



HAL
open science

Transport mono-électronique et détection de dopants uniques dans des transistors silicium

Mathieu Pierre

► **To cite this version:**

Mathieu Pierre. Transport mono-électronique et détection de dopants uniques dans des transistors silicium. Physique [physics]. Université de Grenoble, 2010. Français. NNT : . tel-00540644

HAL Id: tel-00540644

<https://theses.hal.science/tel-00540644v1>

Submitted on 28 Nov 2010

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.

THÈSE

Pour l'obtention du grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE
Spécialité : Nanophysique

Transport mono-électronique et détection de dopants uniques dans des transistors silicium

présentée et soutenue publiquement le 5 octobre 2010

par

Mathieu PIERRE

Composition du jury : Christophe DELERUE *Rapporteur*
Xavier JEHL *Encadrant*
Yong JIN *Examineur*
Laurent LÉVY *Président*
Patrice ROCHE *Rapporteur*
Marc SANQUER *Directeur de thèse*

Laboratoire de transport électronique quantique et supraconductivité
Service de physique statistique, magnétisme et supraconductivité
Institut Nanosciences et Cryogénie
CEA Grenoble

Table des matières

Remerciements	7
Introduction	9
1 Transport électronique dans les boîtes quantiques	13
1.1 Dispositifs mono-électroniques	13
1.1.1 Blocage de Coulomb et transistor mono-électronique	13
1.1.2 Modélisation électrostatique du système	15
1.1.3 Barrières tunnels	16
1.2 Transport dans le régime linéaire	17
1.2.1 Transport classique séquentiel	18
1.2.2 Transport par effet tunnel résonant	18
1.3 Transport dans le régime non linéaire	20
1.3.1 Diamants de Coulomb	20
1.3.2 Régime quantique	21
1.3.3 Cotunneling	22
1.4 Boîtes quantiques à base de silicium	23
2 Transport électronique dans les transistors SOI ultra-fins	27
2.1 Description et fabrication des échantillons	27
2.1.1 Description des échantillons et technologie SOI	27
2.1.2 Fabrication des échantillons	29
2.1.3 Échantillons étudiés	30
2.2 Influence du dopage sur les caractéristiques des dispositifs	31
2.2.1 Variabilité à l'échelle atomique	31
2.2.2 Contrôle des accès et espaceurs	32
2.2.3 Formation d'un transistor mono-électronique à basse température	35
2.3 Transistor ultra-court : vers un transistor à atome unique	36
2.3.1 Intérêt des dispositifs à dopants uniques	36
2.3.2 Transistors ultra-courts : variabilité et effets de canaux courts	37
2.3.3 Mise en évidence du rôle des dopants à basse température	38
2.3.4 Influence des dopants sur le transport sous le seuil	40
3 Caractérisation d'un dopant unique dans un transistor ultra-court	43
3.1 Énergie d'ionisation d'un donneur	43
3.1.1 Description d'un donneur	43
3.1.2 Calcul de l'énergie d'ionisation d'un donneur	44

3.1.3	Principe de la spectroscopie des états d'un dopant	46
3.2	Spectroscopie de transport d'un dopant unique	46
3.2.1	Analyse des mesures de transport	46
3.2.2	Interprétation des mesures de transport	50
3.2.3	Estimation de l'énergie d'ionisation du premier donneur	51
3.2.4	Un dopant unique?	52
3.3	Confinement diélectrique	53
3.3.1	Écrantage et interfaces	53
3.3.2	Effet du confinement diélectrique	55
3.3.3	Conséquences pour les dopants détectés dans les transistors ultra-courts	56
3.4	Autres effets	57
3.4.1	Spectroscopie des contacts du dopant unique	57
3.4.2	Transport sous champ magnétique	58
4	Étude comparative des transistors mono-électroniques en silicium	62
4.1	Étude des couplages capacitifs	64
4.1.1	Spectre d'addition et capacité de grille	64
4.1.2	Influence de la géométrie sur la capacité de grille	65
4.1.3	Énergie de charge	66
4.2	Étude de la conductance dans le régime linéaire	68
4.2.1	Observations expérimentales	68
4.2.2	Modélisation du transport électronique à différentes températures	69
4.2.3	Détermination de la hauteur des barrières	70
4.2.4	Comparaison de trois géométries d'accès au canal	72
4.3	Stratégies en vue de l'augmentation de la température de fonctionnement	74
4.3.1	Obtention d'une énergie de charge élevée	74
4.3.2	Lois d'échelle du MOS-SET	76
5	Transistors mono-électroniques couplés	79
5.1	Systèmes d'îlots couplés	79
5.1.1	Étude d'un système de double dot	79
5.1.2	Couplage série de deux MOS-SETs	80
5.1.3	Système de trois îlots en série	82
5.2	Îlots couplés avec barrières tunnels réglables	83
5.2.1	Contrôle des accès et dopage LDD	83
5.2.2	Îlot avec barrières tunnels réglables	85
5.2.3	Système de deux îlots couplés avec un couplage réglable.	87
5.3	Vers une pompe à électrons en silicium	89
5.3.1	Un dispositif de métrologie quantique	89
5.3.2	Principes de fonctionnement et historique	90
5.3.3	Premières mesures	91
6	Transport assisté par les dopants dans les MOS-SETs	94
6.1	Transport résonant dans les barrières d'un MOS-SET	94
6.1.1	Identification d'un dopant	94
6.1.2	Interaction électrostatique d'un dopant et d'un îlot	96

6.1.3	Un problème de double dot	98
6.2	Étude de l'effet électrostatique dans le régime non linéaire	100
6.2.1	Cas d'étude	100
6.2.2	Méthode de calcul des propriétés de transport du système	101
6.2.3	Présentation et analyse des résultats	102
6.2.4	Impact des charges d'environnement sur la spectroscopie par transport électronique	105
6.3	Un effet très général : observation dans des SET métalliques	105
6.3.1	Modélisation du système : extraction des paramètres capacitifs	106
6.3.2	Symétries et couplages tunnels	107
6.3.3	Le piège, un marqueur pour les charges d'environnement	109
Conclusion		110
A Calcul des propriétés de transport d'un circuit mono-électronique		113
A.1	Modèle	113
A.1.1	Réseau	113
A.1.2	Hypothèses	114
A.1.3	Objectifs de la simulation numérique	114
A.2	Équation maîtresse	115
A.2.1	Position de l'équation	115
A.2.2	Recensement des évolutions possibles	115
A.2.3	Calcul du courant et de l'occupation moyenne d'un îlot	116
A.3	Calcul des taux tunnels	116
A.3.1	Énergie du système	116
A.3.2	Taux tunnels	117
B Techniques expérimentales		118
B.1	Mesures électriques	118
B.1.1	Mesures sous pointes	118
B.1.2	Mesures à basse température	118
B.2	Cryogénie	119
Liste des publications associées		120
Bibliographie		122

Remerciements

Ma thèse s'est déroulée dans d'excellentes conditions, au sein du Laboratoire de transport électronique quantique et supraconductivité, à Grenoble, et je veux, dans ces pages, associer à ce travail tous ceux qui y ont contribué.

Tout d'abord, je remercie Marc Sanquer et Xavier Jehl qui ont été des encadrants parfaits, très complémentaires et toujours disponibles. J'ai eu grand plaisir à travailler avec eux et à apprendre le métier de chercheur dans leur équipe.

Je remercie les membres du jury, Laurent Lévy, Yong Jin, Christophe Delerue et Patrice Roche d'avoir accepté d'évaluer mon travail. En particulier, les rapporteurs, Christophe Delerue et Patrice Roche, ont consacré un peu de leur mois d'août à la lecture de mon manuscrit, que j'ai pu améliorer grâce à leurs suggestions.

Cette thèse, à la frontière entre physique expérimentale et nanoélectronique, est le fruit d'un travail d'équipe. Une part indispensable du projet est la fabrication des échantillons, matière première de cette étude. Romain Wacquez et Maud Vinet ont mené cette tâche à bien et je les remercie grandement pour cela. Leur savoir-faire en matière de technologie SOI et de nano-CMOS a permis d'adapter les technologies disponibles au LETI à notre cause et ainsi de concevoir des échantillons spécifiques, dédiés à cette étude à basse température. L'implication de Romain dans le suivi quotidien du long procédé de fabrication a été décisif pour la réussite du projet. Je remercie également tous les personnels du LETI qui ont pris part, sans le savoir, à ce projet, en contribuant d'une façon ou d'une autre à la fabrication ou à la caractérisation de ces précieux échantillons.

Toutes les mesures de la dernière année de la thèse ont été réalisées avec Benoît Roche. Jamais à court d'idée, mais toujours avec un point de vue tranché, il a été à l'origine de quelques améliorations de la manip, en particulier au niveau du pilotage (automatique de préférence!) des expériences et du suivi des échantillons. Puisque son pessimisme récurrent l'impose, je profite de ces lignes pour lui adresser une dose de remotivation, à usage quotidien : bon courage pour la suite de la thèse et fais la meilleure utilisation possible des échantillons tout juste sortis de la salle blanche.

Merci à Hubert George et Alexei Orlov pour l'échange fructueux d'emails, avant la visite d'Alexei, au sujet des effets de charge dans les SETs. Le travail commun qui en a résulté est un point important de cette thèse.

Travailler dans le cadre d'un projet européen [1] a été une expérience très intéressante. J'ai ainsi eu l'occasion de rencontrer, à plusieurs reprises, des chercheurs et des thésards de toute l'Europe et même d'Australie. Leur accueil a été très bon lors des réunions de projet. Je remercie en particulier Marco Fanciulli, Enrico Pratti et Matteo Belli pour leur

invitation à visiter leur laboratoire d'Agrate Brianza, ainsi que Arjan Verduijn, Guiseppe Tettamanzi, Gabri Lansbergen, Sven Rogge, Matthias Ruoff, Dharmraj Kotekar-Patil, David Wharam, Dieter Kern, Paul Chapman, David Williams et David Jamieson.

Enfin, au delà du travail, j'ai bénéficié pendant ma thèse de la bonne ambiance qui régnait dans les couloirs du laboratoire, et je remercie pour cela tous ceux que j'ai pu cotoyer pendant ces trois ans. Je remercie Pierre (Mais au fait, que devient-il à l'autre bout du monde?), Frédéric, Jean-Michel et Michel pour leur aide en électronique, en cryogénie et en mécanique, et Jean-Luc pour son aide diverse en toute occasion. Je n'oublie pas le reste des membres du LaTEQS, François, Claude, Louis, Silvano, Christophe et Frédéric, ainsi que Manuel pour le lien avec la théorie. Merci également aux collègues thésards et post-docs de l'aile A du bâtiment C1, à commencer par Thomas, qui, comme co-bureau, m'a initié à des domaines variés, du choix d'un ampli à tubes à l'observation (sous tous les angles et de toutes les couleurs) de spectres supraconducteurs, tout cela sur un fond sonore de John Zorn ou Miles Davis (pour couvrir les bruits de pompe ou la musique baroque en provenance des bureaux voisins!), Guillaume, les camarades d'IMAPEC, Elena, Valentin, Ludovic, le groupe italo-grec du rez-de-chaussée, Panayotis, Massimo, Georgios, ainsi que Eva, Bhaskar, Audrey, Zoltan, Natalia, Eduardo, Amalia, et enfin, les derniers arrivés, Byron et Benoît, pour les bons moments partagés. Ces mots sont l'occasion d'adresser à chacun des souhaits de réussite, où qu'ils en soient dans leur projet scientifique respectif.

Introduction

Contexte et objectifs

Le développement de transistors à effet de champ toujours plus petits est l'objectif constant de tous les acteurs de l'industrie de la microélectronique. Cela permet d'améliorer la vitesse, la densité d'intégration, la consommation et le coût des circuits intégrés. Depuis 1994, un consortium international édite une feuille de route (ITRS : International Technology Roadmap for Semiconductors) [64] pour synchroniser les développements des différents aspects de la fabrication d'un circuit intégré (lithographie, architectures, équipements, interconnexions, ...). Elle définit des étapes dans l'évolution des circuits intégrés, appelés nœuds, qui sont nommés par la taille caractéristique d'une cellule mémoire. La commercialisation de processeurs du nœud 32 nm démarre en 2010.

Compte-tenu des tailles ultimes atteintes aujourd'hui, de sérieux défis se présentent pour poursuivre cette évolution [24, 25, 131]. Au niveau d'un transistor, les limites physiques posent des problèmes de nature classique, comme les effets de canaux courts, d'origine électrostatique, ou quantique, comme la fuite de courant par effet tunnel direct entre la source et le drain, ou à travers l'oxyde de grille. Ces problèmes sont tels qu'il est difficile d'obtenir à la fois un courant élevé à l'état passant, et un courant suffisamment faible à l'état bloqué. En conséquence, la feuille de route définit plusieurs branches : une branche haute performance, qui privilégie un courant élevé, associé à une vitesse de commutation élevée, et des branches faible consommation (low operating power et low standby power), qui privilégient le contrôle des fuites de courant, notamment en vue d'applications portables. Dans ce contexte, il est admis que l'introduction de nouveaux matériaux ou de nouvelles architectures est nécessaire. Un exemple est le remplacement du dioxyde de silicium SiO_2 , utilisé historiquement comme oxyde de grille, par des oxydes de plus forte permittivité diélectrique. Parmi les nouvelles architectures proposées en remplacement de la technologie sur substrat massif, on peut citer l'utilisation de substrats en silicium sur isolant (SOI), la géométrie finFET, avec un canal de rapport d'aspect élevé, ou encore l'intégration en trois dimensions qui marque l'abandon de la technologie planaire.

