroxyde de potassium) ou avec du TMAH (tétra – méthyle – amino – hydroxyde). Pour la fabrication de circuits intégrés à base de silicium il est préférable d'utiliser du TMAH parce que les ions de potassium du KOH peuvent contaminer le silicium. De plus le KOH laisse une rugosité de surface très importante de la surface et des côtés.

Ainsi, nous avons préféré la gravure humide en solution de TMAH pour nos structures.

Nous discuterons ensuite les différentes vitesses d'attaque pour le SiO<sub>2</sub> et pour les directions cristallographiques de Si. Les vitesses d'attaques dépendent de la concentration du TMAH et de la température de la solution.

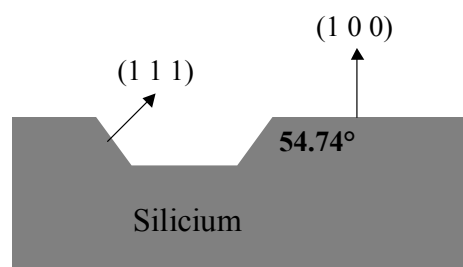
Premièrement, la vitesse de gravure de l'oxyde de silicium est beaucoup plus faible que pour le silicium (avec quatre ordres de grandeurs, 1:1000) (cf. Figure 17). Ainsi, même une couche de quelques angströms de SiO<sub>2</sub> peut servir de masque pour la gravure de 15nm de silicium.

La Figure 17 (a et b) montre que la vitesse d'attaque pour deux orientations cristallographiques de Si (1 1 0) et (1 0 0) augmente avec la température et la diminution de la concentration [47].



**Figure 17 :** Vitesses d'attaque dans le TMAH pour le Si (1 1 0) (a) et (1 0 0) (b) en fonction de la concentration de TMAH. En (c), la vitesse d'attaque pour l'oxyde de silicium [47]. La vitesse d'attaque de l'oxyde de silicium est quatre ordres de grandeur plus basse que pour le silicium, ce qui assure une excellente sélectivité.

Tabata et al [47] ont montré également qu'il existe une forte anisotropie de l'attaque sur le silicium, étant caractérisée par le rapport de vitesse d'attaque entre les plans (1 1 1) et (1 0 0). Plus ce rapport est faible, plus l'anisotropie est forte. Pour le silicium, les faces (1 0 0) sont gravées cent fois plus vite que les faces (1 1 1). Ainsi, pour la forme attendue après la gravure du silicium par TMAH est celle de la Figure 18. Pour une couche de silicium d'épaisseur 15nm, cela correspond à un élargissement de l'ordre de 10nm de chaque côté.

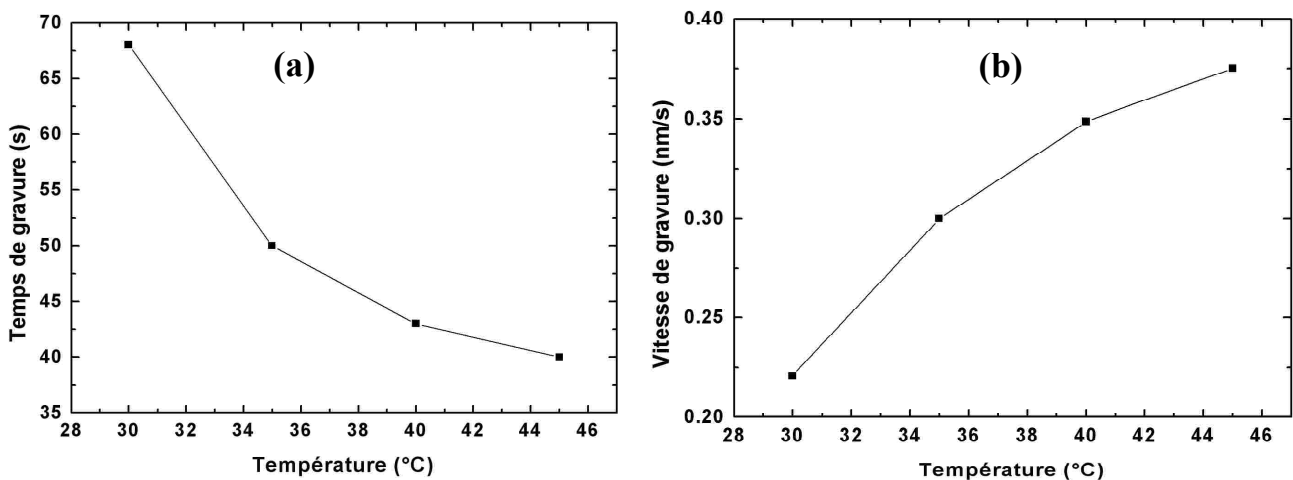


**Figure 18 :** Schéma de la forme du silicium après la gravure. Par sa forte anisotropie, la gravure induit l'apparition des structures dont la section est de type trapézoïdale.

Pour les échantillons de SOI, la gravure est arrêtée par l'oxyde enterré (« etch stop »). Les paramètres critiques de gravure sont la température, le temps d'attaque et la concentration de TMAH. Une température trop élevée implique que le temps d'attaque doit être faible et il

est alors difficile de contrôler l'attaque de manière reproductible. Pour des températures trop basses l'attaque risque d'être inhomogène notamment dans les zones fines (grilles latérales).

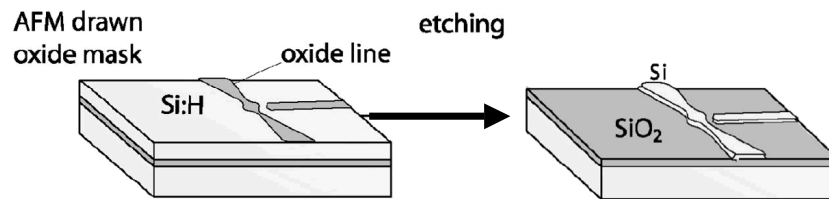
Une étude du temps d'attaque du silicium en fonction de la température a été faite dans [48]. Les surfaces de silicium ont d'abord été passivées à l'aide d'un traitement à l'acide fluorhydrique (HF). Vu qu'il peut y avoir des gradients de température importants dans la solution et que la vitesse de gravure semble avoir une saturation à haute température, il est préférable de faire la gravure dans des conditions de température plus élevée.



**Figure 19 : Temps d'attaque du silicium par TMAH en fonction la concentration de la solution pour une couche de 15nm (a). L'attaque a été faite sur des échantillons passivés (sans oxyde natif) [48]. La courbe (b) représente la vitesse de gravure en fonction de la température. La gravure se fait avec une vitesse plus élevée pour les hautes température. Une saturation peut être devinée dans la courbe. Ainsi, il est intéressant de graver les échantillons à haute température car la cinétique d'attaque dépend moins des fluctuations de température.**

Une dernière remarque concerne la vitesse de gravure pour un échantillon fortement dopé : elle est légèrement plus faible et donc, il faut augmenter soit la température soit le temps d'attaque.

La Figure 20 schématise le résultat de la gravure sur échantillons avec des masques d'oxyde AFM. Nous obtenons des nanostructures de silicium sur l'oxyde enterré du SOI dans les zones protégées par l'oxyde AFM.



*Figure 20 : Principe de la réalisation des nos nanostructures. Après la gravure humide du silicium, nous obtenons des nanostructures de silicium, sous les régions protégées par l'oxyde AFM. Les nanostructures sont supportées sur l'oxyde enterré du SOI.*

## **II.4 Fabrication de nanostructures de Si par AFM : étapes et paramètres de notre procédé**

La fabrication des nanostructures se fait en plusieurs étapes : le nettoyage et la passivation, l'oxydation AFM et la gravure du silicium. Par la suite nous donnerons les paramètres que nous avons utilisés pour chacune de ces étapes.

### **II.4.1 Nettoyage et passivation**

Nous avons découpé les échantillons de la plaque de SOI, sous la forme d'une puce (« chip ») constituée d'un morceau de l'ordre de 1cmx0.5cm. Une étape de nettoyage est nécessaire pour enlever toutes les particules de contamination. Nous avons traité les échantillons dans une solution de RBS et nous les avons placées pendant 10s dans des ultrasons. Nous les avons rincés dans de l'eau deionisée et nous les avons séchées.

La couche supérieure de silicium est couverte d'oxyde natif. Il serait donc difficile d'oxyder à l'AFM à travers la couche d'oxyde natif. De plus on n'aurait pas le contraste chimique entre le silicium et l'oxyde de silicium qui nous permette de graver sélectivement le silicium, afin de fabriquer nos nanostructures. Nous avons donc besoin d'enlever la couche d'oxyde natif et de passiver la surface de silicium. Un traitement avec de l'acide fluorhydrique (HF) avec une concentration de 2-3%, pendant 1 minute nous permet de passiver la surface. La passivation consiste à remplacer les liaisons Si-O en surface par des liaisons Si-H. Les liaisons Si-H sont métastables, ce qui facilite la croissance de l'oxyde à l'AFM. Un inconvénient lié à la métastabilité des liaisons Si-H est qu'elles sont peu à peu réoxydées, avec une constante de temps de l'ordre d'une journée. Ainsi, le procédé de fabrication complet ne doit pas dépasser quelques heures, afin que l'oxyde AFM ne soit pas entièrement noyé par l'oxyde natif.



## II.4.2 Lithographie AFM

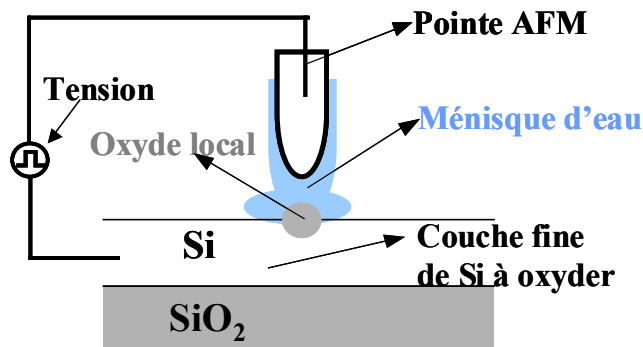
Nous avons utilisé un AFM commercial, le modèle dimension 3100 de Digital Instruments, équipé d'une tête linéarisée « closed loop » (boucle de contre-réaction pour positionner la pointe dans le plan x-y) et d'un contrôleur électronique de quatrième génération. La lithographie est réalisée à l'aide d'un logiciel graphique (nanoman) permettant de prédéterminer les mouvements de la pointe pendant la lithographie. L'un des aspects les plus importants pour la lithographie concerne le positionnement par rapport à des éléments déjà existants sur la surface. La tête linéarisée dispose d'une boucle de contre réaction pour éviter les dérives de la pointe dans le plan horizontal.

Les pointes AFM pour la lithographie sont des pointes conductrices (en silicium recouvert d'une fine couche de platine – iridium PtIr) afin de servir comme anode dans l'électrolyse de l'eau.

Nous avons choisi d'utiliser l'AFM en mode contact pour éviter tout artefact dû à la formation du ménisque d'eau. Ainsi, nous sommes sûrs qu'en gardant l'humidité constante autour de 40% dans l'AFM, le ménisque d'eau est toujours présent entre la pointe et la surface.

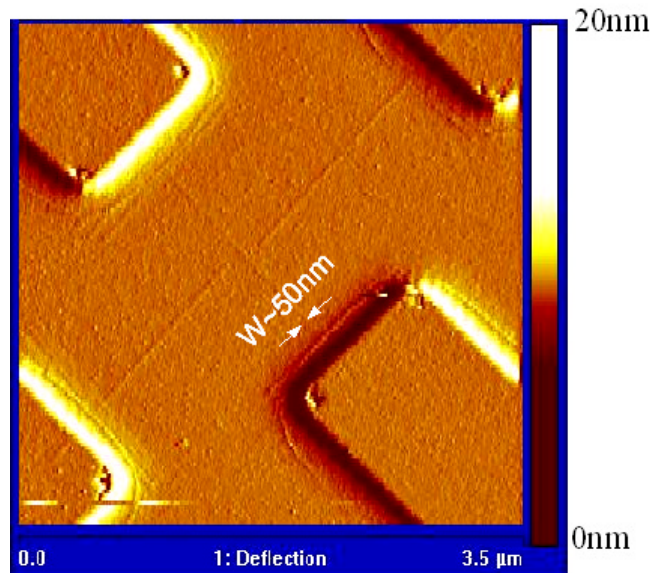
La tension d'écriture est une tension pulsée appliquée sur la pointe par rapport à la surface à oxyder. Les fréquences utilisées sont typiquement entre 60 et 120Hz. L'amplitude de la tension est entre 7 et 20V pic à pic. Le rapport cyclique (appelé « duty cycle », en anglais), représentant le pourcentage du temps où la tension reste positive, est de 20 à 25%. La lithographie se fait durant l'alternance négative du signal.

La Figure 21 montre le schéma de notre procédé d'oxydation AFM en mode contact.



*Figure 21 : Schéma d'oxydation localisée induite sous une tension négative appliquée sur la pointe AFM. La lithographie se fait en mode contact. Il y a un ménisque d'eau qui se forme entre la pointe et la surface. L'eau fournit les espèces oxydantes, par électrolyse. Les oxyanions se déplacent vers la couche de silicium à oxyder sous l'action du champ électrique entre la pointe et le substrat. Ainsi, un oxyde croît localement sous la pointe.*

Pour réaliser des structures, la pointe balaye les zones de la surface à lithographier avec une vitesse de  $0.1\mu\text{m/s}$ . Le résultat de la lithographie peut être contrôlé in situ tout de suite après l'oxydation AFM. Le masque peut être imagé et modifié au cours de la lithographie, ce qui est impossible avec d'autres techniques de lithographie.



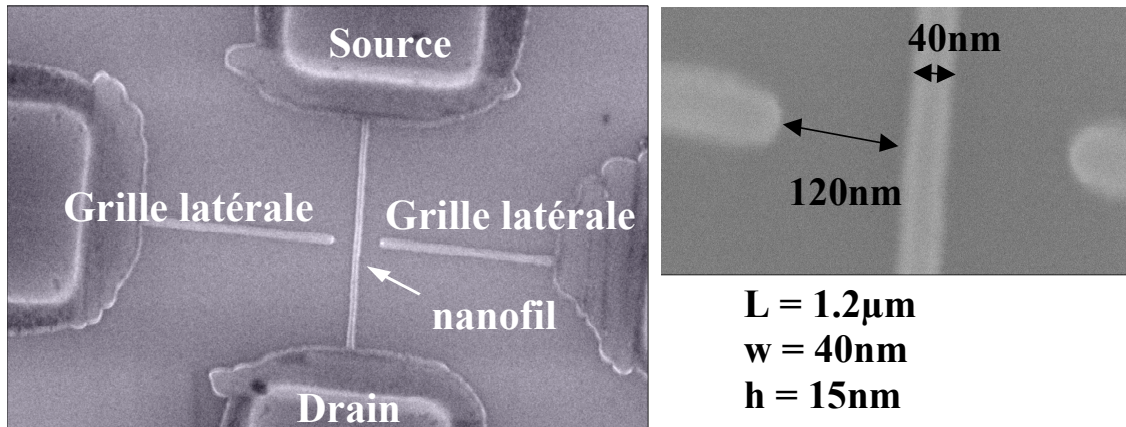
*Figure 22 : Masque d'oxyde de silicium dessiné à l'AFM imagé juste après l'écriture. La couche d'oxyde AFM ne fait que 1nm d'épaisseur. Elle est donc quasiment noyée dans la rugosité du silicium ce qui explique que le contraste soit très faible sur l'image. Le dessin représente un nanofil de largeur de l'ordre de 50nm avec deux grilles latérales.*

### II.4.3 Gravure TMAH

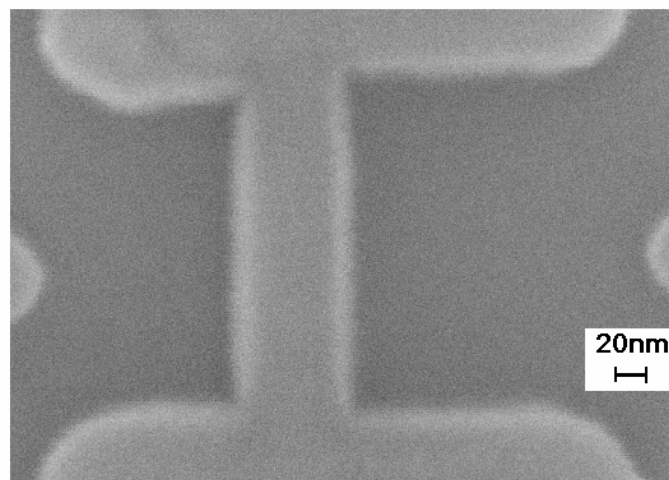
La gravure au TMAH (concentration 25%, dans l'eau) nous permet de révéler les nanostructures. Les échantillons faiblement dopés ont été gravés à une température de  $59.9^\circ\text{C}$  pendant 25 secondes, alors que pour les échantillons fortement dopés le temps de gravure est de 30 secondes.

La Figure 23, la Figure 24 et la Figure 25 montrent des exemples d'images au microscope électronique à balayage (MEB) obtenues sur des nanostructures après la gravure. Notons l'homogénéité de la largeur du nanofil dans la Figure 23, ce qui ne peut pas s'obtenir avec d'autres techniques « top-down ». Remarquons également les angles de  $90^\circ$  visibles aux raccords du fil avec les contacts (Figure 24), que nous pouvons obtenir facilement en lithographie AFM grâce à l'absence des effets de proximité. Une dernière remarque est que si la gravure des nanofils était réellement comme le montre la Figure 18, il serait impossible

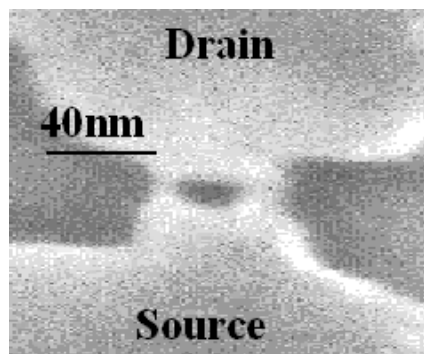
d'obtenir des structures de largeur plus petite que 10nm. Le petit canal de juste 10nm de largeur dans la Figure 25 implique qu'en réalité, l'influence de la gravure sur la forme des sections de nanofils est beaucoup plus faible. Ainsi, pour les interprétations des résultats des tests électriques, nous ne tiendrons pas compte de la forme de nanofils.



*Figure 23 : Image au microscope électronique à balayage (MEB) d'un nanofil avec des grilles latérales après la gravure. On notera l'homogénéité de la largeur du fil et la faible rugosité.*



*Figure 24 : Exemple d'une nanostructure de type nanofil montrant les angles entre les différentes parties. L'ensemble visible sur la figure est le niveau lithographié par AFM. L'angle de 90° visible aux raccords du fil avec les contacts est remarquable et difficilement obtenu par d'autres techniques de fabrication. Le rayon de courbure des angles est plus faible que 5nm, grâce à l'absence d'effet de proximité.*



*Figure 25 : Image MEB d'une structure à deux canaux (en blanc). Le canal le plus étroit a une largeur de 10nm. Le canal le plus large fait 20nm. La longueur de la structure est de 40nm.*

## **II.5 Conclusion pour la nanofabrication**

L'étape critique pour la fabrication des nanostructures est la lithographie. Nous avons présenté un état de l'art des différentes techniques de lithographie en mettant l'accent sur leurs limites, notamment en termes de résolution. Nous avons ensuite détaillé les techniques de nanofabrication par microscopie en champ proche. Le procédé de lithographie par AFM et les mécanismes qui rentrent en jeu pendant l'oxydation sous la pointe AFM ont également été présentés.

Un avantage très important de la lithographie AFM est que l'oxydation se fait sous faible énergie (quelques eV). Ainsi, les effets de proximité, qui limitent la résolution pour d'autres techniques (e-beam), sont évités. De plus cette technique est non invasive : il n'y a pas de charges ou défauts induits, qui pourraient affecter les propriétés du matériau, introduites dans la zone active pendant la fabrication. Pour la recherche, sans doute l'un des avantages les plus intéressants de la fabrication par AFM est la très grande flexibilité du procédé. La géométrie peut être changée facilement, car la lithographie AFM ne nécessite pas de masque. Les structures peuvent également être modifiées au cours de la lithographie.

L'utilisation de cette technique sur des substrats de silicium sur isolant permet de cumuler ces avantages avec ceux des substrats (amincissement vertical, cristallinité, bonne qualité des interfaces). Remarquons également qu'en associant la lithographie par AFM à la gravure humide par TMAH, nous fabriquons des structures avec des géométries bien définies et des angles vifs, ce qui est difficilement réalisable avec d'autres techniques.

Par cette méthode nous avons fabriqué des structures avec une très bonne résolution : la largeur typique des structures est de 50nm. Des structures plus étroites ont également été obtenues, jusqu'à 10nm de largeur. Les sections obtenues sont de 150nm<sup>2</sup> à 2250nm<sup>2</sup>. Avec ces nanostructures, nous pouvons maintenant explorer le transport dans la limite où le nombre des dopants par section est de l'ordre de l'unité.

Pour décorrélérer les propriétés électroniques du silicium des effets de géométrie nous avons également fabriqué des nanofils simples (avec ou sans des grilles latérales). De plus, des structures particulières comme des constriction locales, des fils à section variable ou des fils en parallèle ont pu être obtenues.

Tous les avantages décrits antérieurement, ainsi que les possibilités d'optimisation de la lithographie en champ proche (par exemple l'utilisation des pointes à nanotubes de carbone) font de l'AFM un outil remarquable de nanofabrication, permettant de repousser la résolution au delà des limites des techniques lithographiques classiques.

## **II.6 Bibliographie**

- [1] Nanoelectronics and Information Technology, Advanced Electronic Materials and Novel Devices. Wiley-VCH; Germany, 2003.
- [2] C. Vieu, F. Carcenac, A. Pepin, Y. Chen, M. Mejias, A. Lebib et al. Electron beam lithography: resolution limits and applications. *App. Surf. Sci.* 2000; 164: 111-7.
- [3] G. M. Whitesides, B. Grzybowski. Self-Assembly at All Scales. *Science* 2002; 295: 2418-21.
- [4] C. Yi, D. Xiangfeng, H. Jiangtao, C. M. Lieber. Doping and electrical transport in silicon nanowires. *J. Phys. Chem. B* 2000; 104: 5213-16.
- [5] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber, E. Weibel. Tunneling through a controllable vacuum gap. *App. Phys. Lett.* 1982; 40: 178-80.
- [6] G. Binnig, C. F. Quate, C. Gerber. Atomic Force Microscope. *Phys. Rev. Lett.* 1986; 56: 930-3.
- [7] Veeco, Instruments D. Scanning Probe Microscopy Training Notebook version 3.0. 2000.
- [8] A. A. Tseng, A. Notargiacomo, T. P. Chen. Nanofabrication by scanning probe microscope lithography: a review. *J. Vacc. Sci. & Tech. B* 2005; 23: 877-94.
- [9] M. A. McCord, R. F. W. Pease. Lift-off metallization using poly(methyl methacrylate) exposed with a scanning tunneling microscope. *J. Vacc. Sci. & Tech. B: Microelectronics and Nanometer Structures* 1988; 6: 293-6.
- [10] K. Wilder, C. F. Quate, D. Adderton, R. Bernstein, V. Elings. Noncontact nanolithography using the atomic force microscope. *App. Phys. Lett.* 1998; 73: 2527-9.
- [11] M. Ishibashi, S. Heike, H. Kajiyama, Y. Wada, T. Hashizume. Characteristics of scanning-probe lithography with a current-controlled exposure system. *App. Phys. Lett.* 1998; 72: 1581-3.
- [12] K. Matsumoto, M. Ishii, K. Segawa. Application of scanning tunneling microscopy nanofabrication process to single electron transistor. *J. Vacc. Sci. & Tech. B* 1996; 14: 1331-5.
- [13] E. S. Snow, D. Park, P. M. Campbell. Single-atom point contact devices fabricated with an atomic force microscope. *App. Phys. Lett.* 1996; 69: 269-71.
- [14] M. Faucher, T. Fournier, B. Pannetier, C. Thirion, W. Wernsdorfer, J. C. Villegier et al. Niobium and niobium nitride SQUIDs based on anodized nanobridges made with an atomic force microscope. *Physica C: Superconductivity* 2002; 368: 211-7.

- [15] J. A. Dagata, J. Schneir, H. H. Harary, C. J. Evans, M. T. Postek, J. Bennett. Modification of hydrogen-passivated silicon by a scanning tunneling microscope operating in air. *App. Phys. Lett.* 1990; 56: 2001-3.
- [16] P. M. Campbell, E. S. Snow, P. J. McMarr. Fabrication of nanometer-scale side-gated silicon field effect transistors with an atomic force microscope. *App. Phys. Lett.* 1995; 66: 1388-90.
- [17] F. Perez-Murano, K. Birkelund, K. Morimoto, J. A. Dagata. Voltage modulation scanned probe oxidation. *App. Phys. Lett.* 1999; 75: 199-201.
- [18] R. Garcia, M. Calleja, H. Rohrer. Patterning of silicon surfaces with noncontact atomic force microscopy: Field-induced formation of nanometer-size water bridges. *J. App. Phys.* 1999; 86: 1898-903.
- [19] F. Marchi, V. Bouchiat, H. Dallaporta, V. Safarov, D. Tonneau, P. Doppelt. Growth of silicon oxide on hydrogenated silicon during lithography with an atomic force microscope. *J. Vacc. Sci. & Tech. B* 1998; 16: 2952-6.
- [20] N. Clement, A. Francinelli, D. Tonneau, P. Scotto, F. Jandard, H. Dallaporta et al. Current-induced structural modification of silicon-on-insulator nanocircuits. *App. Phys. Lett.* 2003; 82: 1727-9.
- [21] N. Clement, D. Tonneau, H. Dallaporta, V. Bouchiat, D. Fraboulet, D. Mariole et al. Electronic transport properties of single-crystal silicon nanowires fabricated using an atomic force microscope. *Phys. E* 2002; 13: 999-1002.
- [22] E. Tranvouez, M. Gendry, P. Regreny, G. Bremond. InP patterning using contact mode and non-contact AFM lithography for quantum dot localization. *Superlatt. and Microstruct.* 2004; 36: 325-33.
- [23] U. F. Keyser, H. W. Schumacher, U. Zeitler, R. J. Haug, K. Eberl K. Fabrication of a single-electron transistor by current-controlled local oxidation of a two-dimensional electron system. *App. Phys. Lett.* 2000; 76: 457-9.
- [24] T. M. H. Wong, S. J. O'Shea, A. W. McKinnon, M. E. Welland. Direct writing of nanostructures from silane on silicon (111). *App. Phys. Lett.* 1995; 67: 786-8.
- [25] B. Irmer, R. H. Blick, F. Simmel, W. Godel, H. Lorenz, J. P. Kotthaus. Josephson junctions defined by a nanoplough. *App. Phys. Lett.* 1998; 73: 2051-3.
- [26] J. Regul, U. F. Keyser, M. Paesler, F. Hohls, U. Zeitler, R. J. Haug et al. Fabrication of quantum point contacts by engraving GaAs/AlGaAs heterostructures with a diamond tip. *App. Phys. Lett.* 2002; 81: 2023-5.

- [27] V. Bouchiat, D. Esteve. Lift-off lithography using an atomic force microscope. *App. Phys. Lett.* 1996; 69: 3098-100.
- [28] D. M. Eigler, E. K. Schweizer. Positioning single atoms with a scanning tunnelling microscope. *Nature* 1990; 344: 524-6.
- [29] R. D. Piner, Z. Jin, X. Feng, H. Seunghun, C. A. Mirkin. "Dip-pen" nanolithography. *Science* 1999; 283: 661-3.
- [30] P. Vettiger, M. Despont, U. Drechsler, U. Durig, W. Haberle, M. I. Lutwyche et al. The "Millipede"-more than one thousand tips for future AFM data storage. *IBM J. R&D* 2000; 44: 323-40.
- [31] [www.soitec.com](http://www.soitec.com).
- [32] L. Palun. Etude prospective sur les dispositifs silicium a blocage de Coulomb dans la perspective d'application à la microélectronique. Univ. Joseph Fourier, Grenoble. soutenance 2000.
- [33] D. Fraboulet, X. Jehl, D. Mariolle, C. Le-Royer, G. Le-Carval, P. Scheiblin et al. Coulomb blockade in thin SOI nanodevices. *ESSDERC Proceedings* 2002; 395-8.
- [34] E. S. Snow, P. M. Campbell. Fabrication of Si nanostructures with an atomic force microscope. *App. Phys. Lett.* 1994; 64: 1932-4.
- [35] L. Tsau, D. Wang, K. L. Wang. Nanometer scale patterning of silicon (100) surfaces by an atomic force microscope operating in air. *App. Phys. Lett.* 1994; 64: 2133-5.
- [36] D. Wang, L. Tsau, K. L. Wang. Nanometer-structure writing on Si(100) surfaces using a non-contact-mode atomic force microscope. *App. Phys. Lett.* 1994; 65: 1415-7.
- [37] M. Schenk, M. Futing, R. Reichelt. Direct visualization of the dynamic behavior of a water meniscus by scanning electron microscopy. *J. App. Phys.* 1998; 84: 4880-4.
- [38] F. Perez-Murano, C. Martin, N. Barniol, H. Kuramochi, H. Yokoyama, J. A. Dagata. Measuring electrical current during scanning probe oxidation. *App. Phys. Lett.* 2003; 82: 3086-8.
- [39] F. Perez-Murano, G. Abadal, N. Barniol, X. Aymerich, J. Servat, P. Gorostiza et al. Nanometer-scale oxidation of Si(100) surfaces by tapping mode atomic force microscopy. *J. App. Phys.* 1995; 78: 6797-801.
- [40] D. Stievenard, P. A. Fontaine, E. Dubois. Nanooxidation using a scanning probe microscope: an analytical model based on field induced oxidation. *App. Phys. Lett.* 1997; 70: 3272-4.
- [41] P. Avouris, T. Hertel, R. Martel. Atomic force microscope tip-induced local oxidation of silicon: kinetics, mechanism, and nanofabrication. *App. Phys. Lett.* 1997; 71: 285-7.



- [42] J. A. Dagata, T. Inoue, J. Itoh, K. Katsumoto, H. Yokoyama. Role of space charge in scanned probe oxidation. *J. App. Phys.* 1998; 84: 6891-900.
- [43] K. Morimoto, F. Perez-Murano, J. A. Dagata. Density variations in scanned probe oxidation. *App. Surf. Sci.* 2000; 158: 205-16.
- [44] X. Blasco, D. Hill, M. Porti et al. Topographic characterization of AFM-grown SiO<sub>2</sub> on Si. *Nanotechnology* 2001; 12: 110-2.
- [45] M. Faucher, T. Fournier, B. Pannetier, C. Thirion, W. Wernsdorfer, J. C. Villegier JC et al. Niobium and niobium nitride SQUIDs based on anodized nanobridges made with an atomic force microscope. *Physica C* 2002; 368: 211-17.
- [46] V. Bouchiat, M. Faucher, T. Fournier, B. Pannetier, C. Thirion, W. Wernsdorfer et al. Resistless patterning of quantum nanostructures by local anodization with an atomic force microscope. *Microelec. Eng.* 2002; 61: 517-22.
- [47] O. Tabata, R. Asahi, H. Funabashi, K. Shimaoka, S. Sugiyama. Anisotropic etching of silicon in TMAH solutions. *Sens. & Actuat. A* 1992; 1: 51-7.
- [48] N. Clement. Nanocircuits en silicium sur isolant élaborés par microscopie à force atomique. Univ de la Méditerranée. soutenance 2003.

### III Conduction électrique dans les nanostructures de silicium à température ambiante ..76

<i>III.1 Effet de champ dans les structures métal – oxyde – semiconducteur .....</i>	<i>77</i>
III.1.1 Concept de base de l'effet de champ.....	77
III.1.2 Transistor à effet de champ : fonctionnement et paramètres caractéristiques.....	81
III.1.3 Conduction électrique dans les nanostructures de silicium sur isolant .....	85
<i>III.2 Dispositif expérimental .....</i>	<i>87</i>
<i>III.3 Reproductibilité des propriétés électriques.....</i>	<i>88</i>
<i>III.4 Effet de la basse dimensionnalité sur les mesures de résistances.....</i>	<i>89</i>
<i>III.5 Influence de la grille arrière sur la conduction dans les nanostructures .....</i>	<i>92</i>
III.5.1 Hystérésis des courbes de courant en fonction de la tension de grille arrière.....	94
III.5.2 Paramètres des transistors à base de nanostructures de silicium.....	98
<i>III.6 Influence des grilles latérales sur la conduction dans les nanostructures .....</i>	<i>101</i>
<i>III.7 Modification structurelle des nanofils.....</i>	<i>104</i>
<i>III.8 Modification de l'oxyde enterré pendant les mesures.....</i>	<i>108</i>
<i>III.9 Conclusion sur la conduction à température ambiante dans les nanofils de silicium....</i>	<i>111</i>
<i>III.10 Bibliographie.....</i>	<i>113</i>

### III Conduction électrique dans les nanostructures de silicium à température ambiante

Les structures que nous avons fabriquées ressemblent aux canaux des transistors à effet de champ. On peut toutefois s'interroger sur leur comportement électrique. Observe-t-on, du fait de leur section inférieure à  $1500\text{nm}^2$ , une déviation par rapport au transport dans un MOSFET ? Ceci constituera la question centrale abordée dans ce chapitre.

Pour des structures avec des dimensions aussi réduites, il n'est pas évident que le transport électronique se fasse de la même façon que dans les transistors classiques. La nature discrète des dopants peut changer le comportement électrique d'une structure à l'autre, surtout pour de faibles dopages, où la distance moyenne entre deux dopants est de l'ordre de la dimension latérale du nanofil (cf. Tableau 1).

Dopage	Distance entre dopants	Dopants par hauteur pour 15nm de hauteur	Dopants par largeur pour 50nm de largeur	Dopants par section de $750\text{nm}^2$
$2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$	16nm	~1	~3	~3
$10^{19} \text{cm}^{-3}$	4.6nm	~3	~11	~33
$10^{20} \text{cm}^{-3}$	2.2nm	~7	~24	~150

**Tableau 1 : Répartition des dopants par hauteur, par une largeur de 50nm et par section transversale (hauteur multipliée par largeur) pour les trois dopages dont nous disposons. Pour le faible dopage la distance moyenne entre deux dopants est tellement grande qu'il y a au maximum un dopant en hauteur et au maximum trois par section transversale.**

Dans ce contexte, plusieurs aspects liés au transport électronique à température ambiante seront abordés :

- l'effet de la basse dimensionnalité sur les mesures de résistivité.
- la validité de la loi d'Ohm  $R = \frac{\rho \cdot L}{S}$  quand la largeur et l'épaisseur de la structure sont inférieures à 50nm.
- la signification du dopage quand la distance entre deux dopants est du même ordre de grandeur que deux au moins des dimensions de la structure.

- l'influence des fluctuations des dopants d'une structure à une autre pour le même niveau dopage sur le transport électrique.
- la conduction électrique dans les nanostructures en fonction de la tension appliquée sur le substrat de silicium et sur les grilles latérales.
- les éventuelles modifications structurelles induites par les courants qui traversent les structures.

### **III.1 Effet de champ dans les structures métal – oxyde – semiconducteur**

#### **III.1.1 Concept de base de l'effet de champ**

Le principe de base de l'effet de champ réside dans la notion très générale d'équilibre des charges électrostatiques. Ainsi, l'introduction d'une charge dans une électrode induit l'apparition d'une charge image opposée ailleurs dans le dispositif. C'est cette charge induite qui va contrôler le courant circulant dans un dispositif à effet de champ.

Il est possible de comprendre le concept d'effet de champ sans introduire immédiatement la physique des semiconducteurs [1]. Considérons un matériau conducteur de hauteur  $t_c$ , de longueur  $L$  et de largeur  $w$  (cf. Figure 1). En mettant d'un côté le conducteur à la masse et en appliquant une polarisation sur l'autre côté, le système est équivalent à une résistance. Afin de contrôler le courant par un effet de champ, il suffit de rajouter une grille, séparée du fil par l'intermédiaire d'un isolant de hauteur  $t_i$ . Cette structure est équivalente à celle d'un transistor à effet de champ et le résistor matérialise le canal du transistor.

En cas d'absence d'une tension sur la grille, la conductance est donnée par :

$$G = \mu \cdot \frac{w}{L} \cdot e \cdot n \cdot t_c \quad \# \text{ III.1}$$

où  $\mu$  est la mobilité des porteurs,  $e$  la charge élémentaire en valeur absolue et  $n$  la densité des porteurs. Nous pouvons identifier une charge surfacique,  $Q_0$ , dans la formule précédente,  $Q_0 = e \cdot n \cdot t_c$ . En présence d'une tension de grille, une charge additionnelle est induite dans le canal :

$$Q_{\text{induite}} = C_i \cdot V_G \quad \# \text{ III.2}$$

avec  $C_i = \frac{\epsilon_i}{t_i}$ , la capacité surfacique de l'isolant définie comme le rapport entre la permittivité et la hauteur de l'isolant.

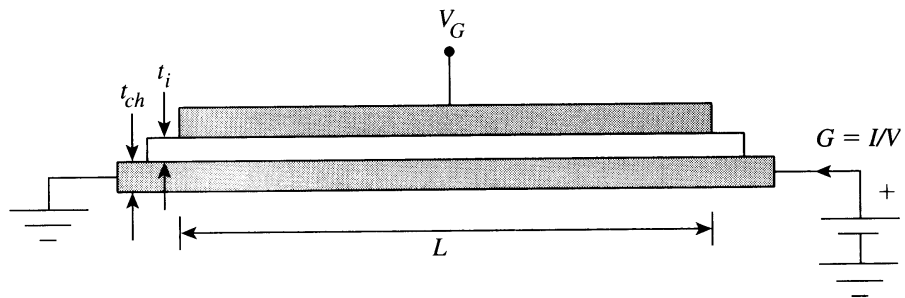
Dans ce cas, la conductance totale est la somme d'une composante résistive simple (#III.1) et d'une composante induite par la tension de grille (#III.2) :

$$G' = \mu \cdot \frac{w}{L} \cdot (Q_0 + Q_{\text{induite}}) = \mu \cdot \frac{w}{L} \cdot \left( e \cdot n \cdot t_c + \frac{\epsilon_i \cdot V_G}{t_i} \right) \quad \# \text{ III.3}$$

Remarquons que pour avoir une forte modulation de la conductance par la tension de grille, il faut que la contribution due à l'effet de champ soit plus importante que le terme purement résistif. Ainsi, l'effet de champ est efficace si :

$$V_G > \frac{t_i}{\epsilon_i} \cdot e \cdot n \cdot t_c \quad \# \text{ III.4}$$

Pour les métaux, qui ont de très fortes densités de porteurs ( $n \sim 10^{22} \text{cm}^{-3}$ ), cette condition impose des tensions de grille de l'ordre de  $10^4 \text{V}$  pour que l'effet de champ soit observable. Il n'est donc pas réaliste d'utiliser l'effet de champ pour des canaux métalliques. Pour les canaux semiconducteurs,  $n$  est de l'ordre de la concentration des dopants (habituellement entre  $10^{15} \text{cm}^{-3}$  et  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ ). La tension nécessaire pour avoir un effet de champ devient alors de l'ordre de quelques volts, ou plus faible. On voit alors pourquoi l'effet de champ est l'apanage des semiconducteurs, car ces derniers sont beaucoup plus « pauvres » en électrons que les métaux.

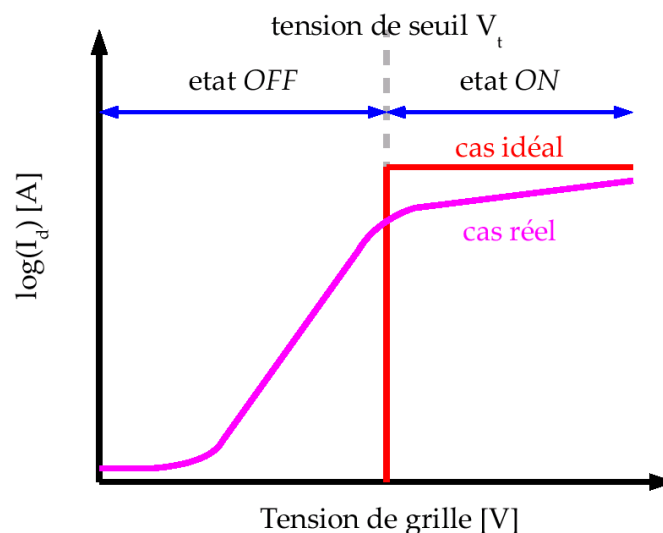


**Figure 1 : Dispositif à effet de champ [1]. Une résistance de longueur  $L$ , largeur  $w$  et hauteur  $t_c$  est séparée d'une grille par un isolant de hauteur  $t_i$ . Le courant dans la résistance est contrôlé par l'effet de champ dû à la grille.**

En dopant les semiconducteurs avec des atomes donneurs ou accepteurs, nous obtenons des semiconducteurs de type n ou p. Ainsi, les porteurs majoritaires d'un semiconducteur sont les électrons (pour le type n) ou les trous (pour le type p). Ceci ouvre plusieurs possibilités en termes d'architectures de dispositifs, comme nous le verrons par la suite.

Le transport électrique dans les semiconducteurs, les différents régimes dans une structure de type métal – oxyde – semiconducteur, ainsi que le fonctionnement du transistor à effet de champ à grille isolée (MOSFET = metal oxide semiconductor field effect transistor) sont très bien expliqués dans [2], [3]. Nous nous contenterons ici d'expliquer de manière qualitative le fonctionnement et la signification des paramètres du transistor.

Le transistor est un composant à quatre terminaux : une entrée (la référence de potentiel, également appelée source), une sortie (appelé drain), une électrode de commande (appelé grille) et un substrat. Suivant la polarisation appliquée sur la grille, le courant en sortie est soit non nul, soit nul. Quand ce courant obtenu en sortie est nul, le transistor est dit en état bloqué (ou OFF), alors que pour un courant non nul, le transistor est en état passant (ou ON). Idéalement, le fonctionnement attendu d'un transistor peut être représenté par une fonction marche, où le passage entre les états passant et bloqué se fait brutalement (cf. Figure 2). Dans le cas réel, ce passage se fait sur une plage de tension de grille [4].



**Figure 2 : Courant entre source et drain en fonction de la tension de commande appliquée sur la grille pour un transistor métal – oxyde – semiconducteur (cas d'un n-MOS) [4]. Idéalement, le passage entre l'état passant (ON) et l'état bloqué (OFF) est décrit par une fonction marche. Dans le cas réel, le passage n'est pas si brutal.**

Le transistor MOS est un sandwich métal – oxyde – semiconducteur (MOS), où le métal sert de grille et est séparé du substrat de silicium monocristallin par une couche diélectrique (l'oxyde de grille). La source et le drain sont des régions sur-dopées qui font partie intégrante du substrat.

Le passage du courant entre source et drain dépend de l'état de l'interface oxyde – semiconducteur. Suivant la polarisation appliquée sur la grille, cette interface peut se trouver dans l'un des trois régimes :

- accumulation : quand la polarisation de grille attire les porteurs majoritaires du substrat vers cette interface.
- désertion : quand la polarisation de grille repousse les porteurs majoritaires de l'interface. Les majoritaires qui désertent l'interface laissent derrière eux des dopants ionisés qui sont des charges fixes. Il en résulte une zone de charge d'espace (ZCE) isolante.
- inversion : des porteurs minoritaires s'accumulent à l'interface pour assurer l'équilibre avec la charge de la grille. Une fine couche d'inversion se forme ainsi à l'interface.

Le transistor peut être de deux types, suivant les porteurs qui assure le courant (cf. Figure 3) :

- n-MOS : la conduction se fait par des électrons
- p-MOS : la conduction se fait par des trous.

Le passage du courant entre source et drain se fait dans le canal électrique où sont localisés les porteurs libres. Suivant la manière de constitution de ce canal, un transistor (de type n ou de type p) peut être :

- à canal surfacique (ou canal d'inversion). Le canal est créé électrostatiquement par l'effet du champ de la grille. Les porteurs dans le canal sont les porteurs minoritaires du substrat qui sont du même type que les majoritaires de la source et du drain. En l'absence d'une tension de grille suffisante pour créer la couche d'inversion, le transistor est dans l'état bloqué (transistor normally OFF).
- à canal enterré (ou canal d'accumulation). Le canal est constitué par une couche fine du semiconducteur dopé, du même type que les régions source et drain. Pour des couches épaisses, le passage de courant se fait même en l'absence de l'effet de champ, car l'ensemble source – canal – drain est une résistance ( $N^+NN^+$  ou  $P^+PP^+$ ) (transistor normally ON). Il est nécessaire d'appliquer une tension sur la grille afin de rendre le transistor bloqué.

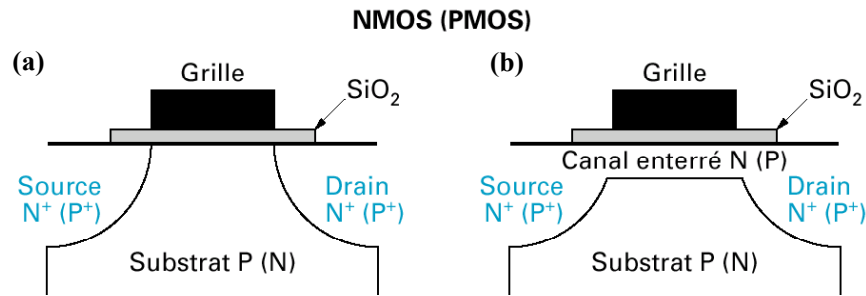


Figure 3 : Schémas des transistors MOS de type n et p [5]. Pour le transistor à canal surfacique (a), le substrat n'est pas du même type que la source et le drain. Pour le transistor à canal enterré (b), le canal est du même type que la source et le drain. La connexion du substrat (bulk) n'est pas montrée dans cette figure.

### III.1.2 Transistor à effet de champ : fonctionnement et paramètres caractéristiques

Le courant dans le canal s'établit grâce au potentiel appliqué entre la source et le drain. Lorsque le transistor est dans l'état passant, trois régimes sont possibles suivant la tension de drain :

- régime linéaire ou ohmique : quand la tension de drain est faible, le courant de drain varie proportionnellement avec la tension de drain.
- régime sous – linéaire : quand la tension de drain s'approche de la tension de saturation, il y a une diminution de la différence de potentiel aux bornes de la capacité d'oxyde, induisant une diminution de la concentration des porteurs dans le canal. La variation du courant avec la tension de drain est alors sous – linéaire.
- régime de saturation : pour une certaine tension de drain, la conduction du canal s'annule au voisinage du drain et le canal se pince. Si la tension de drain continue à augmenter, les porteurs passent du point du pincement au drain propulsés par le fort champ électrique existant entre les deux, mais ils risquent d'endommager la structure (porteurs chauds).

Par la suite, nous allons nous restreindre au régime ohmique. Le courant de drain, en régime linéaire (faible tension de drain) pour un transistor idéal (pas de charges d'interface entre l'oxyde et de semiconducteur et sans considérer de différences de travail de sortie entre le semiconducteur et le métal) est donné par [2] :

$$I_D = \frac{w \cdot \mu \cdot C_{ox}}{L} \cdot \left( V_G - 2 \cdot \phi_F - \frac{(4 \cdot e \cdot N \cdot \epsilon_{SC} \cdot \phi_F)^{1/2}}{C_{ox}} \right) \cdot V_D \quad \# \text{ III.5}$$



Les paramètres dans l'équation sont :

- $w$  et  $L$ , les facteurs géométriques du canal (largeur et longueur), (m)
- $\mu$  la mobilité effective des porteurs dans le canal, ( $\text{cm}^2/\text{V/s}$ )
- $C_{ox}$  la capacité surfacique de l'oxyde, ( $\text{F/m}^2$ )
- $V_G, V_D$  les tensions de grille et de drain appliquées, (V)
- $\phi_F$  la différence entre le niveau intrinsèque et le niveau de Fermi dans le semiconducteur (eV)
- $e$  la charge élémentaire de l'électron (C)
- $N$  le dopage du substrat ( $\text{cm}^{-3}$ )
- $\epsilon_{SC}$  la permittivité du semiconducteur (F/m).

Il y a alors plusieurs paramètres qui permettent la comparaison des transistors entre eux, notamment la tension de seuil  $V_T$ , le rapport entre le courant dans l'état passant et dans l'état bloqué  $I_{ON}/I_{OFF}$ , la transconductance  $g_m$ , la pente sous le seuil  $S$  et la mobilité effective de porteurs dans le canal  $\mu$ .

### La tension de seuil, $V_T$

La tension de seuil,  $V_T$ , est la tension qu'il faut appliquer sur la grille pour changer l'état du transistor et passer de l'état bloqué à l'état passant ou l'inverse. A partir de l'expression du courant en régime ohmique, la tension de seuil s'écrit :

$$V_T = 2 \cdot \phi_F + \frac{(4 \cdot e \cdot N \cdot \epsilon_{SC} \cdot \phi_F)^{1/2}}{C_{ox}} \quad \# \text{ III.6}$$

Dans le cas réel d'un transistor, il y a des charges à l'interface oxyde – semiconducteur (densité surfacique notée  $N_{SS}$ ) et aussi une différence entre les travaux de sortie du métal et du semiconducteur (notée  $\phi_{MS}$ ). Elles induisent un décalage de  $V_T$ , qui devient dans ce cas :

$$V_T = \phi_{MS} - \frac{e \cdot N_{SS}}{C_{ox}} + 2 \cdot \phi_F + \frac{(4 \cdot e \cdot N \cdot \epsilon_{SC} \cdot \phi_F)^{1/2}}{C_{ox}} \quad \# \text{ III.7}$$

Pour un transistor à canal surfacique,  $V_T$  correspond à la tension qu'il faut appliquer sur la grille afin de former le canal d'inversion et rendre le transistor MOS normally OFF en état passant. Pour un transistor à canal enterré,  $V_T$  est la tension à appliquer pour créer une zone de charge d'espace isolante entre la source et le drain et rendre ce transistor normally ON en état bloqué.

Elle correspond à la tension au point d'inflexion de la courbe de courant en fonction de la tension de grille.

### **Le rapport $I_{ON}/I_{OFF}$**

Le courant dans l'état passant,  $I_{ON}$  est le courant maximal dans la zone saturée de conduction du transistor. L'état passant correspond à l'état logique « 1 ». Même quand le transistor est bloqué, il y a un faible courant qui passe, noté  $I_{OFF}$ . Ce courant est un courant de fuite et il doit être le plus faible possible. L'état bloqué du transistor représente l'état logique « 0 ».

Dans un circuit intégré, le but est d'avoir des transistors avec un rapport  $I_{ON}/I_{OFF}$  le plus fort possible. Ainsi, les pertes de courant à travers des portes logiques complexes sont faibles et il n'y a pas de risque de perte d'état logique.

Les transistors actuels ont des rapports  $I_{ON}/I_{OFF}$  supérieurs à  $10^6$ .

### **La transconductance, $g_m$**

Le courant de drain dépend de deux variables : la tension de grille et la tension de drain. Ainsi, la dérivée du courant est la somme des dérivées partielles par rapport à la tension de grille et par rapport à la tension de drain.

La transconductance est définie comme la dérivée partielle par rapport à la tension de grille. Elle représente la variation du courant de drain induite par la variation de la tension de grille et traduit l'efficacité de l'effet de champ :

$$g_m = \frac{\partial I_{DRAIN}}{\partial V_{GRILLE}} \quad \# \text{ III.8}$$

La transconductance est mesurée en Siemens (S).

L'importance de la transconductance est de faire apparaître les différents régimes sous la forme des pics. Le pic principal de la transconductance marque la formation du canal (l'inversion forte dans un transistor à canal d'inversion). Pour les transistors fabriqués en silicium sur isolant l'activation de différents canaux de conduction (avant ou arrière) se traduit par différents pics dans la courbe de transconductance en fonction de la tension de grille. Ainsi, la dérivée de la transconductance s'annule pour la tension de grille correspondant à la tension de seuil.

### **La pente sous le seuil, $S$**

Les transistors doivent avoir des rapports  $I_{ON}/I_{OFF}$  importants mais il faut aussi que le passage de l'état bloqué à l'état passant se fasse le plus abruptement possible.

L'inverse de la pente sous le seuil (swing,  $S$ ) représente la tension qu'il faut appliquer sur la grille pour accroître d'une décade le courant source – drain dans la région sous le seuil ( $V < V_T$ ). La définition de  $S$  est donnée par :

$$S = \left( \frac{d \log_{10} I_D}{dV_G} \right)^{-1} \quad \# \text{ III.9}$$

Le swing se mesure en mV/décade.

Pour un MOSFET idéal sans piégeage à l'interface, l'inverse de la pente sous le seuil est donnée par :

$$S = \frac{k_B \cdot T}{e} \cdot \ln 10 \cdot \left( 1 + \frac{C_D}{C_{ox}} \right) \quad \# \text{ III.10}$$

où  $e$  est la charge élémentaire,  $C_D$  la capacité associée à la zone de désertion de charges et  $C_{ox}$  la capacité de l'oxyde. A 300K,  $S$  est minimale et optimale pour :  $S = \frac{k_B \cdot T}{e} \cdot \ln 10 \sim 60 \text{ mV} / \text{décade}$ .

Nous remarquons que le swing diminue linéairement avec la température, car les électrons suivant une loi de Fermi – Dirac ont une amplitude énergétique  $kT$  autour du niveau de Fermi.

### La mobilité de porteurs, $\mu$

La mobilité,  $\mu$ , traduit l'aptitude des porteurs à se déplacer sous l'action d'un champ électrique. Concrètement, la mobilité représente le coefficient de proportionnalité entre la vitesse de dérive de porteurs et le champ électrique dans lequel se trouvent les porteurs. Pour un MOSFET, il est important que la mobilité soit grande car le courant dans l'état passant est proportionnel à la mobilité. La mobilité est mesurée en  $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ .

La mobilité n'est pas juste une caractéristique du matériau (rugosité, interfaces, interactions électron - électron), mais elle inclut également les effets du champ. Pour le silicium massif de faible dopage et à 300K, la mobilité des électrons est de l'ordre de  $1500 \text{ cm}^2/\text{V/s}$  tandis que celle des trous est de l'ordre de  $500 \text{ cm}^2/\text{V/s}$ .

Dans le canal d'un transistor MOS, la mobilité est réduite par rapport aux valeurs obtenues dans le silicium massif à cause de plusieurs facteurs :

- collisions avec les phonons traduisant les vibrations du réseau cristallin ;
- collisions coulombiennes avec toutes charges mobiles ou fixes situées dans la proximité du canal (principalement à l'interface oxyde – semiconducteur) ;
- collisions sur la rugosité d'interface, dépendant du champ électrique transversal qui attire les porteurs du canal vers l'interface oxyde – semiconducteur ;
- collisions entre les porteurs ;
- collisions avec les impuretés neutres.

Les trois premiers facteurs, induisent une diminution de la mobilité dans le canal par rapport au silicium massif de  $1500\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  à  $500\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  pour les électrons et de  $500\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  à  $200\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  pour les trous.

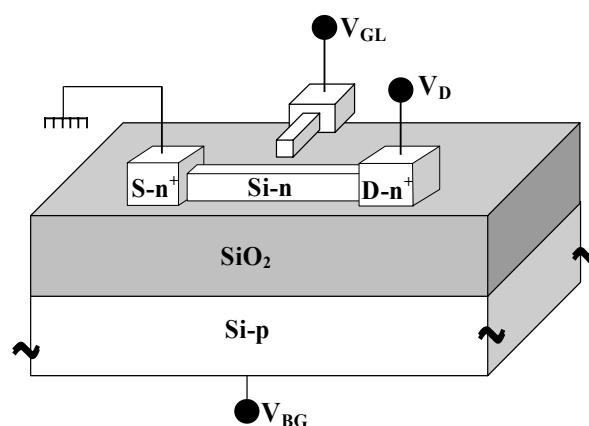
Ces facteurs agissent au même temps sur la mobilité effective dans le canal. Leur contribution totale se traduit par la règle de Matthiessen :

$$\frac{1}{\mu_{\text{effective}}} = \frac{1}{\mu_{\text{interactions\_Coulomb}}} + \frac{1}{\mu_{\text{phonons}}} + \frac{1}{\mu_{\text{rugosité}}} \quad \# \quad \text{III.11}$$

### III.1.3 Conduction électrique dans les nanostructures de silicium sur isolant

Pour les substrats de silicium – sur – isolant (SOI), nous pouvons appliquer une polarisation sur le substrat et mesurer le courant qui passe dans la couche supérieure du SOI. Ainsi, le substrat sert de grille « globale » pour l'ensemble des dispositifs présents sur le substrat et il sert de grille arrière (en anglais, « backgate »).

Dans notre cas, un nanofil de type  $n$  est connecté à la source et au drain, également de type  $n$ . Le comportement électrique correspondant à cette configuration est le nMOSFET normally ON. La configuration de mesure des nanofils est donnée sur la Figure 4. Nous utiliserons les notations de ce schéma par la suite pour tout le manuscrit.  $V_D$  est la tension appliquée sur le drain. La tension appliquée sur la grille arrière est notée  $V_{BG}$  et la tension appliquée sur la grille latérale est  $V_{GL}$ . Le courant à travers le nanofil est  $I_D$ .



**Figure 4 : Schéma de polarisation d'un nanofil.** Un contact est connecté à la masse et sert de source ; sur l'autre nous appliquons la polarisation de drain,  $V_D$ . Le substrat de silicium massif est polarisé,  $V_{BG}$ , et sert de grille arrière. Le nanofil peut être vu en première approximation comme un MOSFET retourné. Une partie de nanostructures a également des grilles latérales polarisées avec une tension  $V_{GL}$ .

Dans une première approximation, cette configuration de mesure correspond bien aux mesures électriques sur les films minces de SOI. En terme de régimes de conduction possibles dans les films minces de SOI, il existe deux cas : les films partiellement désertés (en anglais, « partially depleted », PD) et les films complètement désertés (en anglais, « fully depleted », FD). Pour les films FD, la largeur maximale de la zone de charge d'espace en régime de désertion est plus grande que l'épaisseur du film. Pour les films PD, la largeur maximale de la zone de charge d'espace est plus faible que l'épaisseur du film. Le transport électrique ne se fait pas de la même manière dans les deux cas. Pour les FD le courant ne passe que dans le canal, alors que pour les PD le courant passe dans le canal mais peut également passer dans le volume non déserté du film.

Ainsi, l'un des paramètres importants pour les nanofils est la largeur maximale de la zone de charge d'espace,  $w_{ZCE\_max}$  à l'interface fil – oxyde enterré. La comparaison de  $w_{ZCE\_max}$  pour chaque dopage avec l'épaisseur du film permet d'établir si nous sommes dans un cas similaire aux films FD ou PD. Ceci est valable dans l'hypothèse où la zone de charge d'espace apparaît juste à l'interface silicium – oxyde enterré.

La largeur maximale de la zone de charge d'espace est donnée par l'équation [3]:

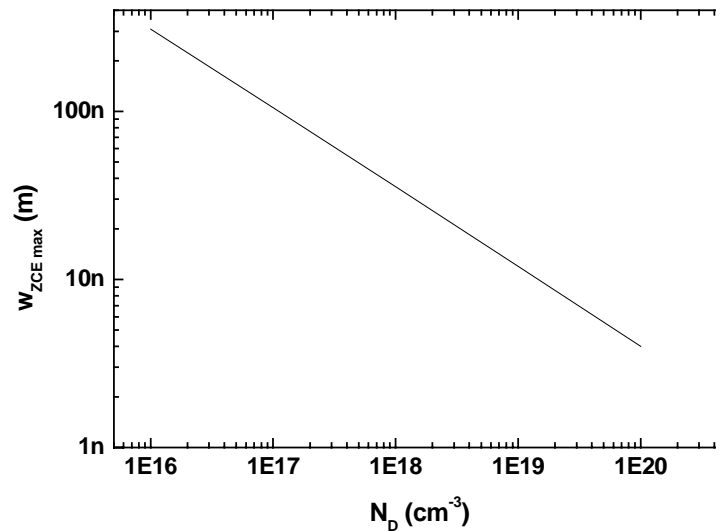
$$w_{ZCE\_max} = \sqrt{\frac{4 \cdot \epsilon_{Si} \cdot |\Psi_B|}{q \cdot N_D}} \quad \# III.12$$

où  $\epsilon_{Si}$  est la permittivité du silicium,  $\Psi_B$  est le potentiel de Fermi,  $q$  est la charge élémentaire et  $N_D$  est le dopage du substrat pour le type n. Le potentiel de Fermi est la différence entre le niveau de Fermi et le niveau intrinsèque et il est donné par :

$$|\Psi_B| = \frac{k_B \cdot T}{q} \cdot \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right) \quad \# III.13$$

avec  $n_i$ , la concentration intrinsèque du silicium (de l'ordre de  $10^{10} \text{cm}^{-3}$  à température ambiante).

La Figure 5 montre l'évolution de  $w_{ZCE\_max}$  en fonction du dopage du film, en échelle logarithmique. La majorité des tests électriques est réalisée pour deux dopages de film :  $2.5 \times 10^{17}$  et  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ . Nous obtenons  $w_{ZCE\_max} \sim 70 \text{nm}$  pour le film dopé à  $2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  et  $w_{ZCE\_max} \sim 12 \text{nm}$  pour le film dopé à  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ . La comparaison avec l'épaisseur des structures de 15nm, nous amène à la conclusion que pour les faibles dopages les structures sont complètement désertées, alors que pour les forts dopages, elles sont à la limite entre une désertion partielle et totale.



*Figure 5 : Evolution de la largeur maximale de la zone de charge d'espace avec le dopage du substrat, en échelle logarithmique. Dans l'hypothèse que la zone de charge d'espace apparaît juste à l'interface fil – oxyde enterré, les structures de dopage de l'ordre de  $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  sont totalement désertées, alors que les structures fortement dopées ( $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) sont partiellement désertées.*

### III.2 Dispositif expérimental

Les mesures à 300K ont pour but de déterminer rapidement les structures qui fonctionnent et dont nous pouvons étudier le régime de transport cryogénique. Les mesures ont été obtenues sous pointes pour éviter une étape de soudure ultrasons qui abîme facilement l'oxyde enterré. En effet, des soudures ultrason peuvent permettre la connexion des plots source et drain, mais nous avons constaté qu'elles induisent des défauts qui fragilisent le diélectrique de la grille arrière et conduisent à des fuites entre les plots et la grille arrière.