Parallèlement à ces recherches en microélectronique, devenue nanoélectronique, le domaine des nanosciences se développe, où les matériaux semiconducteurs jouent également un rôle de premier plan. L'utilisation de dispositifs de petite taille et refroidis à basse température, ce qui en restreint pour l'instant l'intérêt à la recherche fondamentale, permet de démontrer de nouveaux principes de traitement de l'information. Le transport des électrons dans ces dispositifs est gouverné par les principes de la mécanique

quantique. Dans le domaine du traitement analogique de signaux de très bas niveau, les transistors mono-électroniques (SETs), constitués d'un îlot dans lequel la charge est quantifiée, sont utilisés comme détecteur de charges très sensibles [121] ou pour amplifier des signaux quantiques [26]. En métrologie, ils servent d'étalon primaire de température à très basse température [109]. Des circuits faits de plusieurs îlots couplés permettent de transférer des électrons un par un et ainsi de créer un courant quantifié [113, 73]. À l'inverse, il est également possible de mesurer un courant en comptant les électrons [94, 17, 53]. Pour les applications en logique, un automate quantique cellulaire (quantum dot cellular automata) n'encode pas l'information dans l'état d'un transistor, mais dans la position d'électrons qui peuvent se déplacer entre plusieurs îlots [107, 2, 136].

La recherche s'oriente aussi vers le traitement quantique de l'information, avec le développement de bits quantiques. Ceux-ci sont des systèmes à deux niveaux, qui peuvent être placés dans une superposition quantique des deux états propres. Les circuits supraconducteurs à base de jonctions Josephson semblent s'imposer comme les meilleurs candidats en physique du solide. Néanmoins, les boîtes quantiques, dans lesquelles la charge, mais également l'énergie, sont quantifiées, peuvent également être utilisées [92]. Le spin d'un électron unique confiné dans la boîte quantique est en effet un système à deux niveaux, et sa détection a été démontrée en utilisant un système pour convertir l'état de spin en état de charge [31]. Une alternative à ces atomes artificiels est l'utilisation de « vrais » atomes. Kane a proposé l'utilisation de donneurs phosphore dans du silicium [72]. L'information est encodée sur le spin nucléaire d'un atome de phosphore et les électrons permettent le couplage, modulé par des grilles, de ces bits quantiques. Le silicium est choisi parce que l'absence de spin nucléaire de son isotope $^{28}_{14}\text{Si}$ le plus abondant favorise un temps de cohérence élevé. Il semble que la détection du spin d'un électron confiné sur l'orbitale d'un donneur unique a été accomplie très récemment, démontrant un temps de cohérence de l'ordre de la seconde [100, 101].

Cette thèse se situe à la frontière entre ces deux domaines, nanoscience et nanoélectronique, ce qui est rendu possible par le contexte grenoblois. Par une collaboration avec le CEA/LETI, nous avons accès à des transistors MOSFETs SOI de très petite taille, à l'état de l'art de la technologie CMOS. Cette thèse fait suite à celle de Max Hofheinz [56], qu'il a soutenue en décembre 2006. Il a montré qu'un tel transistor peut se comporter comme un transistor mono-électronique à basse température [58]. Ses propriétés sont bien définies par la fabrication et on le contrôle de façon très simple, à l'aide d'une seule grille. À l'instar du MOSFET, on nomme MOS-SET ce composant.

Au cours de la thèse, nous avons, pour la première fois, conçu et fabriqué des lots d'échantillons dédiés aux études à basse température. Travailler avec une plateforme CMOS impose des méthodes de travail différentes de ce qui se fait habituellement en physique mésoscopique. En effet, un lot comporte un très grand nombre d'échantillons et nécessite un temps de fabrication de l'ordre d'un an (en incluant le temps de dessin des structures). Il faut donc prévoir à l'avance tous les échantillons dont on va avoir besoin pour l'étude.

Nous avons poursuivi l'étude des dispositifs à électron unique entamée lors de la thèse de Max Hofheinz. Un des objectifs était d'analyser les paramètres technologiques qui sont les plus importants pour l'obtention du blocage de Coulomb à basse température. Pour cela, nous avons joué sur plusieurs paramètres lors de la fabrication, notam-

ment la géométrie de l'échantillon et son profil de dopage. Nous avons pu étudier des échantillons plus petits que ceux qui étaient disponibles au laboratoire auparavant, avec des longueurs de grille qui atteignent 20 nm. Notre approche a consisté à chercher des corrélations entre le comportement électrique d'un dispositif à basse température et ses caractéristiques à température ambiante. Cela permettra de sélectionner un échantillon, en vue d'applications, sur ses propriétés à température ambiante, qui sont faciles à mesurer.

Un autre objectif important a été l'étude de circuits mono-électroniques basés sur des îlots couplés. On a évoqué plus haut les nombreuses applications possibles de ce type de circuit. Nous sommes particulièrement intéressés par la réalisation d'une pompe à électrons. Dans ce but, nous avons modifié le dessin traditionnel d'un transistor en réalisant plusieurs grilles entre la source et le drain d'un échantillon.

Les donneurs dans le silicium sont des candidats à l'implémentation d'un bit quantique. Compte-tenu des tailles ultimes des échantillons dont on dispose, il est possible d'y isoler un dopant unique. Les mesures électriques à basse température permettent de révéler sa présence, soit par son action électrostatique sur l'îlot de Coulomb qui se forme sous la grille du transistor, soit par effet tunnel direct à travers une de ses orbitales. D'une manière générale, le transport des électrons dans des systèmes conducteurs de petite taille à basse température est un outil de spectroscopie très performant et je présente dans cette thèse quelques méthodes pour interpréter ce type de mesure.

Contenu

Ce manuscrit est organisé en six chapitres. Au chapitre 1, quelques éléments de la théorie du transport des électrons dans les systèmes de boîtes quantiques sont présentés. Ces éléments sont exploités par la suite pour l'interprétation des mesures. Au chapitre 2, après une description des échantillons étudiés dans cette thèse, il est démontré qu'on obtient deux types de comportement à basse température, selon le profil de dopage et la structure des jonctions source/canal et drain/canal. Dans le cas d'échantillons sans espaceur, le transport sous le seuil est dominé par de l'effet tunnel résonant à travers des dopants. Le chapitre 3 est consacré à l'étude détaillée à basse température d'un tel échantillon. Un donneur arsenic unique est identifié et caractérisé. Dans le cas où on éloigne la source et le drain du canal, on obtient un transistor mono-électronique (MOS-SET) à basse température. L'impact de différents paramètres sur ces composants est étudié au chapitre 4. En particulier, la possibilité d'augmenter leur énergie de charge, et donc leur température de fonctionnement en régime de blocage de Coulomb est discutée. Au chapitre 5, l'étude des échantillons à plusieurs grilles, qui forment des systèmes de deux et trois îlots couplés est présentée avec les premières mesures d'utilisation de ces circuits pour pomper des électrons. Enfin, le chapitre 6 est consacré à l'étude de l'interaction entre le transport résonant à travers des dopants et le blocage de Coulomb dans ces échantillons. L'effet du couplage capacitif entre un dopant et un îlot est mis en évidence. L'étude théorique d'un modèle de ce système se révèle être d'une portée très large.

Chapitre 1

Transport électronique dans les boîtes quantiques

Bien que cette thèse se base entièrement sur des transistors MOSFETs, les mécanismes de transport en jeu à basse température sont ceux de la physique des boîtes quantiques. Ce terme est utilisé ici au sens large, pour désigner un système dont la charge est quantifiée, sans nécessairement que ce soit le cas pour son spectre d'énergie. Cette distinction entre régimes classique et quantique est néanmoins importante, car elle mène à des observations expérimentales différentes. On en présente les conséquences dans ce chapitre. L'outil expérimental utilisé pour sonder ces boîtes quantiques est le transport des électrons à basse fréquence. Il consiste à mesurer le courant qui résulte de l'application d'une tension finie aux bornes du dispositif. On introduit dans la suite les éléments auxquels on fera référence dans le reste de la thèse pour analyser ce type de mesures.

1.1 Dispositifs mono-électroniques

1.1.1 Blocage de Coulomb et transistor mono-électronique

La situation générale considérée dans cette thèse est celle d'un nano-objet connecté à deux électrodes (figure 1.1). En l'occurrence, il s'agira du canal d'un transistor MOS, ou d'un unique atome dopant dans ce même canal. On veut le placer dans le régime mono-électronique, tel que sa charge est quantifiée. Pour cela, il convient d'isoler suffisamment le système des électrodes, afin d'y localiser les électrons et de réduire ainsi les fluctuations quantiques de sa charge. On choisit généralement de connecter cet îlot aux électrodes par des barrières, qui ne laissent passer les électrons que rarement par effet tunnel. La deuxième condition est de limiter les fluctuations thermiques de la charge. Il faut s'arranger pour que l'énergie des excitations thermiques soit inférieure à l'énergie nécessaire à la variation d'une unité de la charge de l'îlot, nommée *énergie de charge*. En outre, on dispose souvent d'une grille à proximité de l'îlot, pour en contrôler le potentiel électrique. Ce composant a trois électrodes, comme un transistor, d'où son nom de transistor mono-électronique.

Dans ces conditions, les caractéristiques électriques de ce système sont fortement influencées par la quantification de la charge de l'îlot. C'est le phénomène de *blocage de*

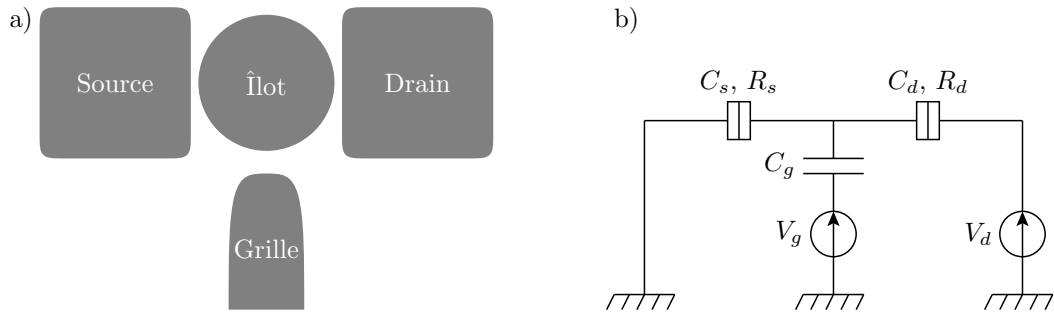


Figure 1.1 – a) Représentation schématique d'un transistor mono-électronique. b) Schéma électrique équivalent.

Coulomb [51], dont voici une description sommaire. En augmentant le potentiel de grille, on tend à attirer des électrons supplémentaires dans l'îlot. Or, du fait de son énergie de charge, qui naît de l'interaction coulombienne répulsive entre les électrons qu'on veut ajouter et ceux déjà présents dans l'îlot, cela est interdit dans un premier temps. À un certain stade, le déséquilibre des potentiels est tel qu'il devient plus favorable pour un électron de passer dans l'îlot. On peut appliquer une tension (petite) entre les deux électrodes pour faire circuler un courant. Ce courant est en fait bloqué presque partout, sauf aux points où la charge de l'îlot est autorisée à varier. À ces points, une charge rentre par une des électrodes, puis sort par l'autre : la répétition de ce cycle produit un courant. La mesure du courant en fonction de la tension de grille présente donc des pics, ou *oscillations de Coulomb* (figure 1.2).

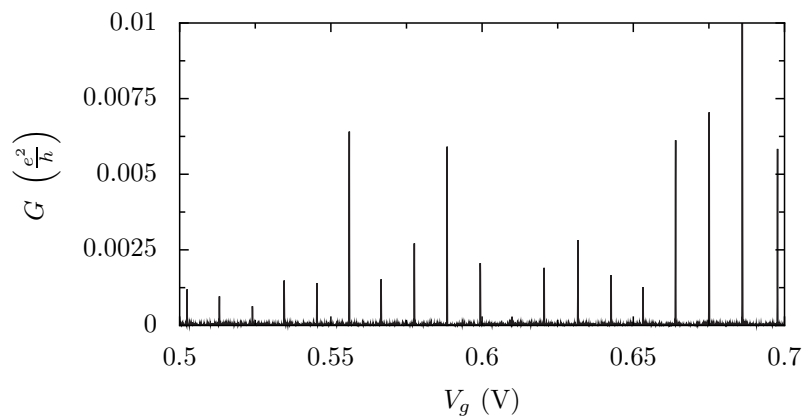


Figure 1.2 – Pics de conductance d'un transistor mono-électronique en fonction de la tension de grille, dus au blocage de Coulomb.

Comme c'est souvent le cas en physique mésoscopique [23], on cherche à utiliser des électrodes qui sont des réservoirs métalliques. Ceux-ci sont le lieu d'une population d'électrons de forte densité, à l'équilibre à la température électronique T du système et qui obéit à la statistique de Fermi-Dirac. Les électrons qui participent au transport sont situés dans une fenêtre de largeur typique $k_B T$ autour du niveau de Fermi. Dans le cas de nos échantillons, les réservoirs sont en silicium, qui est un matériau semiconducteur. Le niveau de dopage, de quelques 10^{20} cm^{-3} et de type n, y est tel que le silicium est dégénéré, ce qui signifie que le niveau de Fermi se situe dans la bande de conduction.

On peut donc les considérer comme métalliques. On utilise alternativement un alliage de nickel et de silicium, qui est un métal. Dans toute la suite, on appelle ces réservoirs « source » et « drain », puisqu'on travaille avec des transistors. Rien ne les distingue lors de la fabrication et c'est par convention qu'on décide (comme le veut l'usage en microélectronique) d'appeler drain l'électrode à laquelle on applique la tension de polarisation. La source est, quant à elle, laissée à la masse du circuit.

1.1.2 Modélisation électrostatique du système

L'interaction électrostatique entre la charge portée par l'îlot et les charges environnantes détermine son énergie de charge. On peut utiliser le modèle d'interaction constante, qui stipule que cette interaction ne dépend pas de la charge de l'îlot. Il permet de modéliser cette interaction par un réseau de capacités indiqué sur le schéma 1.1b. On n'inclut pas de capacité parasite, car on sait qu'elle est négligeable dans nos échantillons SOI, du fait de la présence de l'oxyde enterré [58]. Dans le modèle orthodoxe du blocage de Coulomb, la charge de l'îlot est quantifiée, $Q = -Ne$, mais pas son spectre d'énergie. On considère alors uniquement l'énergie électrostatique du système, qui dépend de l'état de charge de l'îlot.

$$\mathcal{W}(N) = \frac{1}{2C} (Ne - C_g V_g - C_s V_s - C_d V_d)^2 \quad C = C_g + C_s + C_d \quad (1.1)$$

On rappelle que $V_s = 0$ V. Le potentiel de l'îlot est

$$V = \frac{1}{C} (C_g V_g + C_s V_s + C_d V_d - Ne) \quad (1.2)$$

Cette équation met en évidence le paramètre

$$\alpha = \frac{C_g}{C} = \frac{C_g}{C_g + C_s + C_d} \quad (1.3)$$

appelé *paramètre de levier*. C'est un paramètre indispensable à l'expérimentateur. En effet, c'est avec le potentiel de grille qu'on va contrôler le potentiel de l'îlot et ce facteur indique l'efficacité de ce contrôle.

Il est commode de définir le potentiel chimique de l'îlot, c'est-à-dire la variation de son énergie avec l'ajout d'une particule, un électron en l'occurrence.

$$\mu(N) = \mathcal{W}(N) - \mathcal{W}(N-1) = \frac{e^2}{C} \left(N + \frac{1}{2} - \frac{C_g V_g - C_s V_s - C_d V_d}{e} \right) \quad (1.4)$$

À partir de cette équation, on adopte la définition de l'énergie de charge

$$E_c = \frac{e^2}{C} \quad (1.5)$$

L'introduction du potentiel chimique du dot¹ permet une représentation pratique en terme de niveaux d'énergie, équidistants et séparés par E_c (voir figure 1.3).

1. Par habitude, on utilise le mot « dot » pour désigner un îlot ou une boîte quantique, qui vient de l'anglais « quantum dot ».

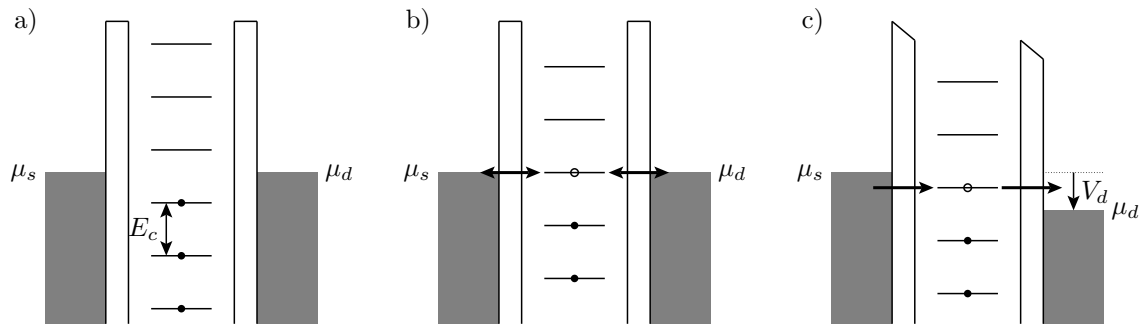


Figure 1.3 – Représentation schématique du spectre d'addition de l'îlot. a) Situation de blocage de Coulomb. b) Le potentiel chimique de l'îlot est aligné avec celui des réservoirs. Les électrons peuvent passer par effet tunnel des réservoirs au dot. c) L'application d'un potentiel électrique positif V_d sur le drain impose le sens du courant. Les électrons peuvent circuler de la source vers le drain, car un niveau de l'îlot est compris entre les potentiels chimiques des réservoirs.

1.1.3 Barrières tunnels

Le système n'est pas un simple réseau capacitif. Son modèle doit prendre en compte la possibilité qu'ont les électrons de franchir les jonctions entre l'îlot et les réservoirs. On associe à chaque barrière tunnel, en plus de sa capacité, une résistance $R_T = 1/G_T$. Pour calculer le taux de passage des électrons entre un réservoir et le dot, on utilise l'approche de l'hamiltonien tunnel [11, 133, 132]. Ceci est justifié par le fait que les événements tunnels sont rares : ils viennent ponctuellement modifier l'état de charge du système, qui, tout le reste du temps, se comporte comme un système purement électrostatique. Une barrière tunnel introduit une perturbation qui couple les états propres à gauche et à droite de la barrière. Au premier ordre, la probabilité de transfert tunnel est donné par la règle d'or de Fermi.

On calcule le taux de transfert d'un électron d'une électrode, soumise au potentiel électrique V , vers le dot (figure 1.4a). Ce taux est l'inverse du temps caractéristique au bout duquel l'électron a été transféré à partir du moment où le transfert devient énergétiquement favorable. On suppose que ce transfert implique une variation d'énergie électrostatique $\Delta\mathcal{W} = \mathcal{W}_{\text{état final}} - \mathcal{W}_{\text{état initial}}$. Le transfert tunnel est un processus élastique, l'électron conserve son énergie cinétique. Cela explique qu'on va faire une simple intégrale sur cette énergie. On dénombre les états occupés dans l'électrode d'où part l'électron, qui s'exprime en fonction de la densité d'états ρ_1 dans l'électrode et de la fonction de répartition de Fermi² (électrode à l'équilibre thermodynamique). On dénombre également les états vides dans l'îlot. Dans le cadre du modèle orthodoxe, celui-ci est supposé métallique et les électrons, en équilibre thermodynamique à la température électronique du système, occupent un continuum d'états, de densité ρ_2 .

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon |t|^2 \rho_1(\epsilon) f(\epsilon + eV) \rho_2(\epsilon) (1 - f(\epsilon - \Delta\mathcal{W})) \quad (1.6)$$

t est l'élément de l'hamiltonien tunnel qui couple les états dans le réservoir et dans le dot. Comme ρ_1 et ρ_2 , il dépend de la géométrie de la barrière et des matériaux qui

2. On adopte la définition suivante pour la fonction de Fermi : $f(E) = \frac{1}{\exp(E/k_B T) + 1}$.

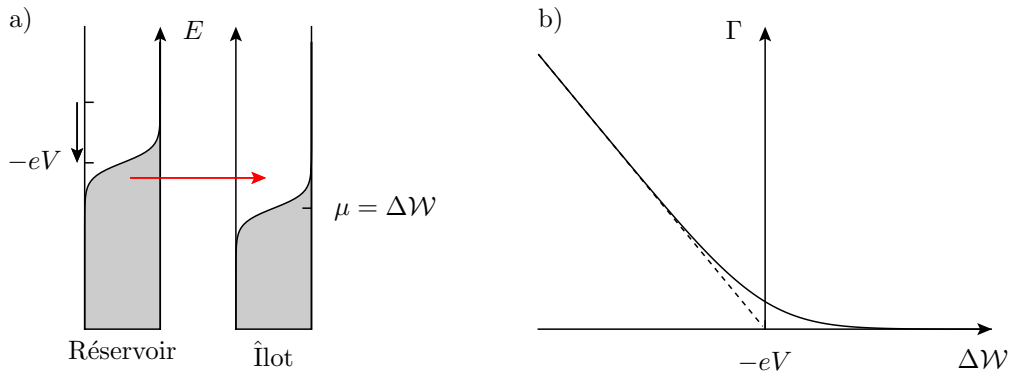


Figure 1.4 – a) Diagramme d'énergie du transfert d'un électron par effet tunnel d'un réservoir à un îlot. Le potentiel V est appliqué au contact métallique. Le potentiel chimique de l'îlot est $\mu = \mathcal{W}(N + 1) - \mathcal{W}(N)$. Les surfaces grisées représentent les états occupés de part et d'autre de la jonction tunnel. b) Allure du taux tunnel résultant en fonction de la variation d'énergie induite par le transfert d'un électron (formule (1.7)). La ligne pointillée est la limite $T \rightarrow 0$. À température nulle, le transfert est possible si $\Delta\mathcal{W} < -eV$.

la composent. Ils doivent être calculés séparément. En les supposant indépendants de l'énergie, on les regroupe dans la conductance tunnel $G_T = \frac{e^2}{h} 4\pi^2 \rho_1 \rho_2 |t|^2$, qui est un paramètre expérimental. Le calcul fait alors apparaître l'autocorrélation de la fonction de Fermi³, et on obtient finalement (figure 1.4b)

$$\Gamma = \frac{G_T}{e^2} \frac{\Delta\mathcal{W} + eV}{\exp\left(\frac{\Delta\mathcal{W} + eV}{k_B T}\right) - 1} \quad (1.7)$$

Par un calcul identique, le taux de transfert d'un électron de l'îlot vers un réservoir est

$$\Gamma = \frac{G_T}{e^2} \frac{\Delta\mathcal{W} - eV}{\exp\left(\frac{\Delta\mathcal{W} - eV}{k_B T}\right) - 1} \quad (1.8)$$

Quand T tend vers 0, ces équations se simplifient

$$\Gamma = \begin{cases} \frac{G_T}{e^2} (\Delta\mathcal{W} \pm eV) & \text{si } \Delta\mathcal{W} \pm eV \leq 0 \\ 0 & \text{si } \Delta\mathcal{W} \pm eV > 0 \end{cases} \quad (1.9)$$

On déduit de la forme de ces taux que le transfert ne se produit que s'il contribue à diminuer l'énergie totale du système. Celle-ci inclut le travail $\pm eV$ que fournit la source de tension qui applique la polarisation, sous l'effet de la circulation d'un électron.

1.2 Transport dans le régime linéaire

On décrit dans cette partie le transport dans le régime linéaire, c'est-à-dire à polarisation V_d qui tend vers 0 [12]. On va introduire plusieurs échelles d'énergie caractéristiques. Leur comparaison permet de définir plusieurs régimes de transport.

3. L'autocorrélation de la fonction de Fermi est $f^*(E) = \frac{E}{\exp(E/k_B T) - 1}$

1.2.1 Transport classique séquentiel

Le modèle orthodoxe correspond au cas où l'écart entre niveaux à une particule du dot est inférieur à l'énergie thermique $\Delta \ll k_B T$. Dans ce cas, le spectre n'est pas résolu et on peut considérer que les électrons occupent un continuum d'états. La densité d'électrons est élevée dans le dot. Les électrons subissent des collisions inélastiques et sont thermalisés à la température des électrodes. Ils perdent donc complètement leur cohérence de phase en entrant dans le dot. Le transport est séquentiel.

Pour $k_B T \ll E_c$, le transport est correctement décrit en prenant en compte seulement deux états de charge du dot (N et $N + 1$ par exemple) et la conductance vaut :

$$G = \frac{1}{2} \frac{G_s G_d}{G_s + G_d} \frac{\frac{e\alpha V_g}{k_B T}}{\sinh\left(\frac{e\alpha V_g}{k_B T}\right)} \quad (1.10)$$

où G_s et G_d sont les conductances tunnels des deux barrières. Par simplicité, le pic de Coulomb est centré sur $V_g = 0$ V dans cette formule. L'évolution en température de ce pic est représentée sur la figure 1.5. Quand la température augmente, le pic s'élargit, ce qui traduit le fait que de plus en plus d'états autour du niveau de Fermi participent au transport. Son amplitude reste constante, à $\frac{1}{2} \frac{G_s G_d}{G_s + G_d}$. Le facteur 1/2 est important : il indique que les transferts des électrons à travers les deux barrières ne sont pas complètement décorrélés : le transport est séquentiel, puisque la charge de l'îlot ne peut pas varier de plus d'une unité.

Pour $k_B T \gtrsim E_c$, plusieurs états de charge sont accessibles à une tension de grille donnée. Le calcul numérique présenté sur la figure 1.5, qui utilise la résolution stationnaire de l'équation maîtresse du système (Annexe A), en prend en compte dix de part et d'autre de l'état le plus probable (celui qui se réalise à basse température). On n'observe plus d'oscillations de Coulomb et la conductance tend vers

$$G_\infty = \frac{G_s G_d}{G_s + G_d} \quad (1.11)$$

1.2.2 Transport par effet tunnel résonant

On considère maintenant le cas où le spectre de l'îlot peut être résolu. La quantification de l'énergie cinétique provient soit du fait que l'îlot est semiconducteur et que la longueur d'onde de Fermi est comparable à sa taille, ou bien du fait que l'objet considéré est un atome (un dopant dans la suite) dont les électrons occupent les orbitales. L'écart moyen entre les niveaux du spectre est supérieur à l'énergie thermique $\Delta \gg k_B T$.

Puisque l'écart entre niveaux est grand, un seul de ces niveaux est à considérer dans le régime linéaire. À la différence du transport classique qu'on a traité dans la partie précédente, le transport est maintenant résonant. La quantification du spectre de l'îlot impose l'énergie de l'électron qui peut y être transféré. Ce couplage du niveau à l'extérieur provoque en fait un élargissement intrinsèque de celui-ci. Son énergie caractéristique est liée à son temps de vie, qui dépend du taux Γ du transfert d'électrons par effet tunnel sur ce niveau.

$$\Gamma = \hbar\Gamma \quad (1.12)$$

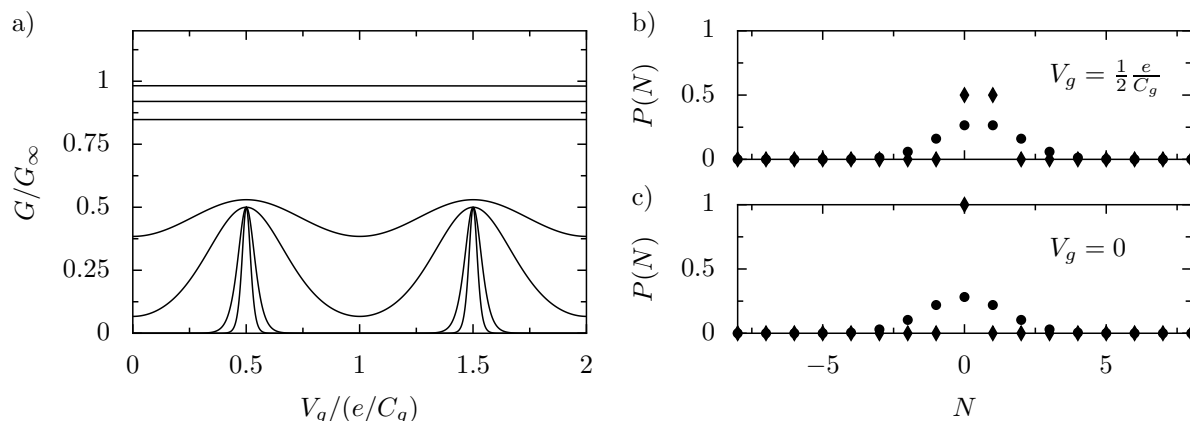


Figure 1.5 – a) Conductance dans le régime linéaire à différentes températures. $k_B T/E_c = 0,01, 0,02, 0,1, 0,2, 1, 2, 10$. b) et c) Probabilité des différents états de charge, à $k_B T/E_c = 0,01$ (\blacklozenge) et à $k_B T/E_c = 2$ (\bullet). À basse température, deux états de charge sont accessibles à la dégénérescence du dot. Ils sont équiprobables, car les deux barrières sont symétriques $G_s = G_d$. On verra un exemple de l’effet de cette dissymétrie au dernier chapitre de cette thèse. Dans une zone bloquée, un seul état de charge est stable. À plus haute température, plusieurs états de charge sont autorisés.