Pendant les mesures, nous nous sommes rendu compte que les échantillons peuvent être détruits facilement. Nous reviendrons ce phénomène dans la section III.7. Pour éviter cela, une partie des mesures a été réalisée sous vide, mais toujours sous pointes.

Pour les mesures sous vide, nous utilisons une source de tension programmable pour polariser le substrat, nous appliquons une tension sur le drain et mesurons le courant source – drain. Les appareils sont connectés par câbles GPIB/IEEE488 à un ordinateur et tout le système de mesure est automatisé par programmation Labview. Ainsi il est possible de tracer des caractéristiques courant de drain en fonction de la tension de drain ( $I_D - V_D$ ). L'automatisation rend possible le tracé de cartes bidimensionnelles de courant  $I_D(V_{BG}, V_D)$  relativement précises.

### III.3 Reproductibilité des propriétés électriques

Un aspect très important pour les propriétés électriques des nanostructures concerne la reproductibilité d'une structure à une autre. Nous avons sondé cette reproductibilité à partir de mesures de  $I_D - V_D$ . Nous avons fabriqué deux nanofils lithographiés dans les mêmes conditions et ayant subis la même gravure humide. La tension électrochimique sur la pointe durant la lithographie AFM a les mêmes paramètres pour les deux structures : 10V pic – à – pic, 64Hz et avec un rapport cyclique de 25%. Les nanofils n'ont pas de grilles latérales. Il en résulte deux nanofils dopés  $N_D \sim 10^{19} \text{cm}^{-3}$  avec la même géométrie :  $L \sim 950 \text{nm}$  et  $w \sim 70 \text{nm}$ , correspondant à une section de  $1050 \text{nm}^2$ . Les dimensions données sont celles mesurées au microscope électronique à balayage (MEB), après les mesures électriques.

Les courbes  $I_D - V_D$  ont été tracées pour chaque nanofil pour deux tensions de grille arrière, 10V et 20V (cf. Figure 6). Le courant à travers les deux nanofils montre le même comportement par rapport aux différentes tensions  $V_{BG}$  : le courant augmente quand la tension de substrat augmente. Quand nous appliquons une tension  $V_{BG}$  de plus en plus positive, l'interface nanofil – oxyde enterré sera de plus en plus peuplée d'électrons. Etant donné que le nanofil est dopé  $n$ , cela correspond à une accumulation de porteurs majoritaires. Le courant à travers le nanofil est de plus en plus important.

En diminuant la tension sur la grille arrière, le nombre d'électrons disponibles dans le canal pour assurer le courant est réduit, donc le courant à travers la structure est plus faible.

Nous venons de démontrer la présence d'un effet de champ dû à la grille arrière dans les nanofils. Nous allons revenir avec des détails plus qualitatifs sur cet effet de champ dans la section III.5.

Etant donné que les courbes se superposent et que les résistances pour chaque tension de grille ont le même ordre de grandeur, on arrive à la conclusion que pour deux nanofils fabriqués avec les mêmes paramètres de lithographie le courant mesuré en régime d'accumulation (20V) et en régime de désertion (10V) est le même. Cela montre une bonne reproductibilité des propriétés électriques pour des nanofils ayant la même géométrie et fabriqués par lithographie AFM. Cette étude est un pas en avant vers la démonstration de la reproductibilité géométriques et des propriétés électriques de structures fabriquées par la lithographie AFM, car à notre connaissance, ce point concernant la lithographie AFM n'avait pas été abordé précédemment.

Pour ces dimensions, le nombre exact de dopants le long du nanofil peut changer, même pour une géométrie donnée. Ainsi, la légère différence des valeurs de résistances peut être provoquée par les éventuelles fluctuations du nombre des dopants d'une structure à l'autre, mais cette

variation n'induit que de faible effets sur le transport à température ambiante. L'effet de champ est beaucoup plus fluctuant d'une structure à une autre à basse température.

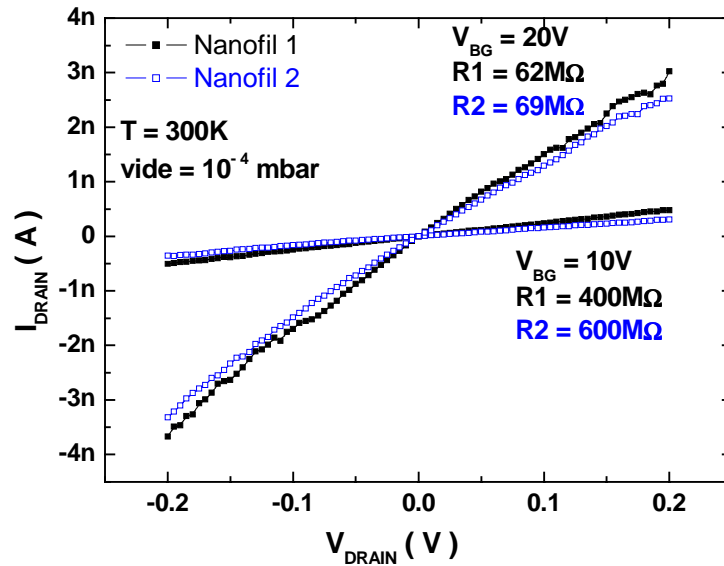


Figure 6 :  $I_D - V_D$  pour  $V_{BG}$  correspondant à l'accumulation (20V) et à la désertion (10V) pour deux nanofils fabriqués avec les mêmes paramètres de lithogravure. La quasi superposition des courbes démontre une bonne reproductibilité des propriétés électriques pour une géométrie donnée.

### III.4 Effet de la basse dimensionnalité sur les mesures de résistances

Dans cette section, nous voulons tester la présence ou non d'écarts vis-à-vis de la loi d'Ohm

$$R \propto \frac{L}{S} \text{ pour la basse dimensionnalité de nos structures.}$$

Sur la Figure 6, l'allure quasi linéaire des caractéristiques de courant de drain en fonction de la tension de drain traduit le caractère ohmique des structures. Ces courbes permettent l'extraction des résistances, comme les pentes des droites qui ajustent les courbes  $I_D - V_D$  pour une tension de grille arrière donnée.

Afin de tester la dépendance linéaire de la résistance en fonction du rapport longueur par surface, nous avons estimé pour chaque structure le nombre de carrés en série en tenant compte des plots et des structures d'amenées qui font le passage entre la zone active et les régions fortement dopées. Le nombre de carrés en série est noté par  $k$ . Nous introduisons la résistance carrée comme la résistance d'une structure de géométrie ayant la forme d'un carré pour sa surface parallèle au substrat (la longueur est égale à la largeur de la résistance). Ainsi, la résistance par carrée est un



invariant pour une couche mince d'épaisseur constante  $h$  et de résistivité  $\rho$ . Elle est donnée par la formule :

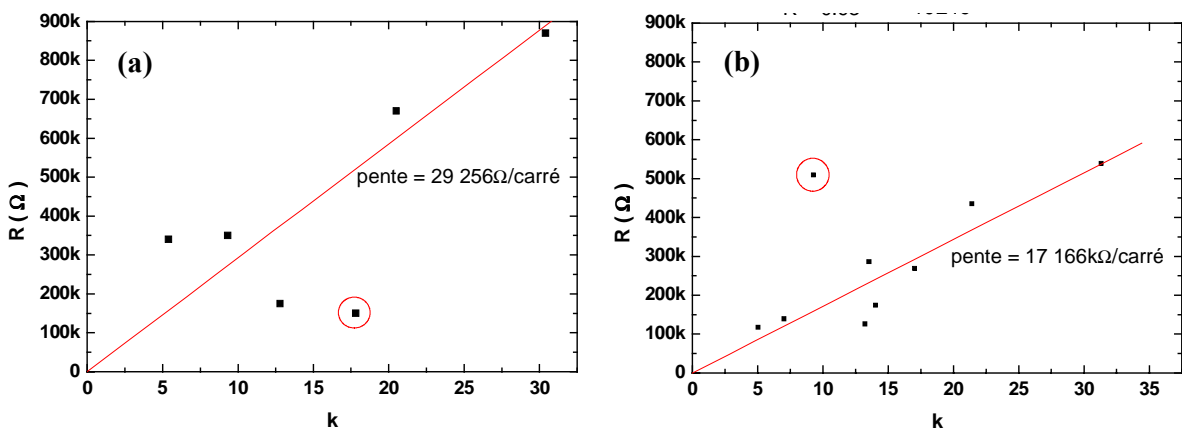
$$R_{carrée} = \frac{\rho}{h} \quad \# \text{ III.14}$$

La loi d'Ohm  $R \propto \frac{L}{S}$  est valable pour les nanostructures si les points de mesure  $R$  en fonction de  $k$  s'alignent sur une droite, dont la pente est la résistance carrée :

$$R = \frac{\rho \cdot L}{h \cdot w} = \frac{\rho}{h} \cdot k = R_{carrée} \cdot k \quad \# \text{ III.15}$$

Sur la Figure 7, nous avons tracé la résistance de plusieurs échantillons en fonction du nombre de carrés pour les deux dopages  $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (a) et  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (b). Pour la courbe de faible dopage, la dispersion des points est plus importante que pour les échantillons fortement dopés. Nous ne ferons pas une analyse de cette dispersion, car elle peut être liée au fait que nous avons mesuré d'avantage de dispositifs dopés à  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

Pour la courbe (a), l'ajustement correspond à une droite passant par l'origine et tracée à partir des points de mesure. La pente de cette droite est de  $30 \text{ k}\Omega/\text{carré}$  correspondant à une résistivité de  $4.5 \times 10^{-2} \Omega \text{ cm}$ . Pour la courbe correspondant au dopage  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (b) les points nous ont permis de tracer une droite qui passe par l'origine et dont la pente est de  $17 \text{ k}\Omega/\text{carré}$ . La résistivité calculée est de  $2.6 \times 10^{-2} \Omega \text{ cm}$ . Remarquons qu'à température ambiante, pour les deux dopages, la résistance par carrée est de l'ordre du quantum de résistance ( $\sim 26 \text{ k}\Omega$ ). Ce point correspond pour des couches minces à un seuil entre un état localisé et un état délocalisé. Il s'avère donc intéressant de mesurer des nanofils autour de ce seuil.



**Figure 7 :** Courbes de résistance en fonction du nombre de carrés par surface, pour plusieurs structures pour les deux dopages :  $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (a) et  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (b). Les points encadrés sont les points les plus éloignés des autres. Ces points de mesure sortent de la loi linéaire pour des raisons technologiques. Les autres points de mesure permettent de réaliser l'approximation par une droite, dont la pente est la résistance carrée (le rapport résistivité/épaisseur).

Les valeurs théoriques de résistivité dans le silicium massif (pour un dopage à l'arsenic) sont :

- $\sim 6 \times 10^{-2} \Omega \text{cm}$  pour le dopage de  $2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  ;
- $\sim 6 \times 10^{-3} \Omega \text{cm}$  pour le dopage de  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ .

valeurs théoriques		valeurs expérimentales	
dopage	résistivité	résistivité expérimentale	dopage équivalent
$2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$	$6 \times 10^{-2} \Omega \text{cm}$	$4.5 \times 10^{-2} \Omega \text{cm}$	$3.3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$
$10^{19} \text{cm}^{-3}$	$6 \times 10^{-3} \Omega \text{cm}$	$2.6 \times 10^{-2} \Omega \text{cm}$	$9 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$

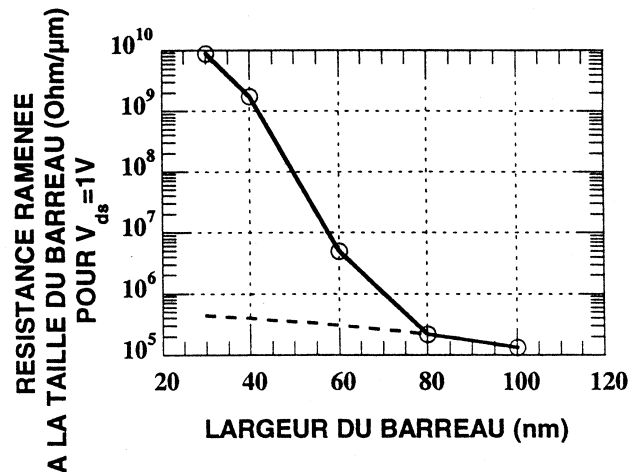
**Tableau 2 : Résistivités pour les dopages  $2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  et  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ . Dans la partie droite du tableau nous avons estimé le dopage à partir de valeurs de résistivité obtenues expérimentalement. Nous remarquons une augmentation d'un ordre de grandeur pour la résistivité expérimentale sur les échantillons fortement dopés.**

Pour le dopage de  $2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ , la résistivité a le bon ordre de grandeur. Pour les échantillons de dopage  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  la résistivité expérimentale correspond à un dopage de l'ordre de  $9 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  (cf. Tableau 2).

Il y a donc une diminution d'un ordre de grandeur du dopage équivalent expérimental, par rapport au dopage technologique annoncé dans le silicium. Ce comportement déjà observé dans ce type de structures [6], [7] peut avoir plusieurs explications possibles :

- le dopage à de si fortes doses n'est pas très bien maîtrisé dans la technologie de la microélectronique. Ainsi, il peut y avoir des atomes dopants qui ne sont pas actifs électriquement, induisant une augmentation de la résistivité.
- les dimensions (longueur, largeur et épaisseur) électriques ne sont pas les mêmes que celles géométriques, surtout à cause de la formation d'une couche d'oxyde natif sur les nanostructures qui réduit la section effective du conducteur. La diminution de la section réelle du conducteur fausse l'extraction de la résistivité.
- il peut y avoir des effets de bord qui induisent une augmentation de la résistivité. Il est bien connu que la résistivité de films minces de métal augmente lorsque l'épaisseur passe sous le seuil du libre parcours moyen du substrat, à cause de réflexions diffusives [8]. Ce phénomène dépend de la rugosité et de la qualité cristalline de la couche. Comme la résistivité est inversement proportionnelle au libre parcours moyen, elle croit en conséquence. Nous pouvons transposer ce phénomène au cas de nos couches minces de silicium.

Des études [6] faites sur le même type de dispositifs ont montré une forte divergence de la résistance avec la largeur des structures (cf. Figure 8). Nos mesures n'ont pas mis en évidence un effet similaire. Cela peut provenir de la faible rugosité de surface de nos structures grâce à la technique de fabrication mais aussi de la maîtrise de la zone de contact. Il est probable que l'étude [6] s'est heurtée à des problèmes d'amorphisation au niveau des contacts.



**Figure 8 :** Divergence de la résistance ramenée à la taille du barreau en fonction de la largeur des nanofils pour des structures similaires à celles que nous utilisons (tiré de la thèse de L. Palun [6]).

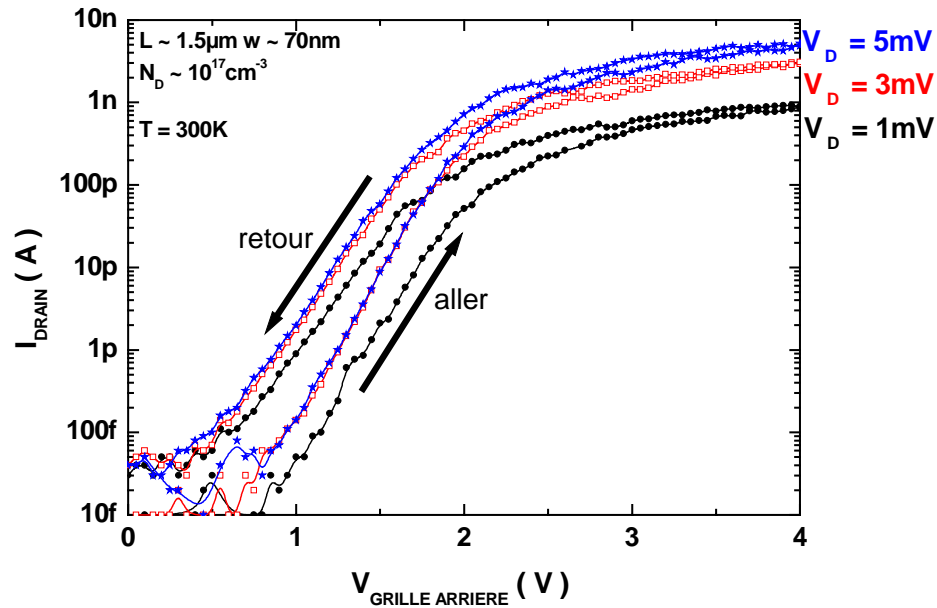
En conclusion, la loi  $R \propto \frac{L}{S}$  reste valable même pour ces échantillons dont la section varie de 600nm<sup>2</sup> à 2250nm<sup>2</sup>, mais nous remarquons une augmentation de la résistivité par rapport aux prédictions théoriques pour les échantillons fortement dopés.

### **III.5 Influence de la grille arrière sur la conduction dans les nanostructures**

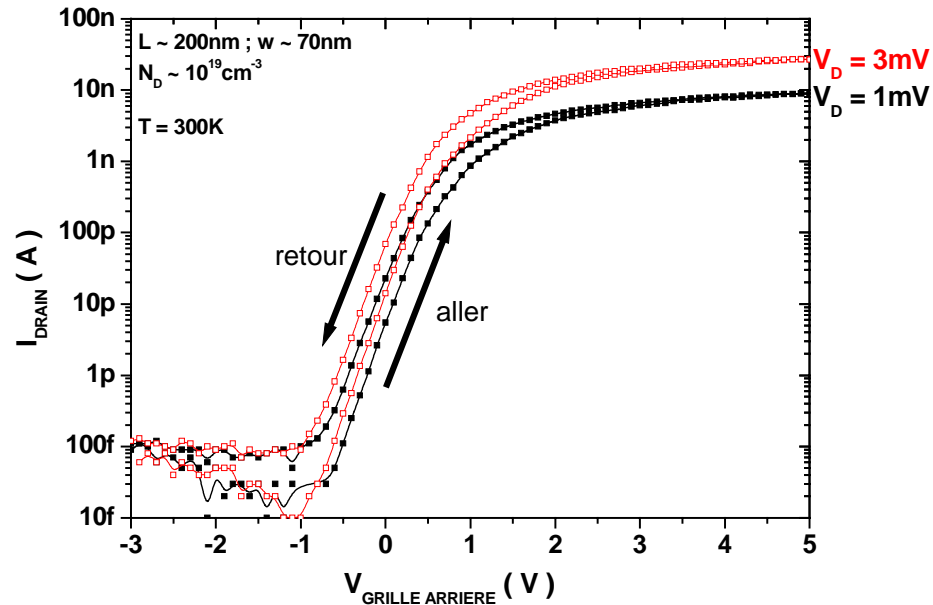
Nous avons vu dans la section sur la reproductibilité des propriétés électriques (III.3), que le courant à travers la structure est commandé par la tension de grille arrière. Pour en apprendre plus sur l'effet de champ dû à la grille arrière dans les nanofils, nous avons tracé et analysé les courbes  $I_D - V_{BG}$ .

La Figure 9 et la Figure 10 montrent les courbes de courant en fonction des tensions de grille arrière pour deux échantillons présentant différents dopages : 2.5x10<sup>17</sup>cm<sup>-3</sup> et 10<sup>19</sup>cm<sup>-3</sup>. Toutes ces mesures ont été réalisées à l'air dans le sens croissant et décroissant de la tension de grille. Plusieurs tensions de drain ont été sondées dans les deux cas : 1mV, 3mV et 5mV. Les courbes ont

l'allure classique des courbes  $I_D - V_G$  pour des transistors à effet de champ de type  $n$ . Le courant augmente quand nous appliquons des tensions de drain plus fortes, comme dans un FET. Il y a deux particularités que nous remarquons sur ces courbes : la présence d'une très forte hystérésis et une pente sous le seuil assez élevée. Nous associons l'hystérésis à la présence de pièges à l'interface avec l'oxyde natif de la nanostructure de silicium. Une analyse détaillée sera présentée dans la section suivante.



**Figure 9 :** Courbes de courant de drain en fonction de la tension de grille arrière pour un nanofil dopé à  $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  pour plusieurs tensions de drain. L'échantillon sous test est un nanofil de  $1.5 \mu\text{m}$  de longueur et  $70 \text{ nm}$  de largeur (section de  $1050 \text{ nm}^2$ ). Les mesures ont été faites dans l'intervalle  $0 \text{ V} - 4 \text{ V}$ , dans le sens croissant et décroissant, de la tension de grille arrière. La différence entre les courbes aller – retour montre la présence d'une hystérésis de  $0.35 \text{ V}$  de largeur.



**Figure 10 :** Courant de drain en fonction de la tension de grille arrière pour un nanofil dopé à  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  pour deux tensions de drain :  $1 \text{ mV}$  et  $3 \text{ mV}$ . Le fil testé a  $200 \text{ nm}$  de longueur et  $70 \text{ nm}$  de largeur ( $1050 \text{ nm}^2$ ). Les mesures ont été faites dans l'intervalle  $-3 \text{ V}$  à  $5 \text{ V}$ , dans le sens croissant et décroissant, de la tension de grille arrière. La différence entre les courbes aller – retour montre la présence d'une hystérésis de  $0.2 \text{ V}$ .

La tension de seuil pour les deux dopages n'est pas la même. Les nanostructures faiblement dopées ont une tension de seuil positive, de l'ordre de  $2 \text{ V}$ , alors que pour celles fortement dopées elle est de l'ordre de  $1.2 \text{ V}$ . Ainsi, pour les deux dopages il faut appliquer une tension sur la grille arrière afin d'induire le passage du courant à travers la structure. Cela traduit le fait qu'à atmosphère ambiante, les structures pour les deux dopages ( $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) sont complètement désertées.

Nous avons également testé quelques échantillons de dopage supérieur à  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  et nous avons remarqué que ces échantillons sont dans l'état passant en l'absence de dopage électrostatique (grille arrière à  $0 \text{ V}$ ). Ainsi, la transition des structures complètement désertées aux structures partiellement désertées se fait entre les dopage  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  à  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .

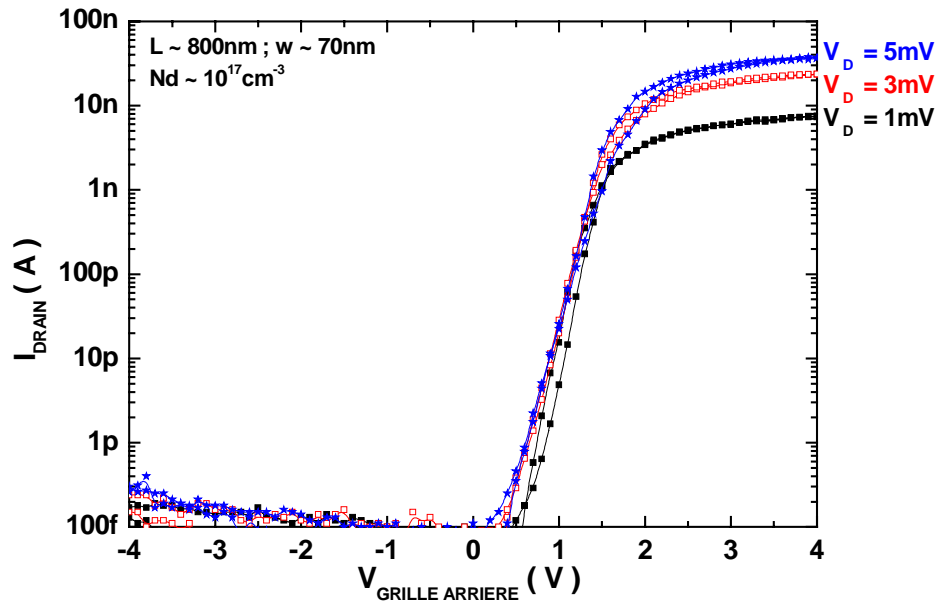
### III.5.1 Hystérésis des courbes de courant en fonction de la tension de grille arrière

Les courbes de courant en fonction de la tension de grille arrière ont mis en évidence une hystérésis. Afin d'analyser plus en détail l'hystérésis, nous avons étudié son évolution dans le temps. Ainsi, la Figure 11 montre des courbes  $I_D - V_{BG}$  réalisées toute de suite après la fabrication ;

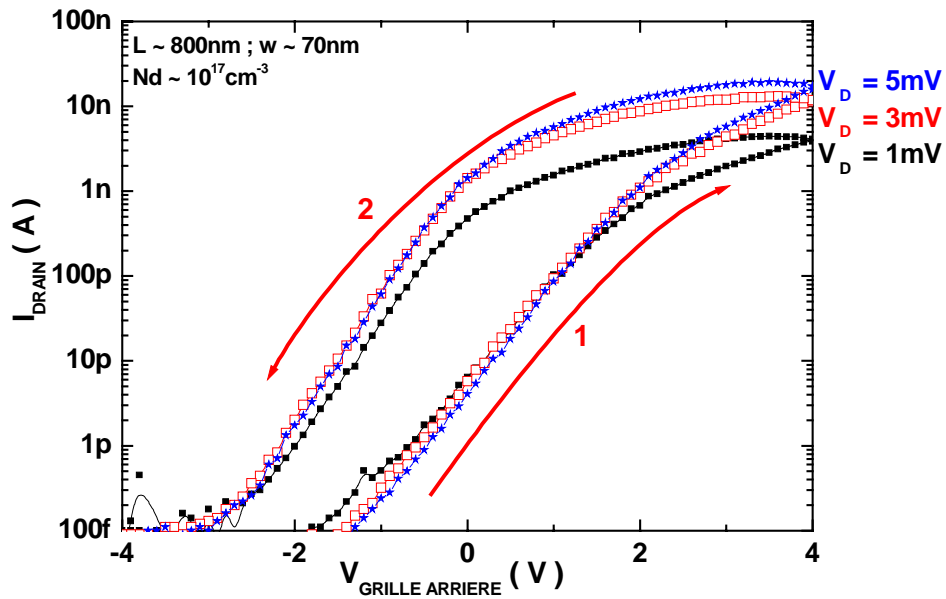
d'autres mesures (cf. Figure 12) sur le même échantillon ont été réalisées quelques semaines plus tard. Le pas de mesure est le même pour les deux expériences : 0.1V (ainsi que le temps d'attente au début de la mesure et le temps entre deux mesures). L'évolution de l'hystérésis entre les deux courbes est évidente : il n'y a quasiment pas d'hystérésis après la fabrication, alors que l'hystérésis est très importante ( $\sim 2V$ ) quelques semaines plus tard. Les mesures ont été faites à l'air pour les deux cas. La différence entre l'aller et le retour permet de calculer la charge qui a été déplacée entre l'aller et le retour :

$$|\Delta V| = \left| \frac{q \cdot N_{it}}{C_{ox}} \right| \quad \# \text{ III.16}$$

où  $q$  est la charge élémentaire,  $N_{it}$  est la densité surfacique des charges et  $C_{ox}$  est la capacité de l'oxyde. Pour  $\Delta V = 2V$  on en déduit une densité de charges de  $1.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .



*Figure 11 : Courbes de courant de drain en fonction de la tension de grille arrière pour plusieurs tensions de drain : 1mV, 3mV et 5mV. Les mesures ont été réalisées tout de suite après la fabrication sur un nanofil de 800nm de longueur, 70nm de largeur et dopé à  $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Nous remarquons qu'il n'y a quasiment pas d'hystérésis pour ces courbes.*



**Figure 12 :** Courant de drain en fonction de la tension de grille arrière pour plusieurs tensions de drain pour le même échantillon que dans la Figure 11. Les mesures ont été faites quelques semaines après la fabrication. Nous remarquons l'évolution de l'hystérésis (de quasiment 0V à 1.5V) pour ces courbes par rapport à celles obtenues toute suite après la fabrication. Nous attribuons cette évolution à l'apparition de l'oxyde natif sur les nanostructures. Ainsi, aux interfaces nanofil/oxyde natif il peut y avoir d'importantes charges d'interfaces qui ne sont pas contrôlées technologiquement.

Par la suite nous allons nous intéresser à la répartition spatiale (et énergétique) de cette charge. Nous remarquons que l'évolution de l'hystérésis est accompagnée par une évolution de la pente sous le seuil. Nous supposons que tous ces changements sont dus à la présence ou à l'absence de l'oxyde natif et de charges sur les structures. Pour les mesures réalisées juste après la fabrication, il n'y a pas d'oxyde natif, alors que pour les mesures réalisées plus tard, la couche d'oxyde natif est entièrement formée et peut affecter les propriétés électriques. Pour démontrer cette supposition nous utiliserons un modèle d'extraction de l'inverse de la pente sous le seuil  $S$ , avec ou sans oxyde natif [9] et comparerons les résultats avec ceux obtenus expérimentalement.

Le modèle est construit pour extraire  $S$  à partir des caractéristiques électriques des substrats SOI avec un film mince de silicium. Hovel [9] considère dans son modèle les deux interfaces de la nanostructure : l'interface fil – oxyde enterré (noté avec l'indice 1) et l'interface nanofil – oxyde natif (noté avec l'indice 2). Nous appliquerons ce modèle à nos structures suivant le schéma de la Figure 13. Les charges au niveau des interfaces sont représentées par une densité d'états surfaciques,  $N_{it}$  (en  $\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$ ). Pour ce modèle, la densité est transformée par une capacité surfacique par une multiplication avec la charge élémentaire :

$$C_{it(2)} = e \cdot N_{it(2)} \quad \# \text{ III.17}$$

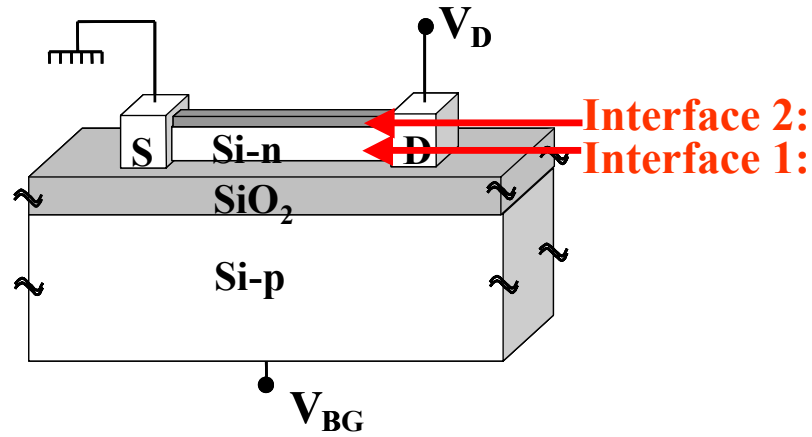


Figure 13 : Schéma de nanostructures avec les charges aux interfaces fil – oxyde enterré et fil – oxyde natif qui sont prises en compte dans le modèle de Hovel [9] pour le calcul de  $S$ .

Les calculs [9] montrent que l'inverse de la pente sous le seuil  $S$  est donnée par :

$$S \cong \frac{\ln(10)}{C_{ox}} \cdot \left( \frac{q}{k_B \cdot T} - \frac{1}{E_{F1} \cdot t_{Si}} \cdot \frac{C_{it2}}{C_{Si} + C_{it2}} \right)^{-1} \cdot \left( C_{ox} + C_{it1} + \frac{C_{Si} \cdot C_{it2}}{C_{Si} + C_{it2}} \right) \quad \# \text{ III.18}$$

où  $C_{ox}$  est la capacité surfacique de grille,  $E_{F1}$  le champ électrique à l'interface fil – oxyde enterré,  $t_{Si}$  l'épaisseur de la nanostructure de silicium et  $C_{Si/it1/it2}$  les capacités surfaciques de la structure de silicium et des interfaces fil – oxyde enterré et fil – oxyde natif.

La pente sous le seuil peut évoluer au cours du temps si l'interface n'est pas stable. Le silicium à l'air s'oxyde peu à peu ce qui implique une évolution de  $C_{it2}$ , et, donc, de la pente sous le seuil.

En considérant que  $N_{it1} = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$  et que  $N_{it2} = 0 \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$  (pas d'oxyde natif), nous obtenons une pente sous le seuil de l'ordre de 100mV/décade. Si nous gardons la même densité de charges à l'interface avec l'oxyde enterré et que nous rajoutons une densité de charge de  $N_{it2} = 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$  (ce qui est une valeur raisonnable pour une interface avec l'oxyde enterré [10]), nous obtenons une pente sous le seuil de l'ordre de 1V/décade.

A partir des courbes expérimentales, nous mesurons  $S \sim 200 \text{ mV/décade}$  pour la Figure 11 et  $S \sim 1 \text{ V/décade}$  pour la Figure 12. On en déduit que la pente sous le seuil expérimentale pour les courbes tracées juste après la fabrication est du même ordre de grandeur que le résultat du modèle appliqué sans charges à l'interface avec l'air. Par contre, la pente sous le seuil des courbes expérimentales tracées quelques semaines plus tard est celle donnée par le modèle avec des charges à l'interface silicium – oxyde natif. Ces résultats sont résumés dans le Tableau 3.



Résultats expérimentaux	Résultats avec le modèle
$S_{\text{fabrication}} \sim 200\text{mV/décade}$	$N_{\text{it1}} = 5 \times 10^{10} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ ; $N_{\text{it2}} = 0 \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ $S \sim 100\text{mV/décade}$
$S_{\text{après}} \sim 1\text{V/décade}$	$N_{\text{it1}} = 5 \times 10^{10} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ ; $N_{\text{it2}} = 10^{12} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ $S \sim 1\text{V/décade}$

**Tableau 3 : Résultats expérimentaux comparés avec les résultats du modèle. La pente sous le seuil après la fabrication correspond au calcul sans charges à l'interface avec l'air. La pente sous seuil a évolué après quelques semaines et correspond au calcul tenant compte de l'interface avec l'oxyde natif.**

Les propriétés électriques des nanostructures peuvent évoluer avec le temps à cause de la formation de la couche d'oxyde natif sur les nanofils. Les interfaces avec l'oxyde natif jouent un rôle extrêmement important car le rapport surface/volume pour les nanofils est très grand. C'est une caractéristique générale des nanofils ainsi que des nanotubes qui rend d'ailleurs ces objets tout à fait indiqués pour réaliser des capteurs : on exploite alors la sensibilité de l'effet de champ à une densité surfacique de charge, et si celle-ci dépend d'un effet physico-chimique contrôlé, on obtient un capteur de grande sensibilité.

### III.5.2 Paramètres des transistors à base de nanostructures de silicium

L'influence de la tension de grille arrière sur le courant à travers les nanostructures est du même type que l'influence de la grille sur le courant dans un transistor MOS. Cependant, nous nous interrogeons sur le sens des modèles et des paramètres de type MOSFET pour des dispositifs des dimensions si faibles. Nous avons vu dans l'analyse de l'hystérésis que la pente sous le seuil expérimentale peut être retrouvée en utilisant un modèle pour les films minces de SOI. Mais, ce modèle prend en compte ce qui se passe sur la surface des nanostructures. La tension de seuil, la mobilité sont d'autres paramètres qui caractérisent le transport dans les transistors. Notre but n'est pas de faire une analyse statistique de ces paramètres, mais plutôt de donner leurs ordres de grandeur et de rechercher les phénomènes physiques responsables d'éventuelles différences par rapport aux transistors MOSFET.

Les tensions de seuil typiques que nous obtenons pour les échantillons faiblement dopés sont autour de 2V, alors que pour les échantillons de dopage  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  sont plus faibles, de l'ordre de 1V.

Nous avons également estimé la mobilité dans les nanofils à l'aide de la transconductance au point d'inflexion ( $g_m$ ) des courbes de courant de drain en fonction de la tension de grille :

$$\mu = \frac{L \cdot g_m}{w \cdot C_{ox} \cdot V_D} \quad \# \text{ III.19}$$

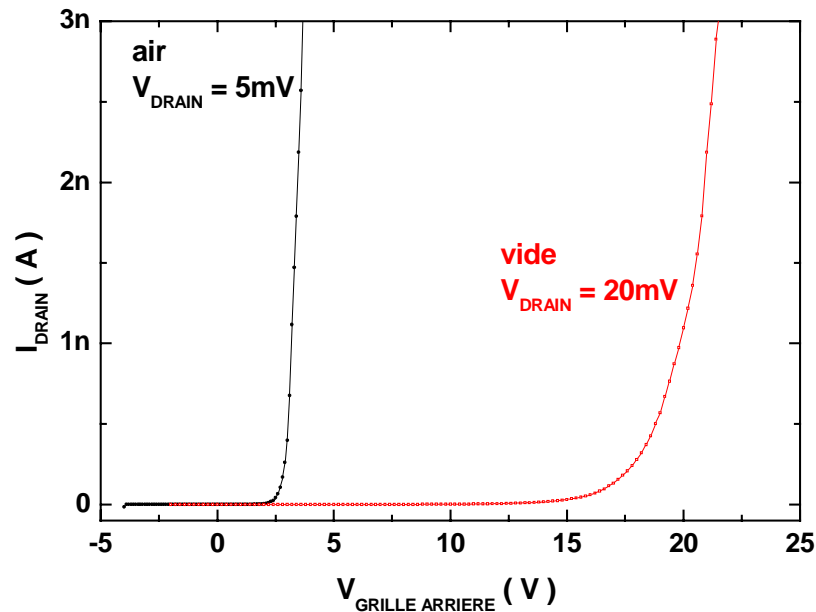
avec  $L$  la longueur,  $w$  et la largeur de la structure,  $C_{ox}$  la capacité surfacique de l'oxyde enterré et  $V_D$  la tension de drain utilisée.

Les valeurs obtenues sont très surprenantes : la mobilité ainsi calculée a des valeurs qui vont de quelques centaines de  $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  jusqu'à des valeurs supérieures à  $1000\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  et même plus élevées que celles des électrons dans le silicium massif. En utilisant le nombre de carrés total des structures complètes (fils et plots de connexion) à la place de  $L/w$ , les valeurs sont aussi trop élevées par rapport à celles obtenues habituellement dans le canal d'un transistor MOS.

De fortes mobilités ont été déjà observées [11] dans des transistors à base de nanofils de silicium, mais les structures étaient encapsulées et possédait une grille supérieure. Cette augmentation a été expliquée par la contrainte sur les fils engendrée par l'oxydation. Morimoto et al [12] ont montré que l'oxydation par AFM n'endommage pas les qualités du silicium dopé n. Il faut donc chercher ailleurs la raison de cette augmentation de la mobilité.

Afin de s'assurer que ceci n'est pas un artefact dû à une contamination à l'air, des tests ont été menés sous vide. Les mobilités extraites ont des valeurs de l'ordre de quelques dizaines de  $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ . Ce résultat est proche de ce qui a été déjà observé dans ce type des structures [7]. Comment expliquer cette différence ?

Le même échantillon a été mesuré à l'air et sous vide. La Figure 14 montre un fort décalage vers les tensions positives de la courbe de courant de drain en fonction de la tension de grille arrière au passage de l'air sous vide. Même si la tension de drain n'est pas la même, ceci ne change par le fait que la tension de seuil est décalée de plus de 10V entre l'air et le vide. Expérimentalement, la pente sous le seuil est de 0.4V/décade à l'air et de 2.8V/décade sous vide. Ainsi, la mobilité calculée à l'air est de l'ordre de  $1700\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ , alors que pour les mesures sous vide elle peut être estimée à  $100\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ .



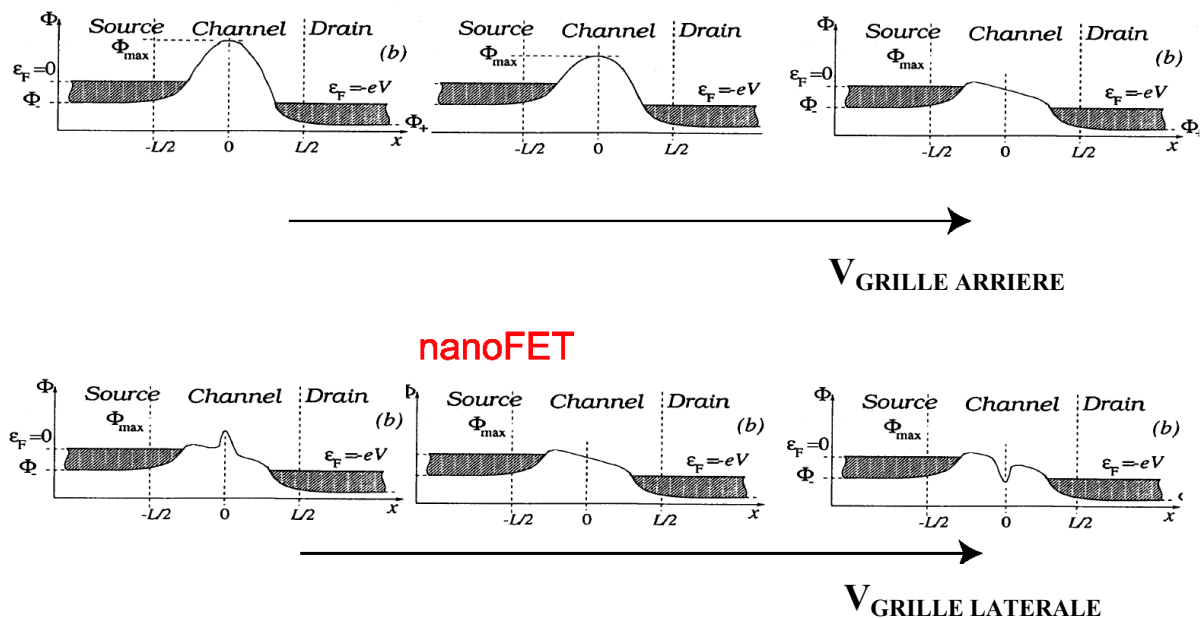
**Figure 14 :** Courant de drain en fonction de la tension de grille arrière pour le même échantillon mesuré à l'air (courbe à 5mV de drain) et sous vide (courbe à 20mV sur le drain). La tension de seuil sous vide augmente fortement après mise sous vide.

La couche d'oxyde natif sur les structures est une couche hydrophile. Ainsi, notre hypothèse est que la différence entre les mesures à l'air et les mesures sous vide vient de la présence d'une fine couche d'eau sur les structures à l'air. Cette couche est absente sous vide, d'où les différences si grandes entre les paramètres. Le décalage de la tension de seuil s'explique alors par la présence de l'eau, induisant un changement dans la distribution de charges sur le nanofil et éventuellement un couplage avec la grille arrière. Cette couche d'eau peut donc agir comme une grille électrochimique sur la conduction à travers le nanofil et elle est d'autant plus importante que la surface est hydrophile, or l'oxyde de silicium est hydrophile. Cette notion de grille électrochimique a été vérifiée expérimentalement sur des transistors à nanotubes de carbone [13]. Des mesures à l'aide d'une grille électrolytique sur un nanotube ont montré un effet de champ fort en solution, qui peut par ailleurs être utilisé pour effectuer une détection électrochimique de la dite solution.

Dans ce cas, le modèle simple du transistor ne peut pas être appliqué à l'extraction des paramètres pour les nanofils mesurés à l'air. L'explication du transport dans les nanofil à l'air n'est pas évidente, et les modèles FET simples doivent être adaptés afin d'extraire les caractéristiques des transistors à base de nanofils. Une solution pour s'assurer que la couche d'eau sur les nanostructures n'induit pas d'artefacts consiste à les encapsuler dans un diélectrique.

### III.6 Influence des grilles latérales sur la conduction dans les nanostructures

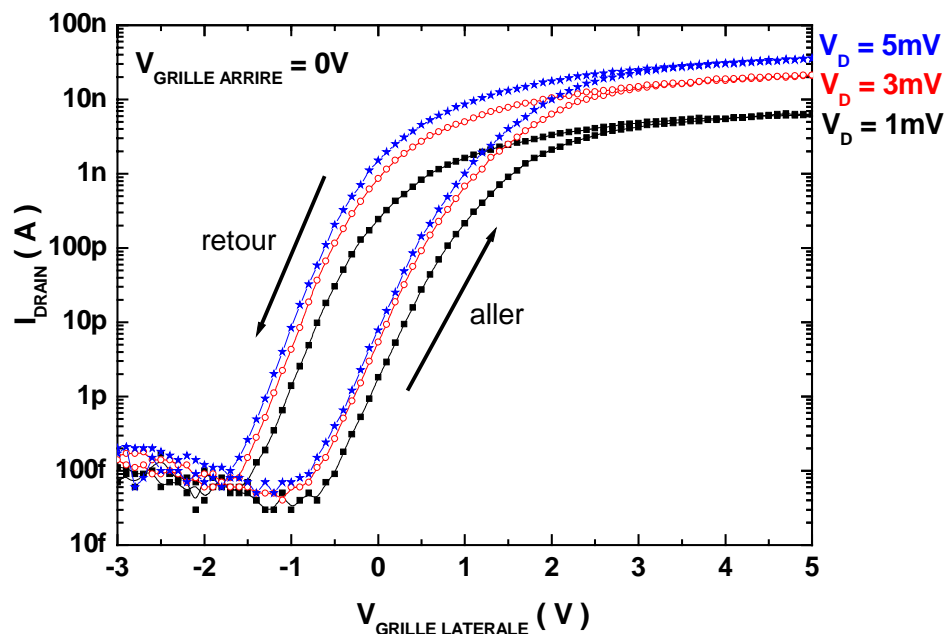
Les nanostructures de silicium que nous avons fabriquées possèdent des petits doigts coplanaires, de la même largeur que le nanofil, constituant des grilles latérales. L'influence de ces grilles latérales sur la conduction à travers la nanostructure ne peut être que très localisée. Ainsi, si le contrôle par la grille arrière se fait tout au long de la structure, l'action du champ latéral est très localisée, comme le montrent les diagrammes de bandes de la Figure 15. Un effet de champ dû à la tension appliquée sur les grilles latérales n'est donc pas trivial. L'intérêt de cet effet de champ réside dans sa forte localisation qui peut permettre la création d'un puits de potentiel de manière électrostatique [14].



**Figure 15 : Diagrammes de bandes pour une nanostructure en fonction du champ arrière (haut) et du champ latéral (bas). L'action de la grille arrière est ressentie sur l'ensemble du nanofil ainsi que sur les barrières aux deux contacts drain et source. Quand la tension de grille arrière dépasse une certaine valeur (le seuil), l'énergie dans le nanofil est plus faible que l'énergie du niveau de Fermi dans la source et plus grande que l'énergie du niveau de Fermi du drain, favorisant ainsi le passage d'électrons de la source vers le drain. L'action de la grille latérale qui est très pointue, se localise à l'endroit du nanofil le plus proche d'elle. Pour expliquer plus en détail son action nous allons supposer que le fil est globalement dans l'état passant grâce au potentiel positif appliqué sur la grille arrière. Pour de faibles polarisations de la grille latérale le canal sera pincé du côté de la grille latérale. Pour des tensions de grille latérale fortes, un puits peut se former dans le canal.**

La Figure 16 et la Figure 17 montrent les courbes typiques du courant de drain en fonction de la tension appliquée sur les grilles latérales que nous avons obtenues pour nos nanostructures. Dans la Figure 16, nous mettons en évidence l'effet de champ dû à la tension de grille latérale pour trois tensions de drain : 1mV, 3mV et 5mV. La structure testée est un nanofil de 700nm de longueur, 80nm de largeur et de dopage de  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ . La grille latérale est placée à 200nm de distance du nanofil.

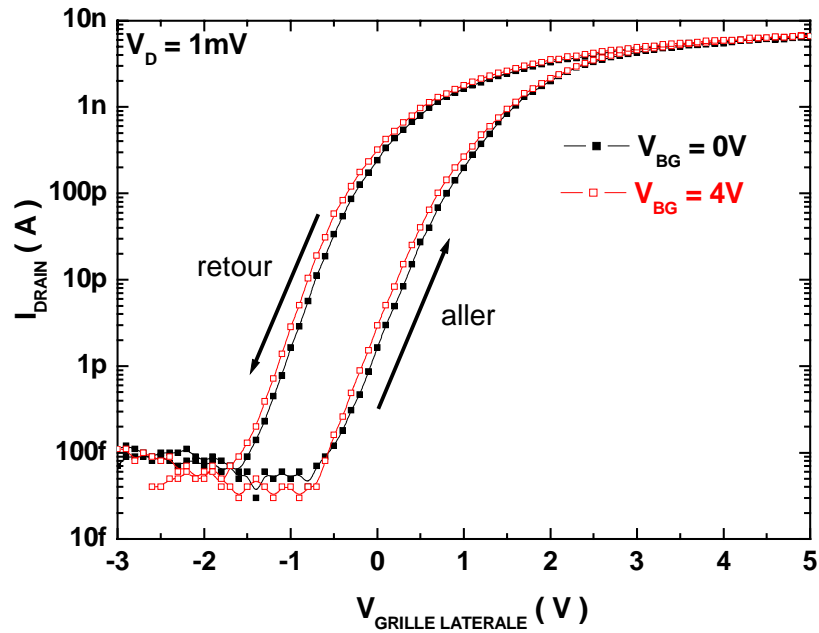
Les courbes ont l'allure caractéristique d'un effet de champ. Pour des tensions de drain plus élevées, le courant à travers la structure augmente proportionnellement avec la tension de drain. Une hystérésis importante de l'ordre de 1V est mise en évidence entre les courbes aller et retour.



**Figure 16 :** Courbes de courant source – drain en fonction de la tension de grille latérale pour plusieurs tensions de drain (5mV, 3mV et 1mV). La structure sous test est un nanofil de 700nm de longueur, 80nm de largeur (section  $1200\text{nm}^2$ ) et de dopage  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ . Il y a une grille latérale qui se trouve à 200nm du nanofil. La conduction dans le nanofil est contrôlée par la grille latérale, même si la grille est très étroite et son action sur le nanofil est très localisée.

Sur la Figure 17 nous suivons l'effet de deux tensions de grille arrière différentes (0V et 4V) sur les courbes de courant de drain en fonction de la tension de grille latérale, pour une tension de drain fixée de 1mV. La structure sous test est la même que celle de la Figure 16.

Le courant dans l'état passant est quasiment le même pour les deux courbes. La différence est que pour une tension de grille arrière plus élevée, la tension de seuil pour la grille latérale est légèrement plus faible. En effet, quand la tension de grille arrière augmente, le canal de conduction est plus épais et il faut appliquer une tension de grille latérale plus négative pour le bloquer.



**Figure 17 :** Courbes de courant source – drain en fonction de la tension de grille latérale pour plusieurs tensions de grille arrière (4V et 0V). La structure sous test est la même que dans la Figure 16.

Sur la Figure 18 nous comparons l'effet de champ de la grille arrière avec l'effet de champ de la grille latérale pour ce même échantillon. Les deux mesures ont été faites pour les mêmes tensions de drain : 1mV, 3mV et 5mV. L'hystérésis est beaucoup plus importante sur les courbes en fonction de la grille latérale que sur celles en fonction de la grille arrière.

Nous donnerons un exemple quantitatif pour une tension de drain de 1mV. Pour les courbes en fonction de la grille latérale, l'écart entre l'aller et le retour est de 1V. Pour l'effet de grille arrière, l'hystérésis est de 0.3V.

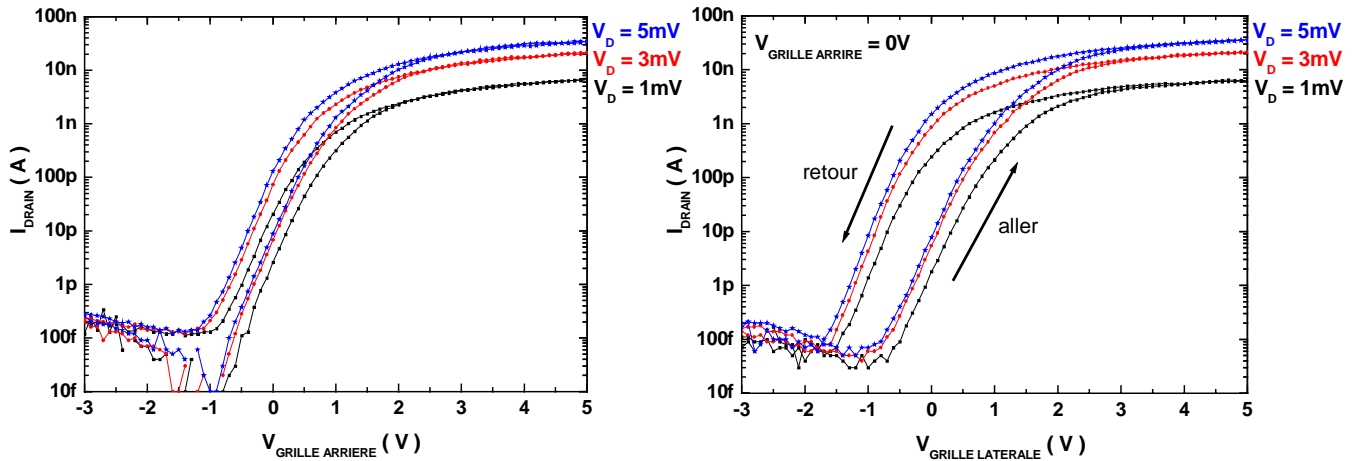
La quantité de charge échangée entre l'aller et le retour (calculée par la formule #III.20) pour la grille arrière est de  $1.7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , alors que pour la grille latérale la charge est de  $5.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Ainsi, la grille latérale est mieux couplée aux charges d'interface.

$$\Delta V = \frac{q \cdot N_{it}}{C_{ox}} \Rightarrow N_{it} = \frac{C_{ox} \cdot \Delta V}{q} = \frac{\epsilon_{ox} \cdot \Delta V}{q \cdot t_{ox}} \quad \# \text{ III.20}$$

Nous avons extrait la pente sous le seuil pour une tension de 1mV sur le drain pour les deux courbes. Pour la courbe en fonction de la grille arrière, le swing est de 380mV/décade, alors que pour la grille latérale le swing est de 420mV/décade. Le rapport expérimental de swing entre les deux grilles,  $S_{\text{Grille arri\`ere}}/S_{\text{Grille lat\`erale}}$  est de 1.1. Dans le modèle le plus simple, S est inversement proportionnel à la capacité de l'isolant. Le rapport de capacités de grilles latérale et arrière est donné par :

$$\frac{C_{GRILLE\_LATERALE}}{C_{GRILLE\_ARRIERE}} = \frac{\epsilon_0}{w_{GAP}} \cdot \frac{t_{OXYDE\_ENTERRE}}{\epsilon_{SiO_2}} \approx 2 \quad \# III.21$$

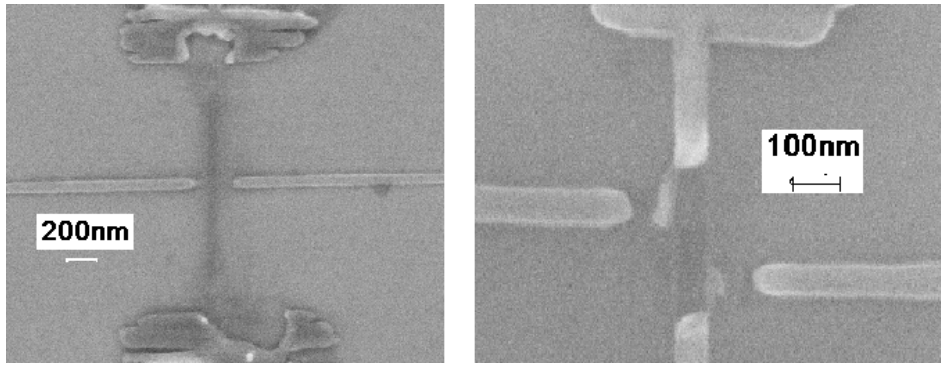
Il est normal que le rapport de S ne soit pas exactement le même que le rapport des capacités sachant que les mesures ont été faites à l'air. De plus, le modèle de la capacité de la grille latérale est plus complexe qu'un simple modèle planaire, en particulier le champ électrique local est très inhomogène.



**Figure 18 :** Comparaison entre l'effet de champ de la grille arrière et l'effet de la grille latérale pour les mêmes tensions de drain : 1mV, 3mV et 5mV. La structure sous test est un nanofil de 700nm de longueur, 80nm de largeur et dopé à  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ . La grille latérale se trouve à 200nm du nanofil.

### III.7 Modification structurelle des nanofils

Pour une partie des nanofils, le courant chute considérablement pendant les tests électriques. Ce vieillissement est d'autant plus important que le nanofil est porté à des densités de courant élevées (de l'ordre de  $10^8 \text{A/m}^2$ ). Pour ces cas, il s'avère impossible de regagner un niveau de courant suffisamment important pour faire des mesures électriques. Nous avons observé ces nanofils au MEB après les avoir testés électriquement. Nous avons remarqué que ces nanofils sont soit cassés au milieu soit au bord, soit entièrement fondus (cf. Figure 19).



**Figure 19 : Images MEB des nanofils détériorés pendant les mesures électriques. Les canaux sont entièrement fondus ou cassés au niveau des grilles latérales. Notons que la matière semble « attirée » par les grilles latérales, dans l'image de droite.**

La première hypothèse que nous avons vérifiée est l'autoéchauffement, qui induit une augmentation de température. Si cette température est plus grande que la température de fusion du silicium (1687K), les fils peuvent fondre. Afin d'approfondir cette hypothèse, il faut calculer le profil de température dans le nanofil. La propagation de la chaleur en régime permanent dans un fil unidimensionnel est donnée par [15] :

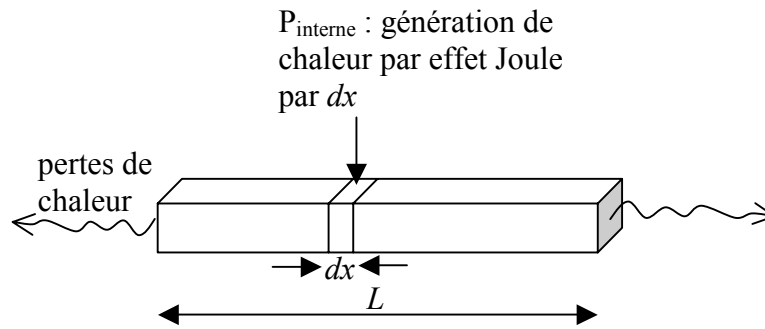
$$\nabla(\lambda \cdot \nabla \theta) + H = 0 \quad \# \text{ III.22}$$

avec  $\lambda$  la conductivité thermique,  $\theta$  la température locale et  $H$  la génération de chaleur.

Nous appliquerons l'équation de la propagation de chaleur dans un nanofil de silicium. Le nanofil peut échanger de la chaleur avec l'air, avec l'oxyde enterré et avec les contacts. La conduction thermique du silicium est de  $150 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ , alors que pour l'oxyde de silicium elle ne vaut que  $1.4 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  et pour l'air  $0.57 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ . Ainsi, l'oxyde enterré et l'air sont de très mauvais conducteurs thermiques. Les échanges de chaleur avec l'air et l'oxyde seront donc considérés négligeables devant celui avec les contacts. Le bilan de chaleur par tranche de longueur  $dx$  est donné par l'équilibre entre la puissance due à l'effet Joule et les pertes de chaleur vers les contacts qui sont à une température de 300K. L'effet Joule induit une génération de chaleur par tranche, de  $\frac{\rho \cdot I^2}{S^2}$ , où  $\rho$  est la résistivité électrique,  $S$  est la section du fil et  $I$  est le courant électrique qui traverse le courant. Avec en plus l'hypothèse de température homogène dans une section du fil, nous obtenons l'équation différentielle :

$$\lambda \cdot \frac{d^2 \theta}{dx^2} + \frac{\rho \cdot I^2}{S^2} = 0 \quad \# \text{ III.23}$$





**Figure 20 : Bilan thermique dans un fil de section  $S$  et de longueur  $L$ . Le profil de température à l'intérieur du nanofil est donné par l'équilibre entre la chaleur générée par effet Joule et les pertes de chaleur vers les contacts.**

La solution de l'équation en considérant un bout du nanofil à  $x = 0$  et l'autre à  $x = L$  et avec les conditions limites  $\theta(0) = \theta(L) = T_0 \equiv 300K$  est donné par une parabole :

$$\theta(x) = -\frac{\rho \cdot I^2}{2 \cdot \lambda \cdot S^2} \cdot x^2 + \frac{\rho \cdot I^2 \cdot L}{2 \cdot \lambda \cdot S^2} \cdot x + T_0 \quad \# \text{ III.24}$$

Pour que la température au milieu du fil soit égale à la température de fusion du silicium, la puissance électrique dissipée dans le fil est donnée par :

$$P_{\text{critique}} \equiv R \cdot I^2 = \frac{\rho \cdot L \cdot I^2}{S} = \frac{8 \cdot \lambda \cdot S}{L} \cdot (T_{\text{fusion}} - T_0) \quad \# \text{ III.25}$$

Nous faisons une estimation de la puissance critique avec  $\lambda = 150W/m/K$ ,  $S = 50nm \times 15nm$ ,  $L = 1\mu m$  et  $T_{\text{fusion}} - T_0 \sim 1300K$ . Nous obtenons une puissance critique de l'ordre de 1mW. A température ambiante le courant maximum qui passe dans les nanostructures est de l'ordre de 100nA. Pour une puissance critique de 1mW nous pouvons estimer que la résistance nécessaire pour produire assez de chaleur doit être de l'ordre de 100GΩ. Aucun des nos nanofils n'est aussi résistif.

La résistance des nanofils est de l'ordre de 1MΩ. Pour cette résistance, le courant qui devrait passer par la structure pour que l'effet Joule soit significatif est de l'ordre de quelques dizaines de μA. Nous n'avons pas mesuré de courants aussi élevés dans nos nanostructures.