Dans un premier temps, on peut supposer que cet élargissement est inférieur à la température $\Gamma \ll k_B T$. Cela implique qu’on peut modéliser l’état du système par un nombre (entier) qui indique l’occupation de chaque niveau. Le transport se fait par effet tunnel résonant thermiquement élargi. Si le niveau est non dégénéré, la conductance est donnée⁴ par [12] :

$$G = \frac{1}{4} \frac{e^2}{k_B T} \frac{\Gamma_s \Gamma_d}{\Gamma_s + \Gamma_d} \frac{1}{\cosh^2 \left(\frac{e \alpha V_g}{2 k_B T} \right)} \quad (1.13)$$

On note que la conductance s’exprime en fonction de taux tunnels et non plus en fonction de la conductance tunnel des barrières. On peut éventuellement leur associer un courant tunnel $I = e\Gamma$. Cette différence vient du fait que le dot possède un seul niveau (dont on néglige l’élargissement intrinsèque) et non plus un continuum d’états. Dans ce dernier cas, si on applique une différence de potentiel aux bornes d’une barrière tunnel, tous les états situés entre les potentiels chimiques de part et d’autre (à $T=0$ pour simplifier) participent au transport : leur nombre et donc le courant augmente avec la différence de potentiel appliquée. Dans le cas présent, le transport se fait à une seule énergie, et une différence de potentiel n’augmente pas le nombre d’états qui y participe. Le courant reste donc constant, à supposer que les propriétés de la barrière ne dépendent pas de l’énergie et on ne peut définir une conductance.

L’augmentation de la température produit un élargissement du pic, selon une fonction proche mais différente du cas orthodoxe. Une différence plus notable est que le hauteur du pic augmente quand la température diminue. On voit ces deux effets sur la figure 1.6. On compare avec le cas où le niveau est deux fois dégénéré et pour lequel on observe en

4. La forme du pic est directement liée à la distribution de Fermi dans les deux réservoirs : $f(E)(1 - f(E)) = -k_B T \partial f / \partial E = [4 \cosh^2 (e/2k_B T)]^{-1}$.

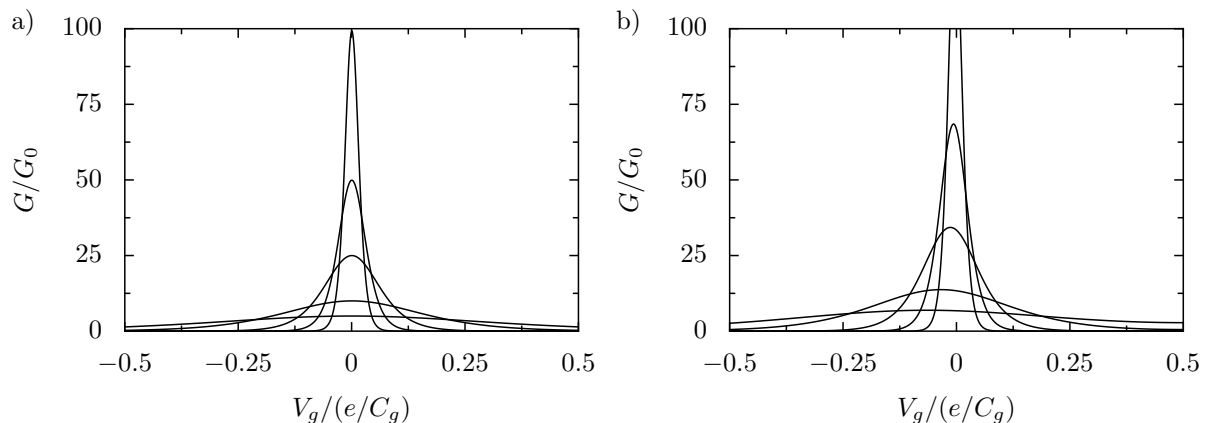


Figure 1.6 – Conductance à travers un niveau discret dans le régime linéaire à différentes températures. $k_B T/E_c = 0,01, 0,02, 0,04, 0,1$ et $0,2$. La conductance est normalisée par $G_0 = \frac{1}{4} \frac{e^2}{E_c} \frac{\Gamma_s \Gamma_d}{\Gamma_s + \Gamma_d}$. a) Cas d'un niveau non dégénéré. D'après la formule (1.13), la hauteur du pic sature à $E_c/k_B T$. b) Cas d'un niveau deux fois dégénéré. La conductance est plus importante et le pic se décale avec la température [16].

plus que le pic se décale avec la température. L'augmentation de la hauteur du pic n'est pas illimitée, car lorsque la température diminue, l'hypothèse $\Gamma \ll k_B T$ finit par ne plus être valable. Dans la limite inverse $\Delta \gg \Gamma \gg k_B T$, la forme du pic reflète l'élargissement intrinsèque du niveau :

$$G = g \frac{e^2}{h} \frac{\Gamma_s \Gamma_d}{\Gamma_s + \Gamma_d} \frac{\Gamma}{\left(\frac{e\alpha V_g}{h}\right)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (1.14)$$

avec $\Gamma = \Gamma_s + \Gamma_d$ et g est la dégénérescence du niveau. La hauteur du pic sature donc au maximum à e^2/h . Cette valeur limite diminue en cas de couplage asymétrique aux barrières.

1.3 Transport dans le régime non linéaire

On s'intéresse maintenant aux propriétés de transport dans le régime non-linéaire, c'est-à-dire en réponse à l'application d'une polarisation finie. À basse température, les caractéristiques courant-tension sont non linéaires. Elles sont différentes dans les régimes métallique et quantique [9] qu'on a défini précédemment. Tout comme la température, la polarisation a pour effet de faire participer plusieurs niveaux, de charge ou du spectre, au transport. Cela produit un certain nombre d'observations différentes, synthétisées dans cette revue récente [33].

1.3.1 Diamants de Coulomb

Considérons tout d'abord le cas orthodoxe, avec le modèle d'interaction constante. En utilisant l'équation (1.9) qui indique quand le passage des électrons par effet tunnel est possible et l'équation (1.4), on démontre aisément que le transport par ajout du N^e électron a lieu (à $T = 0$) quand $\mu(N)$ est compris entre $-eV_s$ et $-eV_d$. On appelle cet intervalle la *fenêtre de polarisation*. On en déduit, en fonction des deux tensions de

contrôle, le potentiel de grille V_g et la polarisation V_d appliquée, les points où le transport est permis et où celui-ci est bloqué. On trace le *diagramme de stabilité*, qui indique le ou les états de charge accessibles en chaque point (figure 1.7a). La structure du diagramme fait apparaître les diamants de Coulomb, dont les pentes, l'une négative, l'autre positive, sont⁵

$$-\frac{C_g}{C_d} \quad \text{et} \quad \frac{C_g}{C_g + C_s} \quad (1.15)$$

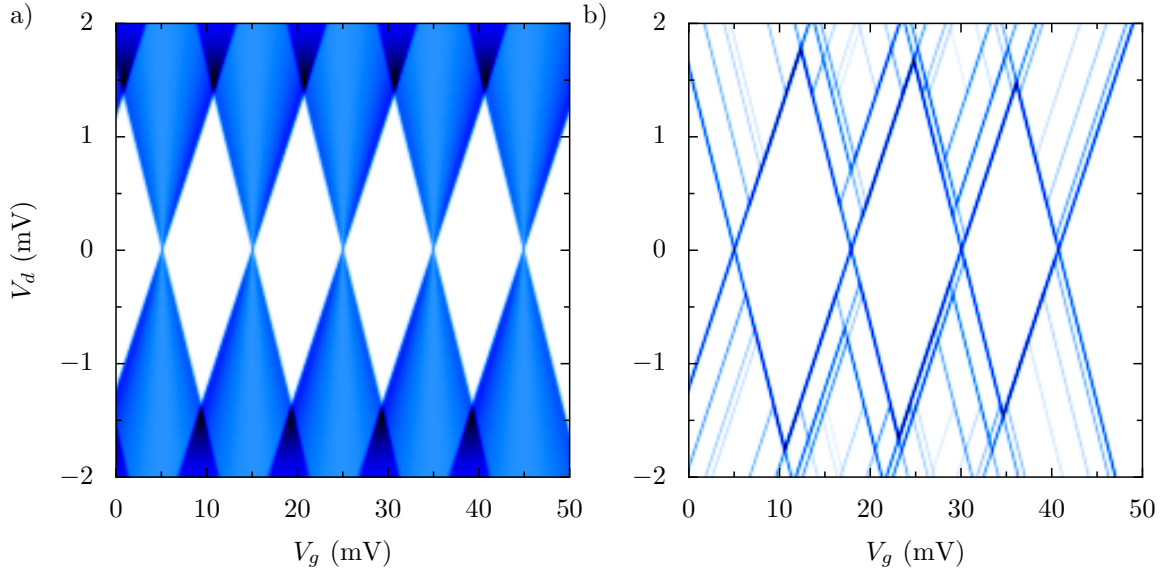


Figure 1.7 – a) Conductance différentielle $\partial I/\partial V_d$ d'un système composé d'un îlot métallique. b) Conductance différentielle d'un système composé de quatre niveaux discrets non dégénérés. Les niveaux excités sont situés à 0,4, 0,7 et 0,8 meV au dessus du niveau fondamental.

1.3.2 Régime quantique

Dans le cas d'un spectre avec des niveaux d'énergie discrets, le diagramme de stabilité est modifié (figure 1.7b). Lorsque que l'on augmente la tension de grille, les électrons vont occuper successivement ces niveaux (en fonction de leur dégénérescence). L'écart apparent entre deux niveaux consécutifs doit toutefois prendre en compte l'énergie de charge, en plus de l'écart entre les niveaux du spectre à une particule.

$$\Delta E = E_c + \Delta \quad (1.16)$$

L'écart entre pic de Coulomb à polarisation nulle est alors

$$\Delta V_g = \frac{e}{C_g} + \frac{1}{\alpha} \frac{\Delta}{e} \quad (1.17)$$

Ces niveaux se développent à polarisation finie en diamants de Coulomb. A la différence du cas métallique, ils ne sont pas tous identiques. D'une part, l'écart entre les niveaux

5. Ces formules ne sont valables que dans le cas où la polarisation V_d est appliquée au drain et où la source est à la masse.

du spectre n'est pas constant en général et dépend donc du nombre d'électrons dans la boîte quantique. D'autre part, du fait de la dégénérescence de ces niveaux, par exemple la dégénérescence de spin, l'énergie Δ n'est pas systématiquement à fournir pour ajouter un électron. Tant que $eV_d < \Delta$, un seul niveau à la fois participe au transport. Sur les bords des diamants, là où le niveau entre dans la fenêtre de polarisation, le courant change et on obtient une ligne de conductance différentielle non nulle. Tant que le niveau reste dans la fenêtre de polarisation, le courant est constant et la conductance différentielle est nulle. Quand $eV_d \geq \Delta$, il est possible d'avoir deux niveaux dans la fenêtre de polarisation et ils peuvent être occupés en alternance. À ce point, le courant est susceptible d'augmenter et on détecte une ligne de conductance différentielle. La figure 1.7b montre le diagramme pour quatre niveaux non dégénérés dont les énergies, à partir du niveau fondamental, sont 0, 0,4, 0,7 et 0,8 meV. On remarque une certaine corrélation entre les lignes dans les diamants successifs. Dans le premier diamant, les niveaux excités sont tous au dessus du niveau fondamental : ils produisent des lignes qui viendraient couper l'axe des abscisses à une valeur de V_g plus grande que celle du pic. Dans le deuxième diamant, c'est le second niveau qui devient le niveau fondamental. Les troisième et quatrième niveaux produisent des lignes comme dans le premier diamant. Le premier niveau, quand à lui, se trouve sous le premier niveau, ce qui est indiqué par une ligne qui pointe vers une valeur de V_g inférieure à celle du pic.

Ces corrélations ont été observées dans des nanotubes de carbone [20], dans une hétérostructure en GaAs [130], ou plus récemment dans une nanoparticule d'or [82]. Il est à noter qu'un couplage asymétrique aux barrières peut modifier l'arrangement symétrique (pour V_d positif et négatif) qui apparaît sur la figure 1.7 [149]. Il y a néanmoins de multiples raisons de ne pas observer ces corrélations. Par exemple, le modèle d'interaction constante, qui stipule que le spectre de la boîte quantique ne dépend pas du nombre d'électrons qu'elle contient, peut ne pas s'appliquer. C'est généralement le cas dans les boîtes quantiques à peu d'électrons qui sont très sensibles à l'ajout d'une charge [80].

1.3.3 Cotunneling

Dans le régime de blocage de Coulomb, le transport séquentiel des électrons est exponentiellement supprimé. Le transport est toutefois possible par des processus d'ordre supérieur, qu'on nomme *cotunneling* [10]. On distingue deux mécanismes. Lors du processus de cotunneling élastique, un électron est transféré d'un réservoir à l'autre par effet tunnel via un état virtuel du dot. L'état du dot n'est pas modifié. Le processus de cotunneling inélastique implique le passage simultané par effet tunnel de deux électrons via deux états différents du dot, ce qui modifie l'énergie du système et laisse le dot dans un état excité (figure 1.8). Il n'est possible que si la polarisation appliquée est supérieure à la différence entre les deux niveaux mis en jeu : $eV \geq \Delta$. Le premier mécanisme domine seulement à basse température et à faible polarisation. Une propriété commune est que ces mécanismes sont d'autant plus importants que $\Gamma_s \Gamma_d$ est grand. Ils sont donc favorisés en cas de couplage fort aux électrodes.

Les premières observations ont été réalisées dans des systèmes dans lesquels la différence entre niveaux Δ est faible et qui contiennent un grand nombre d'électrons : des îlots métalliques [46, 54, 29] et des îlots semiconducteurs [108, 22]. Ces systèmes ne

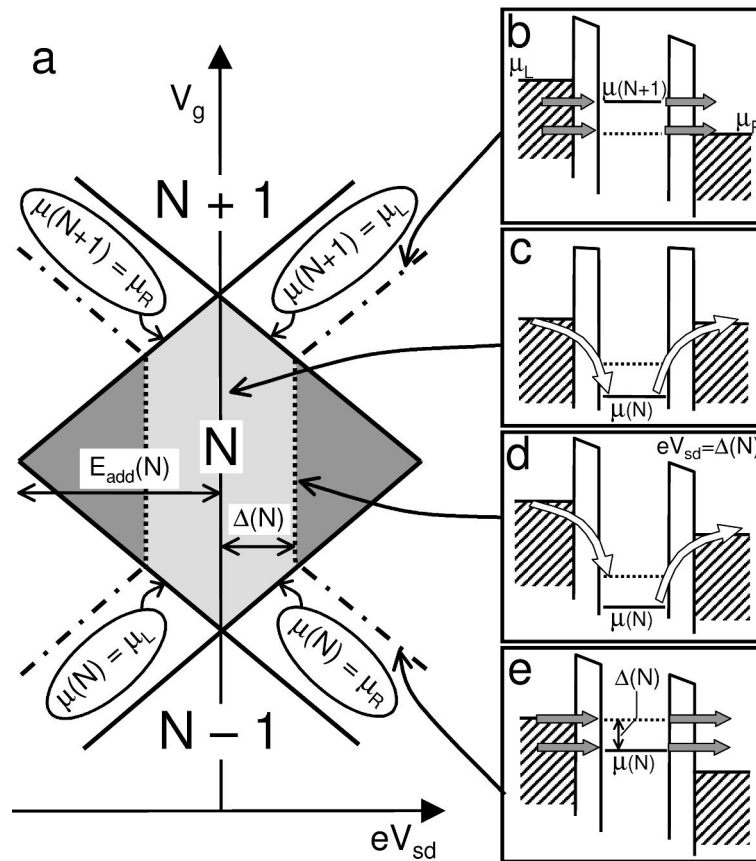


Figure 1.8 – a) Schéma du motif obtenu lors de l'étude du transport à travers un système constitué de deux niveaux discrets, extrait de [38]. On observe les lignes correspondant au transport à travers l'état excité, comme on l'a montré sur la figure 1.7b, ainsi que des lignes dans les zones de blocage de Coulomb associées au cotunneling inélastique. b) et e) Transport tunnel par les deux niveaux de la boîte quantique. c) Mécanisme de cotunneling élastique par un état situé en dehors de la fenêtre de polarisation. d) Mécanisme de cotunneling inélastique impliquant deux niveaux de la boîte quantique.

permettaient pas de distinguer la signature des mécanismes élastiques et inélastiques. En utilisant une boîte quantique à peu d'électrons, dans lequel les niveaux d'énergie sont bien séparés, S. de Franceschi *et al.* ont pu séparer ces deux effets [38]. D'autres travaux, avec des systèmes similaires, prolongent l'étude dans le régime de fort couplage aux électrodes [147] et portent sur l'influence du cotunneling inélastique sur le transport séquentiel [120].

1.4 Boîtes quantiques à base de silicium

On conclut ce chapitre introductif par une revue de quelques systèmes de boîtes quantiques mis en œuvre jusqu'à présent, en mettant l'accent sur les dispositifs semi-conducteurs, particulièrement en silicium. L'utilisation d'îlots semi-conducteurs, plutôt que métalliques, permet, compte-tenu de la plus faible densité d'états, d'observer l'effet du confinement quantique, qui conduit à une discrétisation du spectre de l'îlot. Notons

que cela requiert des îlots plus petits en silicium qu'en GaAs par exemple, car la masse effective des électrons est plus grande dans le silicium. Avec les semiconducteurs, en plus de la nécessité d'avoir un îlot de petite taille, il faut s'assurer de la présence de porteurs de charge. Pour cela, les semiconducteurs sont dopés, ou recouverts de grilles. Deux techniques se distinguent pour créer un dispositif de petite taille. L'une consiste à obtenir physiquement un objet de petite taille par des techniques de nanofabrication, en suivant les approches top-down ou bottom-up. L'autre consiste à moduler le potentiel à l'aide de grilles afin de définir une zone de petite taille. Dans les semiconducteurs III-V, la première approche passe par exemple par la gravure d'un micro-pilier dans une hétérostructure de GaAs pour définir une boîte quantique verticale [80]. La deuxième approche consiste à utiliser des grilles pour dépléter localement un gaz bidimensionnel d'électrons qui existe à l'interface entre deux couches de l'hétérostructure, ce qui définit une boîte quantique latérale [55]. Ces techniques sont intensivement utilisées pour créer des boîtes quantiques à peu d'électrons. On peut noter la complexité de ces systèmes, dans lesquels de nombreuses grilles sont utilisées à la fois pour définir la forme de l'îlot (grilles de déplétion) et pour contrôler son occupation (« plunger gate »).

La première démonstration expérimentale du confinement de charges électriques dans une petite structure métallique date de 1987 [44]. Elle est suivie deux ans plus tard, en 1989, par la première démonstration d'une boîte semiconductrice [124], qui utilise un canal de silicium obtenu dans la couche d'inversion d'un transistor MOSFET. Les grilles sont utilisées pour donner une forme unidimensionnelle à la zone active du dispositif : un niveau de grille, qui laisse une fenêtre de la forme d'un fil, est intercalé entre la surface du silicium et une large grille utilisée pour créer la couche d'inversion. Dans la première moitié des années 1990, Matsuoka *et al.* ont créé un transistor à électron unique avec une technologie très similaire [97, 98]. Une différence réside dans le fait que c'est la grille utilisée pour créer la couche d'inversion qui a la forme d'un fil. Sa largeur et donc celle du canal du transistor, est de 130 nm. Des grilles additionnelles, perpendiculaires au canal, auxquelles un potentiel négatif est appliqué, contrôlent localement la formation de barrières tunnels.

Dans la deuxième partie des années 1990, deux groupes ont démontré des effets de charge unique dans des dispositifs en silicium à température ambiante. Les deux s'orientent vers la définition d'un motif étroit dans une couche mince (moins de 20 nm d'épaisseur) et dopée de silicium sur isolant. Le groupe japonais de l'université de Tokyo

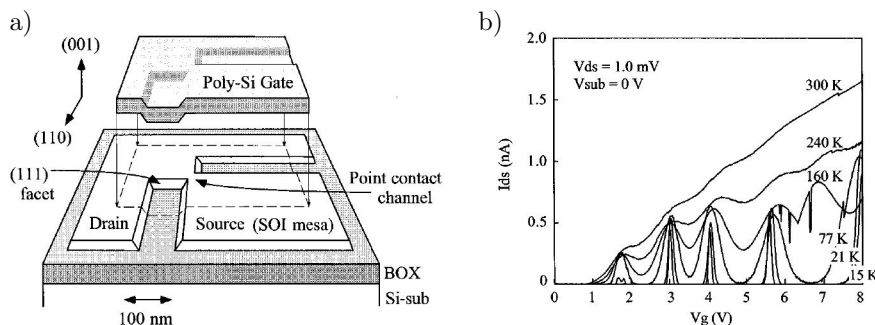


Figure 1.9 – Observation par Ishikuro *et al.* d'oscillations de Coulomb à température ambiante dans un transistor silicium basé sur point contact. Figures extraites de [63].

démontre d'abord en 1996 un système de plusieurs îlots [62], puis se base sur un point contact dans une couche dopée de type p en 1997 pour obtenir un système mieux défini [63] (figure 1.9). Des pics de conductance sont clairement observés à 4,2 K, dont l'espace-ment n'est pas constant, ce qui est interprété comme la signature de l'écart entre niveaux quantiques du dot. Des traces d'oscillations de conductance subsistent à température ambiante. Toutefois, il est noté dans l'article que le mécanisme à l'origine de la formation de l'îlot et des barrières tunnels n'est pas identifié. L'autre groupe est celui de l'université du Minnesota et de Princeton. Leur système est un fil très fin, dont la largeur est réduite à certains endroits. Ils montrent également des effets de charge jusqu'à température ambiante, mais le système est encore moins contrôlé que celui présenté précédemment ([86, 52, 146, 116]). C'est le désordre qui est responsable du confinement des électrons.

Les réalisations suivantes en silicium s'inscrivent dans la continuité des deux précédentes. Un dot est défini géométriquement : le fil de silicium est rétréci en deux endroits ce qui forme un îlot séparé par deux barrières tunnels. Des grilles, définies dans la couche de silicium, permettent d'obtenir un contrôle local de l'occupation de l'îlot [8, 129] (figure 1.10). À la même époque, un groupe coréen fait une utilisation différentes des grilles de côté. Alors que la section du fil est régulière, les grilles permettent de le dépléter en plusieurs points, créant ainsi des barrières tunnels. Ils obtiennent un système de trois îlots en série [85].

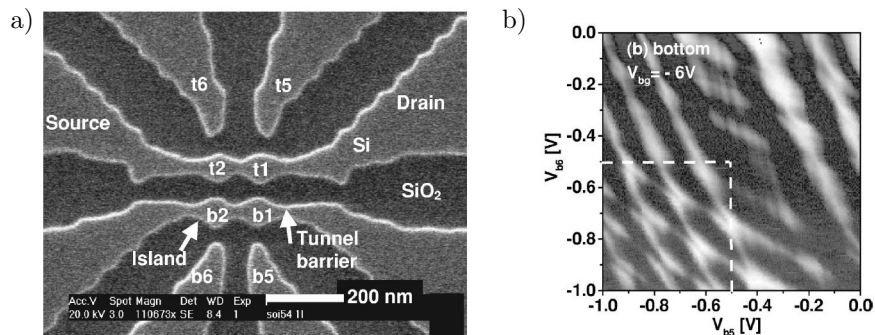


Figure 1.10 – a) Systèmes adjacents de deux îlots en série. b) Mesure du courant dans la branche inférieure. Observation par *Single et al.* de la structure en nid d'abeilles caractéristique d'un système de deux îlots. Figures extraites de [129].

Par la suite, le groupe du laboratoire Cavendish à Cambridge continue dans la même voie, en définissant physiquement des îlots dans une couche de silicium sur isolant [32], éventuellement recouverts d'une couche de SiGe [35]. Ils créent en particulier une double boîte quantique isolée, c'est-à-dire non connectée à des électrodes, dont l'état de charge est détecté à l'aide d'un transistor à électrons uniques à proximité (figure 1.11). Ce système isolé est utilisé comme bit quantique de charge, avec un temps de cohérence de l'ordre de 200 ns [50].

À l'inverse des réalisations précédentes, les deux groupes les plus actifs au cours de ces dernières années utilisent du silicium non dopé. Leurs approches, qui utilisent deux niveaux de grilles, sont similaires. Des grilles locales créent des barrières tunnels réglables. Un niveau supérieur de grille attire les électrons à la surface du silicium. Les contacts dopés sont relativement éloignés de la zone active du dispositif. Le groupe japonais de

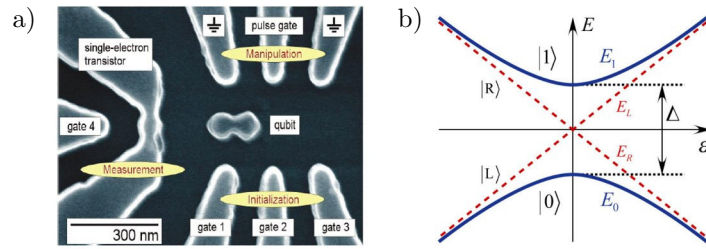


Figure 1.11 – a) Système de double boîte quantique isolée utilisée comme bit quantique de charge par Gorman *et al.* b) Énergies des états propres du système en présence d'un couplage Δ entre les deux îlots. En l'absence de ce couplage, les deux états sont $|R\rangle$ et $|L\rangle$ qui correspondent à une charge complètement localisée sur l'îlot de droite ou de gauche. Figures extraites de [50].

NTT a réalisé, dans un nanofil de silicium gravé dans une couche de silicium sur isolant (figure 1.12a), un système de deux îlots avec un couplage réglable [41], qui se comporte comme une molécule artificielle quand le couplage entre les deux îlots augmente [89, 90]. Ces systèmes sont utilisés pour manipuler les électrons [42]. Le groupe australien de l'université de Sydney utilise une technique un peu différente, puisque c'est la grille supérieure qui a l'allure d'un nanofil : c'est elle qui fixe la largeur de la zone active et donc des îlots [4, 5] (figure 1.12b). Une autre différence vient du fait que les grilles sont en aluminium plutôt qu'en silicium polycristallin. Avec un arrangement plus compliqué de la structure des grilles, ce système est étendu à deux îlots couplés [87] et le contrôle indépendant de la densité d'électrons dans les réservoirs est possible [88, 102]. Enfin, des îlots peuvent être créés en parallèle et leur couplage électrostatique est observé [111].