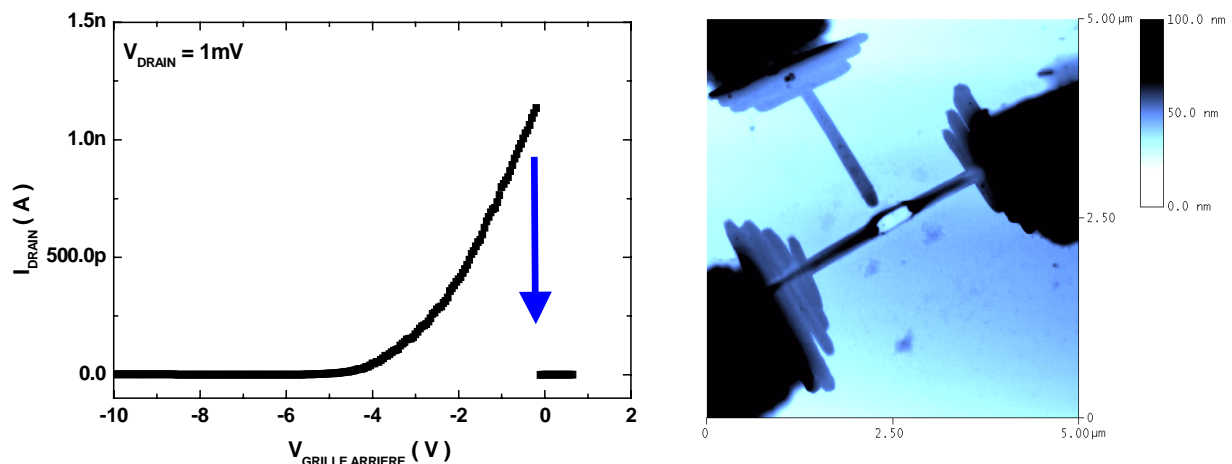
Donc, l'autoéchauffement des nanofils n'est pas suffisant pour expliquer la fusion des canaux.

Dans la majorité des cas, les fils complètement fondus, sont ceux sur lesquels nous avons utilisé les grilles latérales pendant les mesures à l'air.

Ainsi, une autre hypothèse est que les modifications structurales ont lieu sous fort champ électrique latéral. Les grilles latérales ne sont pas toujours polarisées pendant les mesures. Si

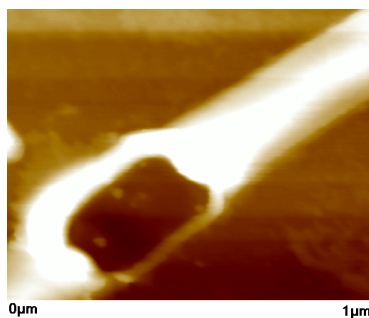
celles-ci sont polarisées, les tensions appliquées ne dépassent pas 5V. Ce qui fait la puissance du champ électrique latérale, est la distance très petite entre la grille et le canal. Ainsi, cette distance est de l'ordre de 100nm. Ceci correspond à un champ de 0.5MV/cm. De plus le champ électrique a une action très locale sur le canal. Un exemple d'une telle modification locale sur le canal avec la courbe électrique est montré dans la Figure 21. A gauche, la courbe de courant de drain en fonction de la tension de grille arrière pour une tension de drain de 1mV et en laissant la grille latérale flottante. Quand la tension de grille arrière est de  $-0.15V$ , le courant chute et il ne revient plus à des valeurs normales. L'image AFM, réalisée après des tests électriques montre un amincissement local du canal au niveau de la grille latérale.

Remarquons que la chute de courant sur la Figure 21 n'apparaît pas à une forte tension de grille mais à un fort courant. Ainsi, le fort champ électrique latéral ne suffit pas pour expliquer l'amincissement des structures dans le voisinage des grilles latérales. Ceci nous amène à la troisième hypothèse, l'ionisation par impact, qui a été décrite dans [16]. Il est probable que l'ensemble de tous ces effets induit les modifications structurelles observées après les tests électriques.



**Figure 21 : Modification locale du canal pendant une mesure électrique. A gauche, la courbe de courant à travers la structure en fonction de la grille arrière pour une tension de drain de 1mV. La grille latérale est flottante. La mesure est faite par pas de 50mV. A une tension de grille arrière de  $-0.15V$  et un courant de drain de l'ordre de 1nA, le courant chute brusquement. L'image AFM après la mesure électrique montre une modification structurale du canal localisée près de la grille latérale.**

La Figure 22 présente un zoom sur la région amincie de la structure testée dans la Figure 21. Remarquons que cet effet pourrait être utilisé pour amincir les structures, mais plus d'études sont nécessaires pour contrôler l'amincissement.

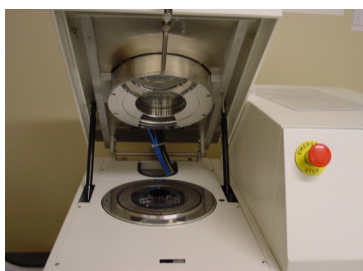


*Figure 22 : Zoom sur la zone amincie de la structure de la Figure 21. L'amincissement a lieu côté grille latérale. Nous supposons que cela est lié à la distribution de lignes de champ due à la grille latérale. Notons la résolution de l'image, obtenue avec une pointe AFM avec un nanotube de carbone greffé.*

### **III.8 Modification de l'oxyde enterré pendant les mesures**

Les structures peuvent être endommagées d'une autre manière pendant les mesures : par claquage de l'oxyde enterré. Dans ce cas, il peut y avoir des fuites à travers l'oxyde. Le nanofil est alors en contact avec la grille arrière. Nous allons d'abord énoncer les raisons pour lesquelles les structures se cassent. La structure cristalline du silicium est affectée pendant la fabrication, par exemple pendant le clivage des substrats. Les contacts de silicium ont juste 80nm d'épaisseur et les pointes peuvent traverser le matériau et claquer l'oxyde. Ainsi, nous pouvons avoir des fuites à travers l'oxyde. Y'a-t-il une manière de « guérir » ces structures endommagées ?

Nous avons testé l'effet d'un recuit rapide (en anglais, « rapid thermal annealing » ou RTA) sous atmosphère contrôlée d'azote dans le four de la Figure 23 sur les structures abîmées.



*Figure 23 : Four de recuit rapide permettant, par la présence de lampes, la montée en température rapide de l'échantillon.*

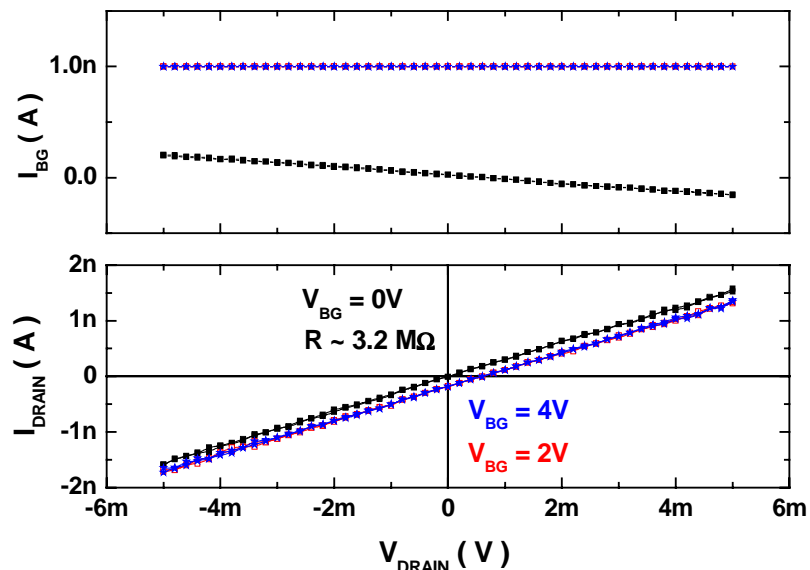
Afin de voir l'effet du RTA sur les substrats clivés, nous avons d'abord fait des mesures quatre pointes, de résistance carrée sur un substrat SOI, avant le clivage, après le clivage et après le RTA (cf. Tableau 4). Le clivage induit des défauts dans le matériau, ce qui produit une

augmentation de la résistance. Un recuit pendant 5 minutes à 950°C sous atmosphère d'azote permet de diminuer la résistance. Cette diminution de la résistance traduit une amélioration des propriétés électriques (recristallisation des défauts induits par le clivage) même si nous n'arrivons pas à récupérer entièrement toutes les qualités du matériau.

	Résistance carrée ( $\Omega$ )
SOI, avant clivage	65 $\Omega$
SOI, après clivage	106 $\Omega$
SOI, après le RTA	82 $\Omega$

**Tableau 4 :** Evolution de la résistance carrée pour un film de SOI non structuré de dopage  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  pendant plusieurs étapes de la fabrication : clivage, recuit rapide. Le clivage endommage les propriétés électriques, alors que le recuit peut les améliorer.

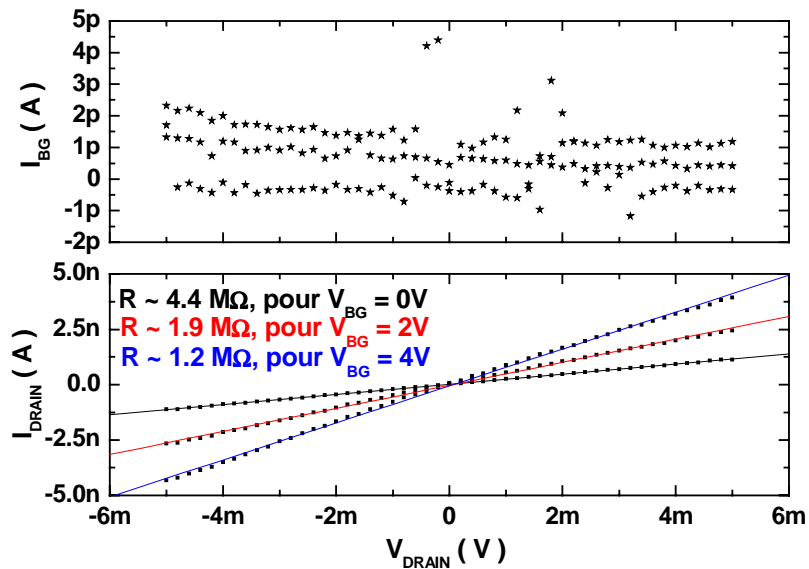
Par la suite, nous nous sommes intéressés à la capacité du recuit à « guérir » l'oxyde de grille qui fuit pour des nanostructures. La Figure 24 montre les courbes de courant à travers l'oxyde et à travers une structure de  $L \sim 1.9 \mu\text{m}$ ,  $w \sim 100 \text{nm}$  et dopé à  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ , avec un oxyde qui fuit. Dès que la tension sur la grille arrière est non nulle, il y a une partie du courant qui passe à travers l'oxyde et qui est comparable au courant de drain. Les courbes  $I_D - V_D$  sont translatées verticalement à cause de cette fuite de courant.



**Figure 24 :** Courbes  $I_{BG} - V_D$  et  $I_D - V_D$  pour une structure à oxyde qui fuit. Dès que nous appliquons une tension non nulle sur la grille arrière, le courant passe à travers l'oxyde et nous enregistrons un courant de grille,  $I_{BG}$ , important et comparable au courant de drain. Les courbes de courant de drain en fonction de la tension de drain sont translatées par rapport au point  $(0, 0)$ , ce qui montre également que le courant passe à travers la grille.

L'échantillon a été soumis à un recuit rapide pendant 5 minutes à 950°C sous azote. Les caractéristiques électriques ont été retracées dans les mêmes conditions qu'avant le recuit et sont montrées dans la Figure 25. Les courbes  $I_{BG} - V_D$  montrent que le courant de fuite à travers l'oxyde devient très faible par rapport au courant de drain : quelques pA par rapport à quelques nA. Ainsi, le courant passe principalement entre la source et le drain et il est contrôlé par la tension appliquée sur la grille arrière ; nous retrouvons donc l'effet de champ.

Pendant la fabrication et les tests électriques, les structures risquent de perdre leur propriétés électriques (claquage de l'oxyde, structure cristalline affectée par clivage). Un recuit rapide sous atmosphère contrôlée permet de récupérer, au moins en partie, les propriétés initiales des structures.



**Figure 25 :** Courbes obtenues pour le même échantillon que celui de la Figure 24 après le recuit rapide. Le courant à travers la grille arrière redevient négligeable par rapport au courant qui passe entre la source et le drain. L'effet de champ est à nouveau visible sur le courant dans la nanostructure.

### **III.9 Conclusion sur la conduction à température ambiante dans les nanofils de silicium**

Les nanostructures de silicium sont assimilables à des canaux de transistors à effet de champ. La basse dimensionnalité des structures fait que la présence d'un effet de champ n'est pas triviale. Avant de répondre aux questions sur l'effet de champ, nous nous sommes assurés de la reproductibilité des propriétés électriques des nanostructures fabriquées par lithographie AFM. Nous avons montré que deux structures fabriquées avec les mêmes paramètres de lithographie ont la même géométrie et le même comportement électrique à température ambiante. Cette reproductibilité autant du point de vue dimensionnel qu'électrique constitue une validation de la technique de fabrication par lithographie AFM pour l'étude des nanocircuits de silicium et fait de ce procédé un banc d'essai intéressant pour la nanoélectronique.

Pour nos structures, la basse dimensionnalité n'affecte pas la validité de la loi  $R = \frac{\rho \cdot L}{S}$  jusqu'à des sections de  $600\text{nm}^2$ . Des mesures supplémentaires sont nécessaires afin de valider cette loi pour des sections encore plus petites. Par contre, la résistivité des structures fortement dopées est plus élevée que la valeur théorique prévue pour ce dopage. Ceci peut être lié soit aux procédés de dopage, soit être une conséquence de la basse dimensionnalité. Contrairement à ce qui a pu être observé ailleurs [6] sur des nanostructures a priori du même type, nous n'avons pas mesuré de divergence de la conductance pour des sections de fils inférieures à  $750\text{nm}^2$ . La variation de la résistance à température ambiante semble suivre la loi d'Ohm.

L'influence de la tension de grille arrière sur la conduction dans le nanofil est la même que pour un transistor à effet de champ. La forte hystérésis présente dans les mesures est associée aux charges d'interface entre les structures et l'oxyde natif. Ces charges augmentent avec le temps, par l'oxydation du fil. Nous avons extrait les paramètres (tension de seuil, pente sous le seuil, mobilité) en utilisant les modèles du transistor MOS. Pour les mesures à l'air, les valeurs de mobilité trouvées sont beaucoup plus élevées que celles obtenues habituellement dans un transistor. Nous pensons que ceci est un artefact dû à la présence d'une fine couche d'eau sur les nanostructures, qui réagit comme une grille électrochimique. Les mesures sous vide nous ont permis de retrouver des valeurs normales de mobilité pour ces structures. Ainsi, pour les mesures à l'air, il n'est pas facile de modéliser les effets de transport parce qu'il faudrait tenir compte également de l'effet de l'état de la surface des nanostructures.

Les grilles latérales ne peuvent avoir qu'une action très locale sur les nanofils ; nous avons mis en évidence l'effet de champ dû à ces grilles sur la conduction.

Pendant les mesures électriques, il arrive que les structures s'abîment. Le plus souvent, les structures sont entièrement fondues ou bien elles sont interrompues au niveau des grilles latérales. Notre première hypothèse a été qu'il s'agit d'un effet d'auto-échauffement qui augmente la température dans les nanostructures jusqu'à leur point de fusion. Les calculs à partir de l'équation de diffusion de chaleur ont montré que l'augmentation de la température due à l'effet Joule n'est pas suffisante pour provoquer la fusion des nanofils. Par contre, l'ionisation par impact ajoutée au champ électrique fort dû aux grilles latérales (plusieurs centaines de V/cm) peut détruire les nanostructures.

L'oxyde enterré peut fuir pendant les mesures électriques. Nous avons réussi à regagner les qualités isolantes de l'oxyde par un recuit rapide sous azote.

Les propriétés électriques des nanofils peuvent être expliquées à l'aide de modèles classiques caractéristiques de transistors à effet de champ. Ces modèles doivent toutefois être adaptés pour les mesures à l'air, parce que la fine couche d'eau existant sur les nanostructures agit comme une grille électrochimique.

Dans le chapitre suivant, nous verrons comment évolue le comportement électrique des nanostructures avec la diminution de la température.

### **III.10 Bibliographie**

- [1] D. W. Greve. Field Effect Devices and Applications. New Jersey: Prentice Hall; 1998.
- [2] H. Mathieu. Physique des semiconducteurs et des composants électroniques. 2e édition révisée. Paris: 1990.
- [3] S. M. Sze. Physics of Semiconductor Devices. New York: John Wiley & Sons; 1981.
- [4] F. Daugé. Architectures innovantes pour les transistors SOI. INP Grenoble, soutenance 2005.
- [5] T. Skotnicki. Transistor MOS et sa technologie de fabrication. Techniques de l'ingénieur 1-37.
- [6] L. Palun. Etude prospective sur les dispositifs silicium a blocage de Coulomb dans la prespective d'application à la microélectronique. Univ. Joseph Fourier, Grenoble, soutenance 2000.
- [7] N. Clement. Nanocircuits en silicium sur isolant élaborés par microscopie à force atomique. Univ de la Méditerranée, soutenance 2003.
- [8] K. Fuchs. Proc. Phil. Soc. 1938; 34.
- [9] H. J. Hovel. Si film characterisation in SOI substrates by the HgFET technique. Soild States Electron. 2003; 47: 1311-1333.
- [10] H. F. Okorn-Schmidt. Characterization of silicon surface preparation processes for advanced gate dielectrics. IBM J. R&D 1999; 43: 351-65.
- [11] C. Yi, Z. Zhaohui, W. Deli, W. U. Wang, C. M. Lieber. High performance silicon nanowire field effect transistors. Nano Lett. 2003; 3: 149-52.
- [12] K. Morimoto, F. Perez-Murano, J. A. Dagata. Density variations in scanned probe oxidation. App. Surf. Sci. 2000; 158: 205-16.
- [13] S. Rosenblatt, Y. Yalsh, P. Jiwoong, J. Gore, V. Sazonova, P. L. McEuen. High performance electrolyte gated carbon nanotube transistors. Nano Lett. 2002; 2: 869-72.
- [14] M. J. Biercuk, S. Garaj, N. Mason, J. M. Chow, C. M. Marcus. Gate-Defined Quantum Dots on Carbon Nanotubes. Nano Lett. 2005; 5: 1267-71.
- [15] B. Eyglument. Manuel de thermique : théorie et pratique. Paris: Hermes Science Publ; 2000.
- [16] N. Clement, A. Francinelli, D. Tonneau, P. Scotto, F. Jandard, H. Dallaporta et al. Current-induced structural modification of silicon-on-insulator nanocircuits. App. Phys. Lett. 2003; 82: 1727-9.





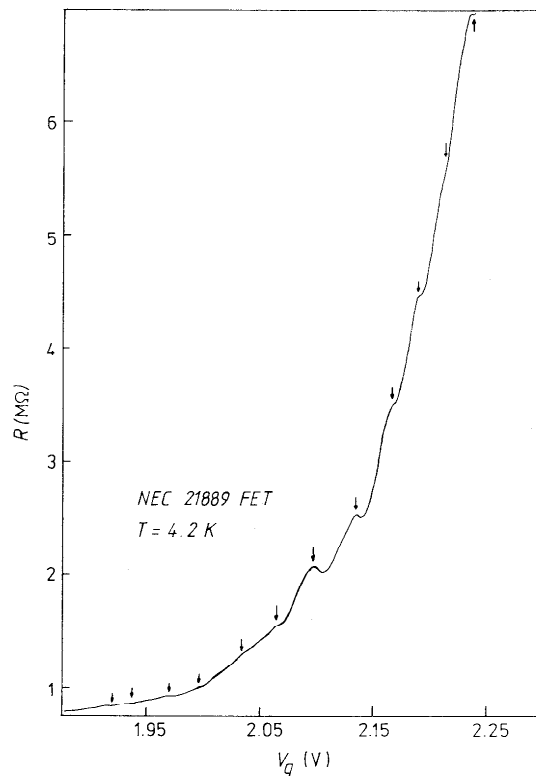
<b>IV</b>	<b>Cryo-électronique du silicium nanostructuré .....</b>	<b>116</b>
<i>IV.1</i>	<i>Cryo-electronique dans un semiconducteur massif.....</i>	<i>119</i>
<i>IV.2</i>	<i>Modèle de conduction électronique par saut à distance variable (« Variable Range Hopping »).....</i>	<i>122</i>
IV.2.1	Principe du modèle de conduction par saut.....	122
IV.2.2	Calcul de la conductance pour le modèle de conduction électronique par saut.....	126
IV.2.3	La dépendance en température de la conductance par sauts .....	128
IV.2.4	Conduction par “variable range hopping” (VRH).....	128
IV.2.5	Manifestations expérimentales de la théorie du VRH.....	131
<i>IV.3</i>	<i>Blocage de Coulomb .....</i>	<i>136</i>
IV.3.1	Du transport électronique par flux des électrons au transport monoélectronique .....	136
IV.3.2	Le transistor à un électron .....	142
IV.3.2.1	Blocage de Coulomb et périodicité de courant .....	143
IV.3.2.2	Digramme de stabilité d’un transistor à un électron .....	144
IV.3.2.3	Blocage de Coulomb dans un îlot quantique.....	146
IV.3.2.4	Amplitude et forme des pics de blocage de Coulomb en fonction de la température.....	153
<i>IV.4</i>	<i>Comparaison blocage de Coulomb – conduction par saut à distance variable .....</i>	<i>157</i>
<i>IV.5</i>	<i>Résultats de nos mesures.....</i>	<i>158</i>
IV.5.1	Montage pour les mesures cryogéniques.....	158
IV.5.2	Propriétés du matériau .....	159
IV.5.3	Evolution de la résistance des nanostructures avec la température.....	161
IV.5.4	Les courbes $I_{\text{DRAIN}} - V_{\text{DRAIN}}$ en fonction de la température et en fonction de la tension de grille arrière.....	163
IV.5.5	Les courbes $I_{\text{DRAIN}} - V_{\text{GRILLE ARRIERE}}$ à température et tension de drain variables .....	169
IV.5.6	Origine du blocage de Coulomb dans ces nanostructures .....	173
IV.5.7	Diagramme de stabilité pour un nanofil semiconducteur désordonné .....	176
IV.5.8	Résultats sur des échantillons très fortement dopés .....	179
IV.5.9	Compétition effet de champ – blocage de Coulomb .....	182
<i>IV.6</i>	<i>Conclusions .....</i>	<i>184</i>
<i>IV.7</i>	<i>Bibliographie.....</i>	<i>186</i>

## IV Cryo-électronique du silicium nanostructuré

Les propriétés électroniques d'un semiconducteur massif qu'il soit dopé ou non, dépendent grandement de la température [1]. Que se passe-t-il lorsque ce matériau présente de plus des dimensions nanométriques ? Aux propriétés liées au matériau (le silicium dopé) s'ajoutent des propriétés liées à la basse dimensionnalité (le confinement quantique) et au transfert de charge par effet tunnel (phénomènes de conduction par saut et blocage de Coulomb). Nous avons choisi d'aborder dans ce chapitre cette question par l'expérience. On a vu dans le chapitre précédent qu'un nanofil de silicium présente un effet de champ « classique » à température ambiante. Que devient-t'il lorsque le nanofil est refroidi ? Partant de mesures nous allons développer des interprétations afin d'expliquer le transport à basse température dans le silicium nanostructuré.

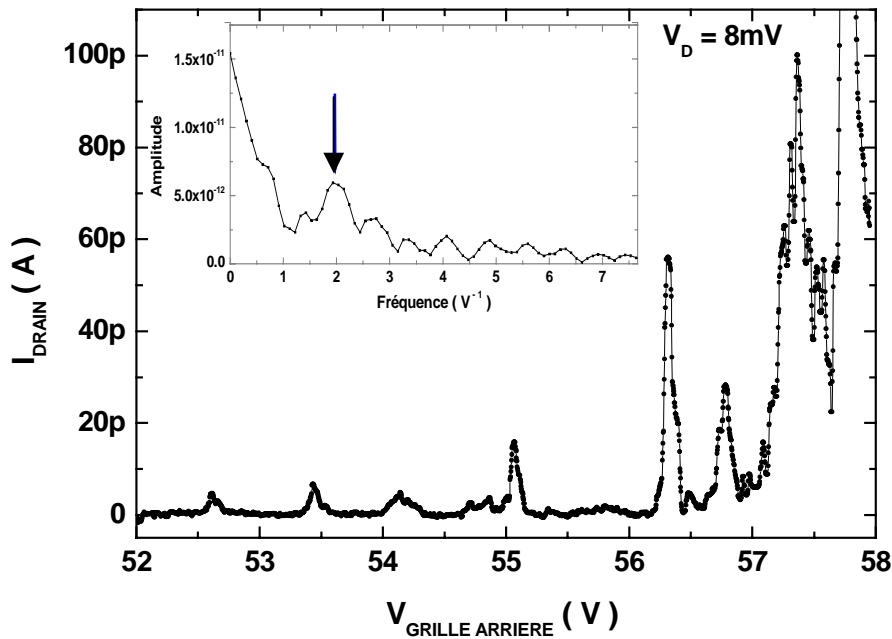
Expérimentalement, il apparaît que la zone intéressante à étudier pour la mesure de l'effet de champ à basse température dans un nanofil se situe au niveau du seuil de conduction, que l'on définit, comme étant la zone d'apparition d'un courant mesurable au sein du nanofil. En effet, à ce point précis la percolation d'une zone conductrice va dépendre de façon critique d'un ensemble de paramètres (température, tension de grille, dopage, géométrie) qu'il est possible de contrôler.

De manière générale, on observe au seuil de conduction une superposition de l'effet de champ (qui conduit à une augmentation monotone et exponentielle au niveau du seuil du courant), à des oscillations dont la périodicité en grille se vérifie sur quelques périodes. Un tel régime de conduction a été observé pour la première fois en 1983 par Poole et al [2] dans des transistors larges ( $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ ) en GaAs, mesurés à 4.2K (cf. Figure 1). Des oscillations périodiques ont été mises en évidence pour plusieurs dimensions de transistors, pour plusieurs dopages et pour plusieurs champs magnétiques externes. Il existe donc au voisinage du seuil, un domaine de conduction intermédiaire, qui se trouve dominé par une physique fondamentalement différente de celle qui gouverne le transport par simple effet de champ.



**Figure 1 : Résistance du canal en fonction de la tension de grille pour des transistors en GaAs [2]. La longueur et la largeur des structures testées est de l'ordre d'une centaine de microns. Des oscillations périodiques ont été mises en évidence pour les différents dopages et dimensions.**

La Figure 2 montre une des nos courbes expérimentales du courant de drain en fonction de la tension de grille arrière obtenue à 4.2K pour une tension de drain de 8mV. L'échantillon testé est un nanofil de longueur de  $1.2\mu m$ , une largeur de 70nm, 15nm d'épaisseur et de dopage  $10^{19} cm^{-3}$ . Dans la région de seuil, le courant présente des oscillations qui se superposent sur l'augmentation exponentielle imposée par l'effet de champ. La courbe insérée dans ce graphique représente la transformée de Fourier rapide de la courbe de courant en fonction de la tension de grille. La présence du pic à  $2V^{-1}$  révèle la périodicité des oscillations de courant de 0.5V. Ceci correspond bien à la périodicité observable dans la courbe de courant en fonction de la tension de grille arrière.



**Figure 2 :** Courbe expérimentale de courant de drain en fonction de la tension de grille arrière pour une tension de drain de 8mV, à 4.2K. Dans l'encart, la transformée de Fourier du même signal. L'échantillon sous test est un nanofil dopé à  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , de  $1.2 \mu\text{m}$  longueur, de  $70 \text{ nm}$  largeur et de  $15 \text{ nm}$  d'épaisseur. Deux grilles latérales sont placées d'un côté et de l'autre du canal, à  $200 \text{ nm}$ . Pour les basses tensions de grille, des oscillations sont clairement visibles. Pour des polarisations de grille plus hautes, les oscillations se superposent sur l'effet de champ qui induit une augmentation rapide (exponentielle) du courant. La transformée de Fourier révèle un pic à  $2 \text{ V}^{-1}$ , correspondant à une périodicité de  $0.5 \text{ V}$ .

Ce chapitre tache d'apporter des réponses à la question suivante : quel est le phénomène responsable des oscillations du courant de drain dans nos nanostructures ?

Différentes théories ont été élaborées pour expliquer le transport électronique à basse température et les fluctuations de la conductance dans des nanostructures semiconductrices. Même si ces théories prédisent toutes des oscillations de courant dans la zone de seuil, elles sont par contre basées sur des phénomènes physiques différents. En effet la conduction par saut à distance variable (en anglais : « variable range hopping », VRH), le blocage de Coulomb, ou la conduction par effet tunnel résonant peuvent chacune conduire à ce type d'oscillation. Dans ce chapitre, nous allons donner quelques notions théoriques sur chacun de ces phénomènes pour ensuite confronter ces modèles à nos résultats expérimentaux afin de discriminer ceux-ci et tenter de trouver la physique qui paraît la plus adaptée pour expliquer le transport dans ces nanostructures.

### IV.1 Cryo-electronique dans un semiconducteur massif

Le comportement du semiconducteur lors d'un refroidissement en température est déterminé dans un premier temps par l'évolution en énergie du niveau de Fermi au sein de la bande interdite qui conduit à une modification des différents types de porteurs (cf. Figure 3).

Pour les hautes températures, les porteurs activés thermiquement peuvent passer dans la bande de conduction du semiconducteur. C'est le cas d'une conduction intrinsèque. Le niveau de Fermi est placé au milieu de la bande interdite et les concentrations d'électrons ( $n$ ) et de trous ( $p$ ) sont données par :

$$n_i = n = p = (N_C \cdot N_V)^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{k_B \cdot T}\right) \quad \# IV.1$$

avec  $N_C$  et  $N_V$  les densités correspondant respectivement aux bandes de conduction et de valence.  $E_g$  est la bande interdite du semiconducteur [3].  $N_C$  et  $N_V$  dépendent de la température en  $T^{3/2}$ , mais le facteur qui se trouve dans l'exponentielle est prépondérant.

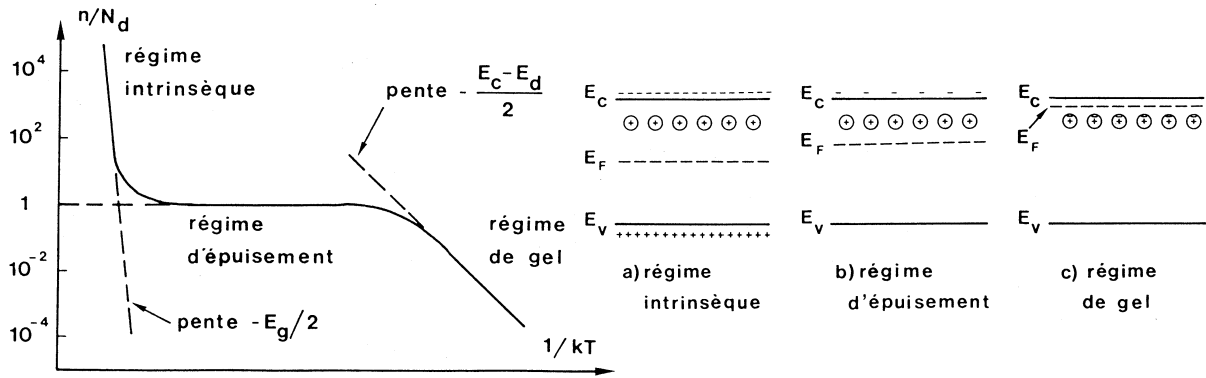
En diminuant la température, la concentration intrinsèque des porteurs diminue rapidement. Pour une température suffisamment basse, la concentration des porteurs due aux dopants est plus importante que la concentration intrinsèque. A partir de ce moment, nous sommes dans un régime dit de conduction extrinsèque. Pour un semiconducteur de type  $n$ , nous pouvons négliger la concentration de trous et la concentration d'électrons est égale à la concentration d'atomes donneurs (les donneurs sont tous ionisés dans ce régime). Le niveau de Fermi s'approche du niveau donneur de manière linéaire avec la diminution de la température. Cela revient à dire que l'énergie thermique est suffisante pour envoyer les porteurs provenant d'atomes dopants ionisés dans la bande de conduction, mais insuffisante pour créer un nombre conséquent de porteurs intrinsèques (régime d'épuisement des donneurs).

Pour des températures encore plus basses, le niveau de Fermi est entre le niveau donneur et la bande de conduction. L'énergie thermique ne suffit pas pour activer tous les donneurs. La concentration d'électrons est donnée par l'expression :

$$n = \left(\frac{1}{2} \cdot N_D \cdot N_C\right)^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_C - E_D}{2 \cdot k_B \cdot T}\right) \quad \# IV.2$$

où  $N_D$  et  $E_D$  sont la concentration et l'énergie du niveau donneur.

A des températures encore plus basses, tous les donneurs deviennent neutres (ils recapturent leurs porteurs) et la concentration d'électrons libres,  $n$ , tend vers 0. Ce régime est appelé gel de porteurs.

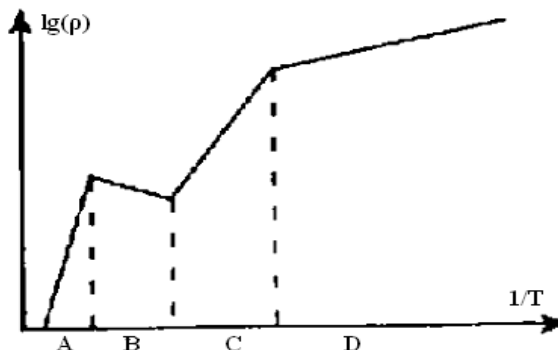


**Figure 3 :** Variation de la densité des porteurs libres avec la température [3]. Pour des températures suffisamment élevées, les porteurs peuvent passer la bande interdite du semiconducteur : c'est le régime intrinsèque (a). Dans la zone de températures intermédiaires (b), le porteurs qui assurent la conduction sont ceux provenant des atomes dopants ionisés (régime d'épuisement). Quand la température est tellement basse que l'activation des dopants n'est plus possible énergétiquement, le nombre de porteurs diminue et on est en régime de gel (c).

A partir de cette étude en température sur les concentrations de porteurs et en tenant compte de l'évolution en température de la mobilité des porteurs  $\mu$ , nous pouvons en déduire l'évolution en température de la résistivité,  $\rho$  :

$$\rho(T) = \frac{1}{e \cdot \mu(T) \cdot n(T)} \quad \# IV.3$$

Ce premier raisonnement simple ne tient pas compte du fait que les dopants agissent à basse température comme des impuretés du cristal de silicium diffusant les ondes électroniques. Ce cas complexe, a été présenté par B. I. Shklovskii et A. L. Efros [4]. La Figure 4 montre l'évolution en température de la résistivité d'un semiconducteur non dégénéré.



**Figure 4 :** Diagramme d'Arrhenius montrant l'évolution de la résistivité d'un semiconducteur non dégénéré (en échelle logarithmique) avec l'inverse de la température : la zone de conduction intrinsèque (A), la zone de saturation de la conduction par impuretés (B), le régime de gel (C) et la zone de conduction par sauts (hopping) (D) [4].

On distingue 4 régimes possibles en fonction de la gamme de température (depuis les hautes vers les basses températures) :

- zone A : la zone de conduction intrinsèque, où la concentration de porteurs diminue de manière exponentielle avec la température (cf. #IV.1).
- zone B : jusqu'à la température d'ionisation des dopants, la concentration dominante est celle des porteurs issus des impuretés (quand l'énergie d'ionisation de dopants est beaucoup plus faible que la largeur de la bande interdite). La concentration des porteurs ne dépend pas de la température. Il n'y a que la dépendance de la mobilité avec la température qui conduit d'ailleurs à une faible inversion de la pente. Les semiconducteurs utilisés pour les applications à température ambiante ont un point de fonctionnement dans ce domaine.
- zone C : en diminuant d'avantage la température, nous rentrons dans le domaine du gel pour lequel les électrons sont à nouveau capturés par les atomes dopants. Dans cette région, la concentration des électrons diminue de manière exponentielle avec la température (voir #IV.2). La pente de la droite donne l'énergie d'activation qui est proche de l'énergie de ionisation d'un atome dopant (54 meV pour l'Arsenic).
- zone D : le système devient très résistif et le gel continu des électrons de conduction nous mène dans une situation de localisation. La contribution principale dans la conduction est donnée par le saut tunnel des électrons entre les impuretés, sans passage dans la bande de conduction. Nous allons développer par la suite un tel régime appelé conduction par saut (hopping).

Ces différents régimes sont valables pour les semiconducteurs massifs. Nous remarquons qu'il n'y a pas besoin de nanostructurer un semiconducteur pour avoir une évolution en température complexe. A ces effets qui dépendent de la concentration de porteurs vont se rajouter les effets dus à la nanostructuration : effets mésoscopiques (réflexions sur les bord de l'échantillon, diffusion par les défauts cristallins liés aux dopants et aux joints de grains éventuels), défauts de surface (adsorbats chargés, rugosité), effet de la topologie, effets du confinement quantique, effets capacitifs....



## **IV.2 Modèle de conduction électronique par saut à distance variable (« Variable Range Hopping »)**

En 1984, B. I. Shklovskii et A. L. Efros ont publié dans un ouvrage [4] qui a fait date dans le domaine, une étude détaillée traitant du transport électronique dans le silicium à très basse température et en présence du désordre. Ils se sont en particulier intéressés au cas limite de la conduction à basse température dans un semiconducteur dopé pour lequel les impuretés dopantes sont un facteur de désordre. Ce travail a conduit à la mise en place d'un modèle de conduction par saut à distance variable ou « variable range hopping » (VRH).

### **IV.2.1 Principe du modèle de conduction par saut**

Dans un système désordonné, la conduction se fait par sauts d'électrons par effet tunnel quand il n'y a plus de recouvrement des états d'un centre dopant à un autre (à basse température par exemple). Dans ces conditions, les impuretés dans un semiconducteur ne forment pas une bande énergétique, mais plutôt un ensemble de niveaux discrets indépendants et de potentiel aléatoire. Ceci constitue un système d'états localisés dans lesquels les fonctions d'onde des électrons ne se superposent plus. Dans un tel système, il est possible d'avoir une transition métal – isolant qui est soit liée uniquement au désordre (localisation d'Anderson), soit liée aux interactions électron – électron (transition de Mott).

Dans la transition de Mott, le modèle du système localisé consiste à superposer le réseau des impuretés au réseau cristallin du semiconducteur. Nous allons nous intéresser ici au cas le plus simple, pour lequel les atomes dopants forment un réseau cristallin régulier (sous réseau) ayant une période  $b_0$ , plus grande que celle du réseau d'accueil (Figure 5, a). Le potentiel  $V$  créé par le sous réseau d'impuretés est la somme des potentiels  $U$  produits par chaque impureté :

$$V(r) = \sum_j U(r - r_j) \quad \# \text{ IV.4}$$

Par linéarité, la fonction d'onde  $\psi$  associée à un potentiel de cette forme se construit en superposant les fonctions d'onde de chaque impureté :

$$\Psi = \sum_j a_j \cdot \phi(r - r_j), \text{ avec } \sum_j |a_j|^2 = 1 \quad \# \text{ IV.5}$$

Cette approximation est valable si la taille caractéristique de la fonction d'onde  $a_j$  est petite par rapport à la période du réseau des impuretés,  $b_0$ . Ainsi, les contributions les plus

importantes à l'énergie totale du système viennent de régions voisines des centres d'impuretés. Dans ce cas, la partie de l'énergie dépendant des coefficients  $a_j$  est donnée par :

$$E = \sum_{j,m} a_j^* \cdot a_{j+m} \cdot I(m) \quad \# IV.6$$

avec  $I(m)$ , l'intégrale de recouvrement et  $m$  un vecteur de liaison entre un site donné et les autres sites du réseau.

Le jeu de coefficients  $a_j$  doit satisfaire le théorème de Bloch :

$$\Psi(r + r_j) = \Psi(r) \cdot e^{i \cdot k \cdot r_j} \quad \# IV.7$$

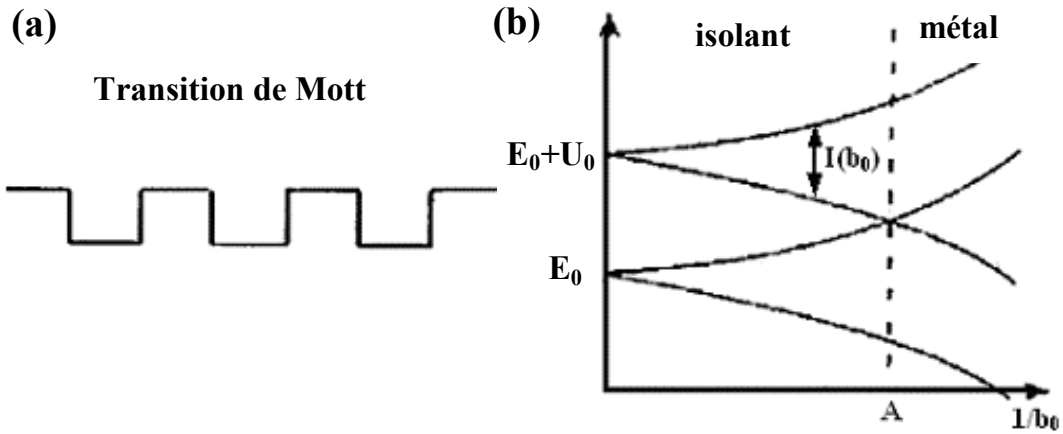
Avec les coefficients  $a$  extraits, nous obtenons :

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \sum_j \phi(r - r_j) \cdot e^{i \cdot k \cdot r_j} \quad \# IV.8$$

$$E = \sum_{m \neq 0} I(m) \cdot e^{i \cdot k \cdot m}$$

L'intégrale de recouvrement,  $I(m)$  diminue de manière exponentielle avec l'augmentation de  $m$ , car il n'y a que la contribution des plus proches voisins qui compte pour le calcul de l'énergie. Ainsi, à la place des bandes d'énergies permises il y a des niveaux énergétiques individuels.

Plus la séparation entre impuretés voisines est grande, plus la bande permise pour les porteurs est étroite (cf. Figure 5). Si nous considérons qu'il y a deux électrons sur le même site, il y a une différence d'énergie entre eux correspondant à l'énergie d'interaction électron – électron,  $U_0$ . Pour de très grandes valeurs de  $b_0$ , l'intégrale de recouvrement correspondant à deux états sur le même site peut être négligeable par rapport à  $U_0$ , et dans ce cas, le matériau est un isolant. En diminuant  $b_0$ , la bande interdite diminue et le matériau a un comportement métallique. Cette transition métal-isolant est appelée transition de Mott.



**Figure 5 : Modèle de représentation de la transition de Mott [5]. (a) : répartition spatiale des puits de potentiel formant un sous-réseau. (b) : diagramme énergétique en fonction de l'inverse de la périodicité du sous-réseau,  $b_0$ . Pour une distance grande entre les impuretés, l'intégrale de recouvrement est plus petite que l'énergie  $U_0$ , il existe une bande interdite dans le matériau et il est isolant. Quand la distance entre les impuretés est plus petite qu'une valeur critique, l'intégrale de recouvrement devient suffisamment grande pour que la bande interdite disparaisse et le matériau a un comportement métallique.**

Une première complication du réseau considéré par Mott est de supposer un système de puits de potentiel de profondeurs variables, tout en gardant la périodicité du réseau (cf. Figure 6). Nous allons noter avec  $\varepsilon_j$ , la déviation de l'énergie du site  $j$  par rapport à la moyenne. Le hamiltonien est la somme d'un terme donné par l'intégrale de recouvrement et un terme correspondant à l'énergie  $\varepsilon_j$  variable sur chaque site :

$$H = \sum_j \varepsilon_j \cdot a_j^+ \cdot a + \sum_{j,m \neq 0} I(m) \cdot a_j^+ \cdot a_{j+m} \quad \# IV.9$$

Le désordre est pris en compte en supposant que les énergies  $\varepsilon_j$  ont des valeurs aléatoires et non corrélées situées dans l'intervalle énergétique  $-W/2$  et  $W/2$ . Cela implique que la probabilité qu'un site particulier aie une certaine énergie est indépendante des énergies des autres sites. La distribution de l'énergie est considérée uniforme sur un intervalle  $W$ . La fonction de distribution est rectangulaire et a la forme :

$$P(\varepsilon) = \begin{cases} 1/W, & |\varepsilon| < W/2 \\ 0, & |\varepsilon| > W/2 \end{cases} \quad \# IV.10$$

Il n'y a pas de solution exacte du problème dans ce cas. Il existe un paramètre sans dimension qui rentre en jeu :  $W/I$ ,  $I$  étant l'énergie associée à la délocalisation des électrons entre les divers sites (dépendant de l'intégrale de recouvrement). Pour des valeurs élevées de ce rapport, l'énergie de délocalisation est faible. Il n'y a plus de recouvrement des fonctions d'onde d'un site à un autre. Les états sont donc localisés. Il existe une valeur critique de ce

rapport à partir de laquelle il y a des états délocalisés qui commencent à apparaître au milieu de la bande. Pour des valeurs encore plus faibles du rapport  $W/I$ , l'énergie associée à la délocalisation augmente. Les fonctions d'onde correspondantes à des différents sites se recouvrent et la région des états délocalisés devient de plus en plus grande, couvrant finalement toute la bande. Ceci correspond à la transition d'Anderson.

Le raisonnement antérieure ne se vérifie pas pour un système unidimensionnel, où même la plus faible fluctuation d'énergie entre les sites induit la transition vers l'état isolant. Ainsi, les interactions électron – électron rendent isolant un conducteur unidimensionnel.

### Transition d'Anderson



**Figure 6 : Forme des puits de potentiel dans la transition d'Anderson. Le réseau garde la périodicité mais les puits ont des profondeurs variables.**

Ces deux transitions (Mott et Anderson) sont deux variantes de la transition métal – isolant. Dans le réseau idéal de Mott la transition est induite par les interactions électron – électron, alors que pour le réseau Anderson (développé dans l'hypothèse d'un électron par site), c'est le désordre du système qui conditionne la transition.

Des transitions des états localisés vers des états délocalisés peuvent surgir avec l'augmentation de la concentration des dopants. Expérimentalement, elles se manifestent par une loi d'activation thermique pour les faibles dopages et par une dépendance avec un exposant plus faible en température, pour les forts dopages. Pour les températures qui tendent vers 0K, la conductance ne disparaît pas mais elle tend vers une limite finie ; la conduction est métallique. La transition d'un domaine de conduction activée thermiquement vers un domaine de conduction métallique s'appelle la transition de Mott-Anderson.

Pour les structures MOS, la localisation d'Anderson joue un rôle important. En effet, dans le MOS en inversion, le niveau de Fermi est « entouré » par des états localisés. Il est donc possible d'avoir de manière contrôlée le passage d'un régime faiblement localisé vers un régime fortement localisé, en jouant sur la tension appliquée sur la grille : ainsi, au niveau de la tension de seuil, on observe une transition métal – isolant de type Anderson.

### IV.2.2 Calcul de la conductance pour le modèle de conduction électronique par saut

Pour analyser ces phénomènes d'un point de vue quantitatif, la théorie la plus adaptée est la théorie des percolations, introduite en 1957 [4]. Cette théorie est liée aux problèmes d'écoulement d'un liquide dans un labyrinthe aléatoire.

On considère un labyrinthe infini de sites avec des parois ouvertes ou fermées ;  $x$  est la probabilité qu'une certaine paroi soit ouverte. L'objectif est de calculer la probabilité  $P^b$  d'avoir un écoulement à travers un tel réseau. Il existe une valeur critique du paramètre  $x$ ,  $x_C$ , à partir de laquelle il y a de l'écoulement. Pour des  $x < x_C$ , la probabilité de passage est nulle. A  $x = x_C$ , il y a une transition de phase, de l'état bloqué à l'état passant :

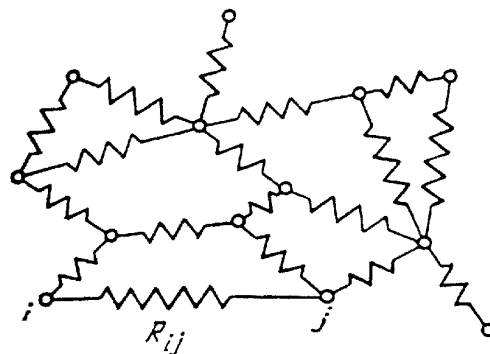
$$P^b(x) \propto (x - x_C)^\beta \quad \# IV.11$$

où  $\beta$  est un exposant critique.

Quand le réseau n'est pas infini, la probabilité est toujours différente de 0, même si elle est très faible pour de très grands réseaux.

Une seconde notion très importante pour la percolation est celle des amas. Plus on se rapproche de la valeur critique, plus la probabilité de présence des zones connectés devient grande. Pour quantifier ces phénomènes, on fait appel à des fonctions de corrélation.

La théorie des percolations permet le calcul de la conductivité électronique dans des milieux fortement inhomogènes, et permet notamment de modéliser la conductivité par saut. Un modèle pratique a été proposé par Miller et Abrahams [4], en définissant le milieu comme étant un réseau aléatoire de résistances avec une distribution exponentielle (cf. Figure 7).



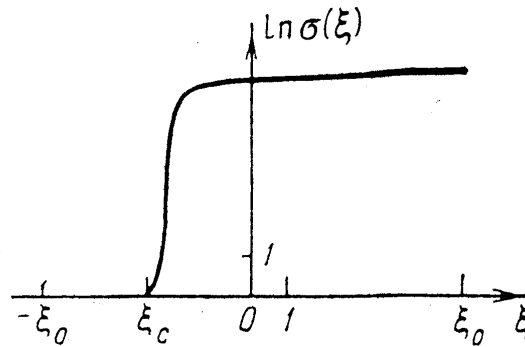
**Figure 7 :** Réseau des résistances dans le modèle de Miller et Abrahams [4]. Chaque saut entre deux sites,  $i$  et  $j$ , est représenté par une résistance,  $R_{ij}$ .

La conductance locale dans un milieu avec de très grandes fluctuations autour de la valeur moyenne est donnée par :

$$\sigma(\vec{r}) = \sigma \cdot e^{-\xi(\vec{r})} \quad \#IV.12$$

La Figure 8 montre l'évolution de la conduction avec  $\xi$ , calculée avec la théorie des percolations [4]. Il existe une valeur critique,  $\xi_C$ , en dessous de laquelle les résistances du réseau sont infinies et coupent le circuit. Le réseau est dans l'état bloqué. Plus  $\xi$  augmente, plus il y a d'amas conducteurs qui se forment. A  $\xi = \xi_C$ , un chemin « percolant », c'est-à-dire permettant le passage à travers le réseau, s'établit. Au delà de  $\xi_C$  les chemins en parallèle se multiplient et la conductance obéit à une loi de puissance :

$$\sigma(\xi) \propto (\xi - \xi_C)^b, \text{ avec } b > 0 \quad \#IV.13$$



**Figure 8 : Dépendance du logarithme de la conductivité en fonction du plus grand exposant  $\xi$  des résistances passantes [4]. Il existe une valeur critique ( $\xi_C$ ) à partir de laquelle la conduction peut se faire à travers la structure. Pour des valeurs plus faibles il n'y a pas de conduction à travers, alors que pour de valeurs supérieures la conductance augmente suivant une loi de puissance. Comme il n'existe qu'un nombre limité des chemins de conduction possibles dans la structure, la conductance atteint finalement une saturation.**

A  $\xi = \xi_C + 1$ , la résistance totale est donnée par le chemin de plus grande résistance. A partir de cette valeur, même si le nombre de chemins en parallèle continue à augmenter, la conductance du réseau va rester quasi-constante. Dans cette partie nous avons :

$$\sigma(\xi) \propto \sigma_0 \cdot \exp(-\xi_C) \quad \#IV.14$$

### IV.2.3 La dépendance en température de la conductance par sauts

Le modèle de Miller et Abrahams se base sur le calcul de la probabilité de transition d'un électron entre les sites  $i$  et  $j$  avec l'émission ou l'absorption d'un phonon. La résistance correspondant à la transition entre  $i$  et  $j$  est :

$$R_{ij} = R_{ij}^0 \cdot \exp(\xi_{ij}), \text{ où } \xi_{ij} = \frac{2 \cdot r_{ij}}{a} + \frac{\varepsilon_{ij}}{k_B \cdot T} \quad \#IV.15$$

où  $r_{ij}$  est la distance entre les sites  $i$  et  $j$ ,  $a$  est le rayon de localisation,  $\varepsilon_{ij}$  l'énergie pour qu'un électron passe entre les deux sites et  $k_B T$  est l'énergie thermique.

Ainsi, pour le transport par saut, la résistance a une dépendance exponentielle simple de la température. Il existe une énergie d'activation qui ne dépend pas de la température, mais qui dépend du dopage. La longueur moyenne du saut qui est dans ce cas de l'ordre de la distance moyenne entre les impuretés est aussi indépendante de la température.

### IV.2.4 Conduction par "variable range hopping" (VRH)

Cette partie traite de la conduction par saut pour des températures qui sont tellement basses que les résistances typiques entre deux impuretés voisines sont plus grandes que pour les quelques impuretés éloignées pour lesquelles l'énergie est très proche du niveau de Fermi. Dans ce cas, quand la résistance d'un saut est suffisamment grande, le saut se fera vers un site qui est plus loin mais qui a une énergie d'activation plus faible. Ainsi, la longueur caractéristique du saut augmente lorsque la température diminue ; c'est pour cette raison que ce mécanisme de conduction s'appelle conduction par sauts à distance variable, « variable range hopping » (VRH). La conduction par VRH est due aux états qui ont l'énergie concentrée dans une bande étroite autour du niveau de Fermi.

Pour une densité d'états non nulle au niveau de Fermi, la résistivité a une dépendance universelle, appelé la loi de Mott :

$$\rho(T) = \rho_0 \cdot \exp\left[\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right], T_0 = \frac{\beta}{k \cdot g(\mu) \cdot a^3} \quad \#IV.16$$

avec  $\beta$  un coefficient numérique,  $g(\mu)$  la densité d'états au niveau de Fermi (non nulle) et  $a$  le rayon de localisation.

Pour le VRH, il y a une compétition entre le recouvrement des fonctions d'onde entre les états voisins et l'activation thermique pour les électrons dans une bande fine d'états localisés autour de niveau de Fermi (entre  $-\varepsilon_0$  et  $\varepsilon_0$ ). Avec les hypothèses que le rayon de localisation de ces états ne varie pas avec l'énergie et que la densité d'états dans cette bande est constante et égale à  $g(\mu)$ , nous obtenons pour la résistivité :

$$\rho = \rho_0 \cdot \exp \left[ \frac{1}{[g(\mu) \cdot \varepsilon_0]^{1/3} \cdot a} + \frac{\varepsilon_0}{k_B \cdot T} \right] \quad \#IV.17$$

Nous pouvons définir l'énergie d'activation :

$$\varepsilon = \frac{\partial \ln \rho}{\partial (k_B \cdot T)^{-1}} \quad \#IV.18$$

Les calculs montrent que l'énergie d'activation diminue comme  $T^{3/4}$ .

La longueur moyenne du saut est la distance moyenne  $r_{ij}$  entre des états dans la bande optimale et elle dépend également de la température :

$$\bar{r} \propto [g(\mu) \cdot \varepsilon_0(T)]^{-1/3} \Rightarrow \bar{r} \propto a \cdot \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \quad \#IV.19$$

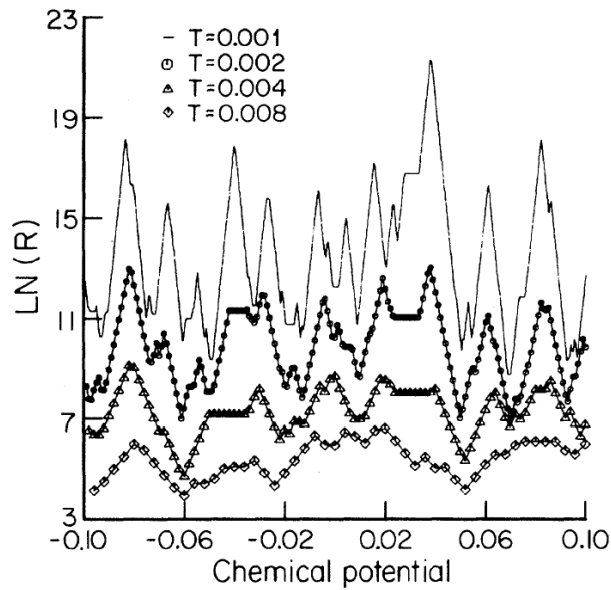
La loi de Mott admet une généralisation pour un système de dimensionnalité  $d$  :

$$\ln(\rho) \propto T^{-\frac{1}{1+d}} \quad \#IV.20$$

Cette loi est vraiment caractéristique de la conduction par saut à distance variable.

Ce modèle a été détaillé pour le cas d'un conducteur fini unidimensionnel par Lee [6]. En utilisant le fait que la résistance du fil est dominée par la résistance d'un seul saut entre la paire des états,  $i$  et  $j$ , au seuil de percolation, il identifie deux cas différents pour calculer la résistance : les états sont du côté opposé du niveau de Fermi (paire de type A) ou les états sont du même côté de niveau de Fermi (paire de type B). Pour le type A, la résistance a une dépendance exponentielle de la différence énergétique et de position entre les deux niveaux. La résistance ne dépend pas de la position du niveau de Fermi, donc on obtient des paliers de résistance en fonction de  $E_F$ , en échelle semi-logarithmique. Pour le type B, le logarithme de la résistance varie linéairement avec le déplacement du niveau de Fermi, avec une pente de  $\pm \frac{1}{k_B \cdot T}$ . La Figure 9 montre des simulations sur le comportement de la résistance en échelle logarithmique en fonction du potentiel chimique. Le système étudié est une chaîne de longueur 1000 états, correspondant à 20 longueurs de localisation.





**Figure 9 : Résistance normalisée en échelle logarithmique en fonction du potentiel chimique [6]. Les simulations ont été faites sur une chaîne de 1000 états correspondant à 20 longueurs de localisation. Quand la résistance est dominée par une paire des sites se trouvant du même côté du niveau de Fermi, nous obtenons des pics ou des vallées. Quand la paire dominant le transport est constituée de sites de côtés opposés du niveau de Fermi, le logarithme de la résistance ne dépend pas du potentiel chimique et nous obtenons des paliers.**

Quand le niveau de Fermi et/ou la température évoluent, la paire qui domine la résistance peut changer. Ainsi, il peut y avoir des changements de type de la paire dominatrice. Ceci explique l'alternance des pics et des plateaux pour la même température et aussi le remplacement des pics par des plateaux et vice-versa quand la température change (cf. Figure 9). L'énergie de Mott (l'énergie d'activation,  $\varepsilon$ , définie par #IV.18) est égale à l'espacement entre les pics et les vallées et sa dépendance de température est en  $T^{1/2}$ . La pente des pics dépend en  $T^{-1}$ . Ceci implique que le rapport d'aspect pour les pics a une dépendance en température en  $T^{-1/2}$ . De plus, les pics peuvent se décaler avec la température (ce qui n'est pas le cas pour l'effet tunnel résonant).

Les calculs de courant entre l'état  $i$  et l'état  $j$  montrent qu'il peut y avoir une asymétrie côté négatif et côté positif, ainsi que des zones de conduction non ohmique.

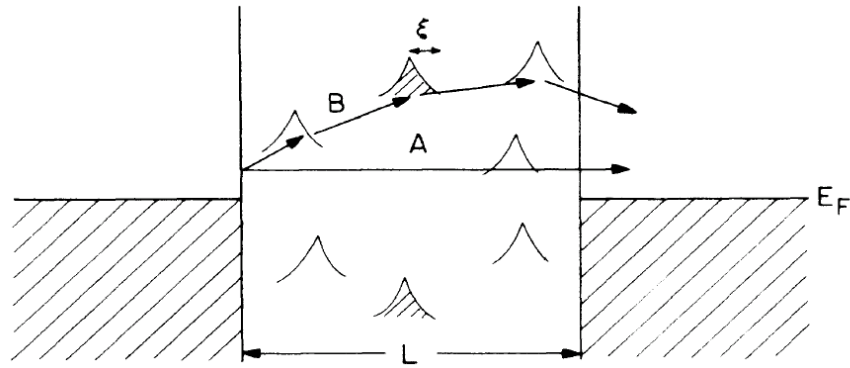
L'hypothèse sur laquelle le modèle a été construit est que tous les sites sont à l'équilibre thermique. Par ailleurs, la répulsion de Coulomb n'est pas prise en compte dans ce modèle.

### IV.2.5 Manifestations expérimentales de la théorie du VRH

L'étude du transport au niveau du seuil d'un transistor MOSFET s'est avéré un bon système modèle pour appliquer la théorie du VRH, car la couche d'inversion est similaire à un gaz bidimensionnel de porteurs placés dans un potentiel aléatoire. Ces fluctuations ont été attribuées par Mott [7] aux inhomogénéités de l'oxyde. Ce potentiel induit la localisation des porteurs. Pour les basses concentrations de porteurs, le niveau de Fermi est entouré par des états localisés, alors que pour les fortes concentrations de porteurs, le niveau de Fermi se place dans une région faiblement localisée ou délocalisée. Dans un MOSFET, la concentration de porteurs est contrôlée par la tension de grille. Ainsi, une transition d'un système localisé vers un système délocalisé peut être contrôlée par la tension de grille. A basse température cependant, la grille n'a plus d'effet pour cette transition.

Dans les années 1980 plusieurs groupes (IBM, MIT ...)[8], [9] et [10] ont travaillé sur le comportement électrique des MOSFETs de petites tailles aux très basses températures. Les mesures ont révélé des fluctuations de la conductance dans le canal en fonction de la tension de grille. Ces résultats ont pu être interprétés soit en utilisant la conduction par sauts (VRH), soit avec la théorie de l'effet tunnel résonant. Nous n'allons pas donner ici les détails sur l'effet tunnel résonant. Nous allons nous contenter d'expliquer schématiquement la différence entre les deux mécanismes de conduction.