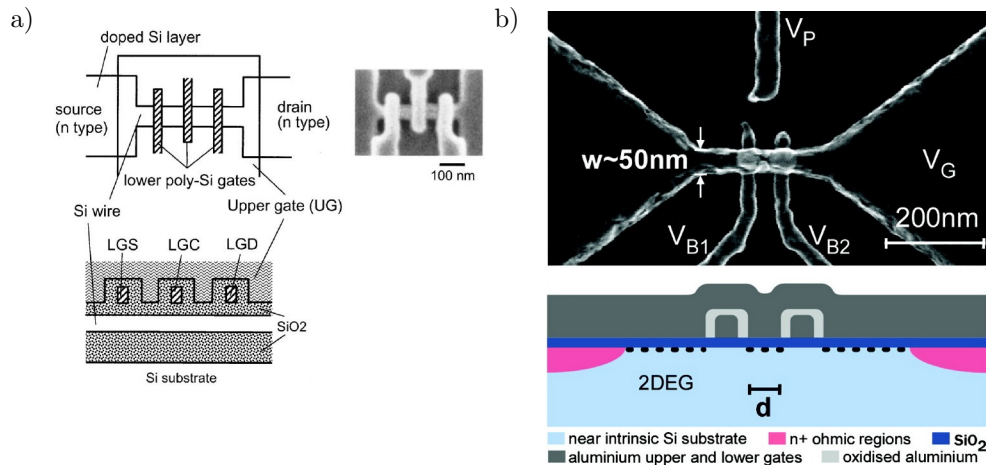


Figure 1.12 – a) Système développé par le groupe de NTT pour créer des îlots. Un fil de silicium sur isolant est recouvert par des grilles locales et par une large grille qui permet de créer une couche d'inversion. Figure extraite de [41]. b) Système développé à l'université de Sydney. C'est la grille couvrante qui a la forme d'un nanofil et qui définit la largeur de la zone active de silicium. Figure extraite de [4].

Chapitre 2

Transport électronique dans les transistors SOI ultra-fins

Dans ce chapitre, on présente les échantillons qui sont l'objet d'étude de cette thèse. Ce sont des transistors SOI (silicium sur isolant) fabriqués dans la salle blanche CMOS du CEA/LETI. On montre l'influence de la constitution de ces dispositifs sur leurs caractéristiques électriques à température ambiante. Dans certaines configurations, on observe des effets de canaux courts, en particulier dans le régime sous le seuil, ainsi qu'une dispersion de leurs propriétés. Les mesures à basse température non seulement confirment, mais exacerbent les différences de comportement entre les échantillons de différentes géométries.

En utilisant des espaceurs, qui éloignent la source et le drain du canal, on favorise la création d'accès de résistance élevée entre les réservoirs et le canal. À basse température, ces résistances sont suffisantes pour confiner les électrons : le transistor se comporte comme un transistor mono-électronique.

À l'inverse, on peut réduire la taille des transistors jusqu'à observer, à basse température, le passage du courant par effet tunnel résonant à travers les états de dopants centrés dans le canal. Cela ne se produit que dans quelques échantillons, dans lesquels un dopant est placé de façon adéquate. À température ambiante, le courant sous le seuil reste dominé par ces dopants. Cela se manifeste par une pente sous le seuil très mauvaise, qu'on assimile à des effets de canaux courts. Les mesures à basse température permettent donc d'avoir une compréhension microscopique de ces effets.

2.1 Description et fabrication des échantillons

2.1.1 Description des échantillons et technologie SOI

Les échantillons étudiés dans cette thèse sont des transistors MOSFETs de type n. Ces échantillons utilisent la technologie SOI, ce qui signifie qu'ils sont réalisés dans une couche de silicium qui repose sur une couche épaisse d'isolant (145 nm). Cette technologie est proposée comme alternative à la technologie traditionnelle en microélectronique qui consiste à fabriquer les transistors à partir d'un substrat massif. Bien qu'elle entraîne un coût de fabrication plus élevé qu'avec la technologie classique, principalement dû à la production des substrats SOI, elle apporte un certain nombre d'avantages en terme

de performances et de contrôle des dispositifs [131]. La couche d'oxyde enterré permet d'isoler les différents transistors d'une même puce. Elle limite très fortement les capacités parasites au substrat, ce qui améliore la vitesse des dispositifs. Pour limiter la consommation des circuits, il faut s'assurer que le courant source-drain est le plus faible possible quand le transistor est dans son état bloqué. Ce point est particulièrement crucial alors que les tailles des dispositifs diminuent. La réduction des dimensions entraîne des effets de canaux courts qui traduisent un mauvais contrôle par la grille. la technologie SOI permet d'amoinrir ces effets. En outre, avec la couche d'oxyde enterré, la circulation du courant entre les réservoirs via le substrat est empêchée par construction et il devient possible d'utiliser un canal peu ou pas dopé.

Dans les dispositifs qu'on étudie, la partie active a la forme d'un nanofil, qu'on voit sur la figure 2.1. Cela signifie que sa largeur et son épaisseur sont comparables à la longueur de la grille. Le contrôle par la grille est renforcé puisqu'elle agit à la fois au dessus et sur les côtés de ce nanofil. On est clairement dans la branche basse consommation de la technologie CMOS [64]. Le courant maximal qui peut circuler entre la source et le drain est limité, étant donnée la faible section de la partie active. En revanche, le contrôle du canal est optimisé de façon à éviter autant que possible la fuite directe de courant entre le drain et la source.

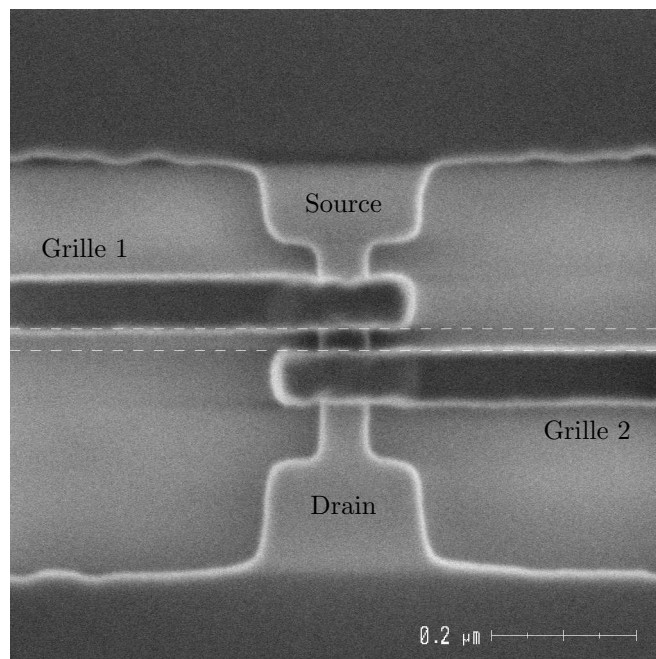


Figure 2.1 – Image au microscope électronique à balayage d'un échantillon à deux grilles. L'espace entre les grilles est mesuré à 30 nm.

Habituellement, un transistor NMOS ou PMOS est constitué d'une seule grille, perpendiculaire à l'axe source-drain. Pour ce travail et en particulier pour la réalisation de dispositifs mono-électroniques couplés, on a été amené à construire des dispositifs avec plusieurs grilles sur une même partie active¹. Plusieurs grilles ont été déposées le long d'un même nanofil (voir figure 2.1).

1. Le but est de créer plusieurs canaux de transistor en série sur le même nanofil. Cela est à distinguer

2.1.2 Fabrication des échantillons

La fabrication utilise comme matériau de départ un substrat SOI fabriqué par la société SOITEC à l'aide du procédé smart-cut de collage moléculaire. Ce substrat est aminci par oxydation sacrificielle à l'emplacement des zones actives. Le but final étant d'obtenir une épaisseur de 10 ou 20 nm, l'épaisseur est à ce stade un peu plus importante, pour tenir compte des réductions successives, dues notamment aux oxydations. Des nanofils de silicium sont ensuite définis par lithographie électronique et gravés par gravure plasma. La gravure a été optimisée, d'une part pour obtenir des nanofils avec des flancs verticaux et, d'autre part, pour obtenir plusieurs nanofils séparés de 40 nm au minimum. L'étape suivante consiste en la croissance de l'oxyde de grille. Nous avons opté pour de l'oxyde de silicium SiO_2 , au lieu des oxydes à forte permittivité diélectrique plus couramment utilisés maintenant, comme l'oxyde d'hafnium, dont nous avons déterminé qu'ils induisent un fort bruit de charge à basse température. Ce bruit rend impossible l'observation du blocage de Coulomb. L'oxyde de grille est obtenu par oxydation sèche de la zone active. Les grilles sont ensuite définies par une seconde étape de lithographie électronique. Nous avons opté pour des grilles en silicium polycristallin, bien que des grilles métalliques en TiN soient plutôt utilisées pour les circuits CMOS de cette technologie. La figure 2.2a montre qu'une grille couvre le nanofil sur trois de ses côtés. Pour certains dispositifs, on a réalisé plusieurs grilles sur un même nanofil, avec un écart minimum d'environ 30 nm. On en voit un exemple sur la figure 2.2b. L'étape suivante consiste à déposer des espaceurs de nitrure de silicium Si_3N_4 de part et d'autre des grilles. Pour cela, un dépôt conforme est réalisé, suivi d'une gravure, ce qui a pour effet de ne laisser les espaceurs que sur les flancs de chaque relief. Leur longueur (selon l'axe du nanofil) est typiquement comprise entre 15 et 45 nm.

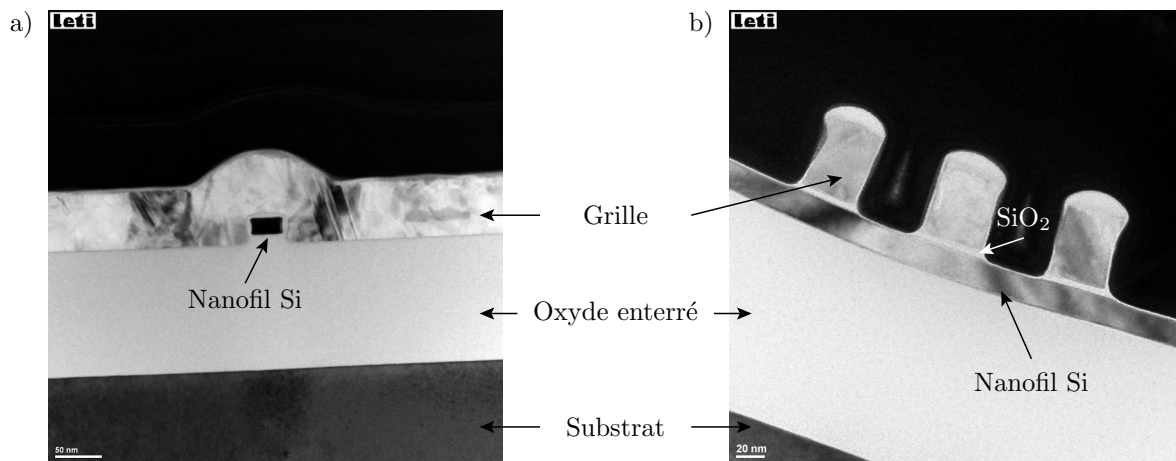


Figure 2.2 – a) Coupe TEM (microscope électronique à transmission) selon l'axe de la grille. b) Coupe TEM selon l'axe du nanofil. On voit trois grilles déposées en série sur le nanofil. La coupe TEM est réalisée avant le dépôt des espaceurs.

Le profil de dopage le long du nanofil de silicium conditionne le comportement des dispositifs, à température ambiante, comme à basse température. Le dopage est réalisé

de l'architecture de MOSFET SOI à double grille [139, 138], où les deux grilles contrôlent le même canal, pour limiter les effets de canaux courts.

par implantation à l'aide d'un faisceau d'ions. Cette technique permet de contrôler la répartition des dopants dans la profondeur de la couche implantée et ainsi d'optimiser la conception des jonctions source/canal et drain/canal [131]. Elle permet d'atteindre les gradients de dopage nécessaire à la bonne définition de ces jonctions. La première étape de dopage, facultative, est le dopage du canal du transistor. L'implantation de dopants de type n ou p est réalisée avant la gravure du nanofil. Une deuxième implantation, effectuée après la gravure des grilles, permet de doper le nanofil sous les espaceurs (voir figure 2.3). Ce dopage est appelé dopage LDD (lightly doped drain), car les zones sous les espaceurs constituent des extensions moins dopées de la source et du drain. Ces derniers sont finalement créés par implantation de dopants arsenic avec une dose élevée, pour les rendre métalliques. Ce dopage est nommé dopage HDD (heavily doped drain). La grille et les espaceurs font office de masques lors de ces deux dernières implantations auto-alignées. Après chaque implantation, un recuit permet d'activer les dopants et de recristalliser les défauts induits par l'implantation. L'utilisation d'un recuit rapide (rapid thermal annealing) permet de maîtriser la diffusion des dopants, qui est le processus qui limite les gradients de dopage qui peuvent être atteints.

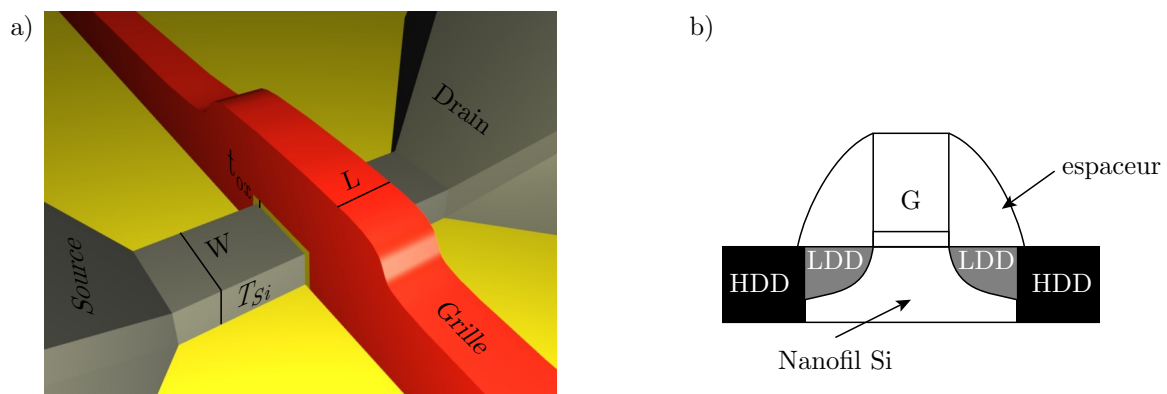


Figure 2.3 – a) Schéma tridimensionnel d'un transistor. b) Schéma en coupe indiquant les différentes zones implantées du nanofil. Les espaceurs sont de part et d'autre de la grille. Le dopage LDD est fait sous les espaceurs. L'implantation HDD permet de créer la source et le drain.

Une reprise d'épithaxie, sélective sur la source et le drain, permet d'augmenter leur épaisseur. Ils sont éventuellement métallisés par siliciuration. Cela signifie qu'on forme avec le silicium un alliage métallique, typiquement NiSi. Le but est de diminuer la résistance série due aux contacts. On cherche en général à maximiser la surface de contact entre le métal et le silicium dopé pour éviter une trop grande résistance de barrière Schottky. Pour cela, il convient d'éviter la formation du métal dans toute la profondeur du fil. À la fin de la fabrication, les étapes de *backend* permettent la passivation et l'encapsulation des dispositifs, ainsi que la création des contacts électriques à l'aide de via, de lignes métalliques et de plots de contacts en surface du substrat.

2.1.3 Échantillons étudiés

Les échantillons sont fabriqués sur des substrats de 200 mm de diamètre. Chaque substrat est divisé en une cinquantaine de puces, d'environ 2 cm de côté. Toutes les puces

partagent le même masque optique, qui définit les contacts, les niveaux de métallisation et l'emplacement des zones actives. Les transistors sont fabriqués dans ces zones actives par lithographie électronique, sur une dizaine de puces seulement. Chaque puce contient environ 150 échantillons différents. Le temps de lithographie électronique est d'environ une heure par substrat. Chaque lot contient 20 plaques. La géométrie des échantillons est la même sur chaque puce de chaque plaque. En revanche, les différents substrats peuvent être exposés à des traitements différents (recettes et niveaux de dopage, siliciuration ou non, épaisseur de la couche de silicium, ...), ce qui permet d'étudier l'effet de ces différents paramètres technologiques. Le tableau suivant récapitule les différentes variantes possibles.

Paramètres	Options
Longueur de grille L	20–80 nm
Largeur du nanofil W	20–80 nm
Épaisseur du silicium T_{si}	10, 20 ou 25 nm
Longueur des espaceurs	15, 40 ou 45 nm
Épaisseur de l'oxyde de grille t_{ox}	4 ou 5 nm
Dopage canal	non dopé / dopage arsenic ou bore
Dopage LDD	non dopé / dopage arsenic
Contacts	dopage HDD avec ou sans siliciuration

Table 2.1 – *Caractéristiques des échantillons étudiés dans cette thèse. Les deux premiers paramètres sont définis échantillon par échantillon, par lithographie électronique. Les autres paramètres sont imposés par les traitements que subissent chaque plaque.*

2.2 Influence du dopage sur les caractéristiques des dispositifs

2.2.1 Variabilité à l'échelle atomique

Les transistors devenant de plus en plus petits, la microélectronique est confrontée au problème des variations dans le procédé de fabrication. Il a pour conséquence une dispersion des caractéristiques électriques de chacun des transistors d'un même circuit, qui peut entraîner un dysfonctionnement. La variabilité est un sujet d'étude majeur en microélectronique [76]. De la recherche de solutions pour la maîtriser dépend ni plus ni moins la possibilité de passer d'un nœud technologique au suivant, ce qui est évidemment un enjeu économique important. La variation affecte par exemple la taille des différentes parties du composant, longueur de grille, épaisseur d'oxyde, ... dont les fluctuations relatives augmentent en proportion des valeurs nominales, à mesure que celles-ci décroissent. Une autre source de variabilité est liée aux dopants présents dans la partie active des dispositifs, dont le nombre diminue avec le volume du composant. L'impact de leur placement aléatoire et de la fluctuation de leur concentration augmente alors. La figure 2.4 tiré du Intel technology journal [76] montre le nombre de dopants dans les transistors des différents nœuds produits par Intel[®] (technologie conventionnelle avec un substrat massif).

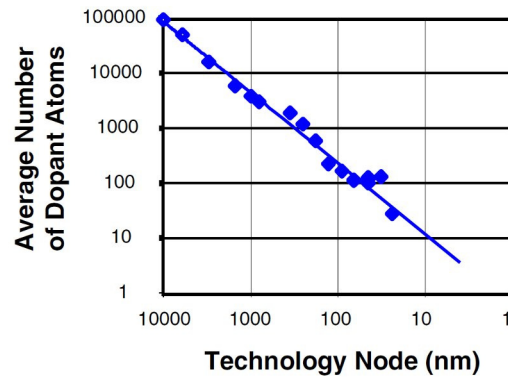


Figure 2.4 – Nombre moyen de dopants dans le canal des transistors de différents nœuds technologiques. Figure extraite de [76].

Dans la suite, on se concentre sur la variabilité due aux dopants². En effet, les mesures électriques à basse température permettent de sonder les dispositifs avec une grande résolution en énergie et révèlent en particulier la signature des dopants. De plus, cette source de variation, combinée avec la réalisation de transistors de taille ultime ouvre la voie vers un « transistor à atome unique », dans lequel le courant est dominé par un seul atome, comme son nom l’indique.

Une étude expérimentale de la variabilité nécessite de fabriquer un grand nombre de transistors nominalement identiques. Il faut idéalement fabriquer ces échantillons sur la surface la plus petite possible du substrat, de manière à limiter la dispersion qui provient de la différence de traitement subi par deux zones différentes. C’est ce qui est fait dans le cadre d’études dédiées. Dans le cadre de ce travail, les échantillons comparés proviennent de puces différentes d’un même substrat. On va néanmoins illustrer les grandes tendances et montrer l’évolution de la variabilité avec différents choix technologiques. Il est à noter qu’il est déjà très original de disposer d’un grand nombre d’échantillons à comparer dans le cadre d’une étude à très basse température.

2.2.2 Contrôle des accès et espaceurs

Des études en simulation montrent que la fluctuation de la position des dopants dans le canal induit une dispersion de la valeur du seuil des transistors [6, 7]. Shinada *et al.* ont montré que ces fluctuations sont réduites lorsque les dopants sont implantés selon un arrangement régulier [128]. Avec la technologie SOI, il est possible d’utiliser un canal non dopé, ce qui conduit à une réduction de cette dispersion [141]. Néanmoins, des dopants peuvent diffuser depuis la source et le drain vers le canal lors du recuit d’activation et c’est pour éviter cet effet qu’on utilise des espaceurs.

La figure 2.5 montre la comparaison de mesures effectuées (Annexe B) sur des dispositifs avec des espaceurs longs (40 nm) et des espaceurs courts (15 nm). On observe dans ces derniers une plus forte dispersion de la position du seuil et de la pente sous le seuil³. Pour l’expliquer, on peut s’appuyer sur une simulation des propriétés physiques

2. RDF : random dopant fluctuation.

3. En l’absence d’effets de canaux courts, sous le seuil, $G \propto \exp\left(\frac{eV_g}{k_B T}\right)$. À 300 K, la pente sous le

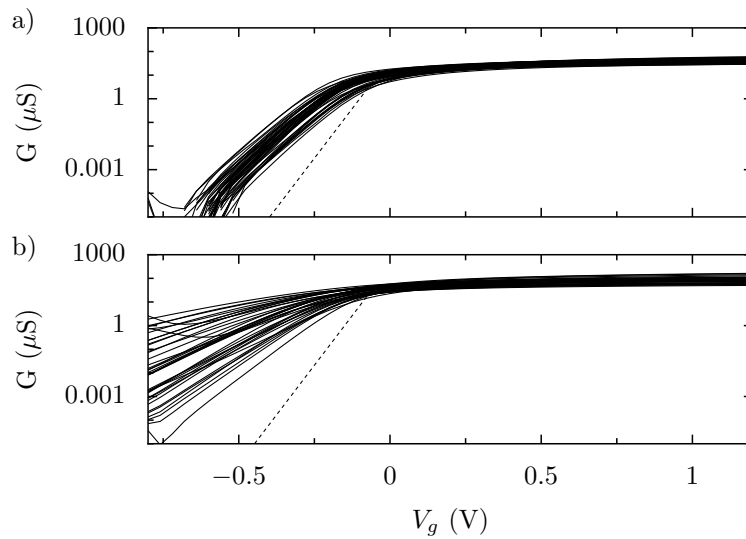


Figure 2.5 – Conductance à température ambiante de transistors de longueur de grille $L = 60$ nm en fonction de la tension de grille, mesurée avec $V_d = 10$ mV. Leur largeur est de 60 nm. Il n’y a pas de dopage canal. a) Espaceurs longs (40 nm). L’écart type de la position du seuil vaut 100 mV. b) Espaceurs courts (15 nm). On observe une dispersion accrue de la position du seuil et de la pente sous le seuil. La ligne pointillée indique la pente idéale de $60 \text{ mV.décade}^{-1}$ (voir note de bas de page 3).

des échantillons, réalisée par O. Cueto du CEA/LETI. La simulation prend en compte l’ensemble des étapes du procédé de fabrication, dont l’implantation des dopants. On étudie en particulier leur diffusion lors du recuit d’activation. La figure 2.6 présente les résultats dans le cas des espaceurs courts. On observe que les réservoirs pénètrent d’environ 11,5 nm sous les espaceurs. Pour fixer la limite, on utilise la concentration critique de la transition métal-isolant dans le silicium dopé. Pour de l’arsenic, elle vaut $8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [103]. La zone de non-recouvrement (underlap) entre les réservoirs et le canal est donc très courte, ce qui fait que des dopants diffusent jusqu’au canal. Ces accès contiennent seulement quelques dizaines de dopants (concentration de l’ordre de 10^{18} cm^{-3} pour un volume de $3,5 \times 60 \times 20 \text{ nm}^3$), d’où la variabilité importante.

L’emploi d’espaceurs longs diminue les effets de canaux courts, mais cela se fait au prix d’une résistance en série plus élevée. En effet, les zones du nanofil sous les espaceurs sont à la fois peu dopées et mal contrôlées par la grille. Leur résistance limite le courant maximal qui peut circuler dans le dispositif. On voit sur la figure 2.5 que les échantillons avec des espaceurs longs ont une conductance moins élevée à fort V_g . L’augmentation de la longueur effective du dispositif et cette augmentation de la résistance concourent à limiter la fréquence maximale de commutation de ces dispositifs pour les applications en logique.

seuil vaut donc $\frac{dV_g}{d\log(G)} = \ln(10) \frac{k_B T}{e} \approx 60 \text{ mV.décade}^{-1}$.

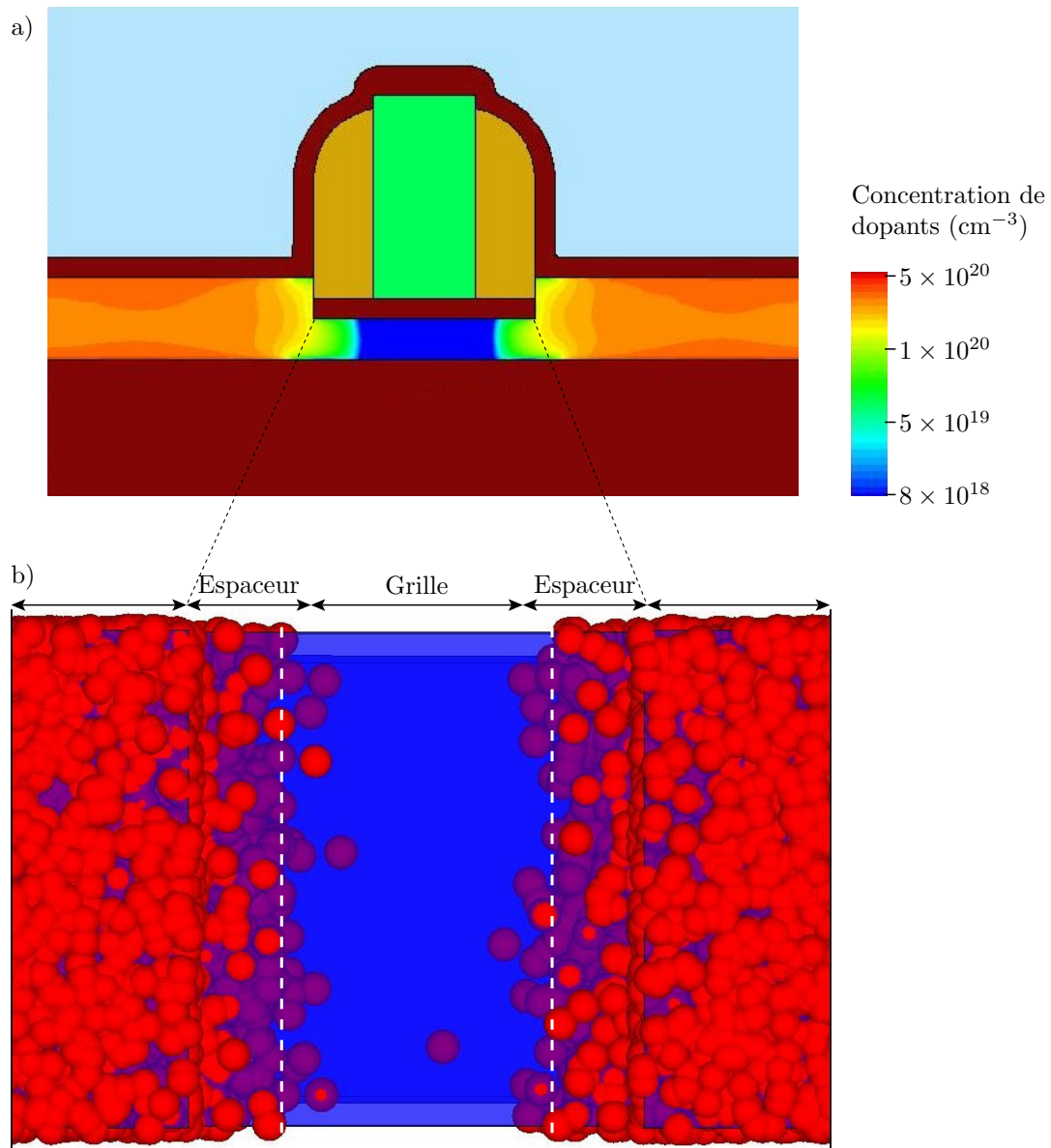


Figure 2.6 – Simulation réalisée par O. Cueto (CEA/LETI) de la concentration de dopants Arsenic dans un échantillon muni d'espaceurs de 15 nm. La simulation prend en compte toutes les étapes de la fabrication, ainsi que leur budget thermique. Elle est faite avec le logiciel SPROCESS de SYNOPSIS. a) Modèle continu. b) Modèle discret. Chaque atome d'arsenic est représenté par une sphère rouge, dont le rayon est le rayon de Bohr nominal (2,2 nm). La simulation montre la diffusion des dopants sous les espaceurs. Les lignes blanches pointillées indiquent la limite de la source et du drain. Il reste une zone d'accès de 3,5 nm entre les réservoirs et les pieds de la grille. La simulation montre que des dopants diffusent jusqu'au canal.