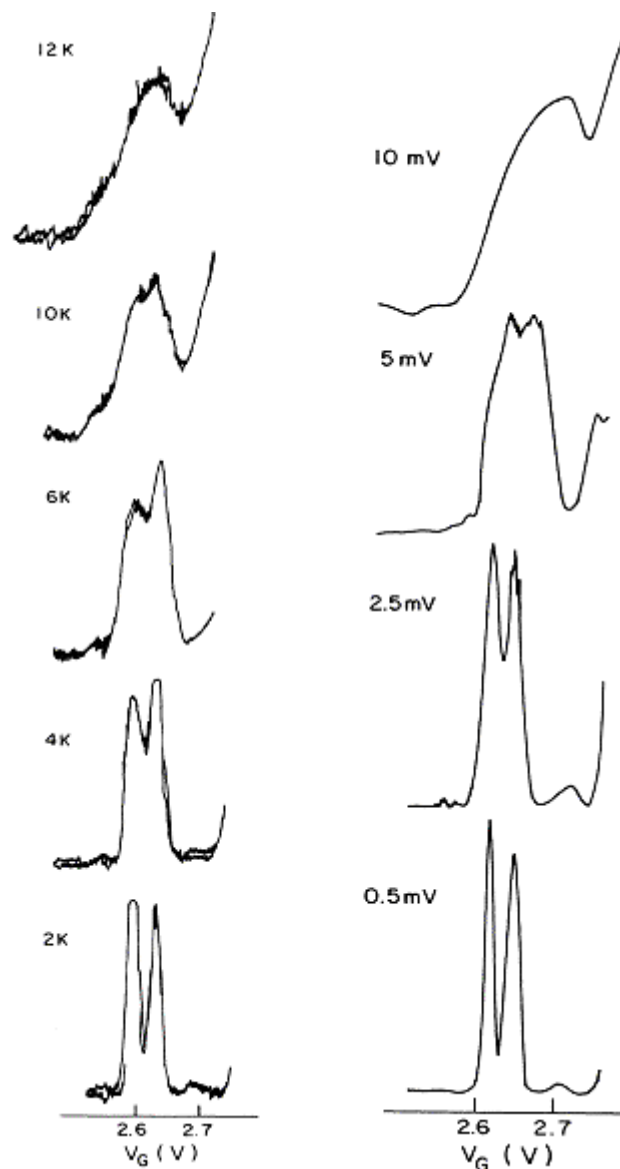
Considérons un conducteur unidimensionnel désordonné placé entre deux électrodes idéales. Nous supposons que la longueur de localisation,  $\xi$ , est beaucoup plus petite que la distance entre les électrodes. Si les niveaux de Fermi des électrodes sont dégénérés et alignés avec le niveau d'un état localisé dans le conducteur, le passage entre les deux contacts se fait par effet tunnel résonant (cf. schéma A de la Figure 10). Pour une température supérieure à ce régime, le taux de transfert par effet tunnel assisté thermiquement va dépasser celui de l'effet tunnel résonant et la conduction se fait par VRH (cf. schéma B de la Figure 10) [8].



**Figure 10 :** Schéma des conductions possibles dans un conducteur unidimensionnel désordonné [8]. Quand le passage entre les deux électrodes se fait pas l'intermédiaire d'un état localisé dans le conducteur et aligné avec les niveaux Fermi des électrodes, il s'agit de l'effet tunnel résonant (chemin A). Pour une température supérieure à ce régime l'effet tunnel peut être assisté thermiquement et le passage entre les électrodes peut se faire par plusieurs sauts entre des états qui ne sont pas forcément alignés. Dans ce cas nous parlons du transport par saut (chemin B).

Le group du MIT (Massachusetts Institute of Technology) a mesuré des MOSFETs en Si avec une grille en aluminium de 70nm de largeur obtenue par un dépôt à angle à côté d'une marche de 50nm de hauteur de SiO<sub>2</sub> [8]. Des fluctuations de courant/conductance ont été observées pour les mesures à très basses températures. La dépendance en température de l'intensité des pics et des vallées peut aussi bien être approximée par une exponentielle en  $1/T$  (loi d'activation thermique) que par une exponentielle en  $1/T^{1/2}$  (VRH unidimensionnel). Ceci est expliqué par la faible gamme de courant mesuré. Les mesures en fonction de la tension de drain ont montré une forte dépendance de l'énergie d'activation avec la polarisation de drain. Le passage du régime ohmique (pour les basses tensions de drain par rapport à  $kT$ ) vers le régime exponentiel (pour les  $V_d > kT$ ) a été mis en évidence et confirme la théorie de Lee (présentée dans la section IV.2.4).

Il est intéressant de voir dans ces structures le parallélisme qui s'observe entre l'évolution des pics en température d'une part et la tension de drain d'autre part (cf. Figure 11). Quand la température augmente, le courant dans les vallées augmente plus vite que le courant des pics. Ainsi les deux pics initiaux se regroupent dans un seul pic qui va s'aplatir et finir par disparaître autour de 25K. Nous remarquons que la structure ne change pas de position par rapport à la tension de grille. L'effet dû à la tension de drain est qualitativement similaire.



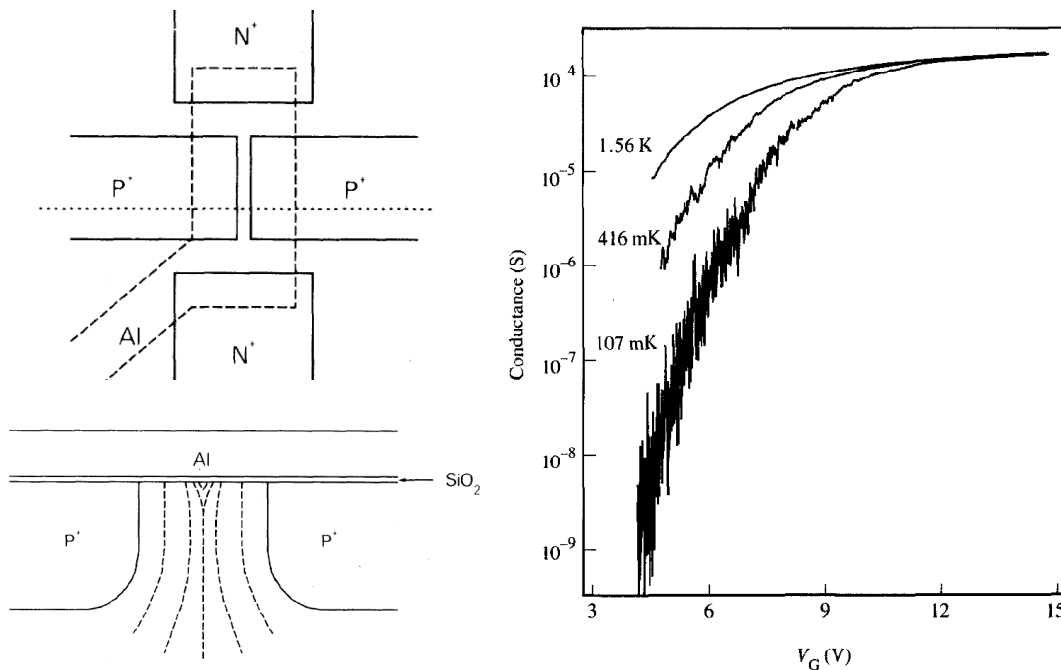
**Figure 11 : Evolution des pics de conductance avec la température et avec la tension de drain appliquée pour des MOSFETs en silicium avec grille en aluminium de largeur de 70nm [8]. L'augmentation de la température et l'augmentation de la polarisation de drain ont le même effet: les vallées augmentent rapidement et donc les pics sont de plus en plus petits jusqu'à leur aplatissement total.**

Il y a quelques caractéristiques annoncées dans le modèle de Lee et qui ne sont pas retrouvées dans ces expériences :

- l'absence de plateaux, expliquée par une faible contribution au courant de la part des sauts entre des paires situées d'un côté et de l'autre de niveau de Fermi ;
- la difficulté de mettre en évidence la dépendance en  $\exp(-1/T^{1/2})$ , justifiée par le fait que la domination du VRH par rapport à la conduction par sauts entre les plus proches voisins n'est valable que pour des températures plus basses ;

- l'absence de dépendance segmentée exponentielle du courant de drain en fonction de la tension de drain pour une température et une tension de grille fixées. Ceci peut être expliqué par une résolution limitée pour les mesures et qui ne permet pas de distinguer les pentes.

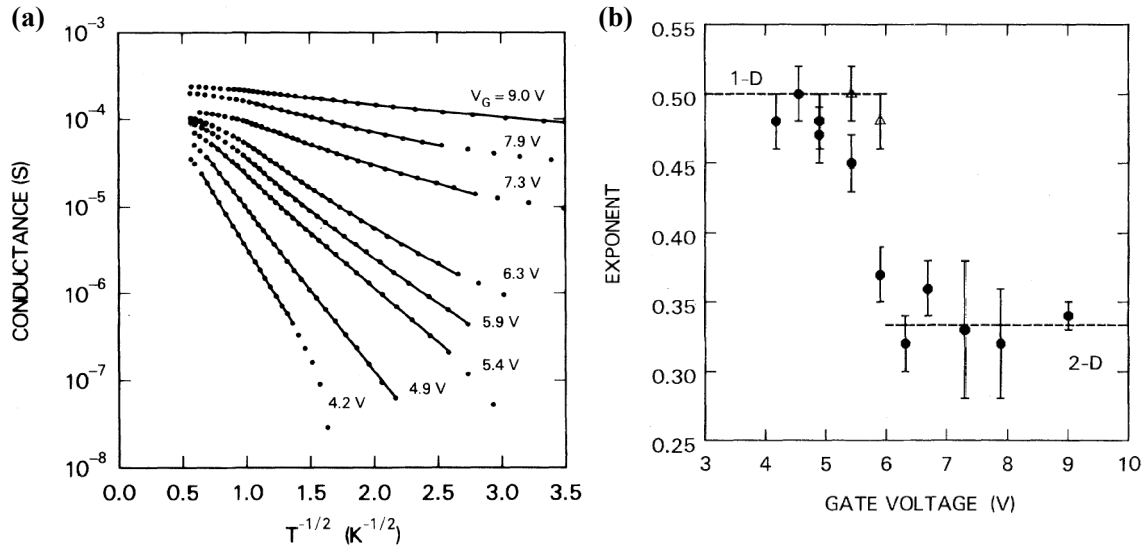
Le groupe d'IBM (R. A. Webb, A. Hartstein, A. B. Fowler ...) a fabriqué des MOSFETs en silicium avec des électrodes latérales de contrôle pour confiner les électrons dans un canal de largeur jusqu'à 30nm, comme le montre la Figure 12 [9], [10]. Les mesures électriques de ces échantillons ont montré l'apparition de fluctuations de la conductance quand la température est suffisamment faible. Le phénomène qui est responsable de ces fluctuations est le VRH dans la couche d'accumulation du silicium, qui se comporte comme un conducteur bidimensionnel désordonné.



**Figure 12 : Si MOSFET et conductance en fonction de la tension de grille à très basses températures [9], [10]. La particularité de la structure consiste dans les deux électrodes latérales qui confine les électrons dans le canal. Les fluctuations de la conductance sont de plus en plus fortes avec la diminution de la température et ont été expliquées à l'aide de la théorie du VRH.**

Fowler et al [9] ont démontré que pour un échantillon comme celui de la Figure 12 et en utilisant la théorie du VRH, il est possible que le transport passe d'un canal unidimensionnel à un canal bidimensionnelle par une simple augmentation de la tension de grille. La Figure 13 représente l'évolution de l'exposant de la loi de Mott en fonction de la tension de grille. Il vaut

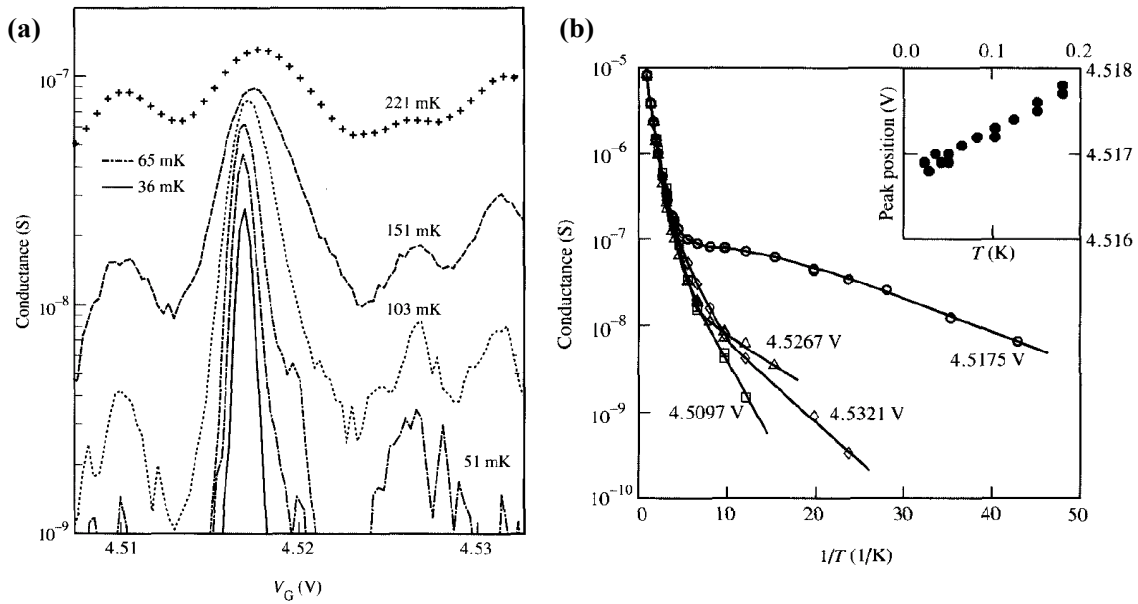
0.5 pour le cas unidimensionnel et 0.33 pour le cas bidimensionnel. La question qui reste ouverte dans cet article est : comment expliquer que pour des densités d'états assez fortes, le système ait encore un comportement dominé par les états localisés ?



**Figure 13 :** Conductance en échelle logarithmique en fonction de  $T^{-1/2}$  pour plusieurs tensions de grille (a). Les exposants qui ajustent le mieux les courbes en fonction de la tension de grille sont représentées en (b). Une transition d'un comportement unidimensionnel  $\exp(-T^{-1/2})$  vers un comportement bidimensionnel  $\exp(-T^{-1/3})$  est mise en évidence pour une tension de grille de 6V. En effet l'exposant de la loi d'échelle en température passe brusquement de 0.5 à 0.33 à cette tension de grille [9].

Pour des températures encore plus basses [10], la Figure 14 montre qu'une loi d'activation simple modélise bien la conductance des pics en fonction de la température. Toutes les courbes se réunissent pour  $T > 200\text{mK}$ , dans une dépendance en exposant  $T^{-1/2}$ . La loi d'activation simple n'est pas en accord avec la théorie du VRH. Nous remarquons que les plateaux annoncés par Lee (voir la section IV.2.4) n'ont pas été observés expérimentalement.

Le désordre (interactions électron – électron ou distribution aléatoire en énergie) induit une transition métal – isolant dans un système. Dans la phase isolant, le transport électronique se fait par saut à distance variable, entre des sites proches en énergie. Cette conduction dépend de la température par des lois exponentielles ayant comme exposants différentes puissances de la température. Ces coefficients traduisent la dimensionnalité du système. Une autre approche pour expliquer le transport électronique est abordé par la suite (IV.3) et comparé avec cette théorie dans la section IV.4.



**Figure 14 :** Evolution de la conductance en fonction de la tension de grille avec la température (a). Tous les pics s'élargissent quand la température augmente. La figure b représente la conductance de pics en fonction de la température ; le pic le plus élevé a l'énergie d'activation la plus basse. Au-dessus de 200mK, tous les pics obéissent à une loi  $T^{-1/2}$ . L'encart montre la dépendance de la position du pic en fonction de la température [10].

### IV.3 Blocage de Coulomb

#### IV.3.1 Du transport électronique par flux des électrons au transport monoélectronique

Une autre théorie pour expliquer les fluctuations de la conductance en fonction de la tension de grille est le blocage de Coulomb. Ceci est basé sur les interactions électrostatiques entre les électrons et a comme conséquence l'apparition d'effets montrant la granularité des porteurs de charge (transport monoélectronique).

De façon synthétique, on peut considérer le blocage de Coulomb comme l'effet de répulsion électrostatique issue des interactions électron – électron, qui empêche un électron supplémentaire d'entrer dans un îlot. On peut modéliser le système électrode extérieure – îlot par un couple capacité – résistance et considérer les échanges de charges [11].

Dans le condensateur classique, les charges électriques sont stockées sur les deux plaques du condensateur. Aucun phénomène de quantification de charge n'intervient ici ; il s'agit juste d'un déplacement continu du nuage électronique par rapport au réseau des atomes constituant le métal. La charge électrique peut avoir une valeur fractionnaire de la charge élémentaire. Le paramètre qui caractérise la capacité du condensateur à stocker des charges est

sa capacité,  $C$ . La charge dans le condensateur évolue d'une manière linéaire avec la tension appliquée aux bornes du condensateur :

$$Q = C \cdot V \quad \#IV.21$$

De plus, pour emmagasiner une charge dans le condensateur il faut vaincre l'énergie de chargement électrostatique :

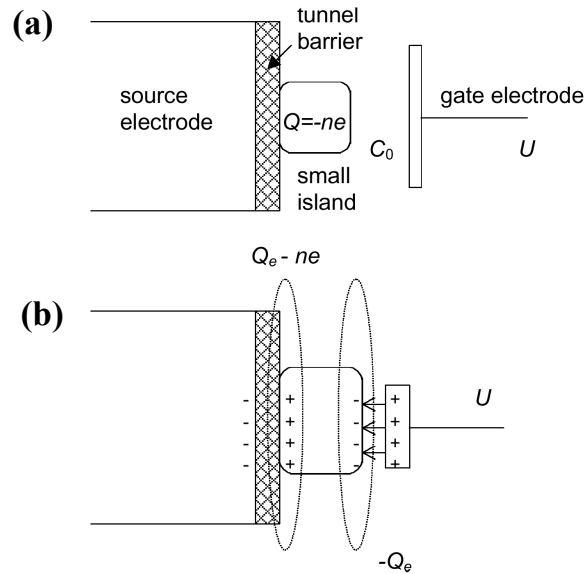
$$E_C = \frac{Q^2}{2C} \quad \#IV.22$$

La quantification de la charge électrique d'une électrode isolée a été mise en évidence par l'expérience de R. A. Millikan, en 1913 [12], [13]. Dans cette expérience, Millikan a mesuré la déflexion dans un champ électrique de gouttes d'huile chargées et a découvert que la charge des gouttes variait de façon discrète :  $e$ ,  $2e$ , ... Il s'agit là d'une expérience fondatrice de la mécanique quantique.

Afin d'introduire le blocage de Coulomb d'un point de vue conceptuel, on peut considérer un condensateur où les charges électriques évoluent discrètement. Nous savons que cela n'est pas possible dans un condensateur classique. Par contre si nous rajoutons une jonction tunnel dans le circuit d'un condensateur, celle-ci va filtrer le passage des électrons de sorte qu'ils passent de manière discrète, l'un après l'autre, dans la portion isolée du circuit appelée île, comprise entre la capacité et la jonction.

La Figure 15 montre une telle structure, appelée boîte à électrons, et son principe de fonctionnement [14]. Une île conductrice est séparée d'une électrode par une jonction tunnel et liée à une deuxième électrode (appelé grille) par un couplage capacitif. Le champ extérieur appliqué sur la grille change le niveau de Fermi dans l'île. Pour certaines valeurs, l'état énergétique de l'île est favorable au passage des électrons de l'électrode gauche (la source d'électrons) par effet tunnel.





**Figure 15 : Boîte à électrons : schéma (a) et fonctionnement du transfert des charges (b) [14]. Un petit îlot conducteur est séparé d'une électrode source par une jonction tunnel et couplé par une capacité à une grille. Sous l'influence de la variation de charge sur la capacité, il est possible de remplir ou de vider l'îlot conducteur par effet tunnel, électron par électron.**

L'énergie caractéristique du système peut être calculée en utilisant les principes de l'électrostatique :

$$E(n) = \frac{(n \cdot e)^2}{2 \cdot C_{\Sigma}} - \frac{(n \cdot e) \cdot C_G \cdot V_G}{C_{\Sigma}} + const \quad \#IV.23$$

où  $n$  est le nombre entier d'électrons en excès dans l'île,  $C_{\Sigma}$  est la capacité totale de l'île,  $C_G$  est la capacité due au couplage avec la grille et  $V_G$  est la tension appliquée sur la grille. Le premier terme de l'expression est le terme de l'énergie électrostatique due à la présence de  $n$  électrons dans l'île. Le deuxième terme correspond à l'interaction électrostatique entre les électrons de l'île et les charges présentes sur la grille. La constante provient des charges du côté de la grille et elle ne dépend pas du nombre d'électrons à l'intérieur de l'île. Nous allons noter la charge "extérieure" côté grille, avec  $Q_0 \equiv C_G \cdot V_G$ . Nous pouvons maintenant représenter l'énergie dans la forme suivante (cf. Figure 16a) :

$$E(n) = \frac{(n \cdot e - Q_0)^2}{2 \cdot C_{\Sigma}} + const' \quad \#IV.24$$

Le nombre d'électrons à l'intérieur de l'île correspond à l'énergie minimale dans le système :

$$Q = n \cdot e \quad \#IV.25$$

Pour calculer la valeur de la charge extérieure nécessaire pour le passage d'un nouveau électron dans l'île, il suffit de poser comme condition que l'énergie pour  $n$  électrons dans l'île est égale à l'énergie pour  $n+1$  électrons dans l'île, l'effet tunnel étant iso énergétique :

$$E(n) \equiv E(n+1) \Rightarrow Q_0 = e \cdot \left( n + \frac{1}{2} \right) \quad \#IV.26$$

avec  $n =$  entier.

La variation de la charge extérieure,  $Q_0$ , due à la variation de tension  $V_G$ , induit le chargement de l'îlot électron par électron, comme le montre la Figure 16b. Nous remarquons que  $Q_0$  est une charge continue et peut être une fraction de la charge élémentaire,  $e$ , alors que la charge dans l'île est discrète.

La variation d'énergie entre deux passages tunnel s'écrit :

$$\begin{aligned} \Delta E &= E(n+1) - E(n) \\ \Delta E &= - \frac{e \cdot \left( Q_0 - n \cdot e - \frac{e}{2} \right)}{C_\Sigma} \end{aligned} \quad \#IV.27$$

Cette variation d'énergie peut aussi s'écrire que en fonction de la charge sur la jonction :

$$\Delta E = \frac{e}{C_J} \cdot (Q_J - Q_{CRITIQUE}) \quad \#IV.28$$

avec  $Q_{CRITIQUE} = \frac{C_J}{C_\Sigma} \cdot \frac{e}{2}$ . La charge critique sur la jonction représente la charge à partir de laquelle il peut y avoir le passage d'un électron par effet tunnel dans l'îlot [15].

Les deux équations donnant la variation de l'énergie permettent le calcul de la charge sur la jonction en fonction de la charge extérieure (cf. Figure 16c) :

$$Q_J = \frac{C_J}{C_\Sigma} \cdot (Q_0 - n \cdot e) \quad \#IV.29$$

Ces phénomènes sont visibles si deux conditions sont respectées. La première condition est que les fluctuations thermiques de l'énergie doivent être suffisamment petites pour que les électrons restent dans la boîte. Cette condition se traduit par la relation :

$$E_C \gg k_B \cdot T \quad \#IV.30$$

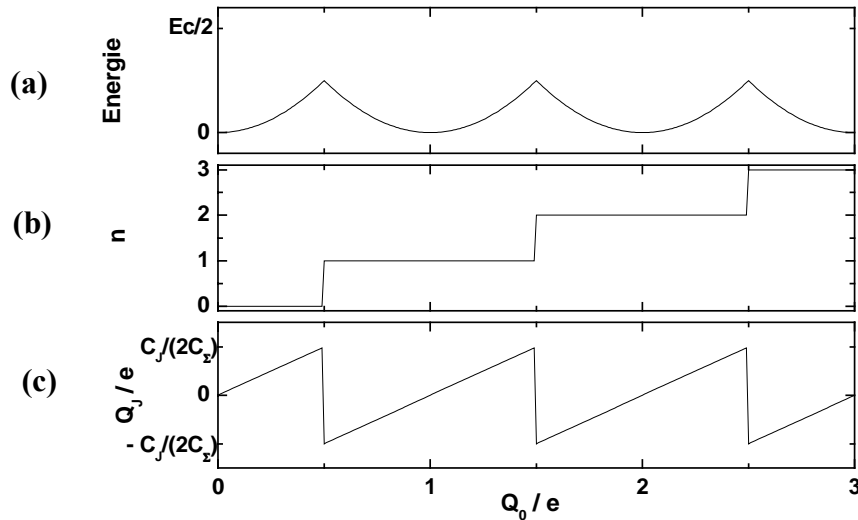
La deuxième condition est que les électrons restent localisés d'un côté ou de l'autre de la jonction tunnel. Les fluctuations quantiques sont gouvernés par le principe d'incertitude d'Heisenberg :

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h \quad \#IV.31$$

Le temps caractéristique de chargement d'un îlot est  $\tau = R_J \cdot C$ . L'énergie dont il s'agit est l'énergie de chargement de l'îlot  $\Delta E = E_C$ . La condition de localisation devient :

$$R_J \gg \frac{h}{e^2} = 25.8k\Omega \quad \#IV.32$$

Donc, la barrière tunnel doit être plus résistive que le quantum de résistance,  $R_T = \frac{h}{e^2}$ .

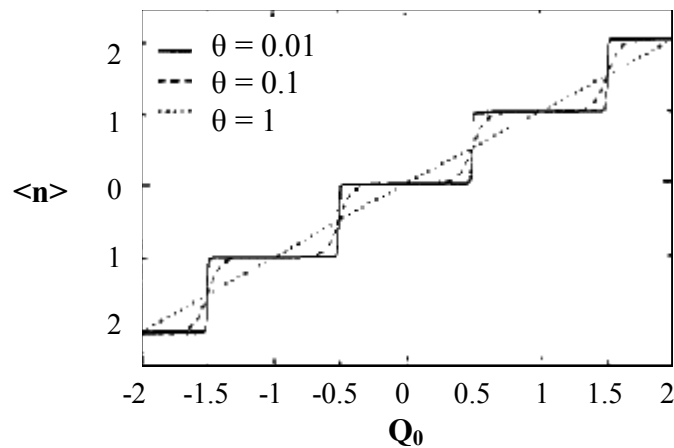


**Figure 16 :** Variation de l'énergie (a), de la charge dans l'îlot (b) et de la charge sur la jonction (c) en fonction de la charge extérieure  $Q_0$ . L'augmentation de la charge sur la capacité induit une augmentation parabolique de l'énergie. Quand la charge extérieure (sur la capacité) arrive à une valeur égale  $e \cdot \left(n + \frac{1}{2}\right)$ , avec  $n$  entier, les énergies de niveaux  $n$  et  $n+1$  sont les mêmes et il y a un nouvel électron qui rentre dans l'îlot. A cet endroit, il y a le passage de  $n$  à  $n+1$  sur la courbe du nombre d'électrons dans la boîte à électrons. Le troisième graphique montre la variation de la charge au niveau de la jonction tunnel en fonction de la charge extérieure. A chaque rentrée d'un électron dans l'îlot, la charge de la jonction s'inverse. Elle augmente ensuite de manière linéaire avec la charge extérieure jusqu'au passage d'un nouveau électron.

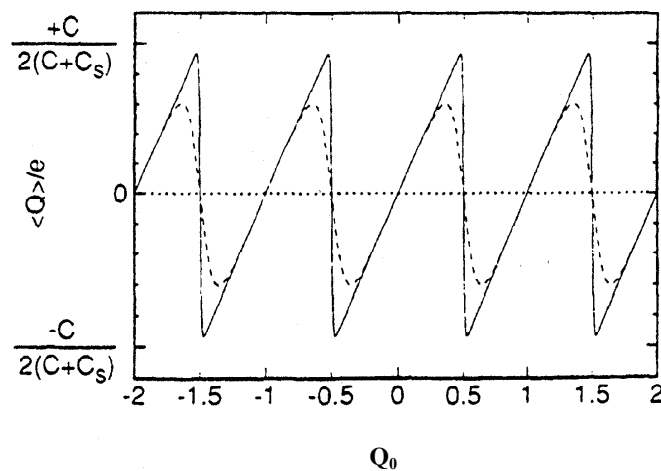
La température peut jouer un rôle très important. Le nombre de charges mesurés ne serait parfaitement quantifié qu'à température nulle. A température finie, il faut faire intervenir le mélange statistique par peuplement thermique des niveaux excités, ce qui donne pour le nombre moyen de porteurs de charge dans l'îlot :

$$\langle n \rangle = \frac{\sum_{n=-\infty}^{\infty} n \cdot \exp\left(-\frac{E(n)}{k_B \cdot T}\right)}{\sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{E(n)}{k_B \cdot T}\right)} \quad \#IV.33$$

Les différentes courbes de la Figure 17 montrent la variation de la charge moyenne à l'intérieur de l'îlot en fonction de la charge extérieure pour différents rapports :  $\theta = \frac{k_B \cdot T}{E_C}$  [16]. Plus la température augmente, plus les effets dus au blocage de Coulomb s'estompent, et ce, jusqu'à leur disparition totale pour  $k_B \cdot T \approx E_C$ . L'allure de la variation de la charge sur la jonction en fonction de la charge extérieure change également [16] si la température augmente (cf. Figure 18).



**Figure 17 : Escalier de Coulomb : variation de la charge à l'intérieur de l'îlot en fonction de charge extérieure,  $Q_0$ , pour différentes températures réduites  $\theta = \frac{k_B \cdot T}{E_C}$  [16]. Cette charge peut être induite par une tension de grille dans le cas de la boîte à électron. Quand la température augmente, l'escalier s'aplatit de plus en plus. Pour une énergie thermique dix fois plus grande que l'énergie de chargement, les marches de l'escalier ne sont plus visibles et la variation se transforme en une variation continue et linéaire.**



**Figure 18 : La variation de la charge sur la jonction tunnel en fonction de la charge extérieure, pour les mêmes températures que dans la Figure 17. L'augmentation de la température amortit la variation de la charge sur la jonction tunnel [16].**

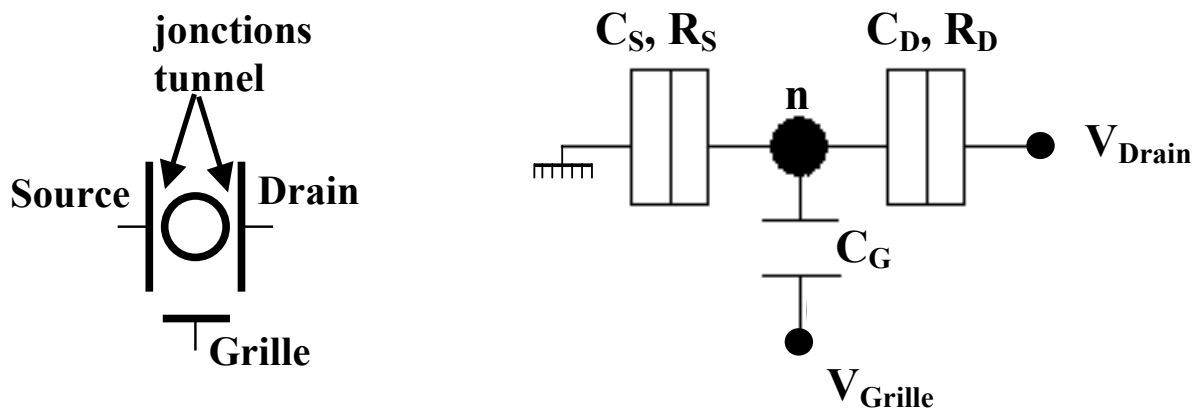
L'îlot monoélectronique est le plus simple des dispositifs où le blocage de Coulomb se manifeste. Pour pouvoir parler du transport électronique électron par électron, il faut que l'îlot soit connecté par deux jonctions tunnel à deux électrodes, appelés source et drain, et couplé capacitivement à une grille. Ce type de dispositif constitue un transistor à un électron (Single Electron Transistor, SET).

### IV.3.2 Le transistor à un électron

Considérons maintenant le transistor à un électron : un îlot métallique isolé, séparé des électrodes source et drain par des barrières tunnel et couplé capacitivement ( $C_G$ ) à une grille. Le circuit électrique équivalent de ce système est montré sur la Figure 19. Les jonctions tunnel se traduisent par un couple résistance ( $R_{S(D)}$ ) et capacité ( $C_{S(D)}$ ) en parallèle. La grille permet le contrôle du remplissage en charges des niveaux énergétiques dans l'îlot. La capacité totale de l'îlot est donnée par la somme des autres capacités (grille et jonctions tunnel) :

$$C_{\Sigma} = C_S + C_D + C_G \quad \# IV.34$$

Du point de vue microscopique, la distance entre l'îlot et les électrodes induit une augmentation de l'écrantage des interactions de Coulomb. La capacité totale de l'îlot augmente donc quand les capacités avec les électrodes augmentent. Ceci explique la relation entre les différentes capacités qui interviennent dans le système.



*Figure 19 : Schéma d'un transistor à un électron et son circuit électrique équivalent. Un îlot conducteur est connecté par des jonctions tunnel à deux électrodes (source et drain). Dans le circuit électrique les jonctions tunnel sont représentées par des couples résistif – capacitif ( $R_{S(D)}$  et  $C_{S(D)}$ ). L'îlot est couplé à une grille par l'intermédiaire d'une capacité de grille,  $C_G$ .*

Les deux conditions pour avoir du blocage de Coulomb dans la structure sont les mêmes que celles pour la boîte à électrons et sont données par les équations *IV.30* et *IV.32*. La seule différence est que l'énergie électrostatique pour ce cas est :

$$E_C = \frac{e^2}{2 \cdot C_\Sigma} \quad \#IV.35$$

Afin de résoudre le problème du transport dans un tel système, il faut calculer le spectre d'énergie du système pour un nombre  $n$  d'électrons dans l'îlot. Dans l'hypothèse d'absence de confinement quantique dans l'îlot, ce problème est entièrement électrostatique. La théorie permettant d'expliquer le blocage de Coulomb dans la limite de l'absence de quantification de l'énergie dans l'îlot s'appelle la théorie orthodoxe. Trois hypothèses principales sont faites pour cette théorie : l'absence de la quantification des niveaux énergétiques dans l'îlot, le caractère négligeable du temps de passage tunnel par rapport aux autres temps caractéristiques du système et l'absence d'effets de co-tunneling (passage simultané de plusieurs jonctions).

Dans des conditions statiques, l'énergie du système est donnée par l'énergie totale de l'îlot contenant  $n$  électrons, à laquelle il faut soustraire le travail des sources de tension :

$$E(n) = \frac{e^2 \cdot n^2}{2 \cdot C_\Sigma} - e \cdot n \cdot \sum_{i=S,D,G} \frac{C_i}{C_\Sigma} \cdot V_i \quad \#IV.36$$

Typiquement la source est à la référence, donc il n'y a pas de contribution de cette électrode. La relation peut être représentée de la manière suivante :

$$E(n) = \frac{e^2}{2 \cdot C_\Sigma} \left( n - \frac{C_D \cdot V_D}{e} - \frac{C_G \cdot V_G}{e} \right)^2 + \text{termes indépendants de } n \quad \#IV.37$$

#### IV.3.2.1 Blocage de Coulomb et périodicité de courant

Connaissant l'énergie de l'îlot avec  $n$  électrons à l'intérieur, nous allons montrer comment la conduction électrique peut se faire à travers ce type de structure. Les hypothèses de travail sont que les connections avec la source et le drain ne perturbent pas le spectre d'énergie dans l'îlot et qu'il n'y a pas d'élargissement des niveaux énergétiques à cause de la température (i.e.  $T = 0K$ ). La nature du passage des électrons entre source et îlot tout comme entre drain et îlot n'est pas prise en compte pour l'instant. Dans un premier temps, nous supposons que l'on applique une faible différence de potentiel entre source et drain. Pour avoir un passage de courant de la source vers l'îlot et de l'îlot vers le drain, la condition est :

$$-e \cdot V_S \geq E(n+1) - E(n) \geq -e \cdot V_D \quad \#IV.38$$

Pour le cas très faible polarisation source – drain,  $V_S - V_D \sim 0$ , :

$$0 \approx \frac{e^2}{C_\Sigma} \cdot \left( n + \frac{1}{2} \right) - e \cdot \frac{C_G}{C_\Sigma} \cdot V_G \quad \#IV.39$$

Ainsi, nous pouvons déterminer la tension à appliquer sur la grille pour qu'un courant passe à travers la structure quand la différence de potentiel entre la source et le drain est quasi nulle :

$$V_G = \frac{e}{C_G} \cdot \left( n + \frac{1}{2} \right) \quad \#IV.40$$

La condition pour avoir un passage électronique à travers les deux jonctions se traduit ainsi par la nécessité que les niveaux énergétiques des états  $n$  et  $n+1$  soient dégénérés.

Le cas de transport électronique pour des tensions source – drain non nulles sera détaillé dans la section suivante.

### IV.3.2.2 Digramme de stabilité d'un transistor à un électron

Nous allons présenter en détail la conduction à travers un îlot dans le cas de la théorie orthodoxe (l'énergie à l'intérieur de l'îlot est un continuum). Nous considérons que la source est à la référence et que nous appliquons  $V_D$  sur le drain. Il n'y a plus de condition sur la différence de potentiel appliquée entre source et drain. L'énergie du système dans ce cas peut s'écrire :

$$E(N) = \frac{e^2 \cdot n^2}{2 \cdot C} - e \cdot n \cdot \frac{C_D \cdot V_D + C_G \cdot V_G}{C_\Sigma} \quad \#IV.41$$

Les conditions de passage d'un électron de la source vers le drain et de l'îlot vers le drain sont :

$$0 \geq E(n+1) - E(n) \geq -e \cdot V_D \quad \#IV.42$$

Le système d'inéquations donne deux conditions de stabilité pour avoir un courant à travers la structure :

$$\begin{aligned}
 V_G &\geq \frac{e}{C_G} \cdot \left( n + \frac{1}{2} \right) - \frac{C_D}{C_G} \cdot V_D \\
 V_G &\leq \frac{e}{C_G} \cdot \left( n + \frac{1}{2} \right) + \frac{C_\Sigma - C_D}{C_G} \cdot V_D
 \end{aligned}
 \tag{IV.43}$$

Nous pouvons représenter ces conditions dans le plan  $(V_G, V_D)$ , comme dans la Figure 20. Nous obtenons alors une cartographie de courant appelée diagramme de stabilité. Les régions noires sont les zones de courant nul et correspondent aux configurations où le nombre d'électrons dans l'îlot est fixe. Ces zones correspondent à des diamants de Coulomb. Les diagonales de ces diamants et leurs pentes ( $p_1$  et  $p_2$ ) sont données par le rapport des différentes capacités qui caractérisent le circuit :

$$\begin{aligned}
 p_1 &= \frac{C_\Sigma - C_D}{C_G} \\
 p_2 &= -\frac{C_D}{C_G}
 \end{aligned}
 \tag{IV.44}$$

La périodicité des pics de courant est donnée par la diagonale horizontale des diamants :

$$\Delta V_G = \frac{e}{C_G}
 \tag{IV.45}$$

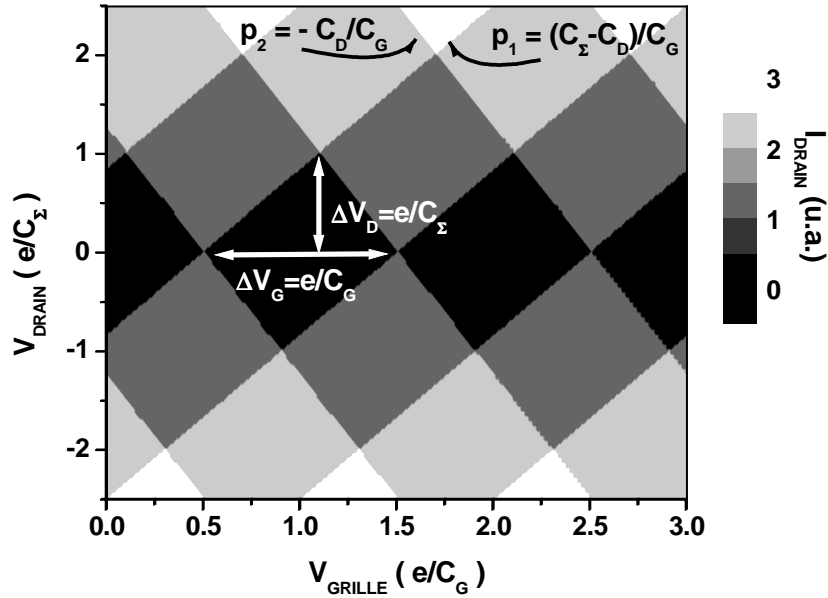
La mi-hauteur des diamants est aussi appelé gap de Coulomb et donne l'intervalle en tension de drain pour lequel le courant est nul.

$$\Delta V_D = \frac{e}{C_\Sigma}
 \tag{IV.46}$$

Le transport dans un transistor à un électron peut être complètement changé par la présence de charges parasites (d'offset) dans le voisinage de l'îlot. Ces charges ont des valeurs continues et changent les caractéristiques du SET. Ceci constitue un inconvénient important pour l'utilisation des transistors à un électron, car les charges d'offset pour deux structures identiques ne sont pas forcément les mêmes.

La première mise en évidence expérimentale d'un SET a été faite en 1987 par Fulton et Dolan [17] dans des structures d'aluminium avec des jonctions tunnel en oxyde d'aluminium natif. Un gap de Coulomb a été mis en évidence dans les courbes de courant en fonction de la tension de drain.





**Figure 20 :** Diagramme de stabilité avec les diamants de Coulomb représentant les régions de blocage (en noir) pour un transistor à un électron à température nulle. Dans ces régions le nombre d'électrons à l'intérieur de l'îlot est fixe et le courant à travers la structure est nul. Les dimensions des diamants, ainsi que leurs pentes, dépendent de couplage capacitif entre l'îlot et les électrodes. A une tension de drain de  $0V$ , la diagonale de diamants est

$$\Delta V_G = \frac{e}{C_G}. \text{ La mi-hauteur des diamants est } \Delta V_D = \frac{e}{C_\Sigma}.$$

Pour le diagramme de stabilité de l'îlot décrit précédemment, la quantification des niveaux d'énergie d'espacement  $\Delta E$ , à l'intérieur de l'îlot due au confinement quantique a été considérée comme négligeable par rapport à l'énergie de chargement de l'îlot, ce qui traduit par :

$$\Delta E \ll k_B \cdot T \ll E_C \quad \#IV.47$$

Par la suite nous allons considérer le cas où le confinement quantique n'est pas négligeable, et nous allons décrire les modifications qui apparaissent du point de vue des propriétés électriques.

### IV.3.2.3 Blocage de Coulomb dans un îlot quantique

Si la taille de l'îlot est suffisamment petite (de l'ordre de la longueur d'onde de Fermi), il y aura un confinement quantique à l'intérieur de l'îlot et, par la suite, une discrétisation des niveaux énergétiques de la même manière que dans un puits quantique. L'énergie, calculée dans l'approximation d'un puits rectangulaire, dépend des dimensions,  $L_x$ ,  $L_y$ , et  $L_z$ , du puits :

$$E(p, q, r) = \frac{\hbar^2}{2 \cdot m} \cdot \left[ \left( \frac{p\pi}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{q\pi}{L_y} \right)^2 + \left( \frac{r\pi}{L_z} \right)^2 \right] \quad \#IV.48$$

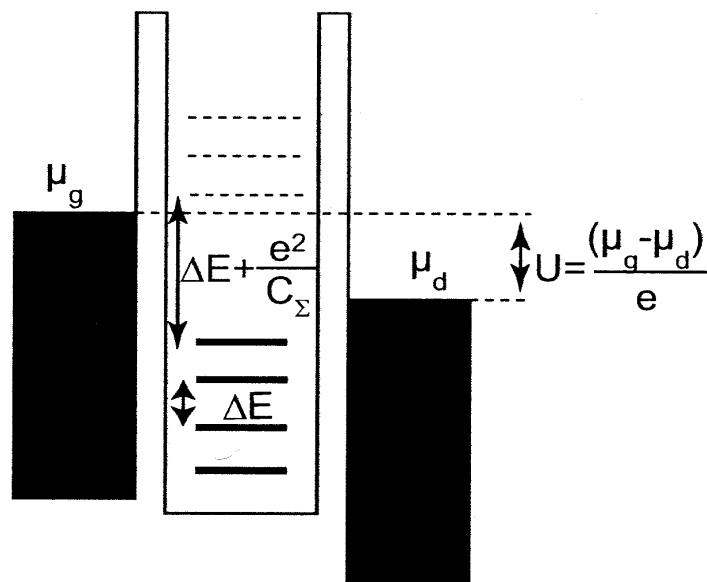
L'espacement entre deux niveaux énergétiques, calculé dans l'approximation puits rectangulaire unidimensionnel est donné par :

$$\Delta E = \frac{\hbar^2}{2 \cdot m} \cdot \left( \frac{\pi}{L} \right)^2 \quad \#IV.49$$

Dans le cas de la quantification de niveaux énergétiques, l'îlot s'appelle « îlot quantique » ou « point quantique » (ou « quantum dot », en anglais). La condition pour que la contribution de la quantification des niveaux énergétiques soit non négligeable est que l'énergie thermique soit suffisamment faible pour résoudre l'écart entre les niveaux quantiques  $\Delta E$  :

$$k_B \cdot T \ll \Delta E \quad \#IV.50$$

En négligeant les variations des écarts entre les niveaux d'énergie dus au nombre d'électrons dans l'îlot, ainsi que les interactions de spin, les niveaux électroniques sont équidistants de  $\Delta$ , sauf pour le premier niveau vide qui est séparé du dernier niveau occupé par  $\Delta E + \frac{e^2}{C_\Sigma} \Leftrightarrow \Delta E + 2E_C$ , comme le montre la Figure 21. Cette séparation représente l'énergie qu'il faut fournir pour rajouter un électron dans l'îlot.

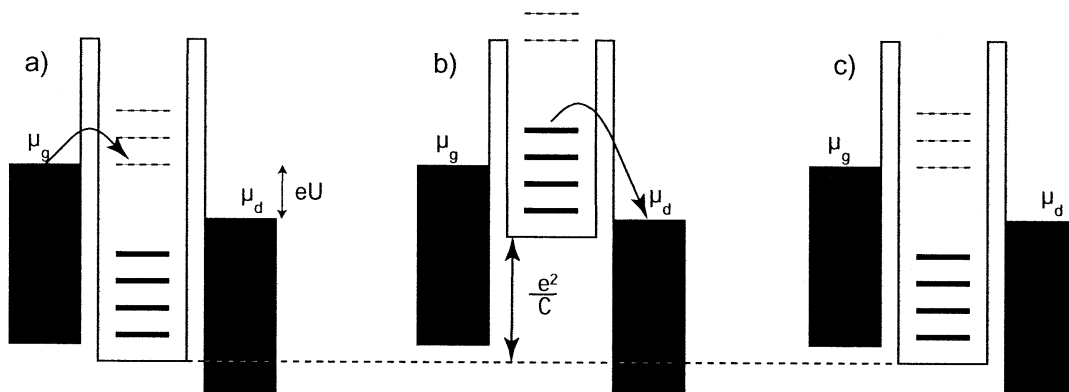


**Figure 21 : Niveaux non dégénérés d'un îlot quantique [18]. L'espacement entre les niveaux de l'îlot est donné par la quantification, pour la séparation entre le dernier niveau occupé et le premier niveau vide, où l'espacement est donné par la somme entre la quantification et le double de l'énergie électrostatique.**

En fonction de la différence de potentiel appliquée entre les électrodes gauche/droite (source/drain), le transport électronique se fait par un ou plusieurs niveaux énergétiques de l'îlot. La tension appliquée sur la grille permet de translater le potentiel électrostatique de l'îlot, faisant ainsi « défiler » les différents niveaux de l'îlot dans la fenêtre énergétique  $e \cdot V_{DS}$  ouverte entre source et drain.

Considérons le cas  $e \cdot U < \Delta E$ . Cela veut dire qu'il ne peut y avoir au maximum qu'un seul niveau énergétique de l'îlot qui se trouve entre les niveaux de Fermi de la source et du drain. Le passage électronique dans ce cas est la réponse linéaire d'un point quantique à des niveaux non dégénérés (voir la Figure 22). Quand le premier niveau énergétique vide va dans la fenêtre entre les électrodes de gauche et de droite, le passage d'un électron est possible de la source (gauche) vers l'îlot, par effet tunnel (a). Le remplissage de ce niveau apporte une énergie supplémentaire au système de  $\frac{e^2}{C_\Sigma}$ . Les niveaux de l'îlot sont donc augmentés par cette même énergie (b). Le dernier niveau occupé se retrouve à une énergie supérieure au niveau de Fermi du drain, donc le passage par effet tunnel de l'îlot vers le drain est possible. Ensuite, le système retrouve son état initial (c). Ce mécanisme de conduction se produit chaque fois que la tension de grille fait rentrer un niveau énergétique entre les niveaux de Fermi de la source et du drain. La périodicité du courant est donnée par :

$$\Delta V_G = \frac{e}{C_G} + \frac{\Delta E}{e} \cdot \frac{C_\Sigma}{C_G} \quad IV.51$$

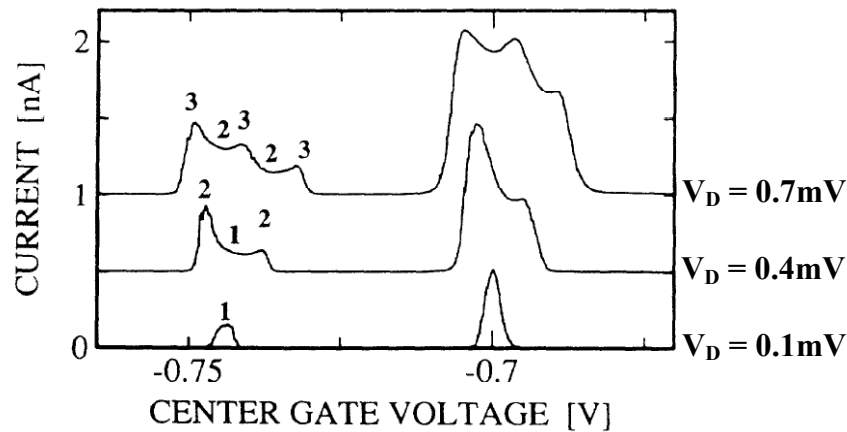


**Figure 22 : Passage d'un électron par des niveaux non dégénérés d'un îlot quantique [18]. Quand le premier niveau vide se trouve entre la source et le drain, un électron va passer de la source dans l'îlot par effet tunnel (a). Cet électron supplémentaire induira une augmentation de tous les niveaux dans l'îlot de  $e^2/C$  (b). Ainsi, le dernier niveau occupé va se retrouver plus haut que le potentiel du drain (c). L'électron passe vers le drain par effet tunnel et le système retrouve son état initial.**

Quand nous sommes dans la limite  $\Delta E \ll E_C$ , on retrouve la période du SET dans l'approximation de la théorie orthodoxe. Dans la limite  $\Delta E \approx E_C$ , les pics de courant sont le résultat d'une combinaison entre le transfert monoélectronique et la position des niveaux à l'intérieur de l'îlot. Cette position dépend fréquemment du nombre d'électrons total dans l'îlot. Dans ce cas, les fluctuations de périodicité apportent des informations sur les interactions entre les électrons à l'intérieur du point quantique.

Considérons maintenant le cas  $e \cdot U > \Delta E$ . Plusieurs niveaux énergétiques peuvent participer au transport électrique. Les niveaux de l'îlot sont remplis un par un comme les orbitales d'un atome. Un tel système est appelé « atome artificiel » [19] et il est possible de faire une étude du spectre de l'énergie d'addition (c'est-à-dire de la suite des écarts entre les niveaux). Un atome artificiel peut posséder des niveaux « excités » et donc il y a plusieurs transitions possibles qui contribuent au courant. Le courant total est la somme des courants transportés par chaque niveau accessible. Quand le courant passe par des états excités, il est amplifié par rapport au courant dû au passage tunnel par un seul niveau.

Par la suite, nous allons voir un exemple pour mieux comprendre ces phénomènes. La Figure 23 montre l'évolution des pics de conductance en fonction du nombre d'états électroniques qui contribuent au transport. La mesure a été réalisée sur un point quantique dans un gaz bidimensionnel (hétérostructure de GaAs/AlGaAs) [20]. Les pics de Coulomb sont mesurés à 20mK sous un champ magnétique de 4T et pour des tensions source – drain de : 0.1, 0.4 et 0.7 mV. L'écart entre les pics principaux est égal à  $\Delta V_G = \frac{e}{C_G} + \frac{\Delta E}{e} \cdot \frac{C_\Sigma}{C_G}$ . La courbe correspondant à 0.1mV entre source et drain représente la réponse linéaire de l'îlot quantique (le cas  $e \cdot U < \Delta E$  discuté antérieurement). Nous allons nous concentrer maintenant sur la courbe intermédiaire ( $V_D=0.4\text{mV}$ ). Les chiffres pour les pics secondaires représentent le nombre des processus possibles pour le transfert d'électrons. Pour cette courbe, au maximum deux niveaux de l'îlot peuvent se retrouver simultanément dans la fenêtre énergétique entre la source et le drain ( $\Delta E < e \cdot U < 2 \cdot \Delta E$ ).



**Figure 23 :** Evolution des pics de courant en fonction du nombre des niveaux qui participent au transport électronique dans un point quantique réalisé en gaz bidimensionnel (GaAs/AlGaAs) [20]. Les mesures ont été faites à 20mK, sous un champ magnétique constant de 4T et pour trois polarisations source – drain : 0.1, 0.4 et 0.7mV (de bas en haut). Les courbes ont été translatées verticalement pour gagner en clarté. La courbe pour  $V_D=1mV$  représente la réponse linéaire de l’îlot quantique. L’apparition des pics supplémentaires sur chaque pic principal pour la deuxième et la troisième courbe est due à la conduction par des niveaux excités.

La Figure 24, détaille le transfert d’électrons pour ce cas, au fur et à mesure que la tension de grille diminue. Plus la tension de grille diminue, plus les niveaux énergétiques dans l’îlot vont se déplacer vers le haut et il y a cinq situations possibles :

- a) le deuxième niveau libre est dans la fenêtre accessible entre la source et le drain. Le passage de la source vers l’îlot est possible, mais une fois que l’électron se trouve dans l’îlot il ne peut plus sortir. En effet, il se retrouve sur un niveau plus bas que le potentiel chimique du drain. Le système reste bloqué dans cet état. Le courant est nul.
- b) les deux premiers niveaux libres sont accessibles. Le transfert de la source vers l’îlot peut se faire soit sur le niveau bas (fondamental), soit sur le niveau haut (excité). Dans les deux cas, le passage tunnel vers le drain est ensuite possible. Le courant est amplifié.
- c) le premier niveau libre est accessible. Un seul processus de transfert source – îlot – drain est possible.
- d) le premier niveau libre est suffisamment proche du niveau de Fermi dans la source pour que la différence énergétique entre ce niveau et  $\Delta$  se trouve également entre les potentiels chimiques source et drain. Il n’y a qu’un effet tunnel possible entre source et îlot, mais après ce processus, il y a deux niveau occupés entre source et drain. Le système peut se relaxer soit par le transfert de

l'électron du haut soit par celui du bas. Cette double possibilité amplifie le courant.

- e) aucun niveau libre n'est disponible. Il n'y a pas de transfert entre la source et l'îlot.

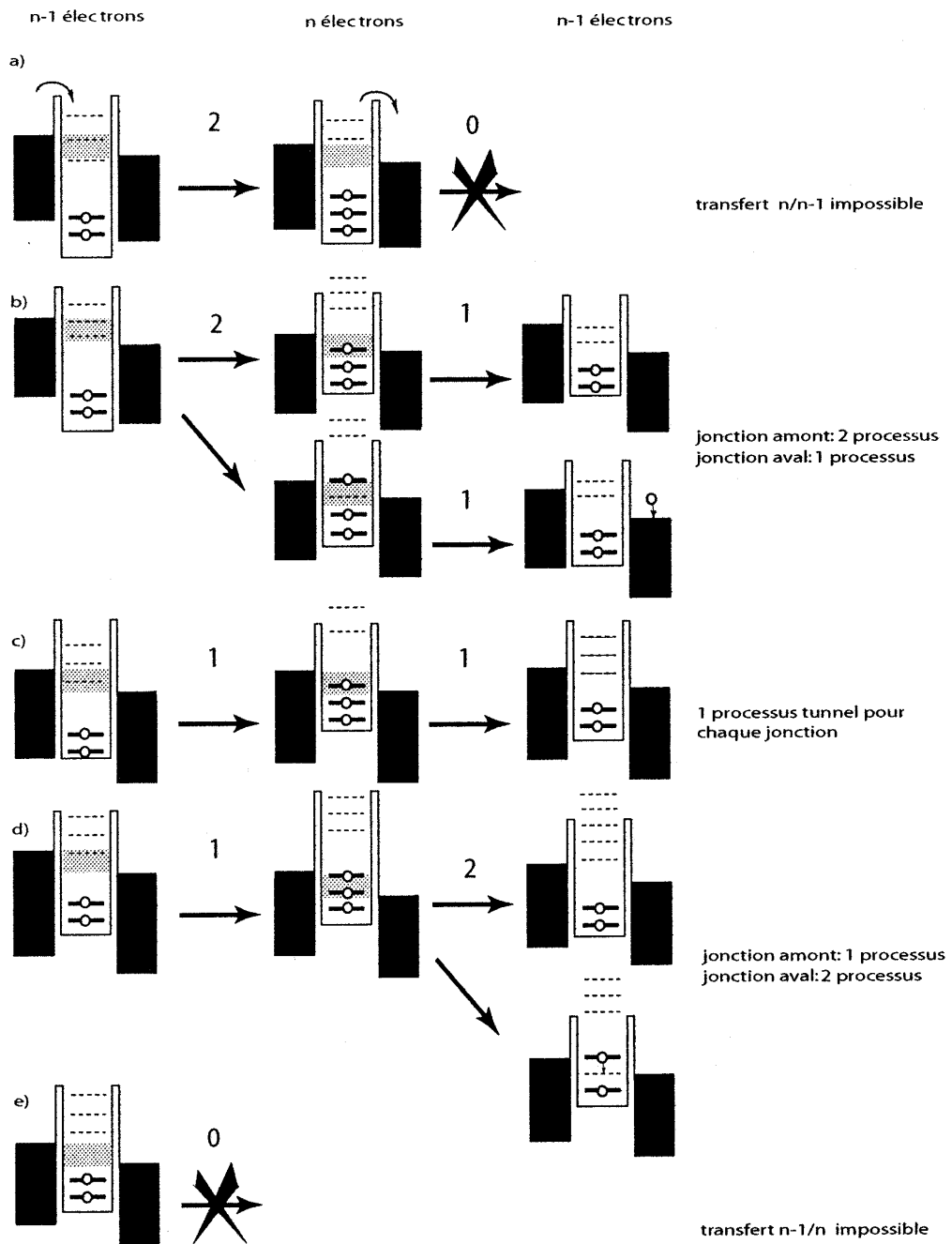
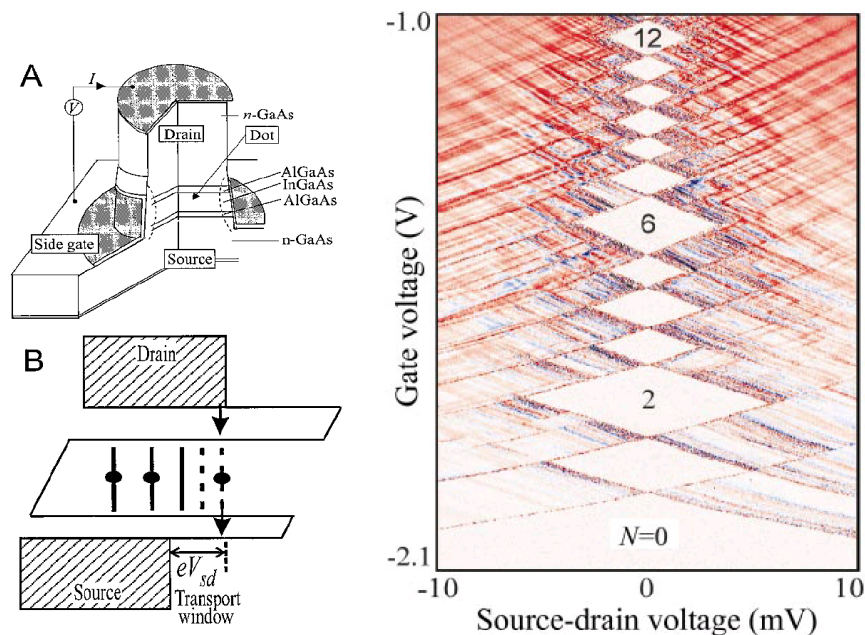


Figure 24 : Transport à travers les états excités d'un point quantique dans le cas  $\Delta E < eU < 2\Delta E$  (le cas correspondant à  $V_D = 0.4mV$  dans la Figure 23) [18].

La variation d'intensité des pics est visible dans la diagramme de stabilité et elle se traduit par une structure fine de paliers de conductance parallèles aux bords des diamants de Coulomb. L'écartement vertical entre deux lignes,  $\Delta U$ , est égal à  $\frac{\Delta E_i}{e}$  parce qu'il correspond à l'entrée d'un nouveau niveau dans l'intervalle énergétique entre la source et le drain. Ce réseau de lignes traduit le spectre d'excitation du point quantique.

L'un des plus beaux résultats de diagramme de stabilité avec spectre d'excitation est celui obtenu sur un point quantique vertical GaAs/AlGaAs [21] (voir la Figure 25). Les diamants clairs correspondent aux régions bloquées pour lequel le nombre d'électrons dans le point quantique est bien défini. Les lignes parallèles aux diamants correspondent au passage par effet tunnel résonant par les niveaux excités de l'îlot quantique. La forte apériodicité des diamants est expliquée par le fait que  $\Delta E$  est comparable avec l'énergie de charge et, donc, la variation de  $\Delta E$  avec le nombre d'électrons fait varier considérablement l'énergie d'addition avec le nombre d'électrons (en raison des interactions électron-électron), ce qui conduit à une fluctuation de la taille des diamants. On a affaire à un véritable « atome artificiel » que l'on peut manipuler et où l'on peut faire de la spectroscopie par les tensions de grille et de drain.



**Figure 25 : Schéma de la structure à grille latérale (A) et du diagramme des bandes (B) et le diagramme de stabilité [21]. La structure sous test est un point quantique vertical GaAs/AlGaAs. L'énergie de l'îlot est quantifiée. Le nombre d'électrons dans chaque diamant de Coulomb est fixé et marqué dans les diamants. Les diamants ont des tailles qui dépendent du remplissage de l'îlot parce que l'énergie de charge est du même ordre de grandeur que  $\Delta E$ . Les lignes parallèles aux bords des diamants sont dues à la quantification énergétique.**

#### IV.3.2.4 Amplitude et forme des pics de blocage de Coulomb en fonction de la température

Les équations que nous avons vu jusqu'ici n'apportent pas d'informations sur l'amplitude ou la forme des pics de courant. La théorie du blocage de Coulomb a été construite par plusieurs groupes, dans différents régimes. Un bon résumé de ces résultats se trouve dans la section 2.2 de [16].

Nous faisons l'hypothèse que la largeur d'une ligne de résonance à travers l'îlot est négligeable ( $h \cdot \Gamma \ll k_B \cdot T$ ). Cette hypothèse nous permet de caractériser les états d'un îlot par un jeu de nombre d'occupation, un pour chaque niveau énergétique.

Le calcul général de la conductance dans le système a été obtenu indépendamment par Beenaker [22], comme solution de l'équation cinétique de la réponse linéaire et par Meir [23], en résolvant un modèle d'Anderson dans la limite  $h \cdot \Gamma \ll k_B \cdot T$ .

Il existe trois cas limite pour ce calcul : la limite des hautes températures, la théorie orthodoxe et le blocage de Coulomb dans un îlot quantique.

Dans la limite des hautes températures, ( $\Delta E, \frac{e^2}{C_\Sigma} \ll k_B \cdot T$ ) la conductance totale,  $G_\infty$ , est la somme ohmique des conductances des deux barrières. Dans ce cas, la conductance ne dépend pas de l'îlot, mais uniquement des deux barrières.

Dans l'approximation de la théorie orthodoxe,  $\Delta E \ll k_B \cdot T \ll \frac{e^2}{C_\Sigma}$ , le blocage de Coulomb s'appelle métallique ou classique. Les niveaux énergétiques sont excités par les fluctuations thermiques. Pour des barrières et des densités d'états indépendantes de l'énergie, la forme d'un pic de conduction est donnée par :

$$\frac{G}{G_\infty} = \frac{\frac{\delta}{k_B \cdot T}}{2 \cdot \sinh\left(\frac{\delta}{k_B \cdot T}\right)} \approx \frac{1}{2} \cdot \cosh^{-2}\left(\frac{\delta}{2.5 \cdot k_B \cdot T}\right) \quad \#IV.52$$

avec  $\delta$ , la distance au centre du pic en unités d'énergie et dont la dépendance de la tension de grille est :  $\delta = e \cdot \frac{C_G}{C_\Sigma} \cdot |V_{G,RESONANCE} - V_G|$ . La largeur des pics est linéaire avec la température.

Le maximum de conductance,  $G_{max} = \frac{G_\infty}{2}$ , est indépendant de la température, comme le montrent les courbes a et b de la Figure 26a. Cette conductance est la moitié de la somme



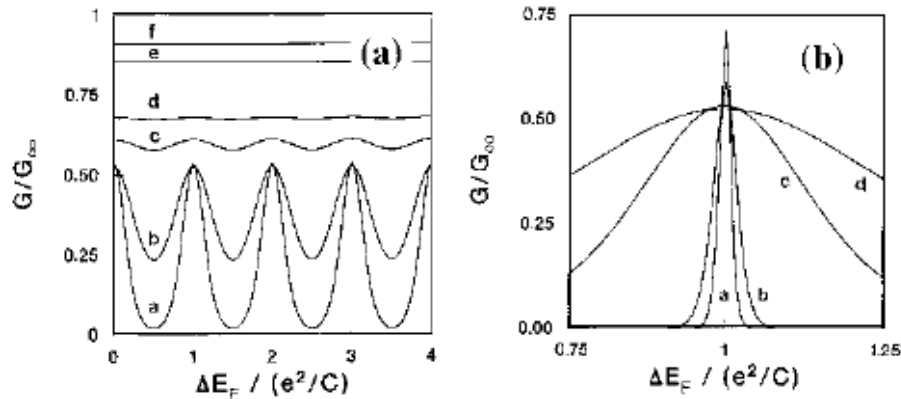
ohmique pour les hautes températures, à cause des effets de corrélations : avant qu'un nouvel électron rentre dans l'îlot, un électron doit en sortir. Ainsi, la probabilité de passage tunnel à travers l'îlot est divisée par 2 par rapport au cas de la limite des hautes températures ou des fortes tensions, où il n'y a pas de telles corrélations. Les pics sont présents jusqu'à

$$k_B \cdot T < 0.3 \frac{e^2}{C_\Sigma}$$

Pour le blocage de Coulomb dans un îlot quantique ( $k_B \cdot T \ll \Delta E < \frac{e^2}{C_\Sigma}$ ), l'effet tunnel ne se produit qu'à travers un niveau dans le point quantique. En supposant que l'écart entre les différents niveaux de l'îlot ne dépende ni du nombre des électrons, ni de l'énergie, la conductance d'un pic est donnée par :

$$\frac{G}{G_\infty} = \frac{\Delta E}{4 \cdot k_B \cdot T} \cdot \cosh^{-2} \left( \frac{\delta}{2 \cdot k_B \cdot T} \right) \quad \#IV.53$$

Pour ce cas, le maximum du pic de la conductance diminue rapidement avec l'augmentation de la température, alors qu'elle est constante dans le cas classique. Ceci différencie un pic classique d'un pic quantique. Dans la Figure 26b, un pic de conductance quantique est suivi pendant l'augmentation de la température. Le pic devient de plus en plus large et sa valeur maximale diminue avec l'augmentation de la température.



**Figure 26 : Pics de Coulomb et leur dépendance en température pour le cas du blocage de Coulomb classique (a) et pour le cas du blocage de Coulomb dans un îlot quantique (b) [16]. Les paramètres pour le cas classique sont :  $\Delta E=0.01e^2/C$  et  $k_B T/\Delta E$  : 0.075(a) ; 0.15(b) ; 0.3(c) ; 0.4(d) ; 1(d) et 2(f). Les paramètres pour le cas quantique sont :  $\Delta E=0.01e^2/C$  et  $k_B T/\Delta E$  : 0.5(a) ; 1(b) ; 7.5(c) et 15(d). Les pics du cas classique ont la même amplitude pour les basses température, mais les valeurs dans les vallées augmentent rapidement. Quand l'énergie thermique dépasse 30% de l'énergie de chargement l'amplitude des pics augmente et ils sont de plus en plus aplatis, jusqu'à leur disparition totale quand les deux énergies ont la même valeur. Pour le blocage de Coulomb dans un îlot quantique, l'amplitude des pics diminue avec l'augmentation de la température et ils deviennent de plus en plus larges.**

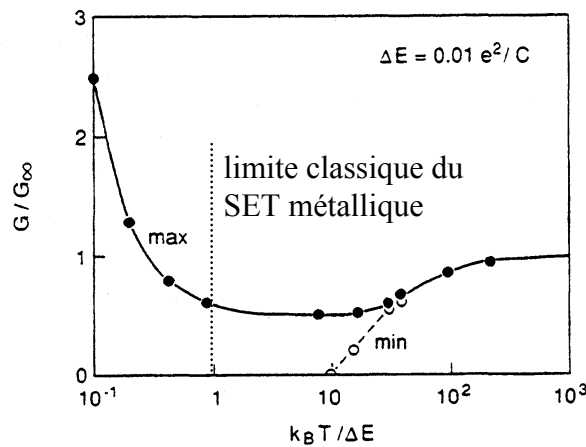
La dépendance en température des valeurs maximales et minimales d'un pic de Coulomb est présentée sur la Figure 27. Pour le maximum, la conductance part de sa valeur  $G_\infty$  dans la limite des hautes températures, pour atteindre  $G_\infty / 2$  quand la température devient suffisamment basse et le blocage de Coulomb classique domine. Quand le système rentre dans le régime du blocage de Coulomb dans un îlot quantique, la conductance augmente et dépasse la valeur  $G_\infty$ . En conclusion, pour des températures intermédiaires, les corrélations de Coulomb réduisent le maximum de la conductance en dessous de sa valeur ohmique, alors que pour les plus basses températures, la cohérence de phase quantique induit une augmentation de la conductance au delà de sa valeur ohmique.

La conductance minimale suit une loi d'activation thermique :

$$G_{min} \propto \exp\left(-\frac{E_{act}}{k_B \cdot T}\right) \quad \#IV.54$$

avec l'énergie d'activation donnée par :

$$E_{act} = \frac{1}{2} \cdot \left( \Delta E + \frac{e^2}{C_\Sigma} \right) \quad \#IV.55$$

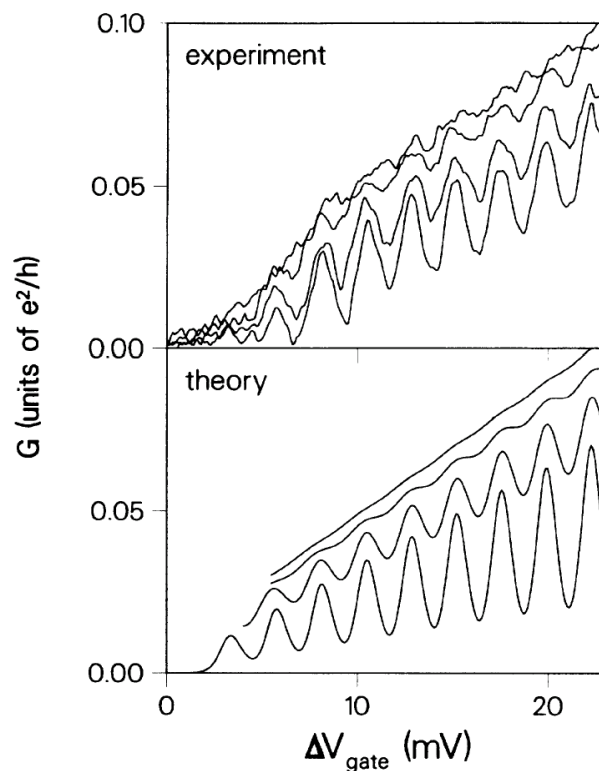


**Figure 27 :** Evolution de la conductance maximale et minimale en fonction de la température pour les pics de Coulomb, dans le régime  $h \cdot \Gamma \ll k_B \cdot T$  [16]. Les niveaux dans l'îlot sont considérés équidistants, non dégénérés et avec les mêmes probabilités de passage vers les deux électrodes (source et drain). La valeur de la conductance maximale part de sa valeur pour les hautes températures, diminue à  $G_\infty / 2$  pour les températures où le blocage de Coulomb se manifeste et elle augmente en dessus de sa valeur  $G_\infty$  pour le régime de îlot quantique. L'évolution de la conductance dans les vallées est différente par rapport au maximum pour les températures correspondantes au blocage de Coulomb, où elle suit une loi d'activation thermique.

Nous remarquons que dans le régime du blocage de Coulomb classique, les pics à la même tension de grille ont tous la même hauteur, sauf pour le cas d'un semiconducteur, où les barrières tunnel évoluent avec la tension de grille.

Pour le cas des semiconducteurs, Staring et al [24] ont mesuré et modélisé la conductance d'un fil quantique désordonné en GaAs/AlGaAs (Figure 28). Pour obtenir un bon accord entre les mesures et les calculs théoriques, il a été nécessaire de supposer que la probabilité de passage pour des niveaux successifs avec une dégénérescence de spin augmente linéairement d'après la loi :  $\Gamma_i^{gauche/droite} = 0.027 \cdot i \cdot \frac{\Delta E}{h}$ .

Tous les calculs sur le blocage de Coulomb ont eu comme point de départ les expériences de Scott-Thomas et al [25], pour les nanofils, et ceux de Meirav [26], pour les îlots, qui ont montré des fluctuations périodiques de la conductance dans des îlots ou dans des fils quantiques.



**Figure 28 : Théorie et expériences de l'évolution de la conductance dans un fil semiconducteur désordonné (GaAs-AlGaAs hétérostructure) pour plusieurs températures : 1, 1.6, 2.5 et 3.2K. Les paramètres de la simulation sont :  $\Delta E=0.1meV$  ;  $e^2/C_\Sigma=0.6meV$  ;  $C_D/C_\Sigma=0.27$  [24].**

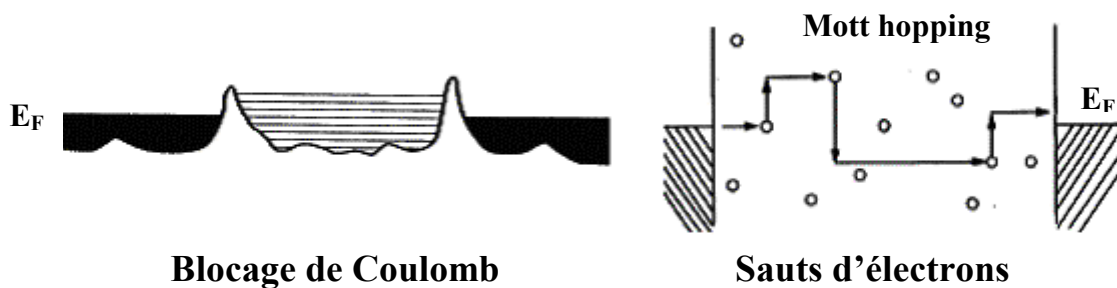
#### IV.4 Comparaison blocage de Coulomb – conduction par saut à distance variable

Jusqu'ici nous avons vu qu'à basse température la conductance dans les semiconducteurs peut montrer des pics apériodiques, qui sont expliqués par des sauts d'électrons entre les états localisés (VRH), ou des pics périodiques, qui sont expliqués par le blocage de Coulomb. Comment réconcilier ou au contraire discriminer la théorie de blocage de Coulomb avec celle du VRH ?

Les principales différences entre les deux théories sont la force et la distribution spatiale des fluctuations de potentiel dans l'échantillon (Figure 29). Dans le cas du blocage de Coulomb, il faut avoir un nombre réduit de barrières de potentiel, qui créeront des segments limitant la conductance, contenant un grand nombre d'états localisés.

Dans le cas du VRH, l'échantillon contient un grand nombre d'états localisés, distribués de manière aléatoire dans le canal de conduction, induisant des fluctuations aléatoires de la conductance. Il n'y a pas de segment contenant plusieurs états localisés dans la même région.

Dans les deux cas, pour des énergies de Fermi suffisamment grandes il peut y avoir une transition vers un transport diffusif. Dans ce cas les pics périodiques du blocage de Coulomb ainsi que les pics apériodiques dus au VRH sont remplacés par les fluctuations universelles de la conductance dues aux interférences quantiques.



**Figure 29 : Différence de la distribution des états entre le blocage de Coulomb [24] et la conduction par sauts d'électrons à distance variable [9]. Dans le blocage de Coulomb les états dans l'îlot sont délocalisés, alors que pour le VRH la conduction se fait entre des états localisés en espace et en énergie.**

D'un point de vue historique, le gap de Coulomb a été introduit par Shklovskii et Efros dans le cadre de la théorie du VRH [27]. La densité d'états près du niveau de Fermi est zéro pour des systèmes où l'on considère les interactions électron – électron.

Chandrasekhar et al [28] d'IBM ont mesuré le transport dans des nanostructures semiconductrices d'oxyde d'indium, à très basse température. Deux type des structures ont été étudiées : des films d'oxyde d'indium (structure bidimensionnelle) et des nanofils de 50 à 80nm de large (structure unidimensionnelle). Pour les échantillons bidimensionnels (films d'oxyde d'indium) [29] ils ont trouvé que la dépendance en température de la conductance est celle caractéristique du VRH. Par contre, pour les échantillons unidimensionnels le saut des électrons est fortement influencé par les effets monoélectroniques. C'est sans doute la première fois qu'est introduite une comparaison critique entre VRH et le blocage de Coulomb. La conclusion de cette comparaison est que pour un gaz bidimensionnel le transport est dominé par le VRH, alors que s'il est nanostructuré à 1D, c'est le blocage de Coulomb qui domine le transport.

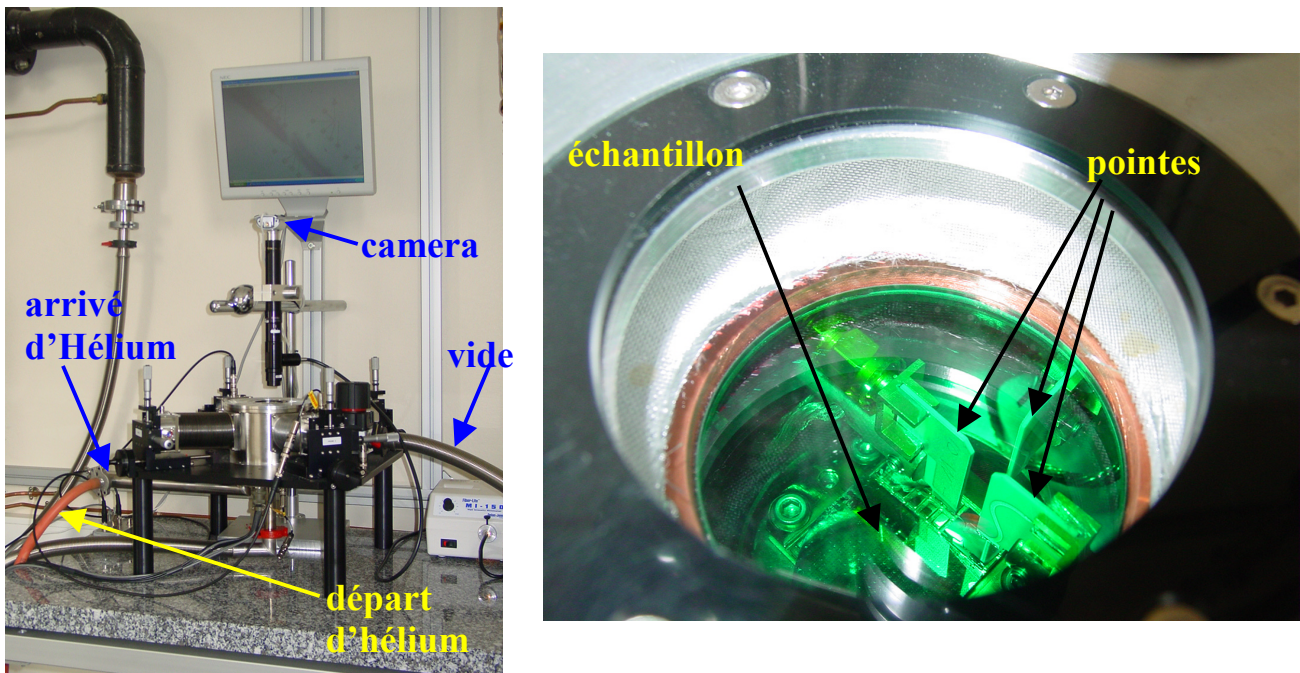
Kaplan et al [30] parlent d'une similitude entre les effets monoélectroniques et la conduction par saut dans une chaîne. Cette similitude s'explique par le fait que l'état d'énergie minimale ne dépend pas du fait que les sauts d'électrons sont permis (pour le transport par sauts) ou interdits (pour le transfert électron par électron entre des îlots voisins).

Ce qui permet de distinguer sans aucun doute le blocage de Coulomb du VRH ou de l'effet tunnel résonant, c'est la périodicité des pics qui n'existe que pour les structures à blocage de Coulomb. Cependant, une apparente absence de cette périodicité ne veut pas pour autant dire qu'il ne s'agit pas du blocage de Coulomb. Dans le chapitre suivant nous allons expliquer comment la périodicité peut être estompée dans des chaînes de jonctions tunnel pour lesquelles un désordre même faible induit une apériodicité.

## ***IV.5 Résultats de nos mesures***

### **IV.5.1 Montage pour les mesures cryogéniques**

Les échantillons présentant de bonnes caractéristiques à température ambiante ont été mesurés à basse température par la suite. Les mesures à basse température ont été réalisées dans un testeur sous pointes cryogénique à circulation d'hélium liquide pompé (cf. Figure 30). Des mesures de 300K à 1.5K sont possibles. Le porte échantillon peut accommoder des plaquettes jusqu'à 2". L'un des avantages de ce système est sa grande flexibilité d'utilisation, une seule campagne à froid permettant des mesures sur plusieurs échantillons. Un autre avantage concerne le fait que nous n'avons pas besoin de souder de connections sur les échantillons et ainsi nous ne risquons pas de transpercer l'oxyde enterré pendant la soudure.



*Figure 30 : Testeur sous pointes cryogénique. Une camera permet de suivre en temps réel le déplacement des pointes et leurs positionnement sur l'échantillon. L'arrivée et le départ de la circulation d'hélium liquide et l'intérieur du testeur avec l'échantillon et les pointes sont montrés sur la photo.*

Les mesures de courant ont été réalisées par deux techniques différentes : en courant continu, l'échantillon étant polarisé en tension, et à l'aide d'un oscilloscope. Dans le dernier cas, l'échantillon est polarisé par un signal triangulaire. Le courant qui traverse l'échantillon est transformé en tension par un convertisseur courant – tension à masse virtuelle et cette tension est mesurée par un oscilloscope numérique à haute résolution. Ces mesures sont plus rapides et il est possible d'avoir davantage de points de mesure que dans le cas de mesures I-V point par point.

#### IV.5.2 Propriétés du matériau

Avant de montrer les résultats expérimentaux que nous avons obtenu, il est important de fixer quelques ordres de grandeur pour des paramètres tels que le libre parcours moyen, la longueur d'onde de Fermi, la longueur de localisation, le dopage critique, la longueur de cohérence, etc.

### La longueur moyenne libre de l'électron (libre parcours moyen)

Le libre parcours moyen,  $l_e$  (electron mean free path) est la longueur moyenne que l'électron peut parcourir à l'intérieur du matériau sans collision avec le réseau cristallin du matériau. La comparaison entre cette longueur et les dimensions de l'échantillon ( $L$  = longueur et  $w$  = largeur) définissent plusieurs régimes de fonctionnement :

- transport diffusif : pour des échantillons dont les dimensions sont beaucoup plus grandes que  $l_e$ ,  $l_e \ll L, w$
- transport balistique : pour des échantillons beaucoup plus petits que  $l_e$ ,  $l_e \gg L, w$

Pour un échantillon de résistance carrée donné  $R_{carrée}$ , la longueur moyenne libre est donnée par [31] :

$$l_e = \frac{\hbar \cdot k_F \cdot \mu}{e} \quad \text{\#IV.56}$$

avec la mobilité  $\mu = \frac{1}{e \cdot n_S \cdot R_{carrée}}$  et le nombre d'onde de Fermi  $k_F = \sqrt{\frac{4 \cdot \pi \cdot n_S}{g_S \cdot g_V}}$ . La dose correspondant à la résistance carrée est  $n_S$ . La dégénérescence due au spin  $g_S$  est 2 et  $g_V$  est la dégénérescence des vallées ( $g_V = 6$ ).

Pour le faible dopage ( $2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ), la résistance carrée est de l'ordre de  $40 \text{k}\Omega$  (à 300K et en absence de dopage électrostatique, quand la grille arrière est à la masse), la mobilité  $300 \text{cm}^2/\text{V/s}$  et le libre parcours moyen est de 9nm. Ces valeurs fixent juste des ordres de grandeur. Ainsi, pour nos échantillons le libre parcours moyen est plus petit que la longueur des dispositifs mais du même ordre de grandeur que les dimensions latérales, donc le transport électrique est diffusif mais sera dépendant de la rugosité de surface. Remarquons cependant que, pour nos échantillons, le libre parcours moyen est de l'ordre de l'épaisseur et que la résistance carrée est de l'ordre du quantum de résistance. Il a été démontré pour le cas bidimensionnel que de telles résistances correspond à une transition d'une localisation faible vers un état isolant.

### La longueur de localisation et le dopage critique

La longueur de localisation, est la distance moyenne entre deux états localisés dans la conduction par saut à distance variable.

Dans le cadre de la théorie du VRH, la longueur de localisation permet d'estimer le dopage critique. Quand la distance entre les dopants est du même ordre de grandeur que la distance de localisation, le dopage correspondant est appelé le dopage critique  $n_C$ . Pour des

dopages plus faibles que le dopage critique, le transport se fait par des sauts entre les états localisés, alors que pour des dopages plus forts que le dopage critique, le semiconducteur est dégénéré, les états sont complètement délocalisés et la conduction est de nature métallique (conductance finie non nulle, même pour les basses températures).

Pour le silicium massif dopé à l'arsenic, le dopage critique a été estimé à  $8.5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$  [32]. Cette valeur est 1.64 fois supérieure à celle prédite par le modèle de Mott. En effet, il faudrait introduire le désordre dans la théorie de Mott.

Les mesures à 300K ont montré que le dopage effectif pour le dopage de  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  est plus faible que celui prévu par les simulations d'implantation. Ainsi, il est donc possible que ce dopage effectif soit inférieur au dopage critique. Par contre le dopage de  $10^{20} \text{cm}^{-3}$  est supérieur au dopage critique. On s'attend à ce que le transport électrique soit très différent entre ces deux dopages.

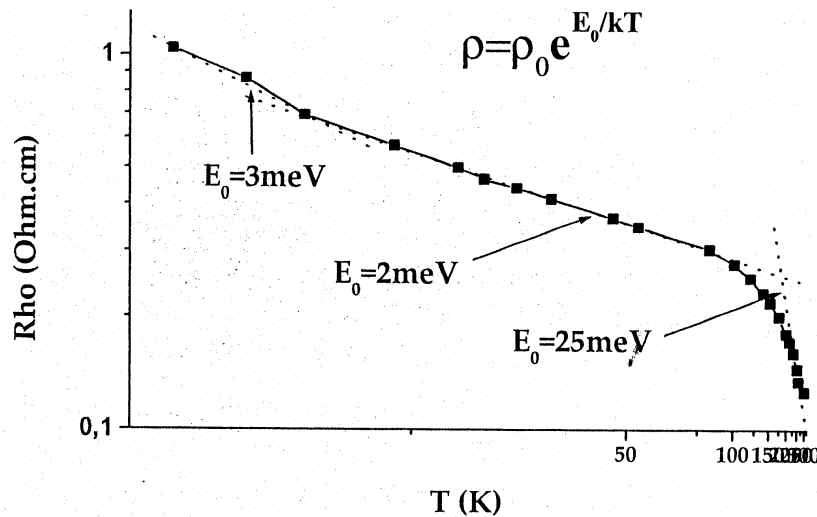
### **La longueur de cohérence**

La longueur de cohérence,  $l_\phi$ , définit la longueur sur laquelle l'électron garde une mémoire de sa phase. Cet effet apparaît quand l'échantillon est plus petit que la longueur de cohérence, c'est à dire  $L, w < l_\phi$ .

## **IV.5.3 Evolution de la résistance des nanostructures avec la température**

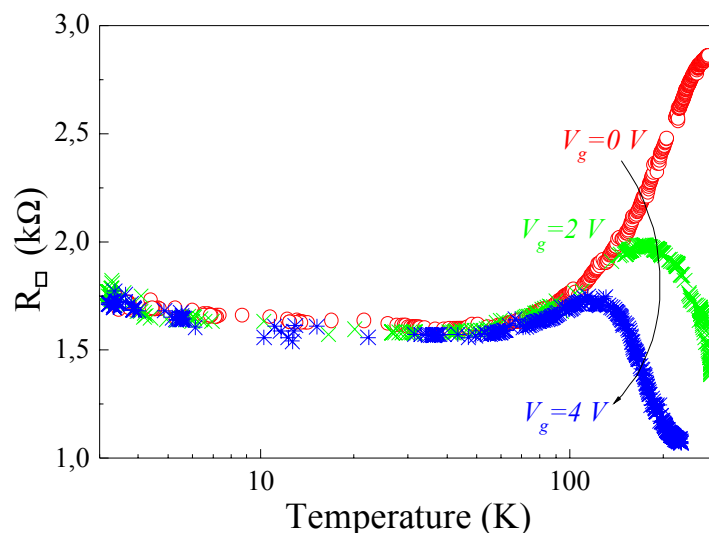
L'évolution de la résistance électrique de structures similaires aux nôtres a déjà été étudiée dans notre groupe, avant cette thèse. Dans la référence [33], la résistivité pour des nanofils dopés à  $8 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$  a été suivie de 300K à 4K (Figure 31). La courbe en température s'articule autour de trois asymptotes qui suivent chacune, une loi d'activation thermique. Pour l'asymptote aux hautes températures (de 250K à 170K) l'énergie d'activation est estimée à 25meV [34]. Pour la deuxième gamme de température (100K à 20K), l'énergie d'activation est de 2meV. Cette énergie est associée aux fluctuations de potentiel qui créent des barrières à l'intérieur du nanofil. L'agitation thermique permet aux électrons de surmonter ces barrières au-delà de 20K (correspondant à 1.7meV). Dans cette partie les chemins préférentiels de plus faibles barrières dominent le transport. Pour des températures plus basses (de 20K à 4K) il y a une autre région d'énergie d'activation de 3meV qui semble difficilement explicable.





**Figure 31 :** Résistivité d'un nanofil dopé à  $8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  en fonction de la température [33]. Trois lois d'activation ont été trouvées. A haute température, l'énergie d'activation est de 25meV. Pour la gamme de température entre 20K et 100K l'énergie d'activation de 2meV est associée aux fluctuations de potentiel créés par les dopants. L'énergie d'activation de 3meV pour les températures encore plus basses semble difficilement explicable.

Des mesures de résistance carrée ont été réalisées sur des structures de géométrie Van der Pauw à plus fort dopage ( $N_D = 8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) et pour plusieurs tensions de grille arrière [35]. Pour les hautes températures ( $T > 100 \text{ K}$ ), l'influence de la tension de grille est très importante (cf. Figure 32). Pour de températures plus petites que 100K, toutes les courbes se rejoignent. En deçà de 10K on observe une faible augmentation de la résistance carrée attribuée à la faible localisation (cf. Figure 33).

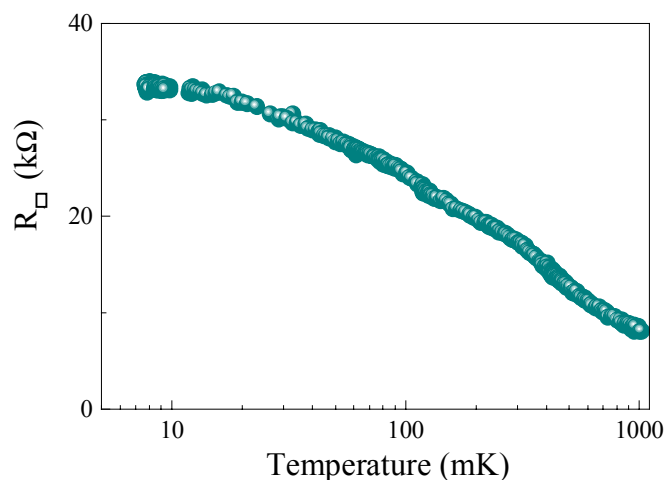


**Figure 32 :** Résistance carrée des structures van der Pauw de très fort dopage ( $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) en fonction de la température pour plusieurs tensions de grille. Le comportement à haute température dépend de la tension de grille alors que pour les basses températures les courbes se rejoignent dans un comportement commun, de type localisation faible [35].

Uren et al [36] ont montré le comportement en température d'un MOSFET de  $250\mu\text{m}$  de côté dont la concentration des porteurs dans la couche d'inversion pouvait être variée. Ils ont observé, que pour une résistance par carré plus grande que  $10\text{k}\Omega$ , la résistance se comporte en  $\exp(T_0/T)^{1/3}$ , donc compatible avec une loi VRH bidimensionnelle, alors que lorsque la résistance carrée est plus petite que  $10\text{k}\Omega$ , la résistance suit un comportement de type localisation faible en  $\log T$ . Cette transition entre un état de localisation forte à un état de localisation faible s'observe à un seuil proche du quantum de résistance.

Ce même effet a été observé dans nos couches. Ainsi, pour les mesures sur une couche bidimensionnelle très fortement dopée ( $10^{20}\text{cm}^{-3}$ ), ayant une résistance carrée inférieure à  $10\text{k}\Omega$ , la résistance a une dépendance logarithmique de la température (cf. Figure 33). Le système se trouve en localisation faible.

Comme nous le verrons par la suite, les mesures de conductance sur des échantillons unidimensionnels de dopages  $2.5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$  et  $10^{19}\text{cm}^{-3}$ , montrent une dépendance avec la température de type  $\exp(T_0/T)^{1/n}$ , correspondant à une localisation forte.



**Figure 33 :** Résistance carrée pour la même structure van der Pauw, pour des températures de  $900\text{mK}$  à  $10\text{mK}$  [35]. Cette courbe complète celles de la Figure 32 pour les très basses températures.

#### IV.5.4 Les courbes $I_{\text{DRAIN}} - V_{\text{DRAIN}}$ en fonction de la température et en fonction de la tension de grille arrière

Dans un premier temps nous avons suivi l'évolution des courbes  $I_D - V_D$  pour une tension de grille arrière fixée avec la diminution de la température. La Figure 34 montre un jeu de telles courbes pour un échantillon dopé à  $2.5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ , de longueur  $L \sim 250\text{nm}$  et de largeur  $w \sim 50\text{nm}$ . Une non linéarité (le gap) apparaît autour d'une tension de drain de  $0\text{V}$  à partir de

79K et elle est amplifiée quand la température diminue. Pour analyser cet effet nous avons tracé la conductance, en prenant la dérivée du courant par rapport à la tension de drain (cf. Figure 35). La conductance dans le gap n'est pas nulle ; sa valeur est finie et augmente avec la température. Ceci nous laisse penser que cette conductance est activée thermiquement.

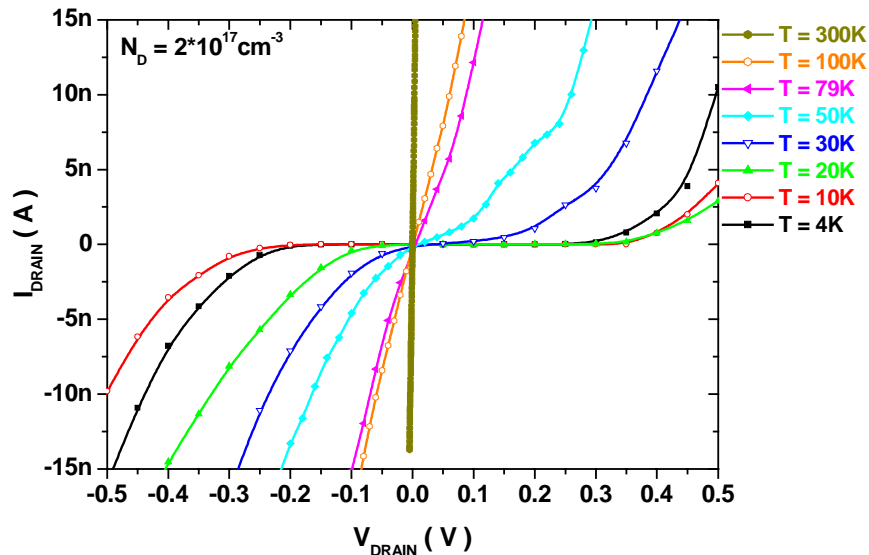


Figure 34 : Courbes  $I_D - V_D$  pour plusieurs températures pour un échantillon dopé à  $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et de dimensions :  $L \sim 250 \text{ nm}$  et  $w \sim 50 \text{ nm}$ . A basse température nous remarquons l'apparition d'une non linéarité, le gap, qui s'élargit avec la diminution de la température.

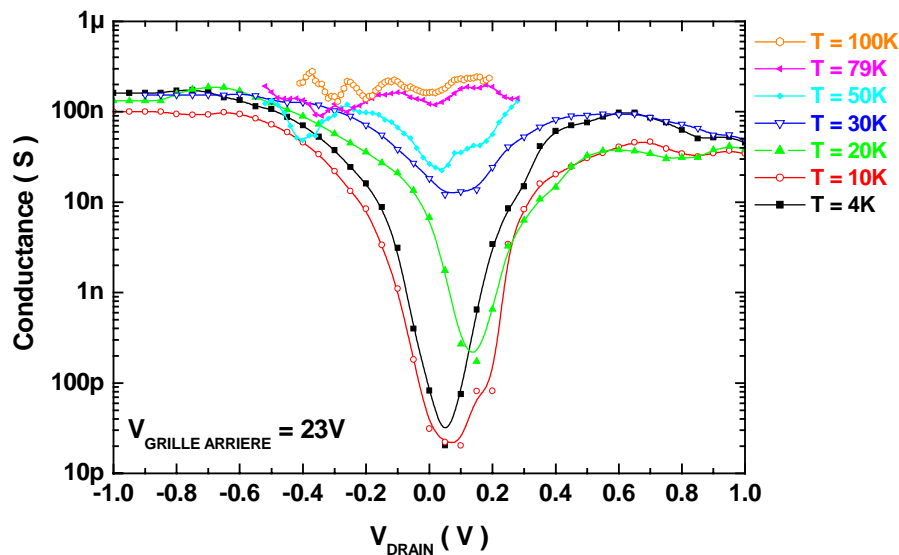
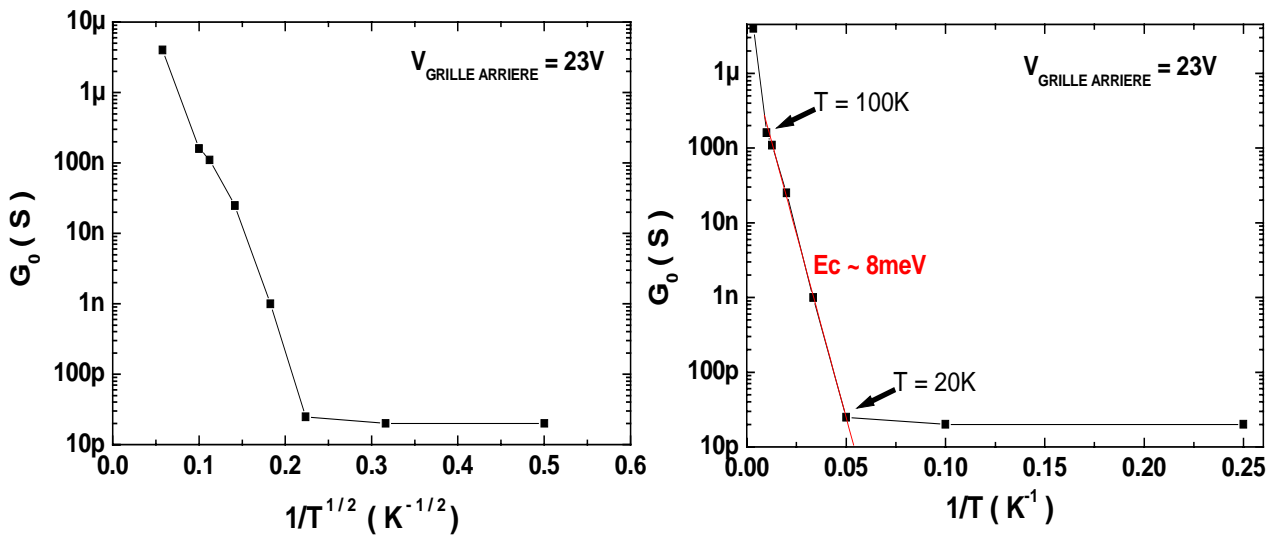


Figure 35 : Conductance (différentielle de courant en fonction de la tension de drain) pour plusieurs températures. Les courbes sont obtenues en différentiant les courbes de courant de la Figure 34. La non linéarité autour de 0V sur le drain diminue avec l'augmentation de la température. A partir de 79K, la conductance est quasiment constante pour toutes les valeurs de tension de drain. Ceci correspond à une dépendance linéaire de la conductivité avec la tension de drain.

Afin de sonder l'hypothèse de l'activation thermique et de déterminer s'il s'agit d'une activation thermique simple ou si au contraire, l'exposant de la température est plus proche de ceux annoncés par la conduction par saut d'électrons à distance variable, la Figure 36 montre la conductance minimale en fonction de  $1/T^{1/2}$  et de  $1/T$ . Il est difficile de choisir entre les deux, notamment parce qu'il n'y a pas assez des points de mesure.



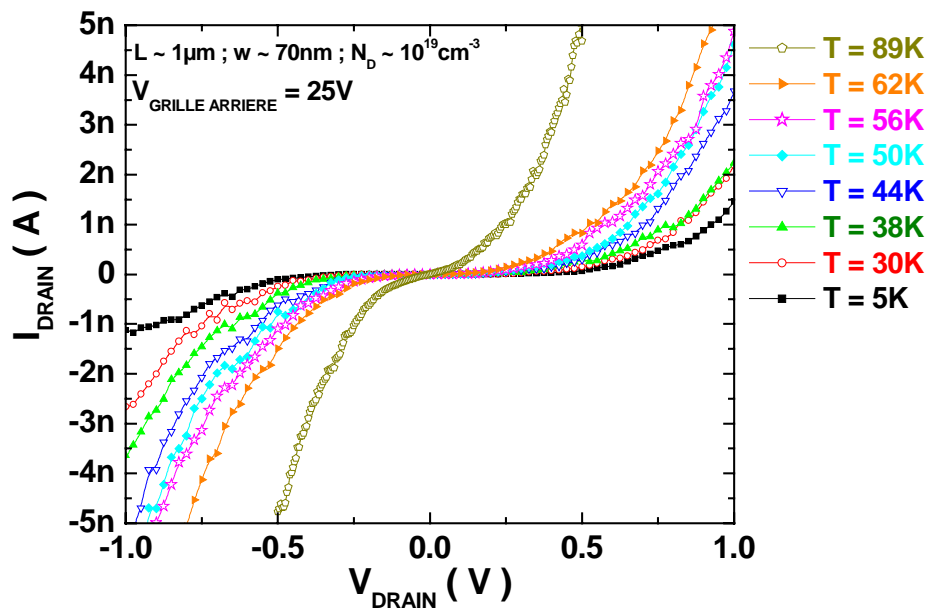
**Figure 36 :** Conductance en fonction de  $T^{-1/2}$  et en fonction de  $1/T$ . Si le comportement est mieux décrit par la loi en  $T^{-1/2}$ , le transport dans la nanostructure se fait par saut à distance variable, alors que si la loi d'activation simple se vérifie, il s'agit plutôt de blocage de Coulomb. Il est difficile d'établir laquelle des deux lois est la mieux adaptée à nos résultats.

Concentrons nous maintenant sur la saturation de la conductance entre 20K et 4.2K et essayons de l'analyser dans l'hypothèse du VRH, comme présenté dans Wirth et al [37]. La surface du dispositif est de  $1.25 \times 10^{-10} cm^2$ . En utilisant une densité bidimensionnelle d'états localisés de  $1.6 \times 10^{14} eV^{-1} cm^{-2}$  [37], on déduit qu'il y a 20000 états par eV pour ce dispositif. Pour une température de 20K (1.7meV) il y a 34 états alors que pour 4.2K, il y a 7 états dans l'intervalle  $k_B T$ . La différence du nombre d'états entre les deux températures laisse croire qu'il doit y avoir un changement de la paire des états qui domine le transport pour le VRH. Ce changement est toujours associé à un changement de l'énergie d'activation. La présence du plateau sur une gamme de température si grande ne s'explique pas avec la théorie de la conduction par saut à distance variable.

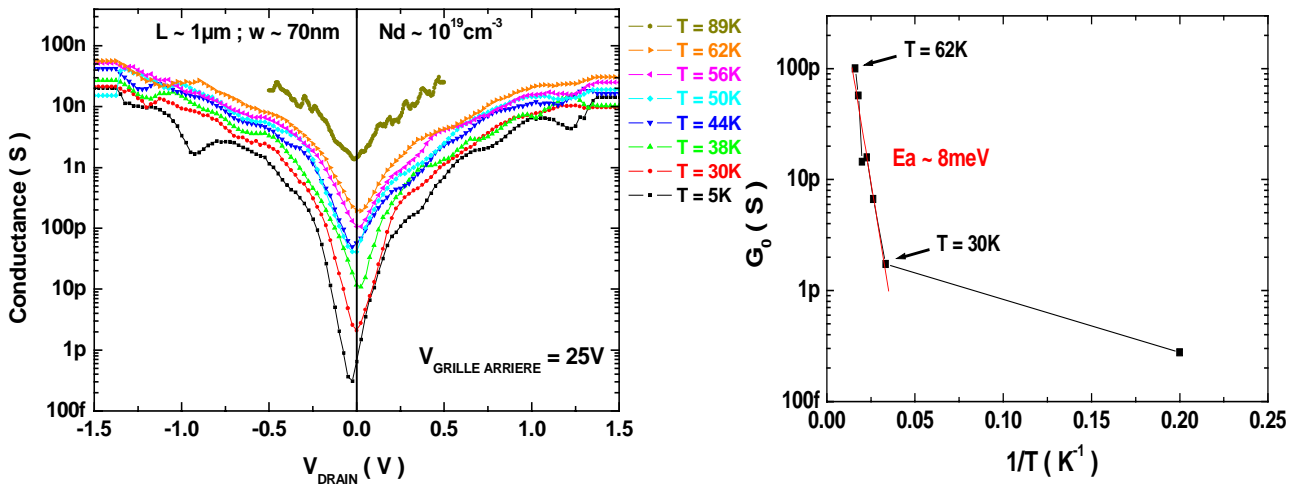
Du point de vue du transport monoélectronique, le plateau peut représenter la région de température où le phénomène dominant est le blocage de Coulomb classique (cf. Figure 27). Même si ces résultats ne permettent pas de conclure, ils donnent une tendance.

Pour des températures plus grandes que 20K, on peut mettre en évidence deux énergies d'activation. De 300K à 100K,  $E_{activation} \sim 18\text{meV}$ , mais il est difficile d'en dire plus à cause du nombre réduit de points de mesure. Entre 79K et 20K, l'énergie d'activation mesurée,  $E_{activation} \sim 8\text{meV}$ , peut correspondre à l'énergie d'activation des jonctions tunnel à l'intérieur du matériau.

Les mesures sur des échantillons dopés à  $10^{19}\text{cm}^{-3}$  ont montré le même comportement (cf. Figure 37 et Figure 38). Les courbes ont été tracées pour des températures intermédiaires. L'énergie d'activation est du même ordre de grandeur que celle trouvée pour l'échantillon précédent, dans une gamme de température similaire. Cela veut dire que pour deux échantillons de dopage différent, l'énergie d'activation des barrières tunnel est la même. On peut alors supposer que la formation des barrières a la même origine dans les deux cas et ne dépend pas de la concentration de dopants.



**Figure 37 :**  $I_{DRAIN} - V_{DRAIN}$  pour plusieurs températures pour un échantillon avec  $N_D \sim 10^{19}\text{cm}^{-3}$ . La structure sous test est un nanofil de  $1\mu\text{m}$  de longueur et de  $70\text{nm}$  de largeur. Le gap est visible à 5K, diminue avec l'augmentation de la température et se stabilise à 600mV.



**Figure 38 :** Conductance pour plusieurs températures et sa représentation d'Arrhenius ( $\ln G$  à l'origine en fonction de  $1/T$ ). La conductance dans le gap augmente avec la température. La non linéarité diminue quand la température augmente et la conductance a une valeur constante pour les hautes températures. La conductance suit une loi d'activation thermique avec une énergie d'activation de  $8meV$ .

L'allure de la conductance en fonction de l'inverse de la température est la même pour les deux dopages. De plus, nous avons vu que l'énergie d'activation des barrières tunnel est aussi la même pour les deux dopages,  $E_a = 8meV$ . Dans le cas d'un système à un îlot, l'énergie d'activation est égale à l'énergie électrostatique totale de l'îlot :  $E_a = \frac{e^2}{2 \cdot C_\Sigma}$ . En définissant le gap comme l'intervalle de tension de drain de 0V à la tension de seuil dans les mesures  $I_D - V_D$ , ce gap en tension est donné par  $\frac{e}{C_\Sigma}$ . Pour les deux dopages, ce gap est plus grand que  $8meV$ .

Analysons le gap en utilisant un modèle d'îlots en série pour chaque nanostructure. Dans ce cas, avec l'hypothèse que tous les îlots ont la même géométrie et en supposant l'absence des charges d'offset, nous pouvons modéliser chaque nanofil par une série des îlots dont le gap global est environ égal à  $N \cdot \frac{e}{C_\Sigma}$ , avec  $N$  le nombre total d'îlots. A partir de la relation entre le gap et l'énergie d'activation, nous pouvons estimer le nombre d'îlots en série :  $N = \frac{e \cdot gap}{2 \cdot E_a}$ .

Pour l'échantillon fortement dopé ( $10^{19}cm^{-3}$ ), le gap est de l'ordre de 600mV, correspondant à 38 îlots en série. Pour l'échantillon faiblement dopé ( $2.5 \times 10^{17}cm^{-3}$ ), le gap est de 300mV ; ceci correspond à 19 îlots en série. Remarquons également que le gap à basse température augmente avec le dopage. A priori, à faible tension de drain, un échantillon de

dopage plus fort devrait mieux conduire, donc avoir un gap plus faible. Or dans les expériences nous observons un comportement inverse à cause du blocage de Coulomb.

Ces nanostructures n'ont pas de jonctions tunnel prédéfinies, donc le nombre d'îlots doit être lié à une propriété intrinsèque du silicium. Une analyse plus détaillée est présentée dans la section IV.5.6. Néanmoins, il est tentant de comparer ici le nombre d'îlots obtenu par les mesures électriques avec le nombre des dopants le long des fils. Dans le Tableau 1 nous rappelons la distance moyenne entre le dopants pour les deux dopages.

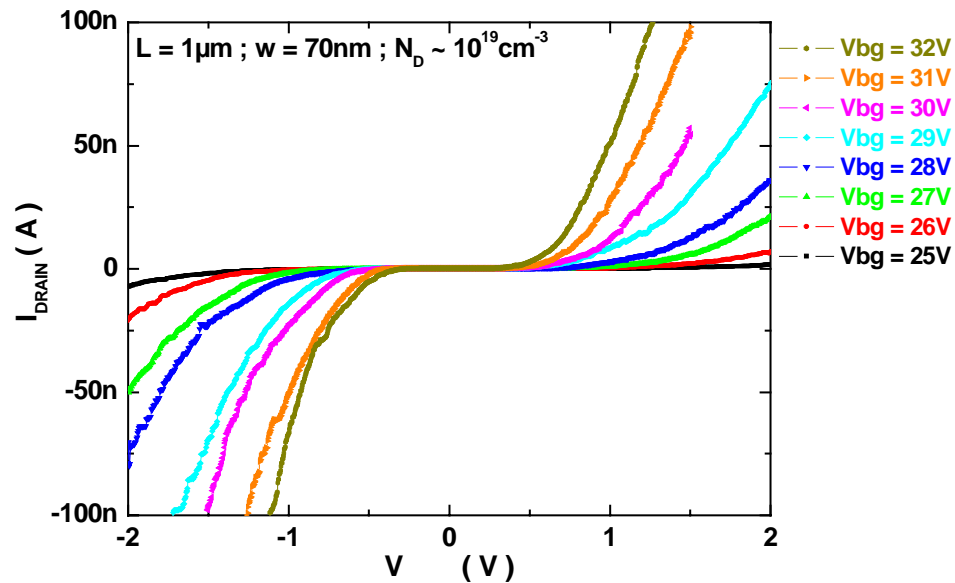
Pour le fil faiblement dopé de longueur de 250nm, le nombre de dopants est de 16, ce qui est du même ordre de grandeur que le nombre d'îlots estimé à partir de mesures électriques (19). Ainsi, le modèle d'îlots en série semble adapté pour le nanofil de dopage  $2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ , en associant tout simplement les îlots électrostatiques au nombre des dopants dans la structure.

Pour le nanofil fortement dopé de longueur de  $1 \mu\text{m}$ , le nombre de dopants est de 215. Les mesures électriques ont montré la présence de 38 îlots. Cette différence est trop grande pour pouvoir être simplement associée au fait que le dopage effectif dans les nanofils n'est pas celui annoncé (comme nous l'avons vu dans le chapitre III). Le modèle de la chaîne unidimensionnelle d'îlots en série n'est pas adapté pour ce nanofil ; un modèle bidimensionnel est sans doute plus adapté.

Dopage	Distance entre dopants	Dopant par hauteur pour 15nm de hauteur
$2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$	16nm	1
$10^{19} \text{cm}^{-3}$	5nm	3

**Tableau 1 : Distance moyenne entre les dopants et nombre des dopants par hauteur pour les deux dopages. Pour le faible dopage la distance moyenne entre deux dopants est tellement grande qu'il y au maximum un dopant en hauteur et au maximum deux par une section transversale de l'ordre de 50nm.**

La Figure 39, montre que le gap des courbes  $I_D - V_D$  évolue avec la tension de grille arrière. La structure testée est un nanofil de  $1 \mu\text{m}$  de longueur, 70nm de largeur et dopé à  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ . La grille arrière permet de changer la position du niveau de Fermi dans les nanostructures. Ainsi, pour les mesures en température le choix de la tension de grille arrière utilisée peut être un paramètre très important. L'explication de ce comportement sera donné dans la section concernant l'origine du blocage de Coulomb dans nos nanostructures (IV.5.6).



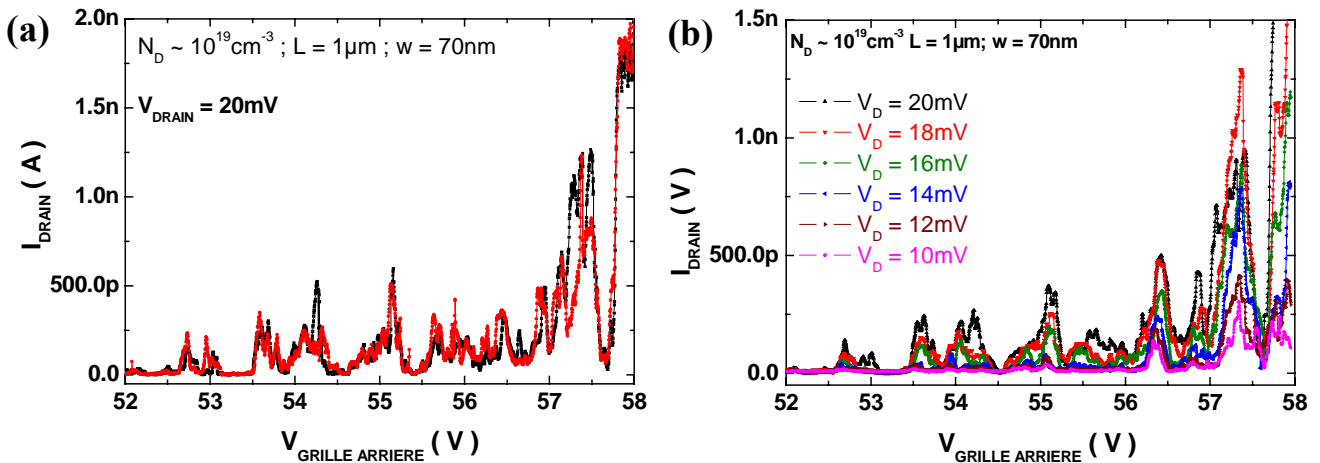
**Figure 39 :** Modulation du gap avec la tension de grille arrière pour un échantillon de  $1\mu\text{m}$  de longueur,  $70\text{nm}$  de largeur et un dopage de  $10^{19}\text{cm}^{-3}$ , à  $4.2\text{K}$ .

#### IV.5.5 Les courbes $I_{\text{DRAIN}} - V_{\text{GRILLE ARRIERE}}$ à température et tension de drain variables

Les courbes typiques  $I_D - V_{BG}$  à basse température présentent des pics de courant (cf. Figure 40). Pour des tensions de grille arrière suffisamment grandes le courant augmente de manière exponentielle à cause de l'effet de champ. Nous nous demandons si les pics présents pour les faibles courants ont une explication physique ou si ils sont tout simplement l'effet d'un bruit aléatoire. La Figure 40a montre deux courbes de courant tracées pour le même échantillon et dans les mêmes conditions ( $T=4.2\text{K}$ ). Les pics ont la même position et la même amplitude entre les deux courbes. De plus, nous avons suivi les pics à  $4.2\text{K}$  pour plusieurs tensions de drain. Le motif principal reste le même lorsque la tension de drain change (cf. Figure 40b). Ces caractéristiques sont suffisantes pour éliminer l'hypothèse du bruit ; il y a un phénomène physique qui est responsable de ces pics : est-ce le blocage de Coulomb, le VRH ou l'effet tunnel résonant ?

Pour l'effet tunnel résonant, le changement dans la tension source – drain induit un désalignement des niveaux résonants. Les pics devraient changer avec  $V_D$ . Ainsi, nous pouvons éliminer l'hypothèse de l'effet tunnel résonant.





**Figure 40 :** Superposition de deux mesures pour le même échantillon et dans les mêmes conditions à  $T = 4.2\text{K}$  (a). L'évolution des pics en tension de drain (b). La structure sous test est un nanofil de  $1\mu\text{m}$  de longueur,  $70\text{nm}$  de largeur et un dopage de  $10^{19}\text{cm}^{-3}$ . Le test de reproductibilité des mesures (a) montre que les pics ne sont pas des pics du bruit. Dans la courbe (a), nous avons suivi l'évolution des pics pour plusieurs tensions de drain ( $10\text{mV}$ ,  $12\text{mV}$ ,  $14\text{mV}$ ,  $16\text{mV}$ ,  $18\text{mV}$ ,  $20\text{mV}$ ) et nous avons remarqué que le motif décrit par les pics ne change pas. Ceci implique que le phénomène responsable de la formation des pics n'est pas l'effet tunnel résonant, car pour cet effet le changement de la tension source – drain induit un désalignement des niveaux énergétiques et donc un changement des conditions de résonance.

Il a été démontré que pour la conduction par saut à distance variable, le comportement du courant quand la source et le drain sont interchangés peut être fortement asymétrique [6] car le chemin de percolation suivi par les électrons pour traverser la structure peut ne pas être le même pour les deux cas. La Figure 41 montre que pour nos structures les pics ont juste un décalage très faible lorsque la tension de drain change de signe.

Les motifs ont été suivis également en température (cf. Figure 42) et nous avons remarqué qu'ils ne changent pas avec la température. Le courant dans les vallées augmente plus vite que le courant sur les pics et les motifs s'élargissent, comme annoncé dans la théorie du blocage de Coulomb. La structure des pics est plus complexe pour les températures plus basses et elle se simplifie vers les hautes températures jusqu'à la disparition totale des motifs.

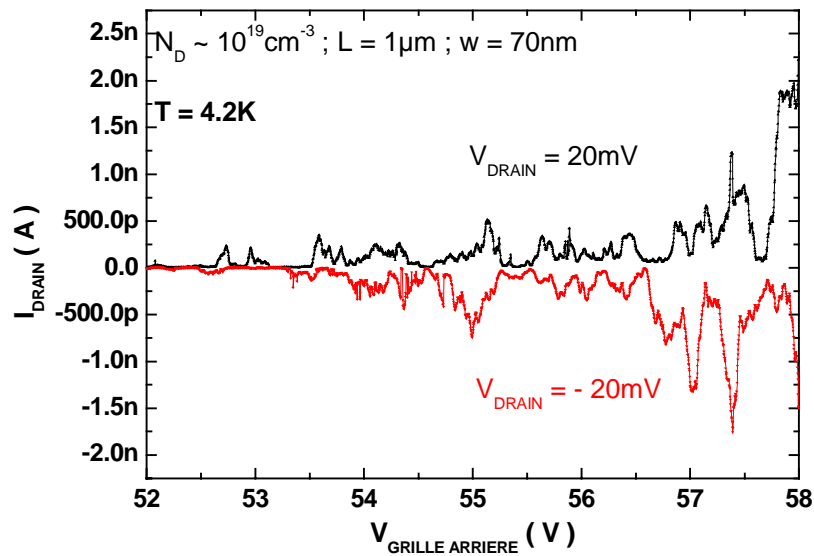


Figure 41 : Courant de drain en fonction de la tension de grille arrière pour deux valeurs de tensions de drain positive et négative ( 20mV et -20mV). La structure testée est un nanofil de 1μm de longueur, 70nm de largeur et dopé à  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Les motifs apparaissent au même endroit quand la tension de drain change de signe, montrant une symétrie dans la réponse électrique des nanofils.

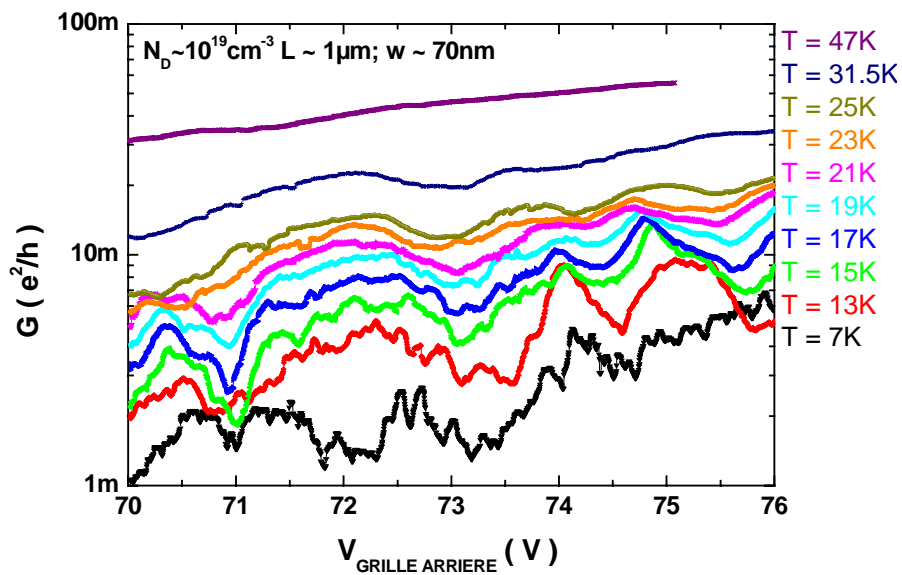
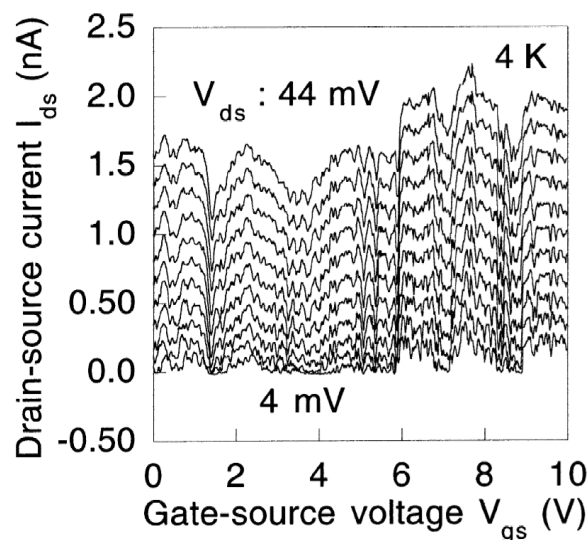


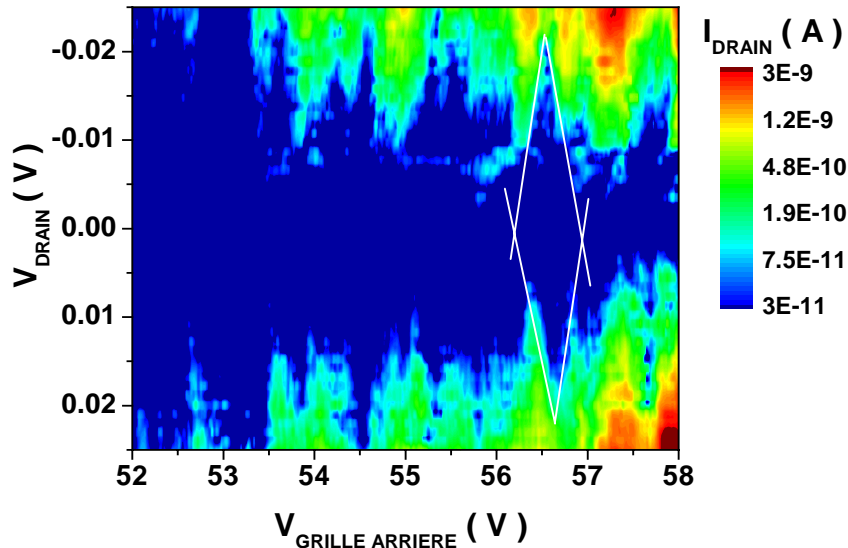
Figure 42 : Conductance en fonction de la tension de grille arrière pour plusieurs températures. Les courbes sont mises en échelle logarithmique pour ne pas noyer les pics dans l'effet de champ. Les motifs de pics ne changent pas avec la température. Pour les basses températures il y a une structure fine des pics qui s'atténue pour les températures plus hautes. Les pics gardent assez bien leur position par rapport à la tension de grille. Les vallées de conductance augmentent plus vite que pics de conductance, donc pour les hautes températures les pics finissent par disparaître.

Une structure fine pour les pics a été mise en évidence par Durrani et al [38] (cf. Figure 43) sur des points quantiques en silicium nanostructuré. Cette structure fine disparaît quand la température augmente. Les auteurs ont expliqué que la hauteur des barrières est un paramètre important du blocage de Coulomb. Pour un système à plusieurs îlots et donc à plusieurs barrières tunnel de hauteurs différentes, la diminution de la température peut permettre l'activation d'autres chemins de conduction en rendant accessibles d'autres îlots. Ainsi, le système aura plus d'îlots en série et on passe d'un système unidimensionnel à un système bidimensionnel.



**Figure 43 : Structure fine des pics pour du silicium nanostructuré [38] expliquée par l'activation de plusieurs barrières tunnel en série. Pour les basses températures l'agitation thermique est assez faible pour que plusieurs barrières tunnel soit actives.**

Ce qui permet d'adopter sans aucun doute la blocage de Coulomb par rapport au VRH sont les caractéristiques de la carte de courant de drain en fonction de la tension de drain et de la tension de grille : la périodicité du courant en fonction de la tension de grille et les rhombus réguliers de courant nul. Dans la Figure 44, nous présentons une cartographie de courant de drain en échelle logarithmique, en fonction de la tension de drain et de la tension de grille arrière. Remarquons la présence des diamants de Coulomb dans cette cartographie, mais également leur irrégularité. Nous expliquerons les irrégularités du diagramme de stabilité que nous avons obtenu, en utilisant la théorie de blocage du Coulomb dans la section IV.5.7. Avant, il est nécessaire d'établir l'origine du blocage de Coulomb dans ces structures.



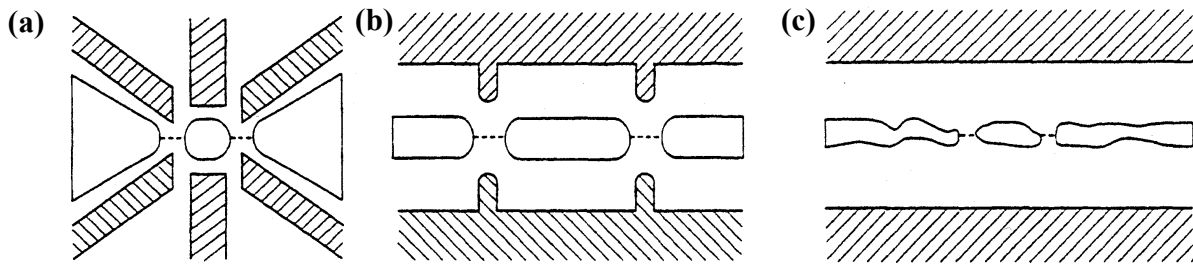
*Figure 44 : Carte de courant de drain en fonction de la tension de drain et de la tension de grille arrière pour une structure avec  $L = 1\mu\text{m}$  ;  $w = 70\text{nm}$  et  $N_D \sim 10^{19}\text{cm}^{-3}$ . Les zones de courant quasi nul autour de polarisation nulle sur le drain sont représentées en bleu et les régions les plus conductrices (pour des tensions de drain supérieures à  $0.02\text{V}$  ou inférieures à  $-0.02\text{V}$ ) sont en rouge. Une structure de type « diamants » est mise en évidence. Les petites irrégularités des diamants et leur aperiodicité traduisent un désordre et seront expliquées par la suite.*

#### IV.5.6 Origine du blocage de Coulomb dans ces nanostructures

Dans la littérature, nous trouvons principalement trois types de nanostructures semiconductrices susceptibles d'engendrer du blocage de Coulomb [16]. La structure la plus proche de la théorie orthodoxe du blocage de Coulomb est un îlot séparé par deux barrières tunnel de la source et du drain (cf. Figure 45a). Des grilles supplémentaires peuvent exister pour un meilleur contrôle sur les barrières tunnel.

Un autre type de structure à blocage de Coulomb est un nanofil semiconducteur avec des barrières tunnel définies géométriquement le long du nanofil, comme dans la Figure 45b. Ainsi on crée un segment où le blocage de Coulomb domine.

Ces deux types des structures sont très similaires : ce sont des gaz bidimensionnels qui sont confinés par la géométrie et qui sont connectés par des barrières tunnel soit à des contacts larges (Figure 45a), soit à des contacts étroits (Figure 45b). Les deux structures sont intéressantes pour des types d'études différentes. Les îlots sont adaptés pour comprendre la physique dans des systèmes ordonnés. Dans les nanofils, la périodicité des pics de courant démontre le rôle prédominant que les interactions électrostatiques peuvent avoir dans un système désordonné.



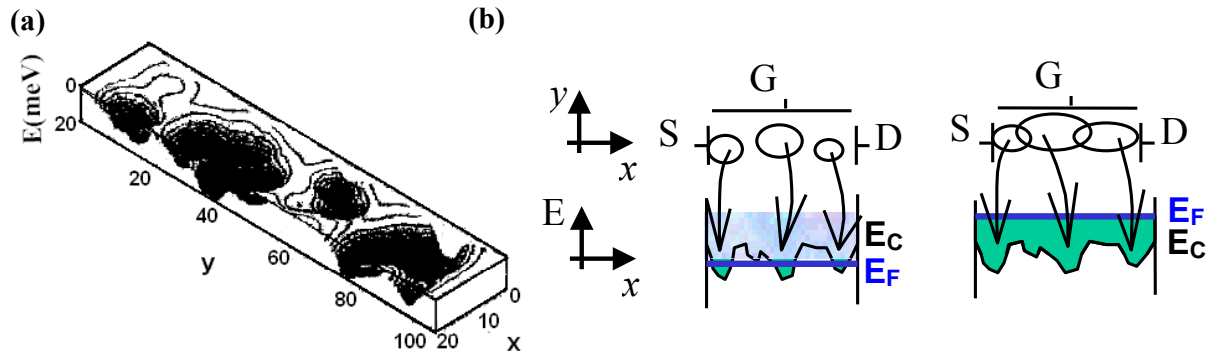
**Figure 45 : Schémas de trois structures qui ont montré des oscillations de Coulomb [16]. Les traits en pointillé définissent la percolation du courant par effet tunnel. (a) Un îlot quantique entre des contacts larges. (b) Segment défini dans un fil par des barrières tunnel et qui assurent la connexion avec des électrodes fines. (c) Nanofil désordonné avec un segment qui limite le transport, où les électrons peuvent se retrouver bloqués.**

Les oscillations périodiques de courant ont été mesurées pour la première fois dans des nanofils désordonnés à gilles séparées [25], comme dans la Figure 45c. Depuis, tous les cas de figure présentés précédemment ont été étudiés pour des structures en silicium : l'îlot [39], le nanofil avec des jonctions tunnel géométriques [40] ou électrostatique [41] et le nanofil désordonné [42]. De plus le silicium a permis l'exploration des nanostructures avec des propriétés cristallographiques différentes ; ainsi des nanostructures à blocage de Coulomb ont été fabriquées dans du silicium monocristallin [42], polycristallin [43], [44] ou dans du silicium nanostructuré [45]. Dans chacun de ces cas, c'est essentiellement la nature et la position des barrières tunnel qui changent.

Nazarov [46] a prédit théoriquement que les jonctions tunnel ne sont pas indispensables pour avoir des effets monoélectroniques dans un îlot métallique. En fait, les jonctions tunnel peuvent être remplacées par n'importe quel centre diffusif et le passage des électrons se fait toujours de façon unitaire.

Koester et al [47] ont observé du blocage de Coulomb dans des fils quantiques de silicium fortement dopé ( $L=80\text{nm}$ ,  $h=20\text{nm}$ ,  $w=30\text{nm}$ , pour l'îlot et avec des jonctions tunnel de largeur de  $15\text{nm}$ ). La taille de l'îlot défini géométriquement ne suffit pas pour expliquer l'énergie de charge élevée obtenue expérimentalement. Ils ont attribué le surplus d'énergie de charge aux fluctuations de potentiel dues aux atomes dopants le long du nanofil. Une simulation des fluctuations de potentiel le long du nanofil est montrée dans la Figure 46a. Le blocage de Coulomb est dû au confinement dans l'îlot, mais aussi aux fluctuations de potentiel induites par les dopants dans le nanofil. Ceci implique la présence de plusieurs îlots à l'intérieur du nanofil et donc une superposition de plusieurs périodes dans les oscillations. La tension de grille fait évoluer la position du niveau de Fermi par rapport à ces puits de potentiel

qui sont plus ou moins remplis par des électrons (cf. Figure 46b). Ainsi, nous pouvons imaginer que pour les tensions de grille les plus faibles, le transport est dominé par le plus petit îlot de la série d'îlots.



**Figure 46 :** *Fluctuations de potentiel le long d'un fil quantique dues à la présence des dopants(a). La concentration des donneurs ionisés pour cette simulation est de  $10^{18} \text{cm}^{-3}$  [47]. Schéma de remplissage des puits de potentiel en fonction du niveau de Fermi (b).*

D'autres auteurs [48] ont expliqué le blocage de Coulomb dans des nanofils de silicium quasimétalliques (dopage de l'ordre de  $10^{21} \text{cm}^{-3}$ ) par une combinaison de l'effet de la rugosité de surface et des fluctuations de potentiel dans le nanofil.

Les images MEB de nos structures ne laissent pas croire que les variations de largeur au long du nanofils sont suffisamment importantes. Les variations d'épaisseur sont également très faibles. Nous pensons que les oscillations de courant sont dues au blocage de Coulomb qui apparaît dans des fluctuations de potentiel créées par la présence des dopants.

La liaison entre le blocage de Coulomb et la présence des dopants est confirmée par nos calculs de la section IV.5.4. Nous rappelons que, au cours de cette section, nous avons comparé le nombre d'atomes dopants le long de deux nanofils de dopage différent, avec le nombre d'îlots électriquement actifs contribuant au gap de Coulomb (les valeurs en gras dans le Tableau 2). Faisons un résumé de ces résultats. Pour le nanofil de dopage  $2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  le nombre de dopants dans le nanofil est faible et ils forment une série des dopants le long du fil. L'estimation de nombre d'îlots électriquement actifs à partir du gap de Coulomb est comparable au nombre de dopants dans le nanofil.

Pour la structure de dopage  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ , le nombre de dopants dans le nanofil est trop grand pour former juste une chaîne des îlots en série. Il est probable que le transport se passe à travers des différents chemins de percolation en parallèle. Il suffit qu'un de ces chemins soit passant pour que la structure soit débloquée. Le gap de Coulomb est alors plus faible. Le modèle d'îlots en série n'est pas adapté pour cette géométrie et pour ce dopage.

Ainsi, entre le dopage de  $2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  et le dopage de  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ , on devine le passage d'un transport unidimensionnel à un transport bidimensionnel. Plus des détails concernant le transport par des chemins en parallèle seront donnés dans le chapitre V.

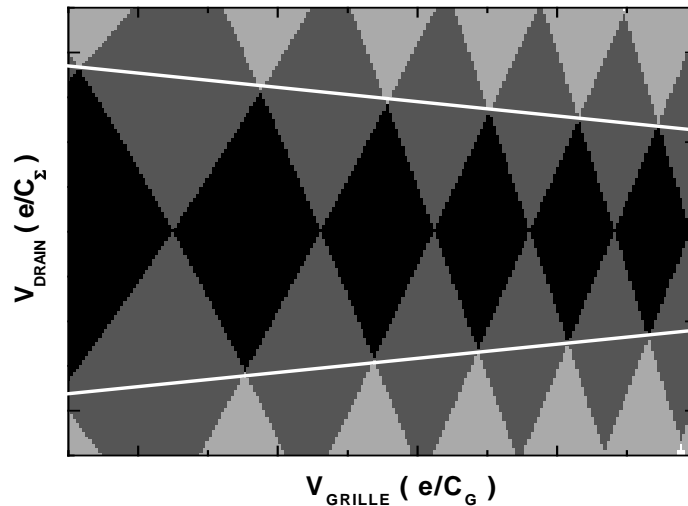
Dopage	Distance moyenne entre les dopants	Géométrie des nanofils		Dopants par	Dopants par	Nombre d'îlots actifs dans le blocage de Coulomb
		Longueur	Largeur	longueur	largeur	
$2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$	~ 16nm	250nm	50nm	~ <b>15</b>	~3	~ <b>19</b>
$10^{19} \text{cm}^{-3}$	~5nm	1 $\mu\text{m}$	70nm	~ <b>200</b>	~14	~ <b>38</b>

**Tableau 2 :** Comparaison entre le nombre des dopants dans les deux nanofils dont les mesures électriques sont montrées dans la section IV.5.4 et le nombre d'îlots actifs déterminé d'après le gap de Coulomb.

#### IV.5.7 Diagramme de stabilité pour un nanofil semiconducteur désordonné

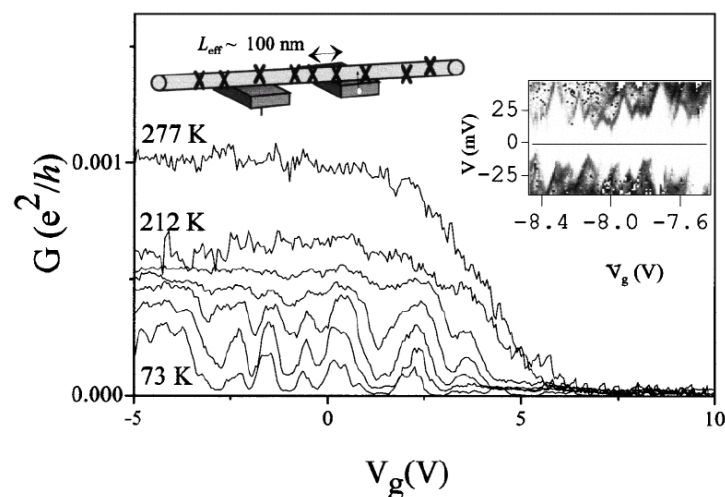
Une particularité importante du blocage du Coulomb est la régularité des diamants dans le diagramme de stabilité. Dans nos expériences, les diamants n'ont pas la même hauteur et leur périodicité n'est pas évidente (Figure 44). Johnson et al [20] ont montré qu'une variation des probabilités de passage avec le niveau induit une augmentation de courant et donc une évolution de la hauteur des diamants avec la tension de grille (cf. Figure 28).

Dans notre cas, les différences de hauteur sont liées au fait que le matériau utilisé est un semiconducteur. Ainsi, quand la tension de grille augmente les puits de potentiel créés sont plus larges et les barrières tunnel diminuent en hauteur et deviennent plus étroites. Comme les dimensions des puits de potentiel changent avec la tension de grille, les capacités qui rentrent en jeu changent également. Nous avons simulé le diagramme de stabilité pour le cas d'une évolution linéaire des capacités avec la tension de grille. Les diamants diminuent quand  $V_G$  augmente et la périodicité se perd.



**Figure 47 :** Simulation du diagramme de stabilité d'un îlot semiconductor. Les capacités  $C_G$  et  $C_D$  augmentent linéairement avec la tension de grille ( $C_G \sim V_g * 0.001$  ;  $C_D \sim V_g * 0.0005$ ). La hauteur et la distance inter diamant diminuent avec l'augmentation de la tension de grille.

L'apériodicité du courant dans ces structures (cf. Figure 44) peut aussi être liée au désordre des centres de blocage de Coulomb en série à l'intérieur du nanofil. Cette idée a déjà été utilisée pour expliquer l'apériodicité des pics de courant dans les nanotubes de carbone [49]. A cause du désordre, le nanotube se trouve scindé dans plusieurs îlots en série. Les courbes de conductance (cf. Figure 48) montrent que l'effet de champ laisse la place aux oscillations de Coulomb pseudopériodiques. La pseudo fréquence des pics donne la longueur effective entre deux défauts (ici 100nm).



**Figure 48 :** Variation de la conductance avec la tension de grille pour diverses températures dans un nanotube de carbone semiconductor. A cause du désordre, le nanotube est scindé en plusieurs zones conductrices, la conductance est pseudo périodique et la fréquence moyenne donne la longueur effective entre deux défauts (ici de 100nm) [49].



Revenons maintenant au diagramme de stabilité que nous avons montré dans la Figure 44 et analysons le diamant sélectionné en utilisant la théorie du blocage de Coulomb.

La mi-hauteur du diamant est de l'ordre de 16mV. Ceci correspond à une capacité totale de 10aF. A partir de la capacité totale nous pouvons calculer la taille de l'îlot :

$$C_{totale} = 4 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot r \Rightarrow r = \frac{C_{totale}}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon} \quad \#IV.57$$

Ainsi, le rayon de l'îlot est de 7nm, ce qui est du même ordre de grandeur que la distance inter dopant de 5nm.

A partir du diamant sélectionné, nous avons estimé la périodicité à 0.6V. Afin de confirmer la périodicité des diamants du diagramme de stabilité, nous pouvons tracer la transformée de Fourier rapide (FFT) des courbes de courant en fonction de la tension de grille arrière (cf. Figure 49). Dans la transformée de Fourier, un pic est présent pour toutes les tensions de drain, autour de  $2V^{-1}$ . Ceci correspond à une périodicité de 0.5V. La FFT confirme la périodicité extraite à partir du diagramme de stabilité. Prenons la valeur moyenne pour la périodicité, 0.55V. La capacité de grille correspondante est de 0.29aF.

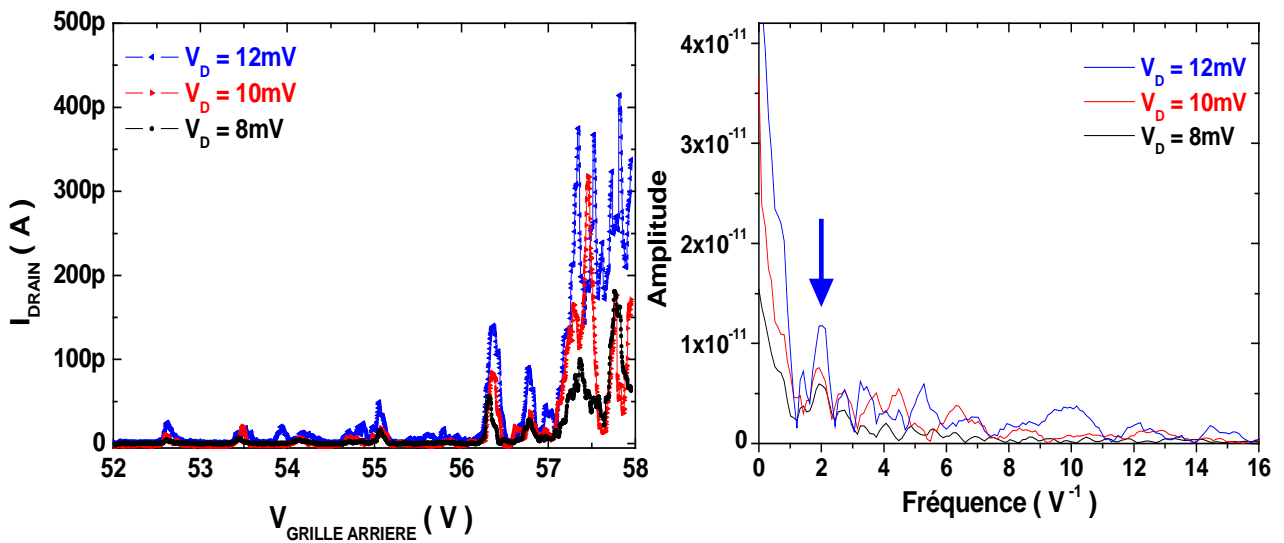


Figure 49 : Courant de drain en fonction de la tension de grille et les transformés de Fourier correspondants pour plusieurs tensions de drain : 8mV, 10mV et 12mV. Les courbes font partie du diagramme de stabilité de la Figure 44.

Afin de remonter à la taille de l'îlot, nous calculons d'abord la capacité linéique entre le nanofil et la contre électrode de grille (ici le substrat arrière). Cette capacité est donnée par :

$$C_{Glinéique} = \frac{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon}{2 \cdot \ln\left(\frac{h + \sqrt{h^2 - a^2}}{a}\right)} \quad \#IV.58$$

avec  $h$  l'épaisseur du diélectrique de grille,  $\varepsilon$  la permittivité du diélectrique et  $a$  le diamètre du cylindre. Pour notre cas,  $h=400nm$ ,  $\varepsilon=4 \times 8.85 \times 10^{-12} F/m$  et nous considérons un diamètre égal à la moyenne arithmétique entre l'épaisseur du nanofil et sa largeur, donc  $a=42.5nm$ . Ainsi, la capacité linéique est de  $75.4 \times 10^{-12} F/m$ . La taille de îlot est donnée sous la forme d'une longueur qui se calcule comme le rapport entre la capacité de grille extraite à partir du diagramme de stabilité et la capacité linéique :

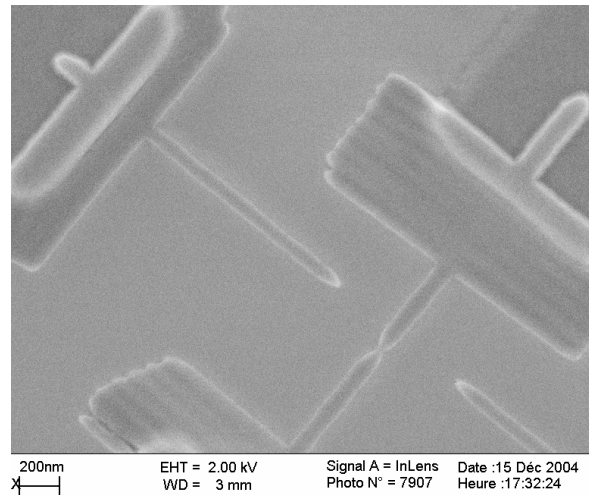
$$L = \frac{C_G}{C_{Glinéique}} \quad \#IV.59$$

Avec la capacité de grille de  $0.29 aF$ , nous obtenons un îlot de l'ordre de  $4nm$ . Cela veut dire que l'îlot responsable du blocage de Coulomb représenté par ce diamant est une portion de  $5nm$  de la longueur du nanofil. Rappelons ici que les mesures ont été faites sur un nanofil de longueur totale de  $1 \mu m$  et de dopage de  $10^{19} cm^{-3}$  et que la distance entre deux atomes dopants pour ce dopage est de l'ordre de  $5nm$ . Ainsi, il y a un accord quantitatif entre la distance inter dopant et la taille de l'îlot.

En conclusion, il y a des barrières de potentiel (de l'ordre de  $10$  à  $100$  barrières) le long du nanofil ; ces barrières induisent une segmentation du nanofil et chaque segment correspond à un îlot qui donnera lieu à du blocage de Coulomb. La taille de l'îlot est de l'ordre de la distance moyenne entre deux atomes dopants, ce qui nous paraît être une preuve de la liaison entre le blocage de Coulomb et la présence des dopants dans ces nanostructures.

#### IV.5.8 Résultats sur des échantillons très fortement dopés

Nous avons fait quelques tests préliminaires sur un échantillon très fortement dopé ( $10^{20} cm^{-3}$ ). La structure est de type constriction (cf. Figure 50). Pour des dopages aussi forts (au-delà du dopage critique), les structures sont quasi-métalliques. A température ambiante, il est quasiment impossible de les mettre en état bloqué, même en utilisant des tensions fortement négatives sur la grille arrière.



**Figure 50 : Constriction réalisée en SOI sur une couche de silicium très fortement dopée ( $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ).**

Nous avons testé cette nanostructure à basse température (4.2K). La résistance carré est de l'ordre de  $3 \text{ k}\Omega$ , donc beaucoup plus faible que le quantum de résistance. On s'attend donc à un comportement fondamentalement différent par rapport aux mesures pour les autres dopages.

Les courbes de courant de drain et conductance en fonction de la tension de drain pour plusieurs tensions de grille arrière montrent la présence d'un très faible gap (cf. Figure 51). Pour les courbes de courant, il est difficile de voir ce gap surtout pour les faibles tensions de grille. Dans les courbes de conductance, même pour une grille de 0V, il existe une non-linéarité près d'une tension de drain de 0V. L'anomalie de la conductance a une largeur de l'ordre de 10mV. Cette valeur est très différente du gap obtenu pour les structures de dopage  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  qui est de l'ordre de plusieurs centaines de mV. Ceci confirme que l'on est de côté métallique de la transition métal – isolant. La Figure 52 montre le diagramme de stabilité pour cet échantillon. Il n'y a quasiment pas de pics dans ce diagramme. Par ailleurs il subsiste une conductance non nulle pour toutes les valeurs de la tension de grille.

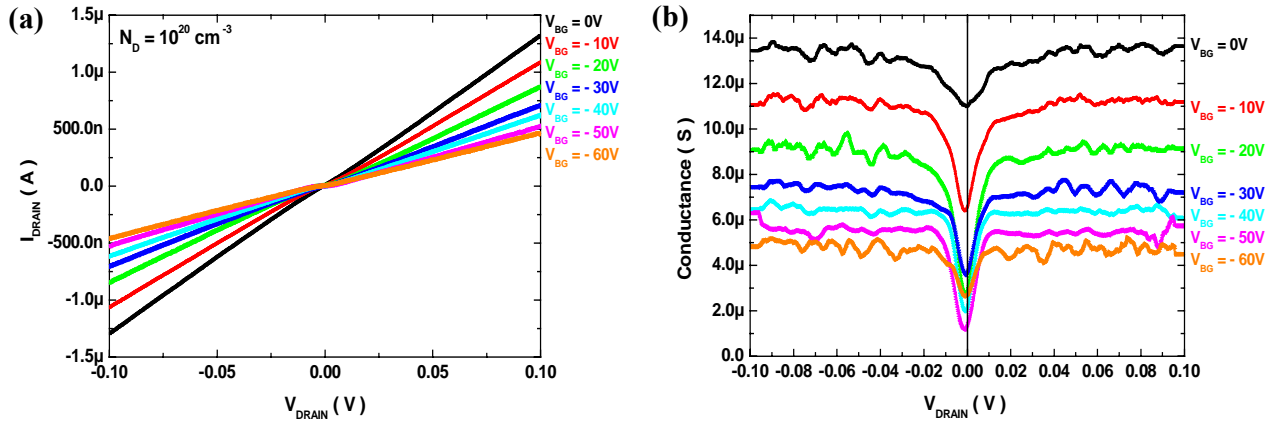


Figure 51 : Caractéristiques de courant en fonction de la tension de drain (a) et conductance en fonction de la tension de drain (b) pour plusieurs tensions de grille arrière à 4.2K. Une petite anomalie de point zéro est présente dans ces courbes. Un résidu de blocage de Coulomb se manifeste même dans ces structures quasi métalliques.

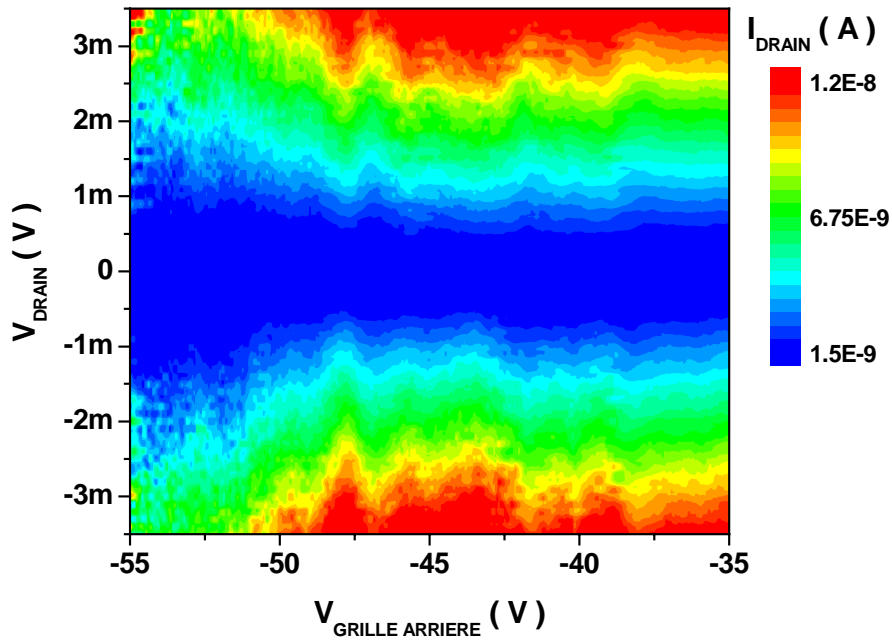
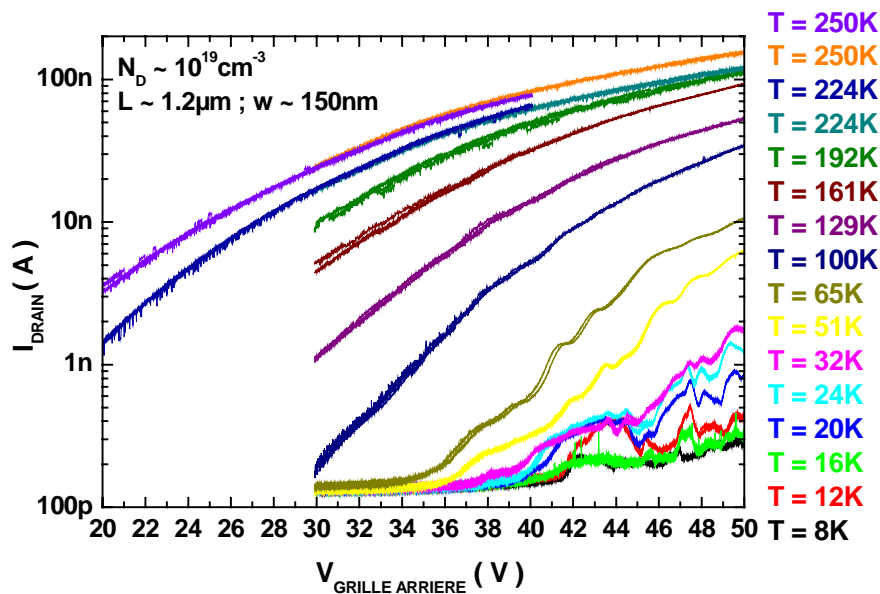


Figure 52 : Carte de courant de drain en fonction de la tension de grille et de la tension de drain pour l'échantillon très fortement dopé de la Figure 50 à 4.2K.

Plus d'études sont nécessaires pour comprendre si le transport électrique dans les échantillons si fortement dopés se fait de la même façon que dans les structures avec les autres dopages. Des mesures en température pourraient montrer l'existence d'une loi d'activation et éventuellement permettraient de déterminer si l'énergie d'activation des barrières tunnel est la même que pour les autres dopages. Ceci pourra confirmer si les barrières tunnel dans tous ces structures ont la même origine. Ces travaux seront poursuivis après cette thèse.

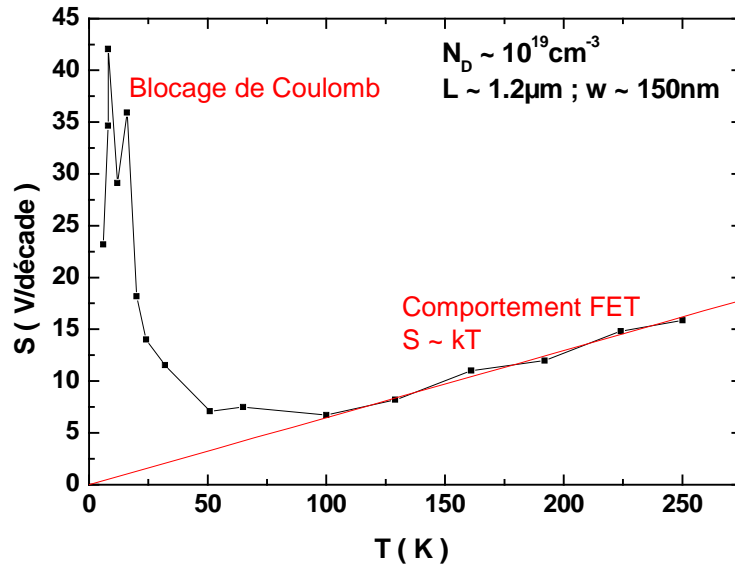
### IV.5.9 Compétition effet de champ – blocage de Coulomb

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'à température ambiante l'effet de champ domine le transport électrique dans les nanostructures de silicium. Quand la température diminue, il y a des fluctuations du courant en fonction de la tension de grille (cf. Figure 53). Du bruit de type télégraphique est aussi visible pour les courbes de 250K à 100K, pour des tensions dans l'intervalle 20V et 24V. Ceci est une signature des effets monoélectroniques. Pour les températures plus basses que 100K, les oscillations sont de plus en plus claires.



**Figure 53 :** Evolution des courbes  $I_D - V_{BG}$  avec la température, pour une tension de drain de 50mV se trouvant dans l'intervalle de gap de Coulomb à 4.2K. Pour les basses températures des pics de courant sont visibles. Ces pics gardent leur place en tension de grille arrière. Quand la température augmente, les pics s'atténuent jusqu'à leur disparition totale à 100K. A partir de cette température les courbes montrent juste l'effet de champ dû à la grille arrière. Ainsi, nous assistons à une vraie compétition entre l'effet de champ et le blocage de Coulomb. En fonction de la température où la mesure est réalisée, l'un des deux phénomènes dominera le transport.

La compétition entre le blocage de Coulomb et l'effet de champ est soulignée par l'évolution du swing (l'inverse de la pente sous le seuil) en fonction de la température (cf. Figure 54). Dans la partie correspondant aux hautes températures, le swing  $S$  diminue de façon linéaire avec la température et la droite ainsi définie passe par l'origine. En dessous de 100K, le swing mesuré ne se trouve plus sur la droite prédite par la théorie du transistor à effet de champ, mais diverge et présente des fluctuations. Dans cette gamme de température, c'est le blocage de Coulomb qui domine le transport.



**Figure 54 : Swing en fonction de la température. Les valeurs de l'inverse de la pente sous le seuil sont extraites à partir des mesures présentées sur la Figure 53. Pour les hautes températures, le swing est proportionnel à la température et c'est l'effet de champ qui domine. Pour des températures plus basses que 100K, l'inverse de la pente sous le seuil se met à augmenter, dans un comportement qui ne peut pas être expliqué par l'effet de champ. Pour cette gamme de températures c'est le blocage de Coulomb qui domine le transport.**

## **IV.6 Conclusions**

Pour approfondir l'étude des mécanismes du transport électronique depuis les hautes températures vers les basses températures, nous avons confronté nos mesures expérimentales à travers deux théories : la conduction par saut à distance variable (VRH) et le blocage de Coulomb. La distinction principale entre ces deux modèles apparaît sur les courbes de la conductance en fonction de la température : tandis que le blocage de Coulomb donne lieu à une loi simple d'activation thermique, pour le VRH l'exposant critique dépend de la dimensionnalité du système. Toutefois, les courbes que nous avons obtenues ne nous permettent pas de trancher de façon définitive car la zone d'étude est trop étroite. Néanmoins, d'autres arguments nous laissent penser que dans les nanostructures que nous avons fabriquées le transport est dominé par le blocage de Coulomb. Premièrement, la littérature a montré que pour des structures bidimensionnelles (films) désordonnées le transport se fait par VRH alors que pour des structures unidimensionnelles (fils) désordonnées, comme celles utilisées ici, c'est le blocage de Coulomb qui domine. Le deuxième argument est l'observation de structures de type « diamants de Coulomb » dans la carte de courant en fonction de la tension de grille et de la tension de drain obtenue à 4.2K.

Ainsi, nous avons observé que le transport électronique dans les nanostructures est dominé par l'effet de champ à température ambiante tandis que le blocage de Coulomb domine à basse température. Nous avons suivi la compétition entre ces deux phénomènes. La partie dominée par l'effet de champ est caractérisée par un swing qui dépend linéairement de la température (au delà 100K). Ce swing diverge pour des températures plus basses, quand le blocage de Coulomb domine. Nous en déduisons que, le blocage de Coulomb dans les nanostructures est présent pour des basses températures (<100K).

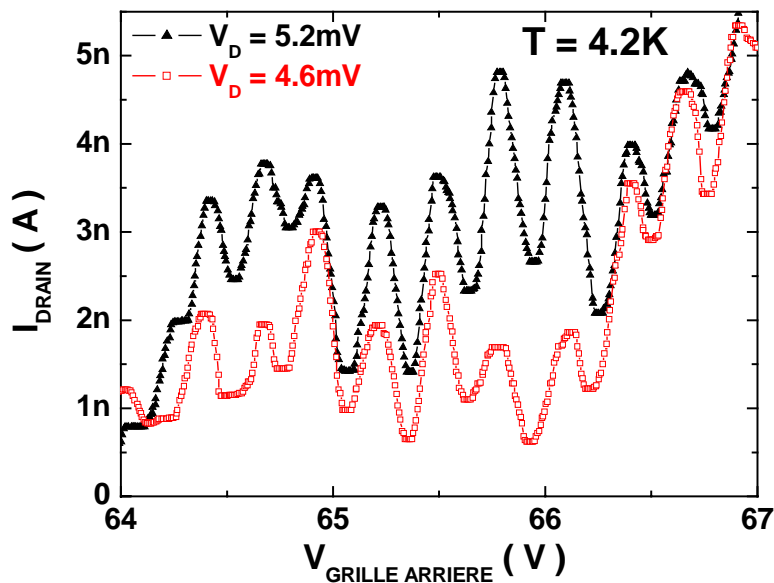
L'origine de barrières tunnel dans ces structures reste complexe. Le fait d'obtenir la même énergie d'activation pour les deux concentrations des dopants que nous avons étudiées, tend à prouver que les barrières tunnel sont liées à la présence d'atomes dopants et non à la distance entre ceux-ci. Cette remarque constitue un argument de plus contre l'applicabilité du modèle du VRH dans ces nanostructures.

Notre hypothèse est que la présence des dopants induit des fluctuations de potentiel dans les nanostructures, créant ainsi des puits de potentiel qui agissent comme les îlots dans le modèle du blocage de Coulomb. Ceux-ci sont plus au moins remplis par des électrons en fonction de la position du niveau de Fermi, contrôlée par la tension de grille arrière. Ainsi le

nombre d'îlots diminue lors d'un dopage électrostatique par la tension de grille. Ceci a deux effets : les diamants de Coulomb devient irréguliers et ils coexistent avec l'effet de champ. Cependant il est possible d'obtenir des diagrammes de stabilité corrects même pour des nanofils longs ( $\sim 1\mu\text{m}$ ), contenant un grand nombre d'îlots, car c'est le plus petit îlot qui module le transport dans le nanofil.

Les calculs de dimension de l'îlot à partir du diagramme de stabilité montrent un bon accord avec la distance inter-dopants dans le cas unidimensionnel (faible dopage), confirmant ainsi notre hypothèse qui lie le blocage de Coulomb à la présence de dopants.

La Figure 55 montre des courbes  $I_D - V_{BG}$  obtenues sur un échantillon de dopage  $2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  à 4.2K. La périodicité nette de ces courbes confirme le fait que pour les nanofils faiblement dopés il est possible d'être dans la limite de conduction par un îlot unique. Dans ce cas, la taille de l'îlot est de 10nm qui est en accord avec la distance moyenne entre les dopants de 16nm. Ce résultat confirme le lien entre la présence des dopants et le blocage de Coulomb.



**Figure 55 : Courant de drain en fonction de la tension de grille arrière pour deux valeurs de tension de drain pour un nanofil de dopage  $2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ . La périodicité nette des courbes démontre que le transport est dominé par le blocage de Coulomb dans un îlot unique de 10nm de longueur (calculée à partir de la période de grille).**

A basse température, nous avons observé une structure complexe des diagrammes de stabilité : plusieurs périodes, dédoublement des diamants. Nous avons montré que dans ces cas nous sommes en présence d'un système d'îlots en série. Dans le prochain chapitre nous allons étudier plus en détail le cas de systèmes à plusieurs îlots ainsi que les chemins de conduction.



## **IV.7 Bibliographie**

- [1] E. A. Gutiérrez-D., J. Deen, C. Claeys. *Low Temperature Electronics: Physics, Devices, Circuits and Applications*. New York: Academic Press; 1996.
- [2] D. A. Poole, M. Pepper, H. W. Myron. Loss of dimensionality, localisation and conductance oscillations in N-type GaAs FET's. *Physica B&C* 1983; 117-118: 697-9.
- [3] H. Mathieu. *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*. 2e édition révisée. Paris: 1990.
- [4] B. I. Shklovskii, A. L. Efros. *Electronic Properties of Doped Semiconductors*. New York: Springer; 1984.
- [5] N. T. Mott. *Metal-Insulator Transitions*. London: Taylor&Francis; 1974.
- [6] P. A. Lee. Variable-range hopping in finite one-dimensional wires. *Phys. Rev. Lett.* 1984; 53: 2042-5.
- [7] N. T. Mott. Conduction in amorphous materials. *Electron. Power* 1973; 19: 321.
- [8] M. A. Kastner, R. F. Kwasnick, J. C. Licini, D. J. Bishop. Conductance fluctuations near the localized-to-extended transition in narrow Si metal-oxide-semiconductor field-effect transistors. *Phys. Rev. B* 1987; 36: 8015-31.
- [9] A. B. Fowler, A. Harstein, R. A. Webb. Conductance in restricted-dimensionality accumulation layers. *Phys. Rev. Lett.* 1982; 48: 196-9.
- [10] A. B. Fowler, J. J. Wainer, R. A. Webb. Electronic transport in small strongly localized structures. *IBM J. R&D* 1988; 32: 372-83.
- [11] J. Sée. *Théorie du blocage de Coulomb appliquée aux nanostructures semi-conductrices : modélisation des nanodispositifs à nanocristaux de silicium*. Université Paris XI. soutenance 2003.
- [12] R. A. Millikan. The isolation of an ion, a precision measurement of its charge and the correction of Stokes's law. *Phys. Rev.* 1911; 32: 349.
- [13] R. A. Millikan. On the elementary electrical charge and the Avogadro constant. *Phys. Rev.* 1913; 11: 109-43.
- [14] K. K. Likharev. Single-electron devices and their applications. *Proceedings of the IEEE* 1999; 87: 606-32.
- [15] L. J. Geerligs, V. F. Anderegg, P. A. M. Holweg, J. E. Mooij, H. Pothier, D. Esteve et al. Frequency-locked turnstile device for single electrons. *Phys. Rev. B* 1990; 64: 2691-4.
- [16] *Single Charge Tunneling*. New York: Plenum Publishing Corporation; 1991.

- [17] T. A. Fulton, G. J. Dolan. Observation of single-electron charging effects in small tunnel junctions. *Phys. Rev. B* 1987; 59: 109-12.
- [18] L. Marty. Effet de champ et électronique à un électron dans des nanotubes de carbone auto-assemblés par CVD assisté d'un filament chaud. Univ. Joseph Fourier, Grenoble. soutenance 2004.
- [19] S. Tarucha, D. G. Austing, T. Honda, R. J. van der Hage, L. P. Kouwenhoven. Shell filling and spin effects in a few electron quantum dot. *Phys. Rev. Lett.* 1996; 77: 3613-16.
- [20] A. T. Johnson, L. P. Kouwenhoven, W. de-Jong, N. C. van-der-Vaart, C. J. P. M. Harmans, C. T. Foxon. Zero-dimensional states and single electron charging in quantum dots. *Phys. Rev. Lett.* 1992; 69: 1592-5.
- [21] L. P. Kouwenhoven, T. H. Oosterkamp, M. W. S. Danoesastro, M. Eto, D. G. Austing, Honda T et al. Excitation spectra of circular, few-electron quantum dots. *Science* 1997; 278: 1788-92.
- [22] C. W. J. Beenakker. Theory of Coulomb-blockade oscillations in the conductance of a quantum dot. *Phys. Rev. B* 1991; 44: 1646-56.
- [23] Y. Meir, N. S. Wingreen, P. A. Lee. Transport through a strongly interacting electron system: theory of periodic conductance oscillations. *Phys. Rev. Lett.* 1991; 66: 3048-51.
- [24] A. A. M. Staring, H. van-Houten, C. W. J. Beenakker. Coulomb-blockade oscillations in disordered quantum wires. *Phys. Rev. B* 1992; 45: 9222-36.
- [25] J. H. F. Scott-Thomas, S. B. Field, M. A. Kastner, H. I. Smith, D. A. Antoniadis. Conductance oscillations periodic in the density of a one-dimensional electron gas. *Phys. Rev. Lett.* 1989; 62: 583-6.
- [26] U. Meirav, M. A. Kastner, M. Heiblum, S. J. Wind. One-dimensional electron gas in GaAs: periodic conductance oscillations as a function of density. *Phys. Rev. B* 1989; 40: 5871-4.
- [27] A. L. Efros, B. I. Shklovskii. Coulomb gap and low temperature conductivity of disordered systems. *J. Phys. C: Solid State Phys.* 1975; L49-L51.
- [28] V. Chandrasekhar, Z. Ovadyahu, R. A. Webb. Single-electron charging effects in insulating wires. *Phys. Rev. Lett.* 1991; 67: 2862-5.
- [29] F. P. Milliken, Z. Ovadyahu. Observation of conductance fluctuations in large In/sub 2/O/sub 3-x/ films. *Phys. Rev. Lett.* 1990; 65: 911-14.
- [30] D. M. Kaplan, V. A. Sverdlov, K. K. Likharev. Coulomb gap, Coulomb blockade, and dynamic activation energy in frustrated single-electron arrays. *Phys. Rev. B* 2003; 68: 45321-1.

- [31] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern. Electronic properties of two-dimensional systems. *Rev. Modern Phys.* 1982; 54: 437-672.
- [32] P. F. Newman, D. F. Holcomb. Metal-insulator transition in Si:As. *Phys. Rev. B* 1983; 28: 638-40.
- [33] N. Clement. Nanocircuits en silicium sur isolant élaborés par microscopie à force atomique. Univ. de la Méditerranée. soutenance 2003.
- [34] S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. New York: John Wiley & Sons; 1981.
- [35] A. Pouydebasque, L. Montes, J. Zimmermann, F. Balestra, D. Fraboulet, D. Mariolle et al. Electron transport in silicon nanostructures based on ultra-thin SOI. *J. de Physique IV Proceedings WOLTE 2002*; 12: 97.
- [36] M. J. Uren, R. A. Davies, M. Pepper. The observation of interaction and localisation effects in a two-dimensional electron gas at low temperatures. *J. Phys. C: Solid State Phys.* 1980; L985-L93.
- [37] G. Wirth, U. Hilleringmann, J. T. Horstmann, K. Goser. Mesoscopic transport phenomena in ultrashort channel MOSFETs. *Solid State Electron.* 1999; 43: 1245-50.
- [38] Z. A. K. Durrani, T. Kamiya, Y. Tan, H. Ahmed, N. Lloyd. Single-electron charging in nanocrystalline silicon point-contacts. *Microel. Eng.* 2002; 63: 267-75.
- [39] R. Augke, W. Eberhardt, C. Single, F. E. Prins, D. A. Wharam, D. P. Kern. Doped silicon single electron transistors with single island characteristics. *App. Phys. Lett.* 2000; 76: 2065-7.
- [40] D. Fraboulet, X. Jehl, D. Mariolle, C. Le Royer, G. Le Carval, P. Scheiblin et al. Coulomb blockade in thin SOI nanodevices. *ESSDERC Proceedings 2002*; 395-8.
- [41] R. A. Smith, H. Ahmed. Gate controlled Coulomb blockade effects in the conduction of a silicon quantum wire. *J. App. Phys.* 1997; 81: 2699-703.
- [42] N. Clement, D. Tonneau, H. Dallaporta, V. Bouchiat, D. Fraboulet, D. Mariolle et al. Electronic transport properties of single-crystal silicon nanowires fabricated using an atomic force microscope. *Phys. E* 2002; 13: 999-1002.
- [43] W. Neu, R. Augke, F. E. Prins, Kern DP. Coulomb-blockade-structures in poly-crystalline silicon. *Microel. Eng.* 2001; 57: 989-93.
- [44] A. C. Irvine, Z. A. K. Durrani, H. Ahmed, S. Biesemans. Single-electron effects in heavily doped polycrystalline silicon nanowires. *App. Phys. Lett.* 1998; 73: 1113-15.
- [45] Y. T. Tan, T. Kamiya, Z. A. K. Durrani, H. Ahmed. Room temperature nanocrystalline silicon single-electron transistors. *J. App. Phys.* 2003; 94: 633-7.
- [46] Y. V. Nazarov. Coulomb blockade without tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.* 1999; 82: 1245-8.

- [47] T. Koester, F. Goldschmidtboeing, B. Hadam, J. Stein, S. Altmeyer, B. Spangenberg et al. Coulomb blockade effects in a highly doped silicon quantum wire fabricated on novel molecular beam epitaxy grown material. *Japanese J. App. Phys.* 1999; 38: 465-8.
- [48] A. Tilke, R. H. Blick, H. Lorenz, J. P. Kotthaus, D. A. Wharam. Coulomb blockade in quasimetallic silicon-on-insulator nanowires. *App. Phys. Lett.* 1999; 75: 3704-6.
- [49] P. L. McEuen, M. Bockrath, D. H. Cobden, Y. G. Yoon, S. G. Louie. Disorder, pseudospins, and backscattering in carbon nanotubes. *Phys. Rev. Lett.* 1999; 83: 5098-101.



<b>V</b>	<b>Les nanofils de silicium, des chaînes uni ou bi dimensionnelles d'îlots.....</b>	<b>192</b>
<i>V.1</i>	<i>Notions théoriques.....</i>	<i>192</i>
V.1.1	Double îlot quantique.....	192
V.1.2	Cas général : chaîne d'îlots métalliques.....	204
<i>V.2</i>	<i>Résultats de nos mesures à basse température.....</i>	<i>210</i>
V.2.1	Nanofil à section à variable.....	210
V.2.2	Îlots doubles en parallèle.....	213
V.2.3	Simulations pour des systèmes à double îlot.....	217
V.2.4	Transport par des chemins de percolation dans le canal.....	220
<i>V.3</i>	<i>Conclusion.....</i>	<i>226</i>
<i>V.4</i>	<i>Bibliographie.....</i>	<i>227</i>

## **V Les nanofils de silicium, des chaînes uni ou bi dimensionnelles d'îlots**

Comme vu dans le chapitre précédent, les cartes de courant de drain en fonction de la tension de grille et de la tension de drain obtenues à basse température présentent des diamants de structure complexe et dont les dimensions sont variables avec la tension de grille. En réalité, les nanostructures que nous avons fabriquées ne peuvent pas être modélisées comme un îlot unique, mais elles sont équivalentes à plusieurs îlots en série. De façon générale, pour les fils larges et fortement dopés les mesures à basse température permettent de sonder le transport dans la limite de plusieurs chemins de conduction en parallèle au sein du nanofil. Ce chapitre est dédié à l'interprétation des mesures à basse température sur les nanofils de silicium, en utilisant des modèles des chaînes d'îlots en série et/ou en parallèle.

Nous commencerons par rappeler quelques aspects théoriques sur un système à double îlot quantique, pour plusieurs types de couplage entre les îlots. Le cas général des chaînes uni- ou bi- dimensionnelles des jonctions tunnel sera étudié par la suite.

Des résultats expérimentaux seront présentés pour les cas des structures complexes (par exemple une nanostructure à double canal). La dimensionnalité du transport électronique sera ensuite analysée en fonction du dopage des structures.

### ***V.1 Notions théoriques***

#### **V.1.1 Double îlot quantique**

Si l'îlot quantique simple peut être vu comme un « atome artificiel », deux îlots quantiques peuvent former une « molécule artificielle ». Le couplage tunnel entre les îlots qui forment la molécule artificielle peut être fort (correspondant à une liaison de type covalent entre les deux atomes artificiels) ou faible (comme pour une liaison de type ionique).

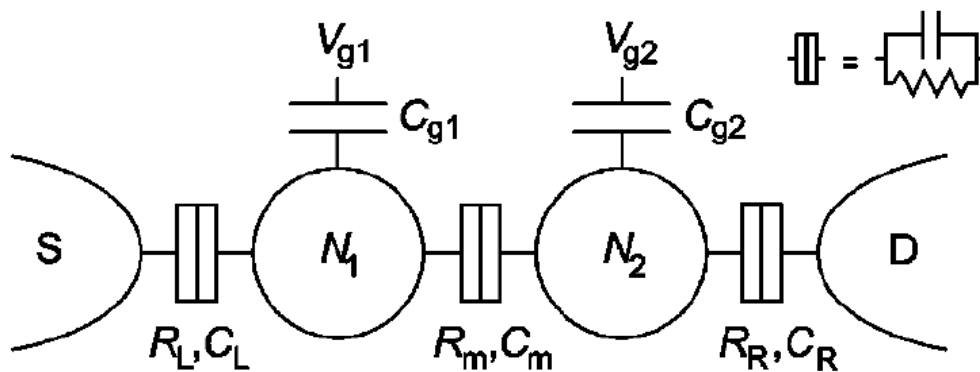
Pour les îlots faiblement couplés, les électrons sont localisés dans un des deux îlots. La liaison entre les îlots se fait grâce aux forces électrostatiques attractives. Ces îlots faiblement couplés par des forces électrostatiques et avec une faible conductance tunnel obéissent à la théorie orthodoxe du blocage de Coulomb en présence de confinement quantique.

Pour la liaison covalente, le couplage entre les îlots est déterminé par la mécanique quantique. Un électron peut passer par effet tunnel plusieurs fois entre les deux îlots. L'électron est délocalisé dans le système des deux îlots. L'énergie d'une molécule artificielle covalente est plus faible que les énergies des îlots individuels. La liaison entre les îlots est assurée par cette différence énergétique.

Une analyse spectroscopique permet l'étude des types de liaisons. Les systèmes à doubles îlots sont actuellement considérés comme de bons candidats pour la réalisation des bits quantiques couplés.

### V.1.1.1 Diagramme de stabilité pour un système à double îlot quantique

La Figure 1 montre le schéma d'un système avec deux îlots quantiques en série, portant  $N_{1(2)}$  électrons et connectés par une jonction tunnel ( $R_m, C_m$ ). Le couplage à la source et au drain se fait aussi par des jonctions tunnel ( $R_L, C_L$  pour la source et  $R_R, C_R$  pour le drain). Les îlots sont adressés indépendamment par deux grilles, par l'intermédiaire de  $C_{g1}$  et  $C_{g2}$ .



*Figure 1 : Schéma d'un système à deux îlots quantiques en série [1].  $N_{1(2)}$  est le nombre d'électrons dans l'îlot 1(2).  $C_{g1(2)}$  est la capacité entre l'îlot 1(2) et la grille 1(2).  $C_{L(R)}$  et  $R_{L(R)}$  sont la capacité et la résistance qui modélisent les barrières tunnel vers l'électrode de gauche (L) ou de droite (R). Le couplage entre les deux îlots est réalisé par l'intermédiaire d'une jonction tunnel représentée par un couple résistance – capacité en parallèle  $C_m$  et  $R_m$ .*



Pour le calcul du diagramme de stabilité en réponse linéaire (faible tension de drain) nous considérons  $V_{DS} \sim 0$ . Nous définissons les énergies de chargement :

$$E_{C1} = \frac{e^2}{C_1} \left( \frac{1}{1 - \frac{C_m^2}{C_1 \cdot C_2}} \right) \text{ et } E_{C2} = \frac{e^2}{C_2} \left( \frac{1}{1 - \frac{C_m^2}{C_1 \cdot C_2}} \right) \quad \# V.1$$

où  $C_{1(2)} = C_{L(R)} + C_{g1(2)} + C_m$  est la capacité totale de chaque îlot quantique. Nous définissons également l'énergie de couplage électrostatique représentant la variation d'énergie d'un îlot quand un électron est rajouté dans l'autre îlot :

$$E_{Cm} = \frac{e^2}{C_m} \left( \frac{1}{\frac{C_1 \cdot C_2}{C_m^2} - 1} \right) \quad \# V.2$$

Afin de tracer le diagramme de stabilité il faut écrire l'énergie totale du système [1]. Les calculs sont faits avec l'hypothèse qu'il n'y a aucune interférence entre les différentes capacités modélisant le système. Cette énergie dépend de deux variables,  $V_{g1}$  et  $V_{g2}$ , et de deux paramètres,  $N_1$  et  $N_2$ . Nous allons nous contenter ici de donner les expressions correspondant aux deux cas limites : faible et fort couplage.

Pour le faible couplage, le circuit est équivalent à deux îlots indépendants,  $C_m \rightarrow 0$ . Le diagramme de stabilité, défini ici comme la cartographie de courant en fonction de deux tensions de grille, montre que la tension de grille appliquée sur un îlot ne modifie pas l'état de chargement de l'autre îlot (cf. Figure 2a). L'énergie totale du système est décrite par :

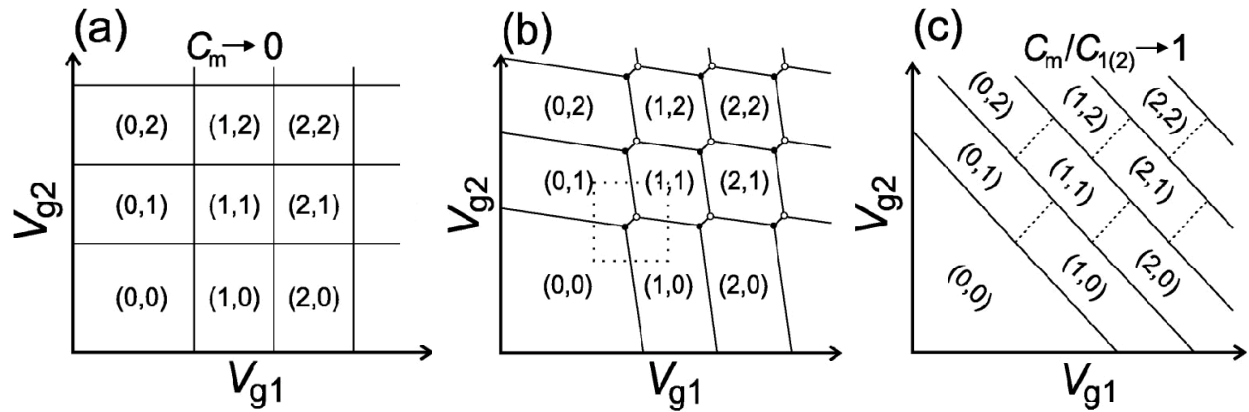
$$E(N_1, N_2) = \frac{e^2}{2 \cdot C_1} \left( N_1 - \frac{C_{g1} \cdot V_{g1}}{e} \right)^2 + \frac{e^2}{2 \cdot C_2} \left( N_2 - \frac{C_{g2} \cdot V_{g2}}{e} \right)^2 \quad \# V.3$$

Dans le cas du couplage fort entre les îlots ( $\frac{C_m}{C_{1(2)}} \rightarrow 1$ ) l'énergie est donnée par :

$$E(N_1, N_2) = \frac{e^2}{2 \cdot (\tilde{C}_1 + \tilde{C}_2)} \left( (N_1 + N_2) \cdot e - \frac{C_{g1} \cdot V_{g1} + C_{g2} \cdot V_{g2}}{e} \right)^2 \quad \# V.4$$

où  $\tilde{C}_i = C_i - C_m$ . La forme de l'énergie dans ce cas traduit le fait que le système de deux îlots se comporte comme un système à îlot unique, avec une capacité totale de  $\tilde{C}_1 + \tilde{C}_2$  et avec  $N_1 + N_2$  électrons à l'intérieur. Le diagramme de stabilité est celui de la Figure 2c.

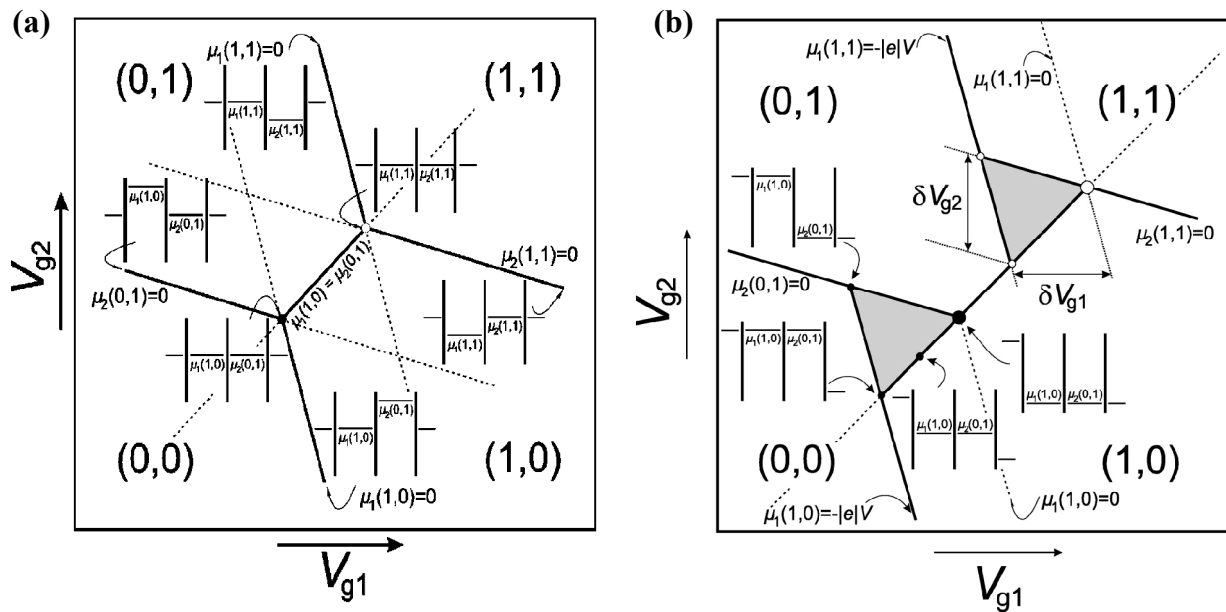
Pour le cas intermédiaire de couplage, les régions des états de charge dans le diagramme de stabilité prennent une forme hexagonale, appelé également nid d'abeille (cf. Figure 2b). Les lignes qui séparent les différents domaines sont obliques, signe que grâce au couplage, la tension de grille appliquée sur un îlot peut modifier l'état de charge de l'autre. Les sommets des hexagones sont des points triples qui correspondent au transfert d'un électron ou d'un trou à travers la structure. Les points triples en frontières des domaines sont issus des conditions de transfert d'une charge entre les deux électrodes par effet tunnel séquentiel.



**Figure 2 : Diagrammes de stabilité pour une molécule artificielle définie par deux îlots en série pour plusieurs types de couplages entre les îlots : faible (a), intermédiaire (b) et fort (c) [1]. Pour le faible couplage (a), un changement sur la grille d'un îlot n'affecte pas l'état de chargement de l'autre îlot. Pour le fort couplage (c) le système se comporte comme un îlot unique. Dans le cas des couplages intermédiaires (b), nous obtenons un diagramme de stabilité avec les régions de chargement en « nid d'abeille ».**

Lorsque la tension source – drain augmente, le transport devient non linéaire. Les points triples se transforment en zones triangulaires de conductance finie. L'état de charge n'est pas défini à l'intérieur de ces triangles.

La Figure 3 montre une cellule élémentaire d'un diagramme de stabilité pour un double îlot en régime linéaire (a) et non linéaire (b). Les points triples de courant non nul en régime linéaire s'ouvrent dans des triangles de courant non nul en régime non linéaire.



**Figure 3 : Réponse linéaire (a) et non linéaire (b) d'un double îlot en série [1]. Pour la réponse linéaire il y a un passage de courant (par effet tunnel séquentiel) uniquement au niveau des points triples. Pour le cas de la réponse non linéaire du double îlot, les domaines de courant non nul sont les triangles gris. A l'intérieur de ces triangles le nombre d'électrons  $n$  n'est pas fixe.**

Si les niveaux énergétiques des îlots sont quantifiés, il est possible de faire de la spectroscopie d'états excités en analysant les lignes supplémentaires qui apparaissent dans les triangles. Dans ce cas, le courant est aussi assuré par des états excités de chaque îlot quantique. Le plus souvent, le transfert d'électrons par des niveaux discrets se fait par des effets élastiques à deux électrons (co-tunneling) ou par des effets tunnel inélastiques. Lors d'un effet tunnel inélastique, l'énergie de l'électron arrivant sur un niveau est supérieure à l'énergie du niveau. L'excès d'énergie de l'électron se dissipe avec l'émission d'un phonon. Le courant qui en résulte est un courant non résonant (en gris sur le digramme la Figure 3b).

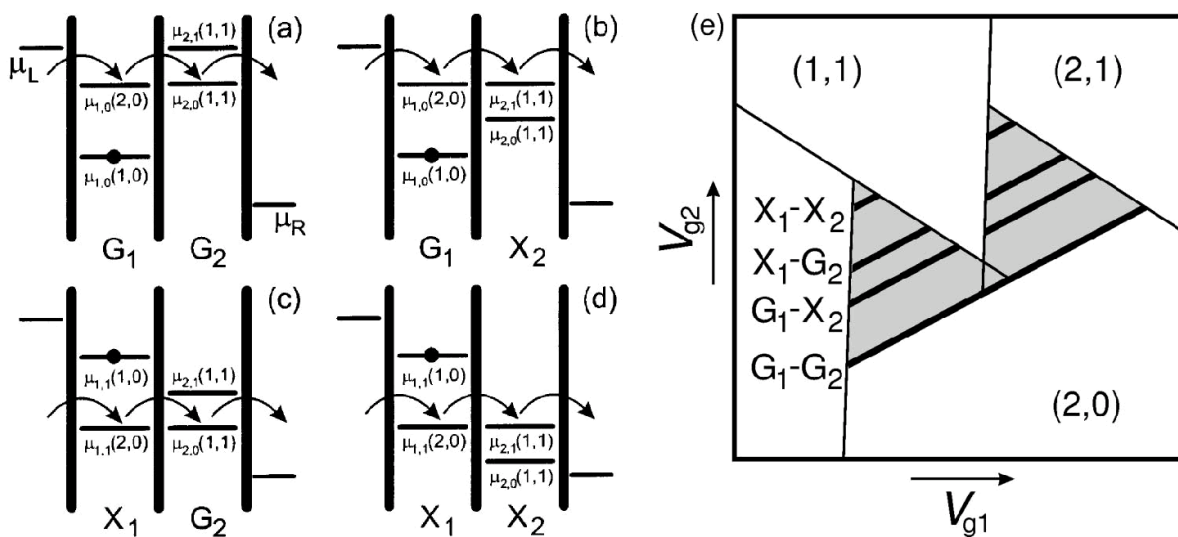
Quand les niveaux énergétiques de chaque îlot quantique sont alignés, l'effet tunnel devient résonant et le passage d'électrons est nettement supérieur au cas non résonant. A chaque alignement de niveaux, il y a une ligne de résonance qui apparaît dans le diagramme. La répartition des ces lignes permet d'obtenir la spectroscopie des états excités d'îlots.

Afin de mieux comprendre ces effets, la Figure 4 montre un exemple de spectroscopie d'un double îlot quantique avec deux niveaux énergétiques par îlot. Pour chaque îlot, le niveau le plus bas est le niveau fondamental (noté G) et le deuxième niveau est le niveau excité (noté X). Quand la tension appliquée sur la grille du deuxième îlot augmente, il y a quatre possibilités d'alignement des niveaux dans le double dot (cf. Figure 4a, b, c et d). Les

lignes de résonance correspondantes sont visibles dans le digramme de stabilité (cf. Figure 4e) :

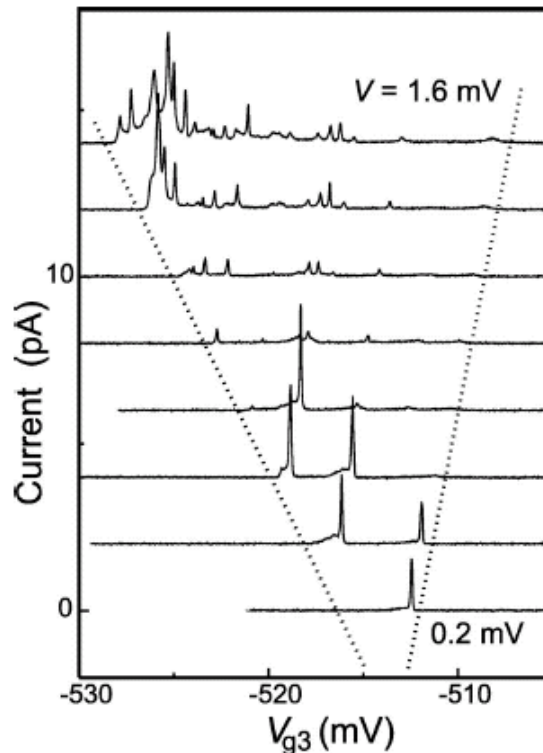
- Figure 4a : les niveaux fondamentaux des deux îlots sont alignés. Cette résonance donne la ligne la plus basse ( $G_1-G_2$ ) .
- Figure 4b : le niveau fondamental du premier îlot est aligné avec le niveau excité du deuxième îlot ( $G_1-X_2$ ).
- Figure 4c : l'électron se trouve sur un niveau excité dans le premier îlot. La condition de résonance est l'alignement du plus bas niveau excité dans le premier îlot avec le niveau fondamental du deuxième îlot ( $X_1-G_2$ ).
- Figure 4d : la résonance apparaît suite à l'alignement entre les deux états excités des deux îlots ( $X_1-X_2$ ).

Le courant non nul en dehors des lignes de résonance est lié à des effets tunnel inélastiques et à des effets à deux électrons (co-tunneling). Nous remarquons que pour le diagramme de stabilité présenté, la tension source – drain est tellement grande que les triangles se recoupent.



**Figure 4 : Alignement des niveaux possibles (a, b, c, d) et cellule élémentaire du diagramme de stabilité (e) pour un double îlot quantique avec deux niveaux énergétiques par îlot [1]. Quand les niveaux fondamentaux des deux îlots sont alignés (a), nous obtenons la ligne de résonance  $G_1-G_2$  dans le diagramme de stabilité. Nous trouvons la deuxième ligne de résonance quand le niveau fondamental du premier îlot est aligné avec le niveau excité du deuxième îlot ( $G_1-X_2$ ) (b). La troisième ligne de résonance ( $X_1-G_2$ ) correspond au cas où il y a un électron sur le niveau excité du premier îlot (c) et ce niveau est aligné avec le niveau fondamental du deuxième îlot. Dans le quatrième cas (d) il y a un électron sur le niveau excité du premier îlot et la résonance est obtenue à l'alignement des niveaux excités ( $X_1-X_2$ ). Le reste du courant dans le triangle n'est pas un courant de résonance.**

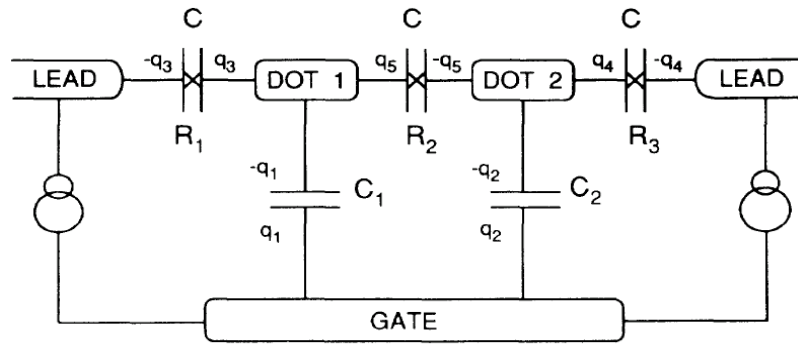
Le transport électrique par l'intermédiaire d'états excités peut dominer par rapport au transport par l'état fondamental. La Figure 5 montre comment le courant expérimental à travers un double point quantique évolue avec la tension de grille du deuxième îlot lorsque la tension source – drain rend plus de niveaux accessibles. La structure testée est une hétérojonction GaAs/AlGaAs avec des grilles électrostatiques par-dessus [2]. La polarisation de la structure varie de 0.2mV à 1.6mV. Les lignes en pointillé indiquent le domaine des tensions où les niveaux énergétiques deviennent accessibles. Les pics correspondent aux alignements des différents niveaux, et donc aux effets tunnel résonant. Pour la courbe la plus basse le pic traduit la résonance des niveaux fondamentaux. Ce pic disparaît pour des tensions plus élevées à cause du désalignement. En revanche, d'autres pics correspondant aux niveaux excités apparaissent. Ainsi, le transport par les niveaux excités devient prépondérant par rapport au transport par les niveaux fondamentaux.



*Figure 5 : Evolution du courant en fonction de la tension de grille appliquée sur le deuxième îlot pour un double point quantique. La tension source – drain augmente de bas en le haut ; ainsi, il y a de plus en plus de niveaux qui deviennent accessibles. Les courbes sont traduites proportionnellement à la tension source - drain pour plus de clarté [2]. Le pic sur la première courbe est la résonance des niveaux fondamentaux. Il disparaît quand la tension de drain augmente à cause du désalignement des niveaux. Pour des tensions de drain plus élevées, il y a des pics dus aux résonances des niveaux excités qui apparaissent.*

### V.1.1.2 Double îlot quantique à grille unique

Pour se rapprocher davantage du système à grille unique, qui est semblable à nos structures, nous allons discuter maintenant le cas d'un double îlot quantique à grille unique. Nous supposons que toutes les jonctions tunnel sont identiques. Le circuit équivalent est celui de la Figure 6 [3].



**Figure 6 :** Circuit équivalent d'un double îlot quantique à grille unique [3]. Les îlots sont connectés entre eux et à la source et au drain par de jonctions tunnel identiques. Le couplage à la grille unique se fait par l'intermédiaire de deux capacités de grille différentes.

Pour un très faible couplage capacitif entre les îlots et les électrodes ( $C \ll C_1, C_2$ ), le système est équivalent à un système à deux îlots indépendants, comme nous l'avons vu dans la section V.1.1.1. Son énergie totale est donnée par :

$$U(n_1, n_2) = E_{C1} \cdot n_1^2 + E_{C2} \cdot n_2^2 - e \cdot V_g \cdot (n_1 + n_2) \quad \# V.5$$

où  $E_{C_i} = \frac{e^2}{2 \cdot C_i}$ . Pour ce cas, le passage d'un électron à travers la structure est conditionné par

la nécessité d'avoir un passage tunnel pour chaque îlot. Comme les deux îlots ont la même tension de grille, cela revient à poser deux conditions sur les valeurs possibles de cette tension de grille, à travers le système d'inéquations suivant :

$$\begin{cases} |U(n_1, n_2) - U(n_1 + 1, n_2)| \leq 0 \\ |U(n_1, n_2 + 1) - U(n_1, n_2)| \leq 0 \end{cases} \quad \# V.6$$

Ainsi, la tension de grille qui est la frontière du domaine pour lequel un courant traverse la structure est donnée par la condition :

$$V_g = \frac{e}{2 \cdot C_1} \cdot (2 \cdot n_1 + 1) = \frac{e}{2 \cdot C_2} \cdot (2 \cdot n_2 + 1) \quad \# V.7$$

Pour que cette condition soit remplie, il faut que le rapport  $C_1/C_2$  soit rationnel. Même avec un rapport rationnel, il n'y a qu'un seul transfert possible entre les deux îlots.

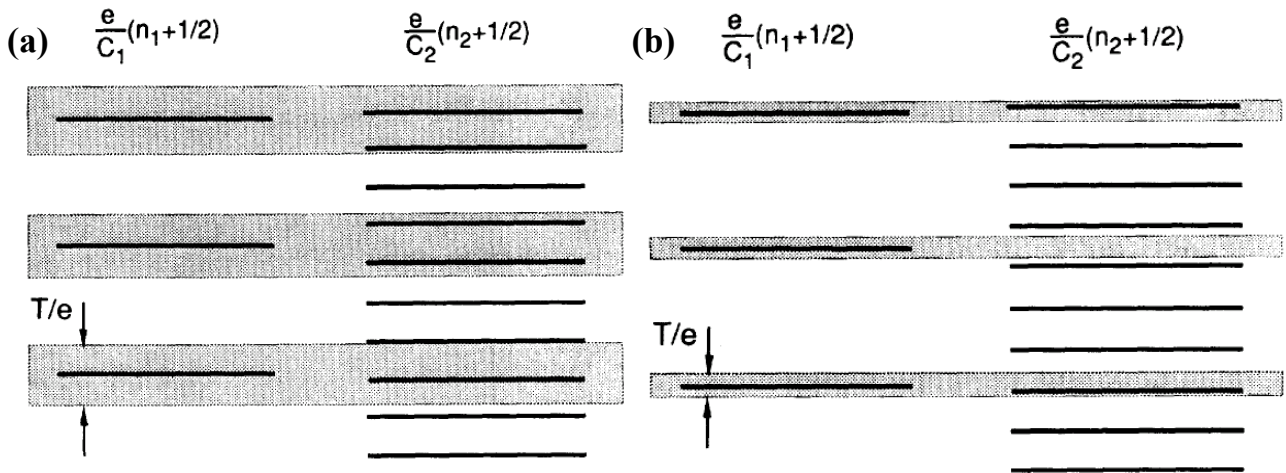
L'hypothèse de température finie permet une relaxation dans les conditions de passage et le système devient :

$$\begin{cases} |U(n_1, n_2) - U(n_1 + 1, n_2)| \leq k_B \cdot T \\ |U(n_1, n_2 + 1) - U(n_1, n_2)| \leq k_B \cdot T \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} \left| e \cdot V_g - \left( n_1 + \frac{1}{2} \right) \cdot \frac{e^2}{C_1} \right| \leq k_B \cdot T \\ \left| e \cdot V_g - \left( n_2 + \frac{1}{2} \right) \cdot \frac{e^2}{C_2} \right| \leq k_B \cdot T \end{cases} \quad \# \text{ V.8}$$

Nous rappelons qu'à ces deux conditions il faut rajouter les conditions de blocage de Coulomb dans chaque îlot :  $k_B \cdot T \ll \frac{e^2}{2 \cdot C_i}$ , avec  $i=1, 2$ .

Le système d'inéquations peut définir plusieurs domaines de température. Prenons par exemple le cas de capacités très différentes,  $C_1 \ll C_2$ . Il peut y avoir deux domaines de température :

- intermédiaire, pour  $\frac{e^2}{2 \cdot C_2} \leq k_B \cdot T \ll \frac{e^2}{2 \cdot C_1}$  (cf. Figure 7a). Le deuxième îlot est tellement grand que son spectre d'énergie peut être considéré constant. La discrétisation des charges dans cet îlot ne doit pas être prise en compte et le dot est équivalent à une électrode. Dans ce cas la périodicité du double îlot est entièrement imposée par le plus petit îlot.
- basse température :  $k_B \cdot T \ll \frac{e^2}{2 \cdot C_2}$  (cf. Figure 7b). Il n'y aura pas des pics de conduction correspondant à tous les niveaux énergétiques du plus petit dot. Des pics disparaîtront avec la diminution de la température, dès que l'une des deux conditions du système n'est pas remplie.



**Figure 7 :** Distributions des niveaux énergétiques pour un double îlot quantique avec  $C_1 \ll C_2$  [3]. Le passage tunnel à travers la structure se fait facilement s'il y a au moins un niveau de chaque îlot dans la même bande énergétique de température  $k_B T$  (les bandes grises). Pour le cas des températures intermédiaires (a), le second îlot est tellement grand qu'un électron traverse la structure quand la périodicité du courant est donnée par le petit îlot. Pour des températures plus basses (b), les conditions de passage tunnel doivent être respectées simultanément pour les deux îlots.

L'analyse d'un pic qui a survécu à la descente en température dans un double dot sans couplage est faite de manière similaire qu'en VRH [4].

Dès qu'il y a un couplage même faible entre les îlots et entre les îlots et les électrodes, il y a un facteur supplémentaire qui apparaît dans l'énergie, la contribution de la répulsion :

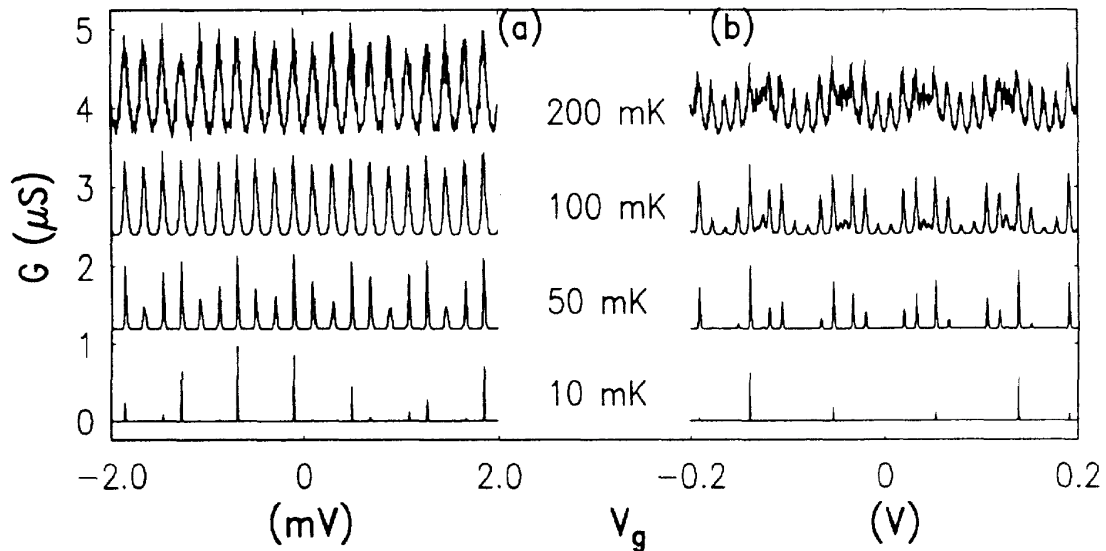
$$U = \frac{e^2 \cdot C}{C_1 \cdot C_2}.$$

Quand  $U$  est suffisamment grand et la température suffisamment petite, les pics

de conductance en fonction de la tension de grille peuvent se séparer par une quantité constante  $U$ , dépendant uniquement de la géométrie du système.

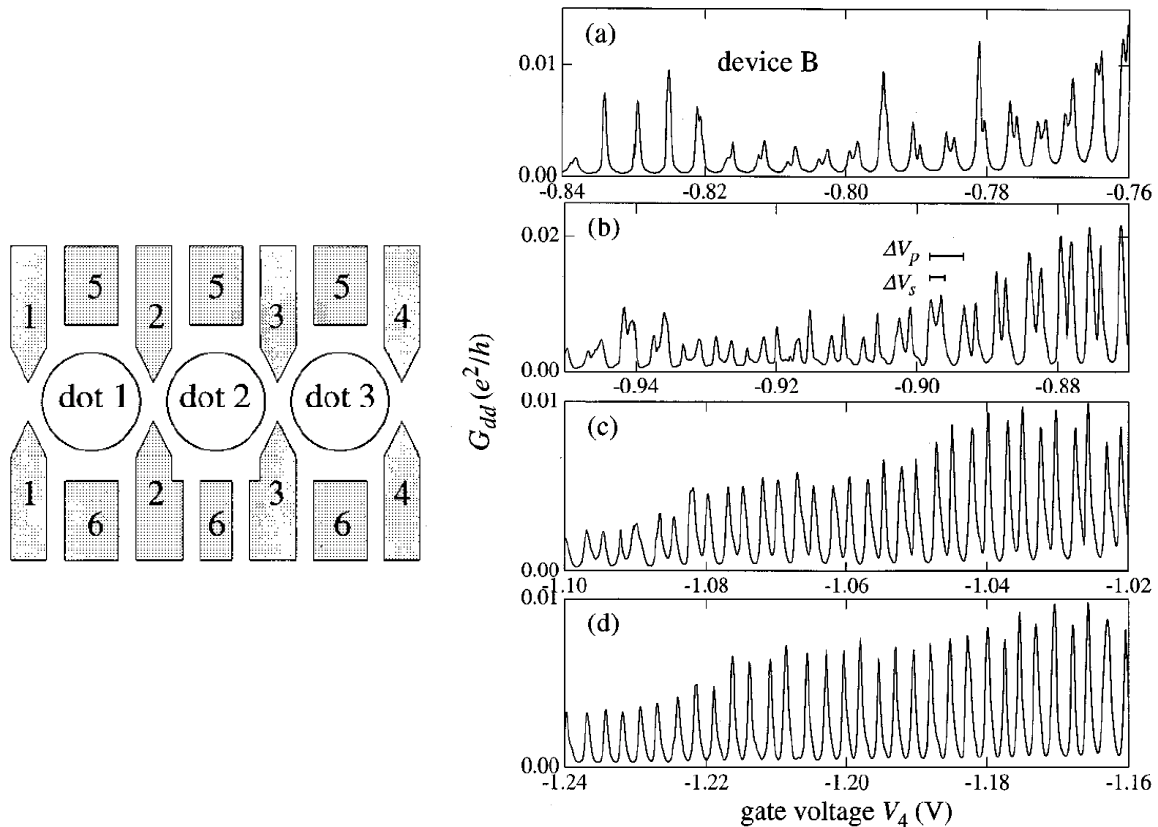
La Figure 8 montre comment un faible (a) ou un fort (b) couplage peuvent changer la périodicité des pics de conductance en fonction de la tension de grille. Pour le faible couplage nous retrouvons des domaines de température similaires à ceux de la Figure 7. Pour le fort couplage, à basse température le domaine de température du blocage de Coulomb est entièrement défini par  $C$ . Il existe deux échelles de tension,  $e/C_1$  et  $e/C_2$  qui se manifestent en termes d'énergie d'activation. A température intermédiaire, les deux échelles contribuent au blocage de Coulomb. Ainsi, des oscillations avec deux périodes différentes sont superposées (cf. Figure 8b). La distance entre les pics de conductance est déterminée par l'échelle la plus petite,  $e/C_i$ . Si la différence entre  $C_1$  et  $C_2$  est très grande, la plus grande échelle va apparaître comme une modulation de la hauteur des pics.





**Figure 8 :** Simulations numériques montrant l'évolution de la conductance en fonction de la tension de grille pour plusieurs températures [3]. Les courbes ont été décalées verticalement pour plus de clarté. En (a) nous montrons le cas du couplage faible,  $C \ll C_1, C_2$  ( $C = 11.2 \text{ aF}$ ;  $C_1 = 0.82 \text{ fF}$ ;  $C_2 = 4.36 \text{ fF}$ ). En (b), il y a le cas du fort couplage  $C \gg C_1, C_2$  ( $C = 0.5 \text{ fF}$ ;  $C_1 = 11.2 \text{ aF}$ ;  $C_2 = 1.92 \text{ aF}$ ). Il existe deux échelles de tension définies par  $e/C_1$  et  $e/C_2$ . Pour de températures intermédiaires les deux îlots contribuent au blocage de Coulomb et des oscillations avec deux périodes sont superposées.

La Figure 9 montre des mesures obtenues sur un triple dot quantique fabriqué dans une hétérostructure GaAs/AlGaAs [5]. Les mesures de conductance en fonction de la tension de grille ont été réalisées pour plusieurs couplages inter îlot (de plus en plus forts de a vers d). Le couplage entre les îlots est contrôlé par l'intermédiaire des tensions  $V_2$  et  $V_3$ . La conductance évolue d'un cas où des pics sont supprimés (cf. Figure 9a) vers une quasi-périodicité (cf. Figure 9d). Ainsi, l'augmentation de la conductance tunnel induit le passage d'un blocage de Coulomb aperiodique vers un blocage de Coulomb periodique.



**Figure 9 :** Conductance en fonction de la tension de grille pour un triple dot quantique quand le couplage inter îlot augmente (de a à d) [5]. Le passage d'un couplage inter îlot faible à un couplage fort induit le passage du blocage de Coulomb aperiodique au blocage de Coulomb périodique.

Avant de finir cette introduction théorique pour le double îlot quantique, nous remarquons que Ruzin et al [3] ont traité le blocage de Coulomb sans couplage entre îlots de la même façon que la conduction par saut à distance variable dans un système unidimensionnel simulé par Lee [4]. L'approche n'est pas incorrecte, car, pour les deux phénomènes, les pics de la conductance deviennent plus rares quand la température diminue. De plus plusieurs énergies d'activation peuvent rentrer en jeu. Par contre, on peut noter des différences entre les fluctuations de conductance dues au blocage de Coulomb ou au VRH dans le régime des basses températures :

- dans le blocage de Coulomb, il n'y a pas de changement significatif de la position des pics de conductance en fonction de la grille lorsque l'on refroidit le système.
- le conductance  $G$  en échelle logarithmique dépend faiblement de la température en VRH et a une variation abrupte pour le double dot à blocage de Coulomb.
- $d(\ln G)/dV_g$  ne change pas d'un pic à un autre pour le blocage de Coulomb, alors que pour le VRH elle fluctue de manière aléatoire.

Nous avons vu comment la conductance peut être différente et complexe pour un système à double îlots quantiques, par rapport au cas d'un point quantique simple. Les paramètres géométriques qui rentrent en jeu, c'est-à-dire les capacités, se multiplient laissant place à beaucoup plus de cas à discuter pour le double dot que pour le dot simple.

Comme nous l'avons vu dans la section sur l'origine du blocage de Coulomb dans nos structures (IV.5.6), un nanofil est plutôt équivalent à chaîne d'îlots. Comment peut-on traiter ce cas alors que déjà le cas du double îlot est si complexe ?

### V.1.2 Cas général : chaîne d'îlots métalliques

Une chaîne d'îlots représente de façon plus adaptée les nanofils de silicium. Cette idée a été lancée par Staring et al [6]. Ils ont remarqué que les pics périodiques peuvent se transformer en pics aperiodiques et qu'il peut y avoir du séparation des pics quand la température diminue. Pour expliquer ce comportement, ils décrivent un nanofil comme une chaîne de segments. C'est le plus petit segment de la chaîne qui va limiter la conduction.

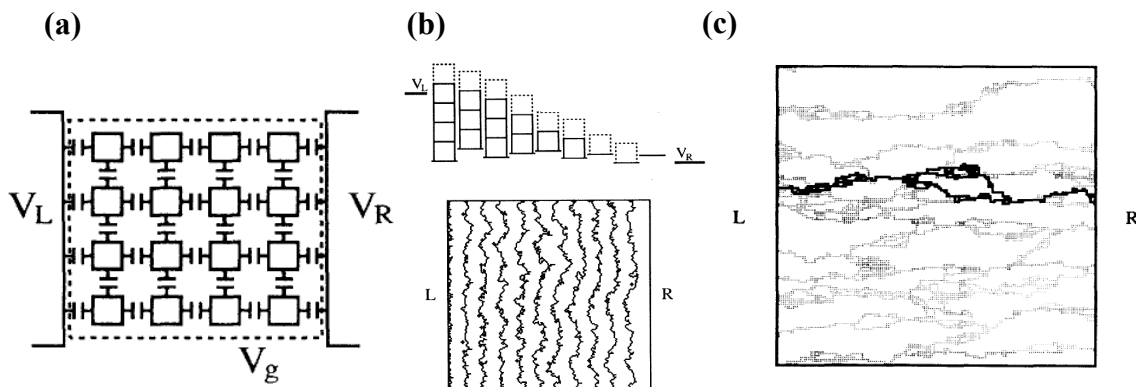
Par la suite, nous allons nous concentrer sur une théorie qui permet l'analyse des résultats de mesures sur les nanofils de silicium : le modèle de la chaîne uni ou bidimensionnelle d'îlots métalliques.

L'analyse du transport dans les chaînes d'îlots est basée sur un modèle utilisé pour la dynamique des interfaces. Ce modèle s'applique pour l'étude des milieux élastiques ou de l'écoulement des fluides et a été utilisé pour la première fois pour les chaînes d'îlots métalliques par Middleton et al [7]. Les îlots sont considérés comme des chaînes de capacités couplées, où les charges peuvent passer par effet tunnel entre les îlots voisins (cf. Figure 10a). Tous les îlots sont couplés à une grille « globale ». Le transport à travers la matrice de capacités sera étudié dans le régime du blocage de Coulomb. Le désordre est inclus dans le système par l'intermédiaire des charges parasites (d'offset), qui représentent les impuretés chargées au voisinage des îlots.

Pour une chaîne unidimensionnelle, un schéma des niveaux dans les îlots est montré dans la Figure 10b (en haut). Chaque carré représente une augmentation de la tension de l'îlot de  $e/C_g$ , due à la charge additionnée. Le décalage des tensions de différents îlots est dû au désordre dans le système. Si la tension de l'électrode de gauche est augmentée, les charges pourront passer par effet tunnel jusqu'à la prochaine marche. Ainsi, pour de faibles tensions, la chaîne est dans une configuration statique. Il faut que la tension de drain dépasse une

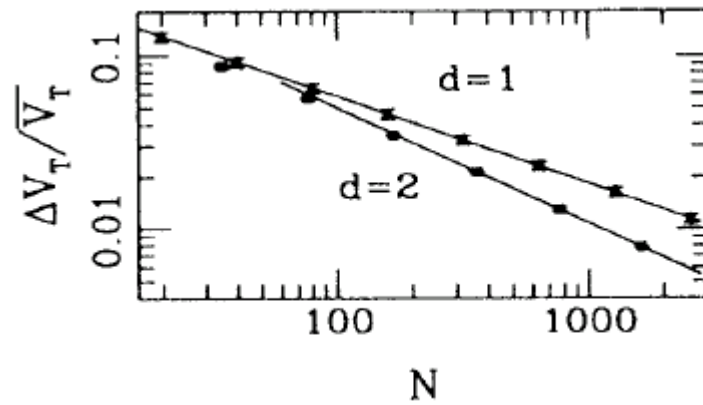
certaine valeur critique de seuil, pour que le courant traverse la structure. Le passage successif de la charge dans chaque îlot est similaire à la dynamique d'une interface. Les contours de charges coïncident à la distance à l'intérieur de la structure jusqu'à laquelle la charge passe pour différentes tensions plus faibles que le seuil (cf. Figure 10b, en bas). Un canal de conduction s'établit quand la tension est suffisamment grande pour que les charges arrivent à passer d'une électrode à l'autre. Nous remarquons la ressemblance entre le modèle de percolation de Middleton avec la conductance pour le saut d'électrons (VRH). Les deux modèles calculent la conduction dans un système désordonné. Cependant l'origine du désordre n'est pas la même dans les deux cas : pour le modèle de Middleton le désordre est dû aux charges parasites, alors que pour le VRH, il s'agit d'un désordre d'énergie et de position d'états localisés.

Des simulations pour une chaîne bidimensionnelle ont montré que, pour une faible tension de drain, le transport se fait par un seul canal de conduction percolant alors que, pour une tension plus élevée, d'autres chemins de conduction en parallèle deviennent accessibles [7] (cf. Figure 10c).



**Figure 10 :** (a) Chaîne d'îlots représentée par une matrice de capacités. (b, en haut) Pour le cas unidimensionnel, le schéma des tensions d'îlots en dessus du seuil de conduction et dans la limite des courtes longueurs d'écrantage. (b, en bas) Pour une chaîne bidimensionnelle (160x160), les contours de charge constante simulés à la tension de seuil. (c) Chemins de conduction dans une chaîne bidimensionnelle (160x160) pour deux tensions proches de la tension de seuil : pour une tension très proche de la tension de seuil il y a un seul canal de conduction (la ligne noire) et pour une tension de  $3e/Cg$  en dessus il y a plusieurs chemins de conduction en parallèle qui s'ouvrent (en gris) [7].

Le modèle utilise une longueur de corrélation dans la croissance d'un front pour le calcul de la tension de seuil. Ainsi, la tension de seuil,  $V_T$ , est proportionnelle à la taille de la chaîne. La chute de potentiel se répartie aux bornes de chaque jonction. Les fluctuations de la tension de seuil d'un échantillon à l'un autre diminuent pour les chaînes les plus grandes.



**Figure 11 : Fluctuation de la tension de seuil d'un échantillon à l'autre, en fonction du nombre d'îlots pour les chaînes uni et bi dimensionnelles [7]. Plus les chaînes sont grandes, moins il y a des fluctuations de la tension de seuil.**

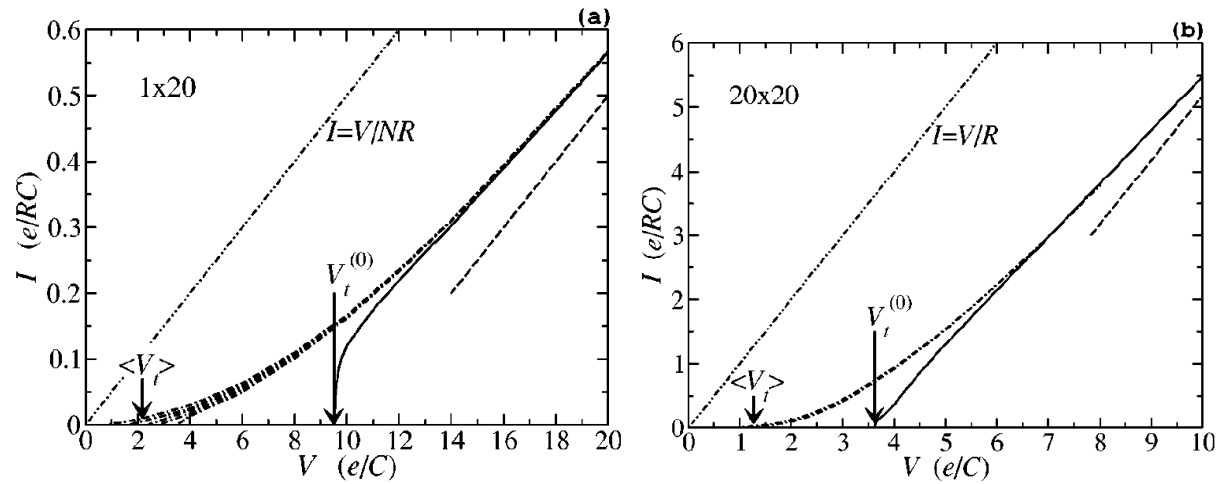
Il y a une autre longueur de corrélation qui peut être estimée en suivant les points les plus lents d'une interface croissante. Ces longueurs de corrélation vont déterminer l'apparition de chemins de conduction à travers la structure et donc du courant. Middleton et al ont pu ainsi prédire que le courant à travers une chaîne se comporte suivant une loi du type :

$$I \propto \left( \frac{V}{V_T} - 1 \right)^\zeta \quad \# V.9$$

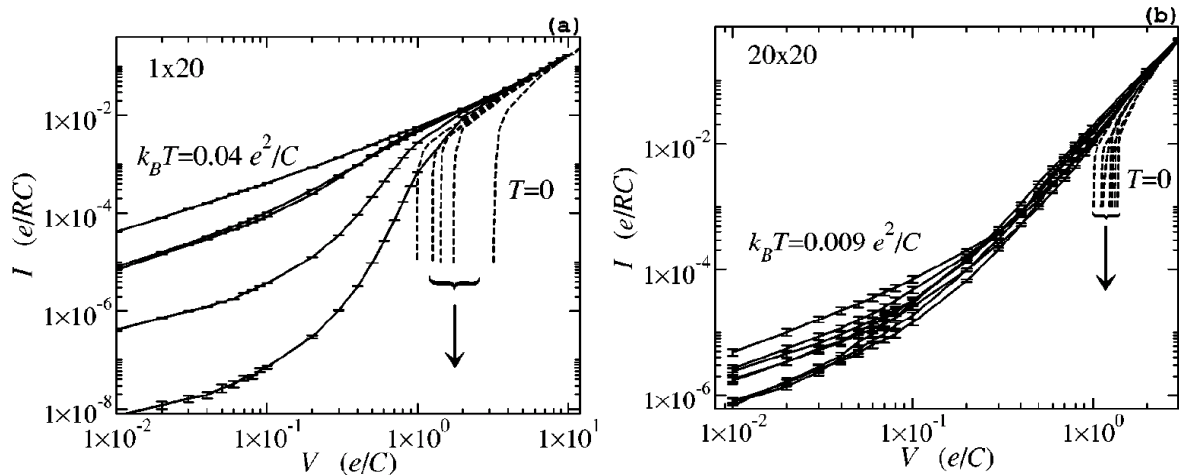
où  $\zeta = 1$  pour le cas unidimensionnel et  $\zeta = \frac{5}{3} = 1.67$  pour le cas bidimensionnel.

Kaplan et al [8] ont fait des simulations du courant dans des chaînes d'îlots avec ou sans charges d'offset. Leurs calculs ont comme point de départ la densité d'états dans ces structures. Les courbes de courant pour le cas 1D ou 2D sont montrées dans la Figure 12, en échelle linéaire, et dans la Figure 13, en échelle logarithmique. Nous remarquons que, pour une chaîne bidimensionnelle grande, les courbes sont quasiment superposées car les fluctuations de la tension de seuil sont faibles (Figure 12b). Pour la Figure 13, les courbes pour  $T = 0K$  ont été superposées sur les courbes pour une température finie faible. Pour les faibles tensions, les courbes montrent une conductance finie.

De plus, les auteurs ont pu confirmer la forme de la dépendance du courant en fonction de la tension et donner les valeurs du facteur d'échelle,  $\zeta$  :  $1 \pm 0.1$ , pour une chaîne 1D et  $1.7 \pm 0.1$ , pour une chaîne 2D.



**Figure 12 :** Simulations des courbes  $I$ - $V$  à  $0K$  pour des chaînes uni (a) et bi dimensionnelles (b) : sans charges d'offset (les lignes pleines) et avec des charges d'offset aléatoires (les lignes en pointillé) [8]. Les asymptotes des courbes sont également montrées.  $R$  est la résistance tunnel entre deux îlots voisins.



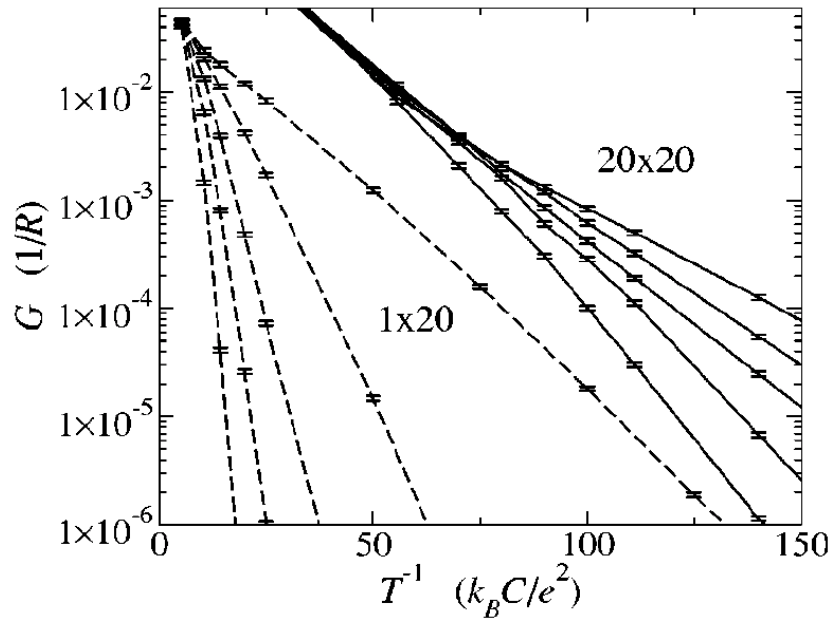
**Figure 13 :** Simulations des courbes  $I$ - $V$  à température finie pour des chaînes uni (a) et bidimensionnelles (b) en échelle logarithmique [8]. Les différentes courbes sont valables pour quelques distributions des charges d'offset.

Même les plus faibles fluctuations de température font que le courant dans le gap de Coulomb n'est pas réellement nul, mais qu'il existe une conductance finie. A basse température cette conductance obéit une loi d'Arrhenius (activation thermique) :

$$G \propto \exp\left(-\frac{U_0}{k_B \cdot T}\right) \quad \# V.10$$

où  $U_0$  dépend de la distribution des charges d'offset.

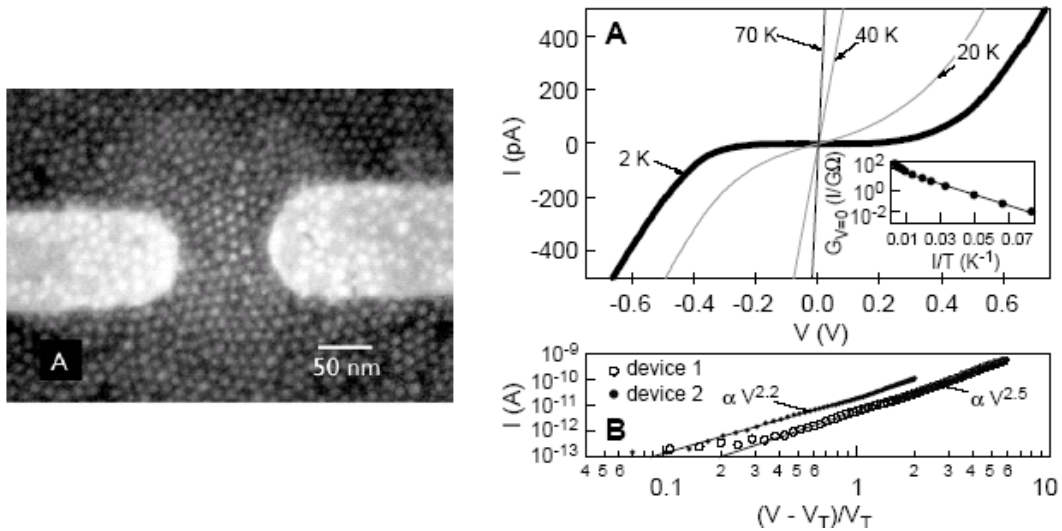
Comme pour la tension de seuil ou le courant, les fluctuations sont plus grandes pour les chaînes unidimensionnelles que pour les chaînes bidimensionnelles, (Figure 14).



**Figure 14 :** La conductance linéaire (en régime de faible polarisation) est activée thermiquement. Plusieurs distributions des charges d'offset ont été simulées [8].

En réalité, le transport est affecté par trois types de désordre : le désordre structurel global dans la topologie de la chaîne, le désordre local de couplage particule – particule et le désordre local dû aux charges immobiles aléatoires (les charges offset). Des expériences sur des chaînes de nanocristaux d'or [9], [10], [11] ou de réseaux de nanocristaux de cobalt [12] ont montré des facteurs d'échelle plus grands que ceux prédits par la théorie de Middleton ( $\zeta \sim 2$ ). La cause de ce désaccord peut être le fait que ce modèle théorique ne prend en compte que les charges d'offset.

Un exemple [12] est montré dans la Figure 15. Des mesures de courant ont été faites sur des réseaux de nanocristaux de cobalt. A basse température, le gap de Coulomb apparaît dans les courbes I – V. La loi d'activation thermique de la conductance est mise en évidence dans l'encart. Le facteur d'échelle est extrait à partir des courbes de courant en fonction de la tension normalisée,  $(V-V_T)/V_T$ . Les valeurs que Black et al. [12] ont obtenu se trouvent dans l'intervalle 2.2 et 2.7, donc plus grandes que les valeurs prédites par la théorie pour les cas uni et bi dimensionnels. Les auteurs expliquent ce résultat par le fait que la géométrie de leur système est plutôt tridimensionnelle. La théorie pour le cas tridimensionnel n'existe pas, donc le facteur d'échelle pour ce cas n'est pas connu, mais il doit certainement être supérieur aux valeurs 1D et 2D.

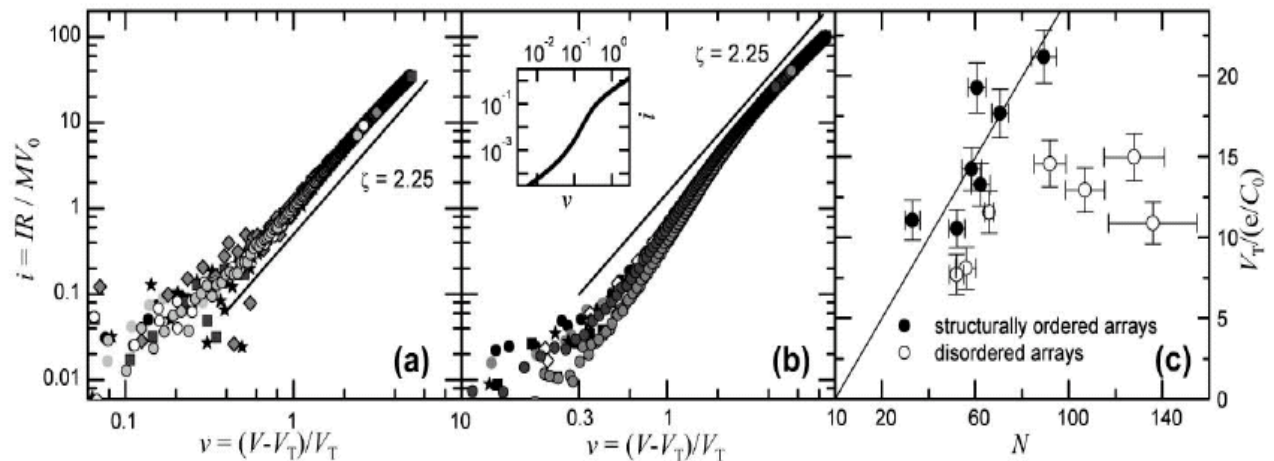


**Figure 15 : Réseau de nanocristaux de cobalt entre deux électrodes et ses caractéristiques électriques à basse température [12]. Les courbes  $I-V$  (a) montrent l'apparition du gap de Coulomb quand la température diminue. Le courant en fonction de la tension normalisée (b),  $(V-V_T)/V_T$ , en échelle logarithmique permet l'extraction du facteur d'échelle.**

Un autre résultat très intéressant a été obtenu par Parthasarathy et al [9] sur des monocouches d'or. Ils ont pu préparer des échantillons dans lesquels l'ordre structurel est contrôlé et ont fait des mesures de courant dans des échantillons ordonnés (cf. Figure 16a) ou désordonnés (cf. Figure 16b). Les auteurs ont interprété les deux types de courbes se basant sur les différentes topologies du système. Pour les chaînes ordonnées 2D le transport se fait par des chemins de conduction qui ont des fluctuations transversales à cause de la présence de charges d'offset. Les courbes  $I-V$  sont linéaires même si le facteur d'échelle est plus grand que prévu par la théorie et il n'y a pas des fluctuations entre les courbes pour plusieurs échantillons. Pour les chaînes désordonnées, les courbes  $I-V$  changent d'allure et les fluctuations d'un échantillon à un autre sont plus grandes. Le désordre dans ces systèmes produit des coupures locales dans la corrélation transversale ; ainsi la conduction se fait par des chemins de conduction 1D parallèles. Des simulations ont été faites pour ce cas (1D+1D) et sont montrées dans l'encart de la Figure 16b. Il y a une région de changement de la pente sur les courbes en fonction du nombre de canaux indépendants qui existent dans la chaîne.

La dépendance de la tension de seuil avec le nombre d'îlots (cf. Figure 16c) est linéaire pour les échantillons ordonnés. Pour les chaînes désordonnées les fluctuations de  $V_T$  entre les échantillons sont beaucoup plus importantes et on ne retrouve plus la dépendance linéaire. A partir d'un nombre d'îlots suffisamment grand ( $N > 80$ ), une saturation apparaît pour la tension de seuil.





**Figure 16 :** Courbes de courant normalisé,  $i$ , en fonction de la tension normalisée,  $v$ , pour des monocouches ordonnées à grande distance (a) et pour des couches désordonnées (b) [9]. Le graphique (c) montre la dépendance de la tension de seuil avec le nombre de dots. Les paramètres sur les graphiques sont :  $R$  la résistance,  $M$  la largeur de la chaîne,  $V_0$  le potentiel qui représente les charges d'offset,  $C_0$  la capacité de grille,  $V_T$  la tension de seuil,  $N$  le nombre d'îlots de la chaîne.

La théorie du blocage de Coulomb devient plus difficile quand le système n'est pas un simple îlot quantique entre deux électrodes. Pour les chaînes d'îlots, la théorie en loi d'échelle nous permet d'en déduire la dimensionnalité du transport à travers la structure. Il faut analyser ces résultats avec du recul, car la théorie ne prend pas en compte toutes les raisons du désordre existants dans les chaînes réelles.

## V.2 Résultats de nos mesures à basse température

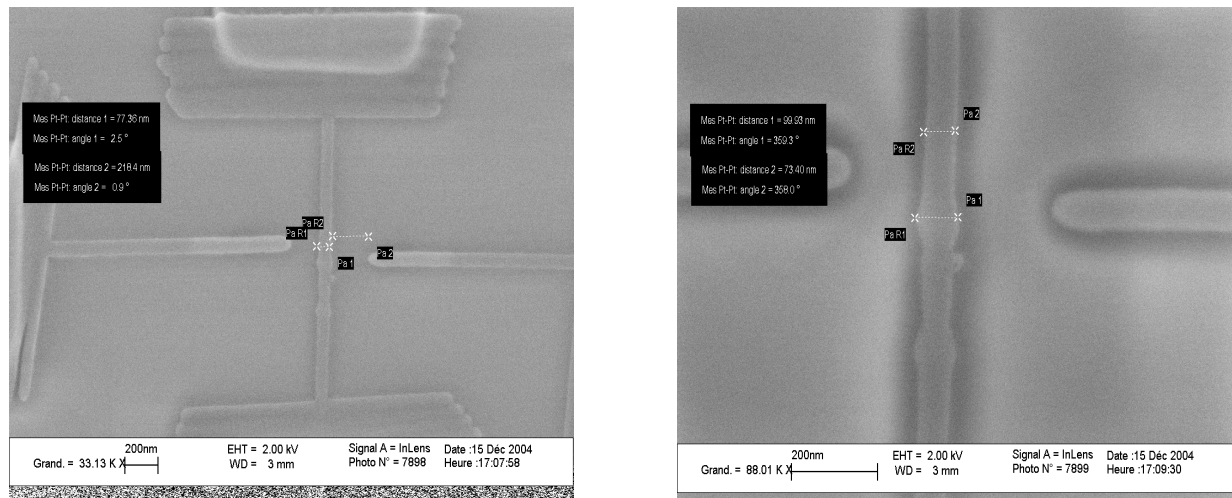
### V.2.1 Nanofil à section à variable

Afin d'étudier un système à section variable nous avons réalisé un fil avec deux îlots géométriques au milieu du nanofil (cf. Figure 17). Par ailleurs, nous pouvons considérer que cette structure est un nanofil avec une rugosité importante. Le fil a deux grilles latérales asymétriques et ses dimensions sont :  $1\mu\text{m}$  en longueur,  $70\text{nm}$  en largeur et le diamètre de chaque îlot géométrique est de l'ordre de  $100\text{nm}$ . Le dopage est de  $10^{19}\text{cm}^{-3}$ , type n.

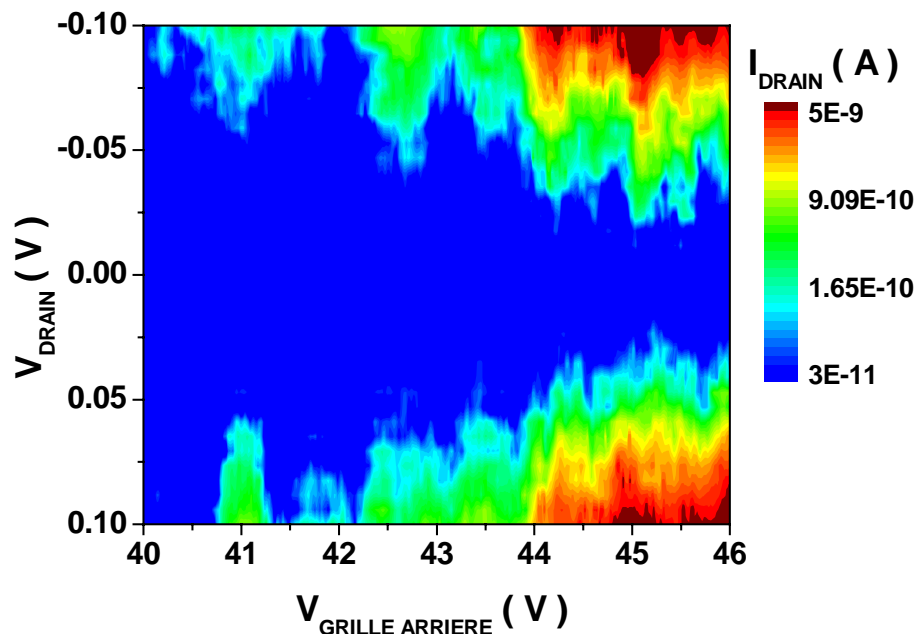
L'analyse du transport dans cette structure nous permettra l'étudier le lien éventuel entre géométrie (rugosité, taille, topologie) et les propriétés du transport électronique.

Suite aux expériences à  $4.2\text{K}$ , nous obtenons la carte de courant en fonction des tensions de la grille arrière est du drain de la Figure 18. Nous retrouvons les caractéristiques étudiées

au chapitre précédent : la diminution de la taille des diamants avec l'augmentation de la tension de grille et le dédoublement des diamants. Nous remarquons également qu'il n'y a pas de point de dégénérescence entre les diamants (même pour de faibles tensions de drain le courant reste nul à toutes les tensions de grille).

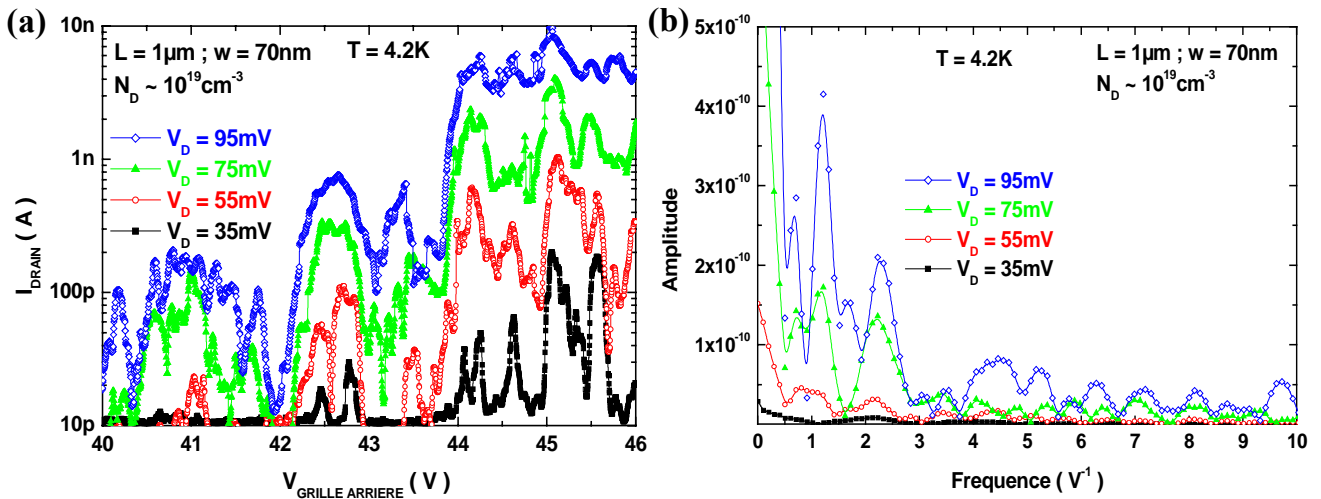


**Figure 17 :** Image MEB d'un fil avec deux bosses géométriques pour étudier le transport dans une structure rugueuse. Le fil a deux grilles latérales asymétriques et ces dimensions sont :  $1\mu\text{m}$  de longueur et  $70\text{nm}$  de largeur. Le diamètre des îlots est de l'ordre de  $100\text{nm}$ . Le dopage est de  $10^{19}\text{cm}^{-3}$ .



**Figure 18 :** Carte de courant en fonction de la tension de grille (abscisse) et de la tension de drain (ordonnée) pour la structure de la Figure 17. Le courant est présenté en échelle logarithmique. Nous remarquons l'absence de points de pincement des diamants, marquant une conduction finie à tension de drain nulle. La structure de diamants de Coulomb semble présenter des doubles pics.

Afin d'extraire la taille des îlots dominant le transport, nous avons tracé les courants en fonction de la tension de grille pour quelques valeurs de la tension de drain (cf. Figure 19). Quand la structure des pics est aussi complexe que dans la Figure 19, une façon de trouver d'éventuelles périodes cachées est d'appliquer la transformée de Fourier rapide (fast Fourier transform, FFT) sur la courbe. S'il y a une périodicité dans les pics, la FFT montre un pic à la fréquence correspondante.

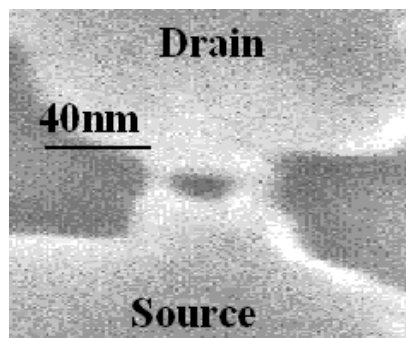


**Figure 19 :** Courant en fonction de la tension de grille arrière pour  $V_d$  : 95mV ; 75mV ; 55mV et 35mV (de haut en bas) (a) et les transformées de Fourier rapides (b). La structure sous test est celle de la Figure 17. La FFT montre plusieurs pics qui traduisent plusieurs périodicités.

La structure des pics ainsi que la FFT sont complexes et difficiles à analyser. Il est néanmoins évident que si le transport est dominé par la géométrie, nous trouverons sa capacité en utilisant le premier pic de la FFT. Le premier pic se trouve à  $0.8V^{-1}$ . La périodicité correspondante est de  $1.25V$ . La capacité extraite est de  $0.128\text{aF}$ . La taille de l'îlot est de l'ordre de  $2\text{nm}$ . Cette valeur ne peut pas être associée à la rugosité. Ainsi, il semble que le transport électronique n'est pas dominé par les défauts de géométrie (rugosité). Ce comportement électronique est certainement lié à des propriétés intrinsèques du silicium. La complexité de la carte de courant (cf. Figure 18) ainsi que la FFT à plusieurs pics (cf. Figure 19) sont sans doute liées à la présence de plusieurs îlots en série.

### V.2.2 Ilots doubles en parallèle

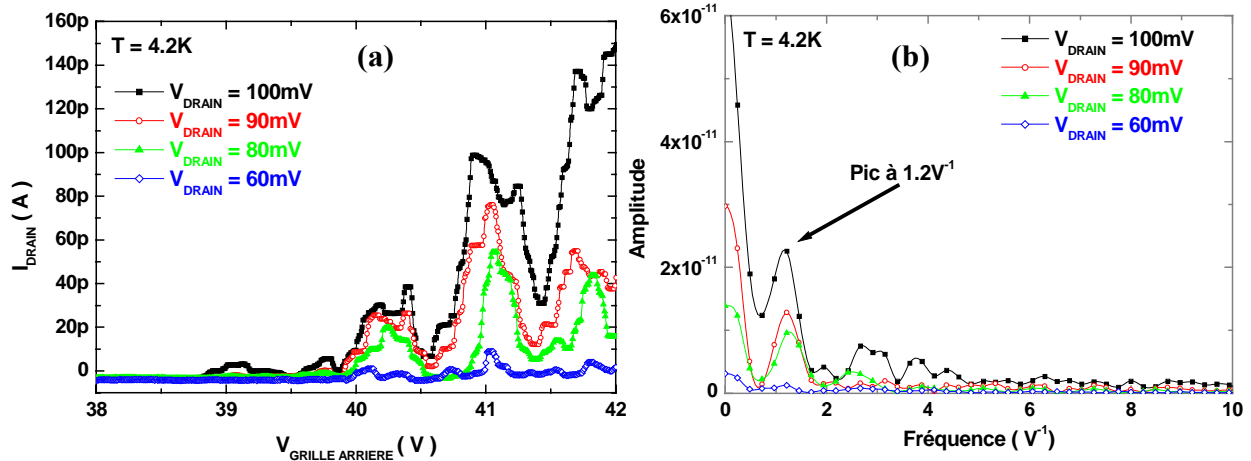
Afin d'étudier le comportement d'un double îlot en parallèle, une structure à deux canaux (cf. Figure 20) et avec un dopage  $N_D \sim 10^{19} \text{cm}^{-3}$  a été testée. Les deux canaux ont des largeurs différentes (10nm et 20nm). La longueur de la structure est de 40nm. Cette structure a été probablement obtenue par une indentation au milieu de la constriction après la croissance de l'oxyde AFM.



**Figure 20 :** Image MEB d'une structure de silicium à deux canaux en parallèle (en blanc). Le canal le plus étroit a une largeur de 10nm. Le canal le plus large fait 20nm. La longueur de la structure est de 40nm.

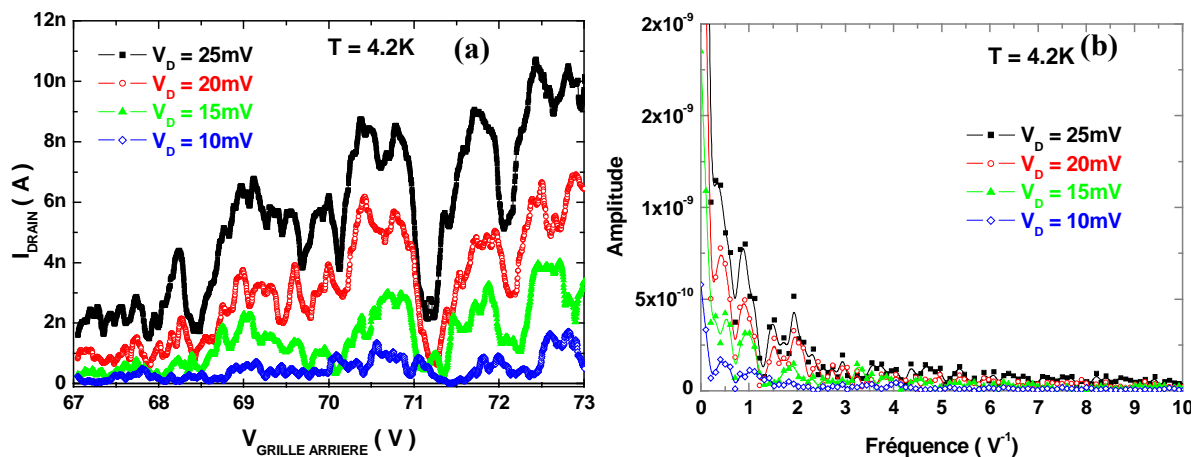
Nous avons mesuré le courant à travers cette structure et l'avons analysé à l'aide de la FFT (cf. Figure 21). Les courbes de courant montrent une structure des pics relativement simple, avec une périodicité visible de l'ordre de 0.8V. Cette valeur est confirmée par la transformée de Fourier rapide montrant un pic à  $1.2\text{V}^{-1}$  pour toutes les tensions de drain sondées. La périodicité en tension est de 0.83V.

La capacité de îlot par rapport à la grille est de 0.192aF. La longueur calculée en utilisant la capacité linéique est de 3.4nm. Il est probable que l'îlot qui limite la conduction se trouve dans le canal large et que le canal étroit n'est pas actif électriquement. Nous remarquons que chaque pic a un petit pic secondaire. Ce petit pic peut être interprété comme le début de l'activation du deuxième canal.



**Figure 21 :** Courbes de courant en fonction de la tension de grille arrière (a) et leurs FFT (b). Pour le nanofil de la Figure 20. Le courant de drain en fonction de la tension de grille montre de pics reproductibles pour plusieurs tensions de drain. Visuellement, nous pouvons dire que ces pics ont une période de l'ordre de 1V. La transformé de Fourier rapide montre pour toutes les tensions de drain un pic à  $1.2\text{V}^{-1}$ , correspondant à une périodicité de  $0.83\text{V}$  et confirmant la périodicité observable dans les courbes de courant.

Nous avons réalisé des mesures à des tensions de grille arrière plus élevées afin de complètement activer le deuxième canal. Les courbes de courant (cf. Figure 22a) ont une structure plus complexe ; il n'est pas possible d'observer directement une périodicité. La transformée de Fourier rapide montre plusieurs pics reproductibles pour plusieurs valeurs de tension de drain (cf. Figure 22b). Il est difficile de faire des analyses quantitatives d'après cette FFT. Ce qui nous semble sûr est la présence des plusieurs périodicités superposées, correspondant à plusieurs îlots actifs. Malheureusement il n'est pas possible de déduire de la FFT si les îlots actifs sont en série ou en parallèle.

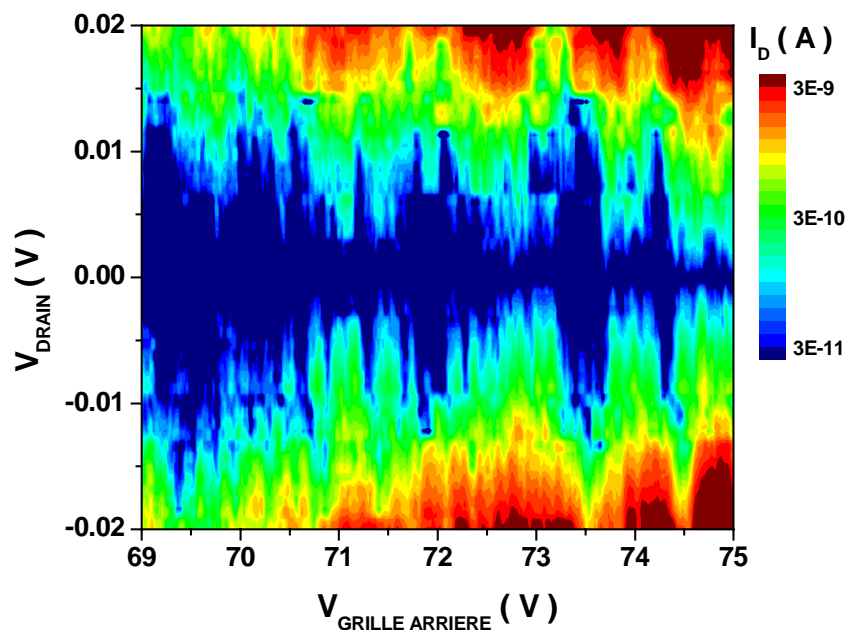


**Figure 22 :** Courbes de courant en fonction de la tension de grille pour des valeurs plus élevées (a) pour le nanofil de la Figure 20. Aucune périodicité n'est visible. Dans la FFT (b), la structure des pics est très complexe par rapport aux mesures de la Figure 21.

Nous pouvons cependant comparer le diagramme de stabilité expérimental correspondant aux tensions de grille fortes (cf. Figure 23) avec des simulations de digramme des systèmes à deux îlots en série (cf. Figure 24) ou en parallèle (cf. Figure 25 ).

Pour les valeurs fortes de tension de grille, nous avons tracé la carte de courant en fonction de la tension de grille et de la tension de drain (cf. Figure 23). Remarquons que pour  $V_D = 0.06V$  il y a une ligne décalée par rapport aux autres du diagramme de stabilité. Le diagramme est constitué de courbes  $I_D - V_{BG}$  pour plusieurs  $V_D$ . Le décalage pour  $0.06V$  est la signature d'une charge d'offset qui a décalé légèrement le point de fonctionnement. Le même phénomène s'est produit à  $-0.011V$ , où il y a une autre ligne du même type.

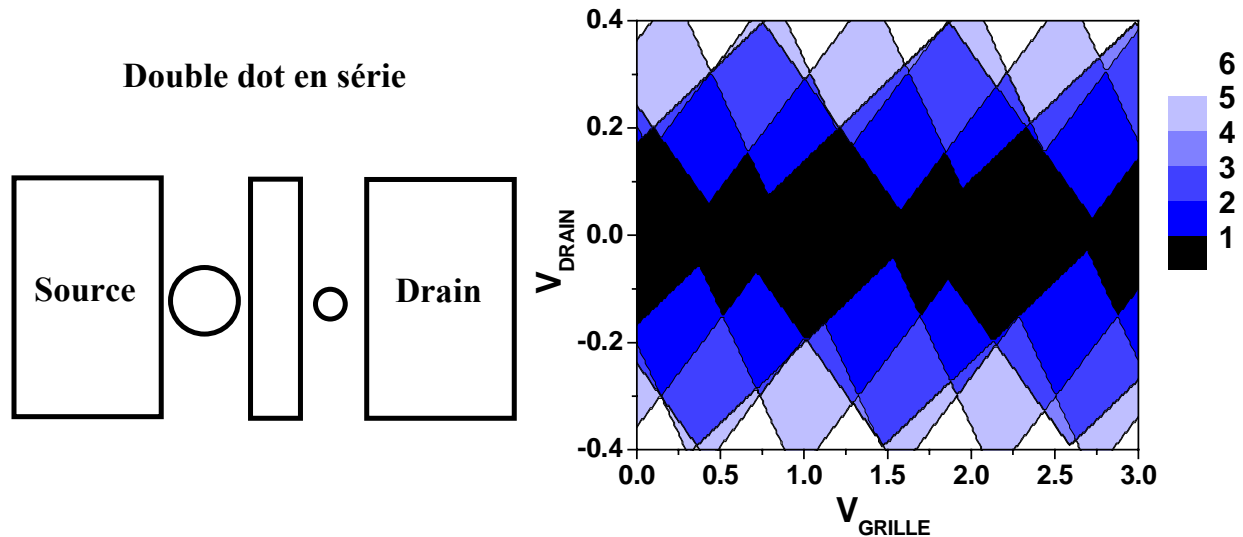
La structure de diamants présente des battements (alternance périodique de hauteurs des diamants). A plusieurs tensions de grille, pour une tension de drain de  $0V$ , la structure présente une conductance finie à tension nulle. Ces endroits sont des points de dégénérescence entre états de charge voisins annulant le blocage de Coulomb.



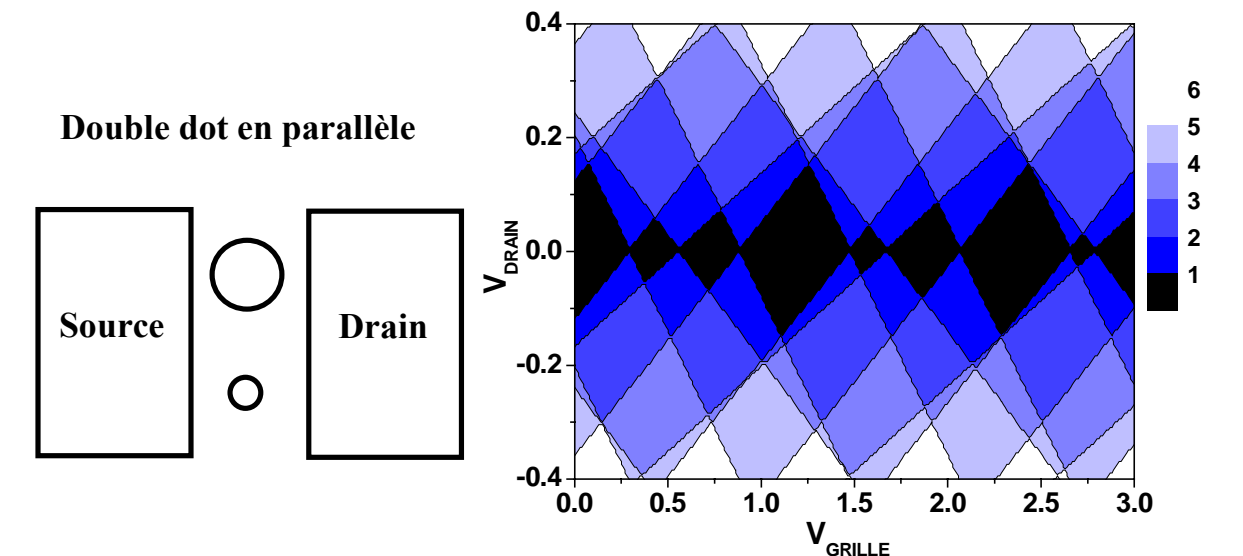
**Figure 23 :** Carte de courant mesuré à 4.2K avec des hautes tensions de grille arrière pour la nanostructure à double canal de la Figure 20. Le courant est représenté en échelle logarithmique des nuances. Une structure présentant des battements entre petits et grands diamants apparaît assez nettement. Des points de pincement sont obtenus pour une tension de drain de  $0V$ .

Nous avons simulé le diagramme de stabilité à  $0K$  pour le cas d'un double îlot quantique en série (cf. Figure 24) et en parallèle (cf. Figure 25), sans prendre en compte le couplage capacitif entre les îlots. L'ensemble peut être traduit par deux îlots couplés par une électrode. Les paramètres d'îlots sont les mêmes pour les deux simulations :

- dot 1 : la capacité de grille est de 0.9 ; les capacités de couplage à la source et au drain sont de 2.1. Il en résulte une capacité totale de 5.1.
- dot 2 : la capacité de grille est de 1.7 ; les capacités de couplage à la source et au drain sont de 2.5. Il en résulte une capacité totale de 6.7.



*Figure 24 : Simulation d'un diagramme de stabilité pour deux îlots en série sans couplage capacitif entre eux. Le système est équivalent à deux îlots séparés par une électrode et couplés chacun à la source ou au drain. Les diamants obtenus n'ont pas de points de dégénérescence à tension de drain nulle.*



*Figure 25 : Simulation du diagramme de stabilité pour un double îlot en parallèle sans couplage capacitif entre les îlots. Les paramètres de la simulation sont les mêmes que ceux de la Figure 24. Nous remarquons l'alternance de hauteurs dans les diamants et la présence de points de dégénérescence pour une tension de drain nulle.*

Dans le digramme pour les îlots en série, le gap de Coulomb existe pour toutes les valeurs de tension de drain. Les diamants sont dédoublés, mais il n'y a pas des battements. Par contre le diagramme pour le cas des deux îlots en parallèle ressemble à celui obtenu expérimentalement : il existe des points de dégénérescence et des alternances pour les hauteurs des diamants, similaires aux battements. En effet, quand le système contient deux îlots en parallèle il suffit d'avoir un îlot débloqué pour avoir du courant à travers la structure. Ainsi, pour les mêmes capacités, les régions bloquées sont plus grandes pour le cas en série que pour le cas en parallèle (cf. Figure 24 et Figure 25).

La comparaison expérience – simulations montre qu'il y a une forte ressemblance entre la simulation du cas îlots en parallèle et le résultat expérimental obtenu dans la Figure 23. Tous ces résultats sont cohérents avec la possibilité d'activer le deuxième canal de conduction à des tensions de grille arrière plus fortes. De expériences supplémentaires sont nécessaires afin de confirmer cette hypothèse.

### **V.2.3 Simulations pour des systèmes à double îlot**

Nous avons remarqué que les cartes de courant expérimentales ne sont pas toujours faciles à interpréter, notamment quand il s'agit de la conduction dans un système désordonné. Nous présenterons ici quelques simulations sur un système à deux îlots, sans couplage et sans prendre en compte l'effet de champ. Nous étudions deux types de désordre : îlots de géométrie différente et présence des charges d'offset.

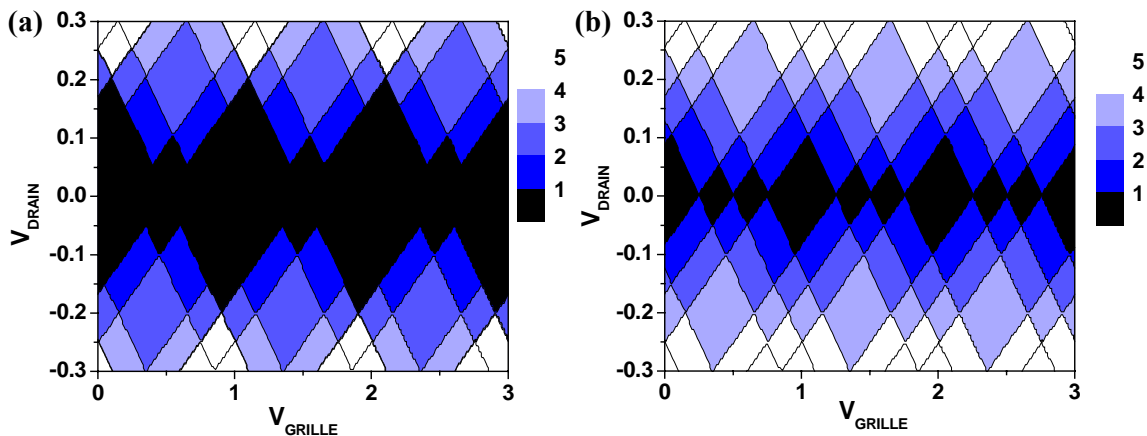
La Figure 26 et la Figure 27 montrent comment les diagrammes de stabilité évoluent en fonction du rapport entre les géométries des deux îlots du système. Les simulations sont réalisées sans prendre en compte les charges d'offset. Deux rapports entre les capacités ont été simulés : 2 (cf. Figure 26) et 4 (cf. Figure 27). Nous n'avons pas montré les diagrammes quand les îlots ont les mêmes dimensions, car dans ce cas les diamants sont entièrement superposés. Quand les deux îlots ont les mêmes dimensions, le diagramme est équivalent à celui d'un îlot.

Par la suite, nous étudions l'évolution des diagrammes de stabilité, en fonction du rapport des dimensions d'îlots. Dans les cas d'îlots en série (courbes (a) des deux figures), il n'y a pas de pincement entre les diamants. Le gap existe toujours, mais sa largeur diminue quand le rapport entre les dimensions des îlots augmente. En termes de hauteur, il y a toujours

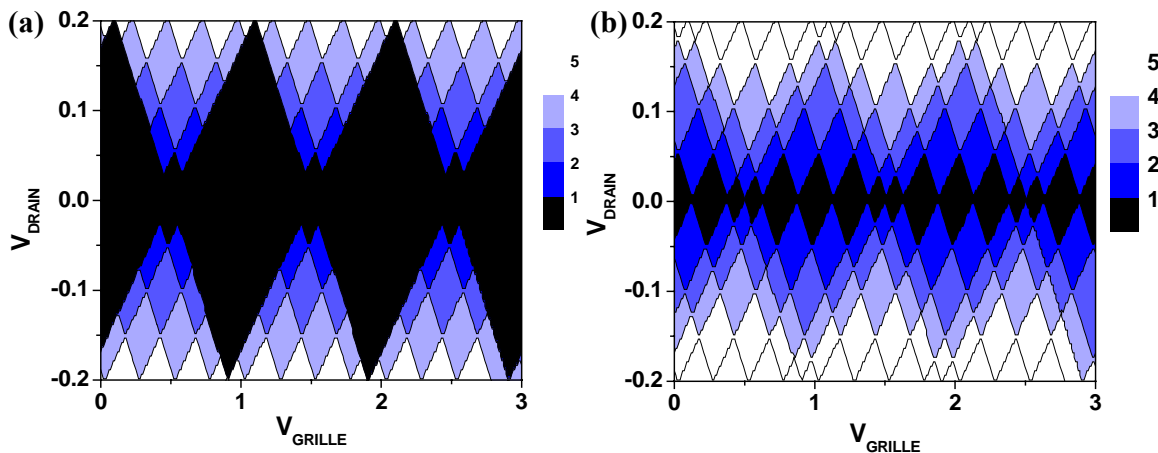


un petit diamant suivi par un grand diamant. Plus la différence entre les îlots sera grande, plus le petit îlot dominera le transport et le diagramme s'approche du diagramme d'un seul îlot.

Pour le système d'îlots en parallèle (courbes (b) des deux figures), il y a toujours des points de pincement entre les diamants et une alternance entre le nombre et la hauteur des diamants. Quand le rapport entre les capacités de grille augmente, la différence entre les périodicités caractéristiques à chaque îlot devient grande. Dans le diagramme de stabilité l'alternance de hauteurs des diamants laisse deviner la présence d'une enveloppe, dont la périodicité correspond à l'îlot le plus grand.

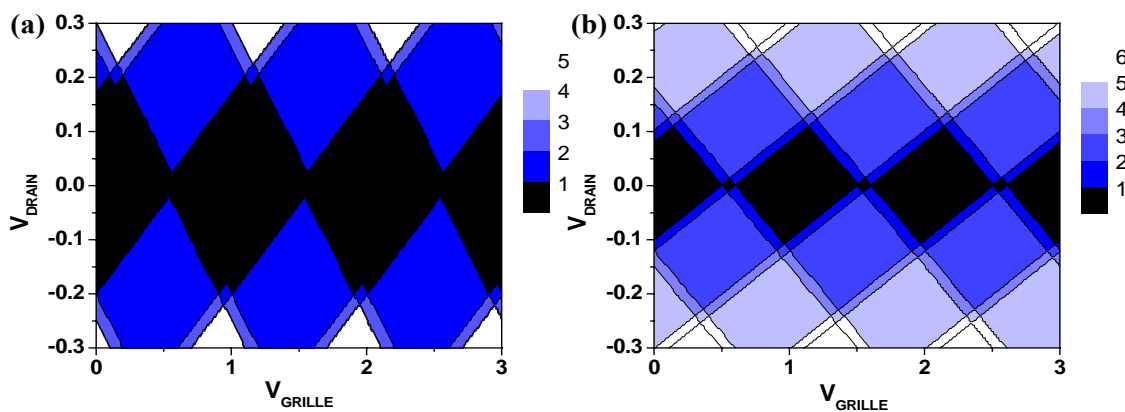


**Figure 26 :** Diagrammes de stabilité simulés pour un système de deux îlots en série (a) et parallèle (b). Le rapport entre les capacités de grille et celui entre les capacités vers source et drain est 2. Remarquons l'absence des points de pincement dans le cas série et l'alternance de la hauteur des diamants pour le cas parallèle.

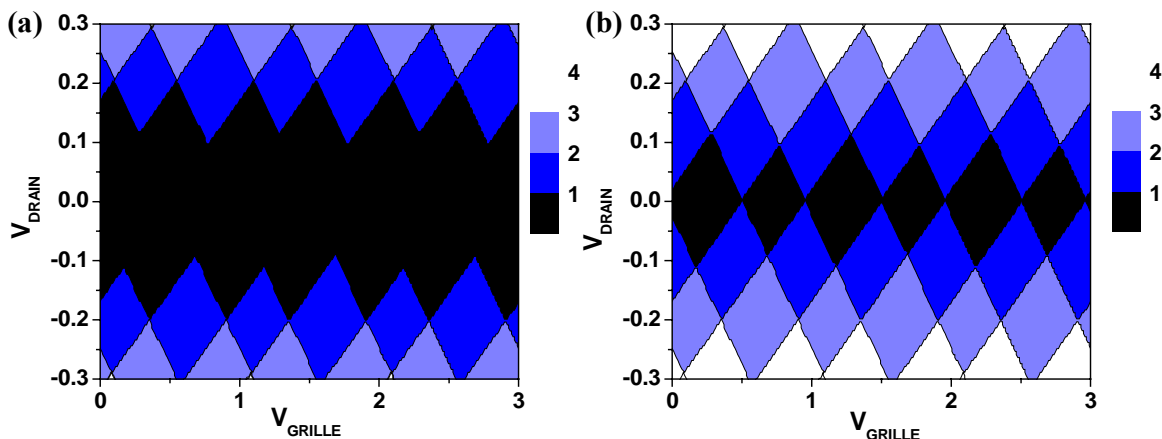


**Figure 27 :** Diagrammes de stabilité pour un système de deux îlots en série (a) et en parallèle (b). Le rapport entre les capacités de grille et celui entre les capacités vers source et drain est 4. Il n'y a pas de point de pincement pour les îlots en série. En parallèle, il y a des points de pincement et une alternance entre le nombre de diamants et leurs hauteurs. L'alternance des hauteurs des diamants laisse deviner une enveloppe de tous les diamants. La périodicité de l'enveloppe est donnée par l'îlot le plus grand.

Dans les systèmes réels, en plus d'une variation des dimensions des îlots, il peut y avoir des charges d'offset différentes pour chaque îlots. Dans la Figure 28 et dans la Figure 29 sont montrés les diagrammes de stabilité pour un système de deux îlots de mêmes dimensions. L'un des îlots a des charges parasites. Nous faisons varier la charge d'offset et nous regardons l'évolution des diamants. Pour le cas série (courbes (a) de deux figures), quand la charge d'offset augmente, il y a un dédoublement des diamants. En se rapprochant de la valeur de  $0.5e$ , les parties négatives et positives des diamants sont décalées. Dans les digrammes pour le système en parallèle (courbes (b) des deux figures), les charges d'offset induisent l'apparition de petits diamants qui grandissent avec la charge d'offset.



**Figure 28 :** Diagrammes de stabilité simulés pour un système de deux îlots de dimensions égales. L'un des îlots a une charge d'offset de  $0.1e$ . Dans le digramme série (a) il y a un léger dédoublement des diamants. Dans le diagramme pour les îlots en parallèle (b), de petits diamants sont visibles. Les points de pincement sont toujours présents.



**Figure 29 :** Diagrammes de stabilité simulés pour un système de deux îlots de dimensions égales. L'un des îlot a une charge d'offset de  $0.45e$ . Dans le digramme série (a) le gap est toujours présent, mais il y a décalage entre les côtés positifs et négatifs. Le gap est toujours présent. Dans le diagramme pour les îlots en parallèle (b), les diamants ont une légère différence de hauteur à cause des charges d'offset. Les points de pincement sont toujours présents.

Ainsi, même dans un système simple de deux îlots sans prendre en compte le couplage entre les îlots, une multitude de diagrammes de stabilité peuvent être obtenus. Nous démontrons ici que le diagramme de stabilité est très sensible au désordre (charges d'offset ou variations des dimensions des îlots).

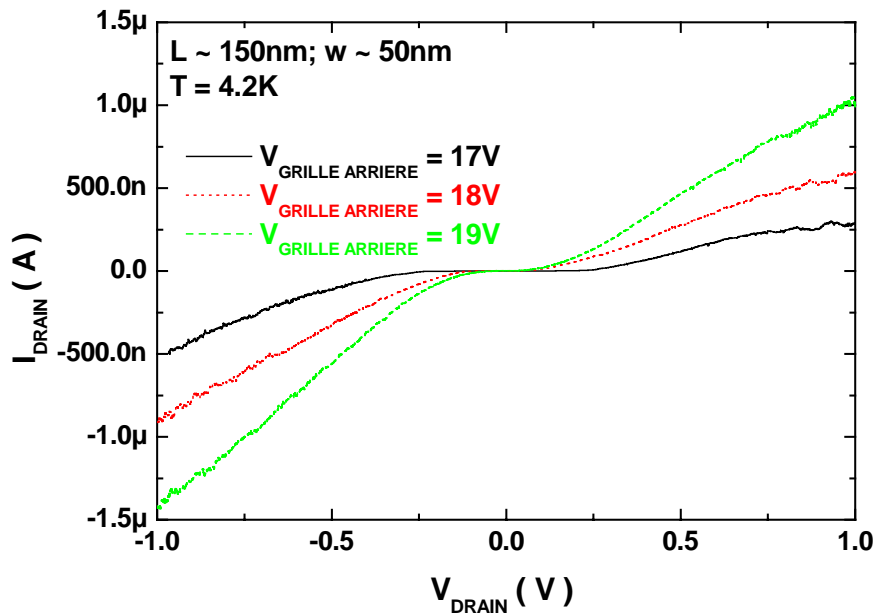
Dans un système réel, les îlots ont des dimensions variables et des charges d'offset variables. De plus, il suffit d'un défaut à un certain endroit du nanofil pour que le fil soit « coupé » en deux segments (îlots). Ainsi, il peut être très difficile de faire des analyses quantitatives des îlots à partir des diagrammes de stabilité réels, pour le cas de nanofils désordonnés.

### **V.2.4 Transport par des chemins de percolation dans le canal**

En général, nous pouvons très bien envisager que pour les nanofils fortement dopés et sous forte tension de grille le transport électronique est donné par la somme des chemins de conduction en parallèle qui sont formés dans le nanofil. Chaque chemin de conduction est une chaîne d'îlots en série. Quand le transport électrique est la somme des chemins de conduction en parallèle à l'intérieur du nanofil, nous pouvons parler de la dimensionnalité du transport, comme nous l'avons vu dans la partie théorique sur le transport dans des chaînes (section V.1.2). Cette dimensionnalité du transport peut être estimée à partir des mesures électriques, en utilisant le modèle de Middleton. La difficulté d'application de ce modèle est que le facteur d'échelle qui donne la dimensionnalité de la chaîne dépend d'un autre paramètre qui est la tension de seuil,  $V_T$ .

#### **V.2.4.1 Les échantillons à faible dopage ( $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )**

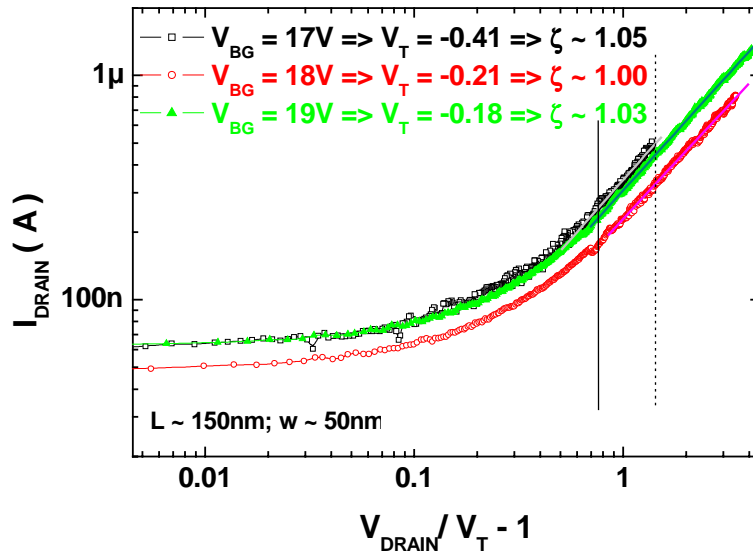
Typiquement, il y a une légère dissymétrie des courbes  $I_D - V_D$  entre les côtés positif et négatif (cf. Figure 30). Ainsi, dans quasiment tous les cas nous avons obtenu deux valeurs pour le facteur d'échelle, l'une pour le côté négatif et l'autre pour le côté positif des courbes  $I_D - V_D$ , mais les deux valeurs sont très proches.



**Figure 30 :** Ensemble de courbes  $I_D - V_D$  à 4.2K pour un échantillon sans grilles latérales de dopage  $2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ . La longueur du nanofil est de 150nm et sa largeur de 50nm. Une région de courant nul, appelée gap de Coulomb, est présente au tour de 0V sur le drain. Le gap de Coulomb est modulé par la tension de grille arrière.

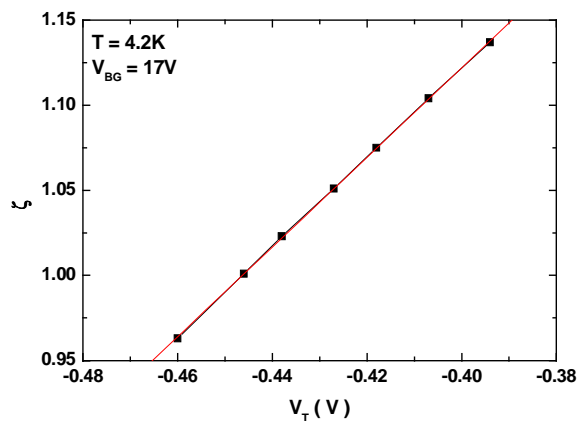
Comme nous l'avons déjà vu, le facteur d'échelle risque de dépendre de la tension de seuil. Par la suite nous allons donner un exemple numérique par rapport à cette dépendance. Pour cet exemple, la tension de seuil est calculée comme l'intersection de la tangente à la partie linéaire avec l'axe horizontal  $I_D = 0\text{A}$ . Les calculs de la tension normalisée,  $\frac{V_D}{V_T} - 1$ , et l'extraction du facteur d'échelle,  $\zeta$ , se font pour les tensions de drain plus grandes que la tension de seuil, car le modèle perd tout son sens si la structure est en état bloqué.

La Figure 31 montre des courbes typiques de  $I_D$  en fonction de la tension normalisée, en échelles logarithmiques ; ces courbes ont été obtenues pour le côté négatif des courbes de la Figure 30. Les lignes verticales marquent la limite inférieure de l'intervalle de calcul du facteur d'échelle (la ligne pleine, pour  $V_{\text{BG}} = 17\text{V}$  et la ligne en pointillée, pour  $V_{\text{BG}} = 18\text{V}$  et 19V).



**Figure 31 :** Courbes typiques  $I_D - (V_D/V_T - 1)$  pour le côté négatif des courbes de la Figure 30. Pour des tensions de drain assez fortes  $(V_D/V_T - 1) > 1$ , les courbes peuvent être ajustées avec des droites. Leur pente donne le facteur d'échelle qui caractérise la dimensionnalité du transport électronique à l'intérieur de la structure. Dans cet exemple, le facteur d'échelle est de l'ordre de 1, ce qui signifie que le transport est unidimensionnel.

Pour  $V_{BG} = 17V$ , nous avons fait plusieurs calculs du  $\zeta$ , en gardant le même intervalle mais en chargeant la valeur de la tension de seuil. Nous obtenons la droite de la Figure 32, dont la pente est de 2.635. Un calcul simple permet d'évaluer que pour une variation de la tension de seuil de 0.05V, le facteur d'échelle aura une variation de 0.13. Nous précisons que l'erreur typique d'extraction de la tension de seuil ne dépasse pas 0.05V. Cela veut dire que le facteur d'échelle ne change pas de manière significative à cause des variations du paramètre tension de seuil.



**Figure 32 :** Facteur d'échelle en fonction de la tension de seuil pour le même intervalle de tensions de drain. Les données expérimentales utilisées pour cette estimation sont celles de la Figure 30. Les erreurs dans l'estimation de la tension de seuil ne changent pas de manière significative le facteur d'échelle.

Pour tous les échantillons faiblement dopés les valeurs pour le facteur d'échelle vont de 0.85 à 1.2 (5 échantillons et plusieurs campagnes à froid). Ceci est compatible avec le fait que pour ces échantillons (qui ont tous une largeur pas plus grande que 50nm) il y a au maximum 3 dopants par section transversale (la distance entre les atomes dopants étant de l'ordre de 16nm), et le transport se fait dans la limite d'une chaîne unidimensionnelle d'îlots.

#### V.2.4.2 Les échantillons à fort dopage ( $\sim 10^{19} \text{cm}^{-3}$ )

Si l'apparition d'îlots dans les nanofils est due aux atomes dopants, le facteur d'échelle pour les échantillons fortement dopés devrait être plus grand que pour les échantillons faiblement dopés. La Figure 33 montre un ensemble de courbes de courant en fonction de la tension de drain pour un échantillon fortement dopé. Les courbes de courant en fonction de la tension de drain normalisée (cf. Figure 34), pour les côtés négatifs et positifs des polarisations, permettent le calcul du facteur d'échelle. Nous obtenons pour le côté négatif (dans l'ordre croissant des tensions de grille) : 1.75, 1.97 et 2.01 et pour le côté positif : 1.72, 1.96 et 2.10. Les valeurs sont plus grandes que celles obtenues pour les échantillons faiblement dopés et elles sont plus proches de 1.7 qui correspond au transport bidimensionnel. Nous avons ainsi la confirmation que la dimensionnalité des chemins de transport électronique dépend du nombre de dopants dans le nanofil. Nous remarquons également une légère augmentation du facteur d'échelle avec la tension de grille. Cette tendance se retrouve dans beaucoup de mesures, mais il est difficile de comparer les échantillons entre eux en raison des conditions de mesure. En effet, elles ne sont pas forcément identiques et la distribution des charges d'offset est aléatoire.

Pour toutes les structures fortement dopées que nous avons mesurées, nous avons trouvé un facteur d'échelle qui varie de 1 à 2.5 (10 échantillons et plusieurs campagnes à froid).

Des exemples de la littérature montrent des facteurs d'échelle supérieurs à 2 [9], [12]. La valeur théorique de  $\zeta$  pour des systèmes tridimensionnels n'est pas connue. Il est toutefois logique qu'elle soit supérieure à celle des systèmes bidimensionnels. Ainsi, nous interprétons les résultats du facteur d'échelle supérieur à 1.7 comme étant du transport à trois dimensions à l'intérieur des fils larges et fortement dopés.

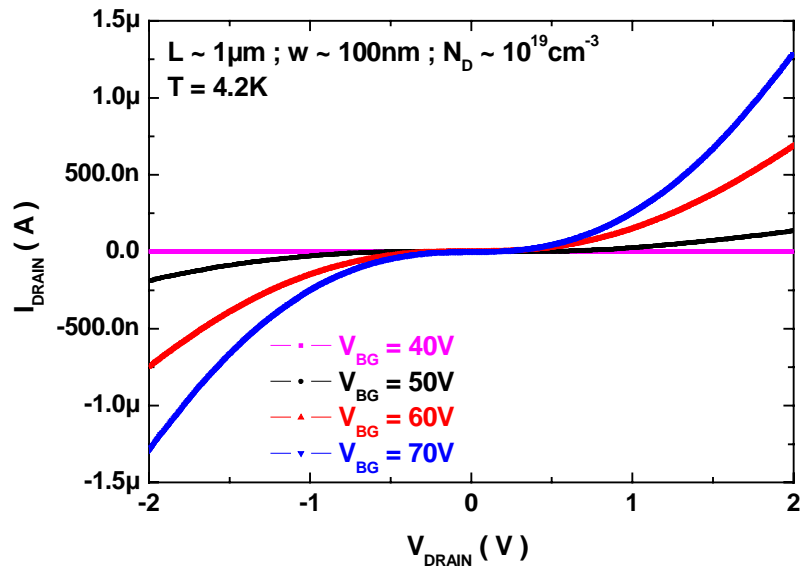


Figure 33 : Courbes  $I_D - V_D$  pour plusieurs valeurs de tension de grille arrière pour un nanofil de  $1\mu\text{m}$  de longueur et  $100\text{nm}$  de largeur, dopé à  $10^{19}\text{cm}^{-3}$ . Nous remarquons la présence du gap de Coulomb qui est modulable par la tension de grille arrière.

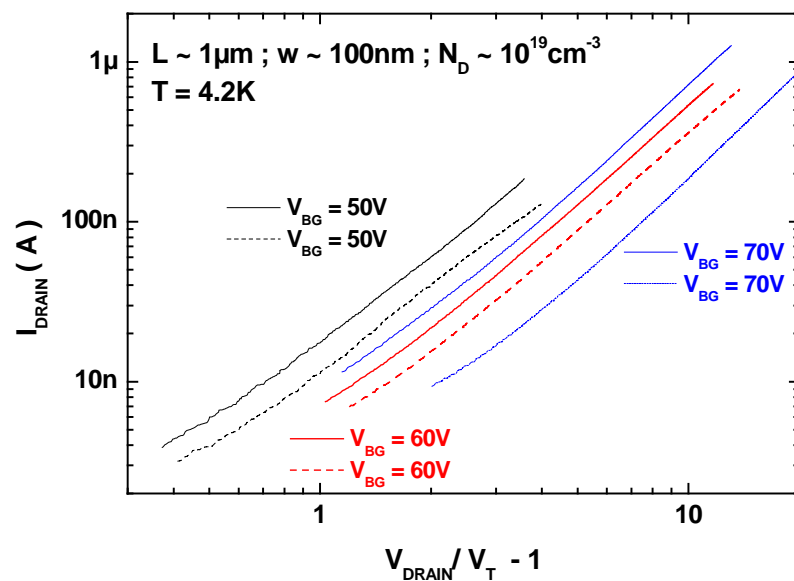
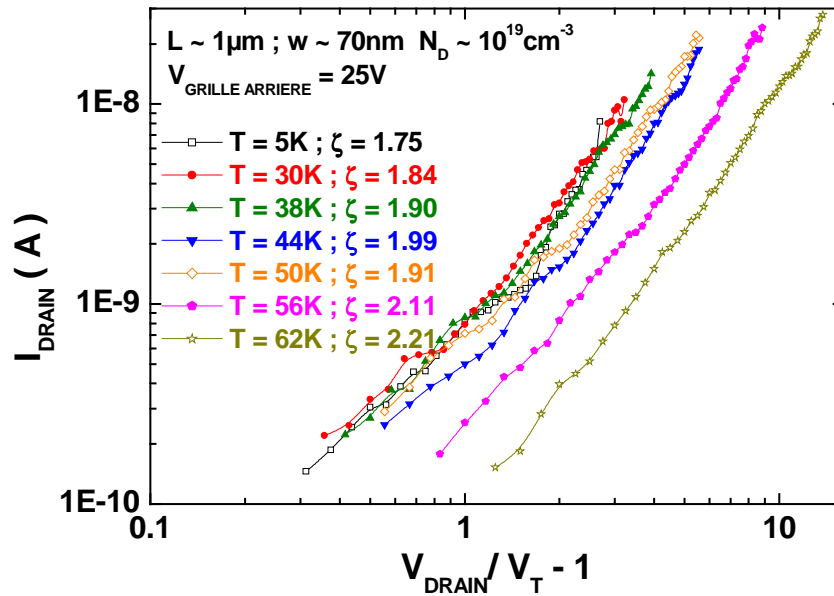


Figure 34 : Courbes  $I_D - (V_D/V_T - 1)$  correspondant aux mesures de la Figure 33. Le calcul du facteur d'échelle a été fait pour le côté positif (lignes pleines) et négatif (lignes en pointillées) pour chaque tension de grille. Les valeurs obtenues pour les facteurs d'échelle sont plus proches ou supérieures à 1.7, correspondant au transport bidimensionnel.

L'évolution du facteur d'échelle avec la température a été étudiée (cf. Figure 35). Le transport dans le nanofil est bidimensionnel à basse température et évolue vers un transport de type tridimensionnel avec l'augmentation de la température. Ceci est compatible avec le fait qu'en augmentant la température, les barrières tunnel peuvent être franchies plus facilement

par les porteurs. Ces résultats montrent un transport prédominant bidimensionnel ou même tridimensionnel pour les nanofils fortement dopés et sont en accord avec le fait que le nombre d'atomes dopants par section transversale est bien supérieur à 1 (par exemple, 45 pour le nanofil qui a été mesuré dans la Figure 35).



*Figure 35 : Evolution du facteur d'échelle avec la température. La structure sous test a une longueur de  $1\mu\text{m}$  (200 dopants/longueur), une largeur de  $70\text{nm}$  (15 dopants/largeur) et une l'épaisseur est de  $15\text{nm}$  (3 dopants/épaisseur). Etant donné le nombre de dopants pour chaque dimension, il est probable que le transport électronique soit bi ou même tri dimensionnel. Ceci est en accord avec les valeurs du facteur d'échelle calculées.*



### V.3 Conclusion

Du point de vue électrique, les nanofils ont un comportement équivalent à des chaînes d'îlots uni et bi dimensionnelles. Nous avons montré par des simulations, l'effet de double îlots en série et en parallèle sur le diagramme de stabilité. Pour les îlots en parallèle, le gap de Coulomb se pince et la conductance devient finie (non-nulle) à tension de drain nulle. Le gap existe toujours pour les îlots en série. De plus, dans le cas parallèle il y a une forte alternance des hauteurs de diamants. Nous avons retrouvé ces caractéristiques dans les mesures réalisées sur nos échantillons. Pour étudier le deux cas, série et parallèle, nous avons fabriqué une structure à double canal (canaux de largeurs différentes). Pour les faibles tensions de grille arrière, la périodicité des pics de courant est simple et correspond certainement à un îlot dans le grand canal. Pour des tensions de grille arrière élevées, les courbes  $I_D-V_{BG}$ , ainsi que leurs FFT sont complexes et difficiles à interpréter. Il est tout de même possible de mettre en évidence plusieurs périodes dans la FFT. Dans ce cas, la carte de courant ressemble aux simulations d'un double îlot en parallèle, par la présence de points de dégénérescence et par l'alternance des hauteurs et du nombre de diamants. Nous interprétons ces résultats comme l'activation du deuxième canal pour les fortes tensions de grille arrière.

En général, pour les fils plus larges et d'un fort dopage il peut y avoir plusieurs chemins de percolation parallèles qui peuvent co-exister. Le courant dans le canal est la somme des courants à travers chaque chemin de percolation. Il est possible d'extraire la dimensionnalité du transport électronique dans les nanofils à partir d'un modèle basé sur une matrice de capacités couplées entre elles. Le courant de drain dans un tel système a une dépendance exponentielle de la tension de drain, l'exposant étant le facteur d'échelle. La théorie a montré que le facteur d'échelle vaut 1 pour le transport unidimensionnel et 1.7 pour le transport bidimensionnel.

Nous avons montré que pour les nanofils de dopage  $2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ , le transport électrique est unidimensionnel, alors que pour les nanofils de dopage  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  le transport est bi ou tridimensionnel. Une augmentation de la dimensionnalité en fonction de la température a été mise en évidence.

En revanche, pour les faibles tensions de grille arrière, le transport est dominé par le plus petit îlot de la série. Cela permet d'obtenir des diagrammes de stabilité « simples » même pour les fils relativement longs. C'est le cas qui a été traité dans le chapitre précédent.

## V.4 Bibliographie

- [1] W. G. van-der-Wiel, S. De-Franceschi, J. M. Elzerman, T. Fujisawa, S. Tarucha, L. P. Kouwenhoven. Electron transport through double quantum dots. *Rev. Mod. Phys.* 2003; 75: 1-22.
- [2] N. C. van-der-Vaart, S. F. Godijn, Y. V. Nazarov, C. J. P. M. Harmans, J. E. Mooij, L. W. Molenkamp et al. Resonant tunneling through two discrete energy states. *Phys. Rev. Lett.* 1995; 74: 4702-5.
- [3] I. M. Ruzin, V. Chandrasekhar, E. I. Levin, L. I. Glazman. Stochastic Coulomb blockade in a double-dot system. *Phys. Rev. B* 1992; 45: 13469-78.
- [4] P. A. Lee. Variable-range hopping in finite one-dimensional wires. *Phys. Rev. Lett.* 1984; 53: 2042-5.
- [5] F. R. Waugh, M. J. Berry, C. H. Crouch, C. Livermore, D. J. Mar, R. M. Westervelt et al. Measuring interactions between tunnel-coupled quantum dots. *Phys. Rev. B* 1996; 53: 1413-20.
- [6] A. A. M. Staring, H. van-Houten, C. W. J Beenakker. Coulomb-blockade oscillations in disordered quantum wires. *Phys. Rev. B* 1992; 45: 9222-36.
- [7] A. A. Middleton, N. S. Wingreen. Collective transport in arrays of small metallic dots. *Phys. Rev. Lett.* 1993; 71: 3198-201.
- [8] D. M. Kaplan, V. A. Sverdlov, K. K. Likharev. Coulomb gap, Coulomb blockade, and dynamic activation energy in frustrated single-electron arrays. *Phys. Rev. B* 2003; 68: 45321-1.
- [9] R. Parthasarathy, L. Xiao Min, H. M. Jaeger. Electronic transport in metal nanocrystal arrays: the effect of structural disorder on scaling behavior. *Phys. Rev. Lett.* 2001; 87: 1-4.
- [10] K. Elteto, L. Xiao Min, H. M. Jaeger. Electronic transport in quasi-one-dimensional arrays of gold nanocrystals. *Phys. Rev. B* 2005; 71: 205412-1.
- [11] A. Pepin, C. Vieu, M. Mejias, Y. Jin, F. Carcenac, J. Gierak et al. Temperature evolution of multiple tunnel junction devices made with disordered two-dimensional arrays of metallic islands. *App. Phys. Lett.* 1999; 74: 3047-9.
- [12] C. T. Black, C. B. Murray, R. L. Sandstrom, S. Sun. Spin-dependent tunneling in self-assembled cobalt-nanocrystal superlattices. *Science* 2000; 290: 1131-4.



## VI. Conclusion

Dans cette thèse, nous avons étudié de manière globale des nanostructures de silicium connectées, depuis l'optimisation d'une technique de fabrication originale jusqu'aux mesures électriques à température ambiante et à basse température. Au cours de ce travail, nous nous sommes attachés à exploiter notre double compétence : fabrication d'une part, mesures électriques et cryogénie d'autre part. Ceci nous a permis d'explorer les limites du transport dans le silicium dopé et nanostructuré. Aussi avons-nous montré au cours de ce travail que l'on peut explorer certains effets physiques en modifiant la géométrie des structures et étudier directement l'effet de ce changement sur les mesures électriques. Cet « aller-retour » rapide entre fabrication et mesures s'est avéré très utile pour comprendre les liens complexes qui relient propriétés structurelles et électroniques dans le silicium nanostructuré.

### **Nanofabrication par litho AFM**

Nous avons décrit la technique de fabrication que nous avons utilisée : l'oxydation locale sous AFM, sur substrat ultra mince de SOI. Nous avons ainsi associé les avantages d'un substrat SOI (amincissement vertical, qualité cristallographique du silicium, qualités des interfaces) avec les avantages de la lithographie par une technique de champ proche (haute résolution, absence des effets de proximité, absence de l'irradiation du silicium par des ions ou d'électrons rapides).

De plus, la méthode de gravure humide du silicium assure, de par son anisotropie, un contrôle géométrique et une rugosité faible pour les structures finales. Ce procédé ne nécessite pas de résine ni de jeux de masques et permet donc facilement l'exploration de plusieurs géométries des structures ainsi que l'alignement par rapport aux objets déjà existants sur le substrat. La souplesse de ce procédé autoriserait même une modification contrôlée de ces nanostructures après une première mesure électrique.

En conclusion, cette technique nous a permis de réaliser des nanostructures de silicium avec des sections comprises entre  $150\text{nm}^2$  et  $2250\text{nm}^2$ . Des dimensions latérales aussi petites que  $10\text{nm}$  (sur le dispositif final) ont pu être obtenues. Il s'agit là de nanofils fabriqués par une technique « top-down » et connectés parmi les plus étroits fabriqués et mesurés à ce jour. Avec ces nanofils, nous avons exploré le transport dans la limite où le nombre de dopants par section est de l'ordre de l'unité.

De plus, des structures particulières comme des constriction locales, des fils à section variable ou des fils en parallèle ont pu être obtenues. Une propriété remarquable de ces structures est la facilité d'obtenir des angles droits, grâce à la méthode de gravure anisotrope.

Pour décorréler les propriétés électroniques du silicium des effets de géométrie, nous avons également étudié des nanofils simples (avec ou sans des grilles latérales).

### **Transport électroniques à température ambiante**

Nous avons testé l'effet de champ des nanostructures à température ambiante. Nous avons vérifié que des nanostructures de géométries identiques conduisent à une faible dispersion des caractéristiques électroniques. Les éventuelles fluctuations du nombre de dopants d'une structure à une autre n'affectent guère le transport électronique à température ambiante. Ceci implique que les effets mésoscopiques sont absents à température ambiante (pour des sections plus grandes que  $150\text{nm}^2$ ). Ainsi, la variation de la résistance à l'ambiante semble suivre la loi d'Ohm. Contrairement à ce qui a pu être observé par d'autres groupes sur des nanostructures à priori de même type nous n'avons pas observé de divergence de la conductance pour des sections de fils inférieures à  $750\text{nm}^2$ . Nous attribuons l'absence de cette divergence à la faible rugosité de surface, en particulier due à notre technique de fabrication.

L'absence d'effets mésoscopiques à température ambiante suggère que la théorie « classique » du MOSFET peut s'appliquer jusqu'à des sections aussi petites que  $100\text{nm}^2$ , afin de quantifier l'effet de champ observé et dû à la grille arrière et aux grilles latérales.

Nous avons pu mettre en évidence une hystérésis dans la transconductance, liée à des charges de surface, et dont l'évolution dans le temps permet de l'attribuer à la formation de la couche d'oxyde natif sur les nanostructures.

### **Cryoélectronique**

En refroidissant, nous avons observé une transition progressive entre un effet de champ « classique » (dont la pente sous le seuil suit la théorie du MOSFET) et un état hautement résistif présentant des oscillations reproductibles de la conductance avec la grille. La transition entre les deux effets est douce et se situe autour de  $100\text{K}$ , zone pour laquelle les deux effets se superposent. Cette transition a lieu dans une région de température et de polarisation (tensions de grille et tension drain-source) bien définie. Deux modèles très distincts par leur physique et ayant des dépendances différentes en température ont été testés : la conduction par saut à distance variable (VRH) et le blocage de Coulomb. Nous avons cherché à discriminer ces deux modèles à travers plusieurs mesures expérimentales.

Deux arguments plaident pour le transport dominé par le blocage de Coulomb dans ces nanostructures : la loi d'activation thermique à laquelle est soumise la conductance et les signatures spécifiques (« diamants ») visibles sur les cartes de courant. Ces résultats sont en accord avec ceux présentés dans la littérature concernant d'autres types de nanostructures unidimensionnelles désordonnées.

Pour corroborer cette thèse, nous avons fait les mêmes mesures sur des structures de géométrie spécifique (nanofil, constriction locale, structure à double canaux) dans lesquelles les cartes de courant obtenues peuvent être interprétées de façon qualitative avec des modèles d'îlots respectivement en série et en parallèle.

L'origine de barrières tunnel dans ces structures reste complexe. Le fait d'obtenir la même énergie d'activation pour deux concentrations différentes de dopants, tend à prouver que les barrières tunnel sont liées à la présence d'atomes dopants et non à la distance entre ceux-ci.

Notre proposition est que la présence des dopants induit des fluctuations de potentiel dans les nanostructures, créant ainsi des puits de potentiel qui agissent comme les îlots dans le modèle du blocage de Coulomb. La hauteur de potentiel par rapport au niveau de Fermi est contrôlé par la grille arrière. Ainsi le nombre d'îlots diminue lors d'un dopage électrostatique par la tension de grille. Ceci a deux effets : les diamants de Coulomb deviennent irréguliers et coexistent avec l'effet de champ. Cependant il est possible d'obtenir des cartes de courant semblables aux diagrammes de stabilité d'un point de quantique même pour des nanofils longs, contenant un grand nombre d'îlots, car c'est le plus petit îlot qui module le transport dans le nanofil.

Les calculs de dimension de l'îlot à partir du diagramme de stabilité montrent un bon accord avec la distance inter dopants, confirmant ainsi notre hypothèse qui lie le blocage de Coulomb à la présence des dopants.

Des simulations sur un système à deux îlots sans couplage capacitif entre les îlots nous ont permis de montrer la richesse des diagrammes de stabilité qui peuvent être obtenus en faisant varier les dimensions des îlots et leurs charges parasites (d'offset). En conclusion, dès que la structure testée ne peut être modélisée par un simple îlot, le diagramme de stabilité devient rapidement complexe et donc extrêmement difficile à interpréter en termes quantitatifs.

De manière générale pour un fil relativement large, la conduction est donnée par la somme des chemins de percolation parallèles. Chaque chemin est une chaîne d'îlots en série. Afin d'argumenter cette idée nous avons testé une structure à double canal, avec un canal plus

étroit que l'autre. Pour des tensions de grille faible, il n'y a que le canal le plus large qui est actif, alors qu'en augmentant la tension de grille, il est possible d'activer également le deuxième canal. Les courbes de courant en fonction de la tension de grille montrent une périodicité simple quand il n'y a qu'un canal actif. Pour les tensions de grille élevées, la périodicité des pics est plus complexe et résulte de la somme des courants issus des deux canaux.

Grâce à un modèle de chemins de percolation permettant de déterminer la dimensionnalité du système de conduction, nous avons pu mettre en évidence que les structures de dopage  $10^{17}\text{cm}^{-3}$  ont un comportement unidimensionnel, alors que celles de dopage  $10^{19}\text{cm}^{-3}$  ont un comportement bidimensionnel. Ces comportements différents sont compatibles avec le nombre des dopants par section pour chaque dopage. Les mesures en température ont montré qu'il est possible de faire évoluer la dimensionnalité du système en faisant varier la température.

La théorie du transport électronique dans les nanostructures de silicium dopé n'est pas encore entièrement comprise. Plusieurs modèles existant essaient d'apporter des réponses concernant les mécanismes du transport électrique, mais chacun de ces modèles ne peut rendre compte que d'une partie de l'ensemble des paramètres réellement mis en jeu dans un tel système. Notre contribution au domaine a été de montrer que nous disposons d'un banc test unique, basé sur une technique « top-down » originale, qui permet d'étudier les limites du transport électronique dans les nanostructures de silicium. De plus nous avons la possibilité de corréler les propriétés électriques avec des géométries spécifiques dans des gammes de dimension pour lesquelles d'autres tailles et les propriétés intrinsèques des structures jouent un rôle important.

### **Perspectives**

La possibilité de corrélérer le transport électrique avec la géométrie et les propriétés intrinsèques du matériau ouvre des perspectives intéressantes afin de valider les différentes théories qui pourraient expliquer le transport.

La possibilité de fabriquer des fils minces et étroits peut être utilisée pour la fabrication de dispositifs avancés et pour tester de nouvelles architectures de composants. De plus, le fil est positionné sur de l'oxyde de silicium. La faisabilité de rendre les fils suspendus a déjà été démontré. Ainsi, d'autres perspectives concernent les transistors à grille enveloppante ou le SON (silicon on nothig). De part de sa compatibilité avec les méthodes de gravure humide, cette technique de lithographie qui permet la réalisation des structures suspendues, ouvre également une voie vers la fabrication de NEMS (nano mechanical electrical systems).

Au cours de cette thèse, nous avons remarqué la haute sensibilité des nanofils à leur environnement chimique et électrostatique ( $\text{SiO}_2$  natif, couche d'eau, mesures sous vide). Ainsi, l'une des applications les plus prometteuses des nanostructures est dans le domaine des capteurs. Ceux-ci nécessitent une fonctionnalisation chimique poussée pour réaliser une transduction fiable et sensible entre un signal physicochimique et un effet de grille effectif.





## ANNEXE

### Echantillons mesurés à basse température

Faible dopage ( $2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ) :

Echantillon	Hauteur	Longueur	Largeur
I040219_4, nanofil sans grille latérale	15nm	150nm	50nm
I040220_6, nanofil avec une grille latérale	15nm	250nm	50nm
I040428_2, nanofil avec deux grilles latérales	15nm	1 $\mu\text{m}$	40nm
I040428_4, nanofil avec deux grilles latérales	15nm	200nm	70nm
I050504_5, nanofil avec deux grilles latérales	15nm	800nm	110nm

Fort dopage ( $10^{19} \text{cm}^{-3}$ ) :

Echantillon	Hauteur	Longueur	Largeur
I040712_3, nanofil sans grille latérale	15nm	1 $\mu\text{m}$	100nm
I040712_4, nanofil avec une grille latérale	15nm	150nm	100nm
I040722_6, nanofil avec deux grilles latérales	15nm	770nm	70nm
I041005_2, nanofil avec deux grilles latérales	15nm	1 $\mu\text{m}$	70nm
I041005_3, nanofil sans grilles latérales	15nm	1 $\mu\text{m}$	70nm
I041005_4, nanofil sans grilles latérales	15nm	1 $\mu\text{m}$	70nm
I041007_2, nanostructure à deux canaux	15nm	40nm	10+20nm
I041008_1, nanofil avec deux grilles latérales	15nm	1.1 $\mu\text{m}$	80nm
I041008_5, nanofil rugueux avec deux grilles latérales	15nm	1 $\mu\text{m}$	50nm

Très fort dopage ( $10^{20} \text{cm}^{-3}$ ) :

Echantillon	Hauteur	Longueur	Largeur
I041015_5, constriction avec deux grilles latérales	15nm	1 $\mu\text{m}$	40nm