2.2.3 Formation d'un transistor mono-électronique à basse température

L'utilisation d'espaceurs, courts comme longs, permet de créer des zones d'accès résistives entre les réservoirs et le canal. Ces zones sont bien sûr plus ou moins longues selon la longueur des espaceurs. La figure 2.7 montre le comportement typique à basse température d'un transistor muni d'espaceurs. On observe une augmentation de la pente sous le seuil à mesure que la température diminue. C'est normal puisque le transport pour des tensions de grille inférieures au seuil se fait par activation thermique sur la barrière que forme le canal. À 4,2 K, la conductance s'annule complètement en dessous du seuil. Au dessus du seuil, on observe des oscillations, caractéristiques du blocage de Coulomb. Cela signifie que le canal se comporte comme un îlot de Coulomb, dont la charge est quantifiée.

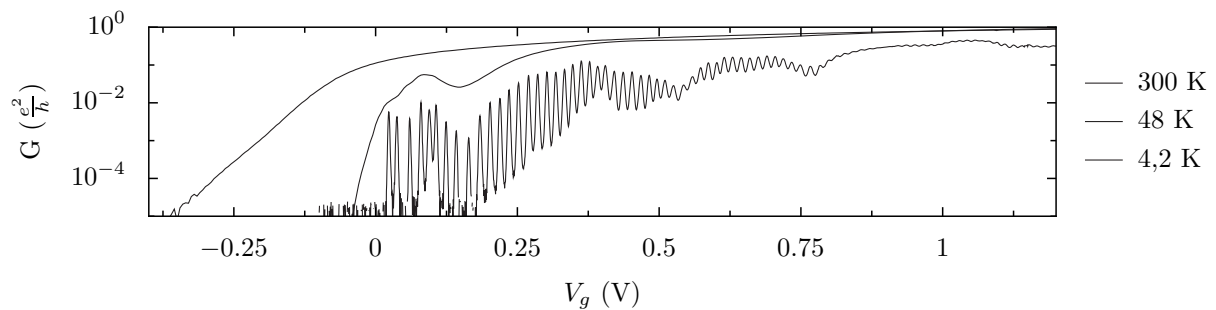


Figure 2.7 – Conductance d'un échantillon muni d'espaceurs à différentes températures en fonction de la tension de grille. À 4,2 K, on observe des oscillations de conductance au dessus du seuil du transistor.

La formation d'un transistor mono-électronique à basse température a été observée et étudiée dans des échantillons similaires par Max Hofheinz au cours de sa thèse [58, 56]. Ce sont les zones d'accès au canal qui sont déterminantes pour obtenir le confinement des porteurs : leur conductance doit être inférieure au quantum de conductance e^2/h . Pour autant, ce ne sont pas des barrières d'oxydes, comme dans le cas de transistor mono-électronique métallique. La formation des barrières tunnels se produit parce qu'en dessous d'une température critique, ces portions de nanofils de silicium passent du côté isolant de la transition métal/isolant [119, 103]. Les accès sont faiblement ou non intentionnellement dopés et ont leur résistance qui diverge à basse température. À l'inverse, la source et le drain sont fortement dopés et se comportent de façon métallique à basse température. Le canal, quant à lui, est peu dopé, mais on y accumule des charges (de façon quantifiée) par l'action de la grille (figure 2.8). On peut donc conclure que la formation d'un transistor mono-électronique repose sur la modulation du niveau de dopage le long du nanofil de silicium [58].

Ce transistor mono-électronique ne possède qu'une grille à la différence des systèmes fabriqués par le groupe japonais de NTT [41] et le groupe australien de l'université de Sydney [4] (voir paragraphe 1.4). La grille contrôle l'occupation de l'îlot et, dans une moindre mesure, la conductance des barrières, qui augmente lentement avec la tension de grille. Les japonais et les australiens utilisent du silicium non dopé. Ils ont alors besoin de plusieurs grilles pour définir un puits de potentiel, pour y confiner les électrons. Dans

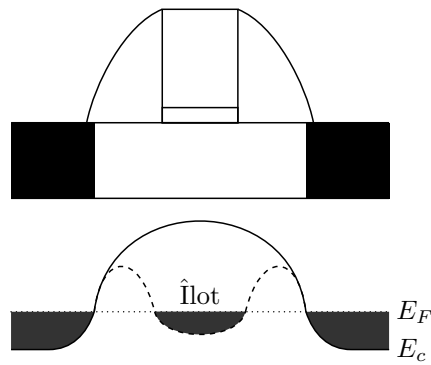


Figure 2.8 – Allure du profil du bas de la bande de conduction le long du nanofil de silicium, pour une tension de grille inférieure au seuil (trait plein) et pour une tension de grille supérieure au seuil (en pointillés). Sous l’action de la grille, le bas de la bande de conduction s’abaisse dans le canal. Quand il passe sous le niveau de Fermi dans les réservoirs, on accumule des électrons dans le canal, qui forme un îlot à basse température. Il subsiste des barrières sous les espaceurs, où le nanofil est à la fois peu dopé et mal contrôlé par la grille.

notre cas, le profil de l’énergie du bas de la bande de conduction est déterminé par le profil de dopage électrochimique et par le dopage électrostatique, imposé par la grille.

Au chapitre 4, on va expliciter les conditions qui permettent la formation de ces barrières. On verra en particulier l’influence de la longueur des espaceurs.

2.3 Transistor ultra-court : vers un transistor à atome unique

2.3.1 Intérêt des dispositifs à dopants uniques

Pour maîtriser les problèmes de variabilité dus à la répartition aléatoire de dopants, la détection et le contrôle des états électroniques de dopants individuels deviennent incontournables à mesure que la taille des transistors diminue. Ils présentent aussi un intérêt en vue de la réalisation de nouvelles architectures qui utilisent la charge [60, 21] ou le spin [72] de dopants individuels comme degré de liberté.

Bien que des techniques se développent pour contrôler la position de dopants implantés [118, 128], plusieurs groupes adoptent une approche qui consiste à identifier la signature des dopants par la mesure électrique de transistors [114]. La détection d’accepteurs, qui piègent un trou, produit un petit décalage visible dans la pente sous le seuil de transistors de type p à des températures comprises entre 6 et 26 K [105, 77, 78]. À plus basse température, des donneurs produisent des pics de courant par effet tunnel résonant dans le régime sous le seuil de transistors finFETs [125]. La géométrie de ces dispositifs fait que des canaux de conduction se forment d’abord dans les coins [126], là où le champ électrique transverse créé par la grille est le plus fort et c’est préférentiellement dans ce volume proche de la grille que les dopants sont détectés. Les niveaux de ces dopants s’hybrident avec alors les états de conduction de surface [84]. La possibilité d’implanter quelques donneurs phosphore sous la grille d’un transistor est intéressante parce qu’elle permet de comparer des échantillons avec et sans ces atomes présents dans

le canal [135]. Cette technique, combinée à la détection en temps réel de l'implantation d'un unique ion [65], permet de tester l'influence d'un seul donneur [66].

Nous allons montrer dans la suite que les transistors SOI que nous étudions sont tout autant adaptés pour adresser un unique dopant. La clé est de bien choisir la stratégie de dopage et la taille du dispositif, pour maximiser les chances d'en isoler un seul.

2.3.2 Transistors ultra-courts : variabilité et effets de canaux courts

On présente ici les caractéristiques électriques de transistors ultra-courts. Ces composants ne comportent pas d'espaceurs. L'implantation de la source et du drain est faite directement de part et d'autre de la grille, ce qui permet de minimiser la longueur effective du dispositif. La figure 2.9 montre les caractéristiques d'une série de transistors de longueur de grille $L = 30$ nm. Comme attendu, la position du seuil dépend du dopage canal. Il est plus négatif pour le dopage canal type n que pour celui de type p. Ces transistors présentent des effets de canaux courts sévères. On observe une forte dispersion des valeurs des pentes sous le seuil. Cela s'inscrit dans la continuité de ce qu'on a observé sur les transistors munis d'espaceurs (figure 2.5) : la dispersion augmente au fur et à mesure que les espaceurs se réduisent et que les dopants se rapprochent du canal. À l'aide de mesures à basse température, on va donner un éclairage sur une source possible de cette variabilité : la contribution des dopants au courant qui circule sous le seuil.

Du fait de cette dispersion, la position du seuil est difficile à définir. On l'estime, sur le transistor qui présente la meilleure pente sous le seuil (environ $87 \text{ mV.décade}^{-1}$), par extrapolation du point de transconductance maximum (voir figure 2.10), à $-0,5 \pm 0,05$ V pour un transistor avec un dopage canal de type p.

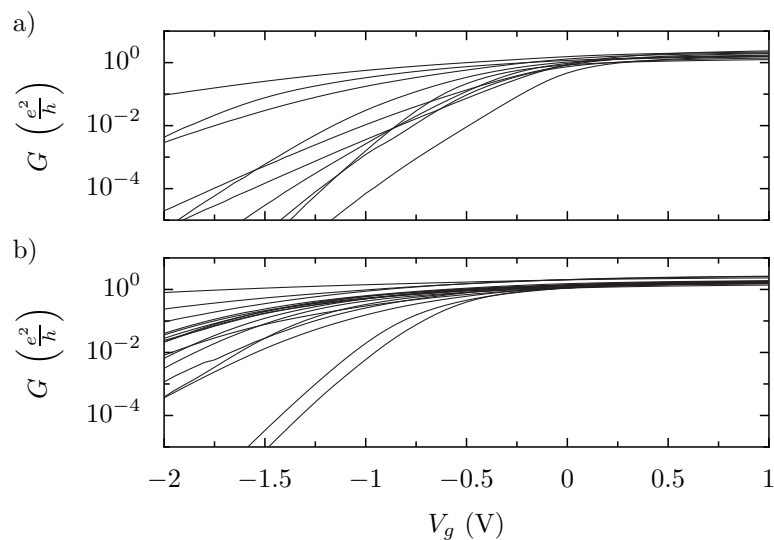


Figure 2.9 – Conductance en fonction de la tension de grille de transistors de longueur de grille $L = 30$ nm, mesurée avec une tension drain–source comprise entre 10 et 50 mV. Le premier panneau correspond à un dopage canal Bore, le second à un dopage canal Arsenic. Les largeurs de grille varient entre 40 et 80 nm.

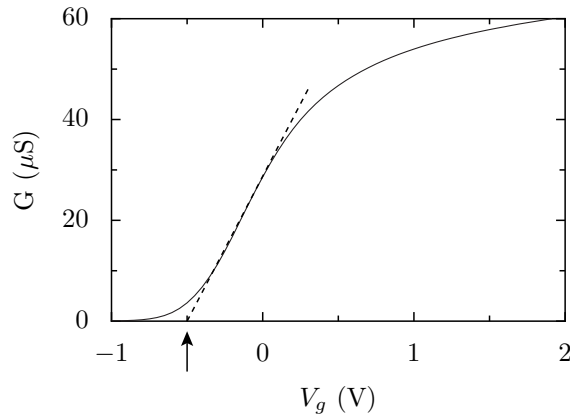


Figure 2.10 – Estimation de la position du seuil d’un transistor, par extrapolation du point de transconductance maximale, pour un échantillon de largeur $W = 50 \text{ nm}$ avec un dopage canal de type p .

2.3.3 Mise en évidence du rôle des dopants à basse température

La figure 2.11 montre la conductance en fonction de la tension de grille de quatre transistors choisis parmi ceux qui composent les jeux de courbes de la figure 2.9. Ces mesures sont effectuées à plusieurs températures : à température ambiante, à une température intermédiaire (quelques dizaines de Kelvin) et à 4,2 K. Alors que les mesures à température ambiante permettent seulement de constater une grande dispersion des comportements des différents transistors, en particulier pour les tensions de grille inférieures à la tension de seuil, les mesures à plus basse température montrent une grande richesse de motifs. Celle-ci rend l’interprétation de ces mesures très complexe. Sans les expliquer complètement, on va toutefois mettre en évidence les éléments qui tendent à prouver que la fluctuation aléatoire des dopants est une des sources de différence entre les transistors. En particulier, un point clé est d’examiner si les motifs observés se produisent au dessus ou au dessous du seuil.

L’échantillon b) présente, à température ambiante, une pente sous le seuil bien meilleure que les autres. À basse température, on observe, au dessus du seuil, quelques pics puis une montée rapide de la conductance vers une valeur de l’ordre de e^2/h . Juste au dessus du seuil, les états du bas de la bande de conduction sont localisés. Nos échantillons sont en effet caractérisés par une mobilité faible et un désordre important. Cela explique que la conductance n’augmente qu’à partir de 500 mV environ au dessus du seuil. Les pics observés traduisent les interférences quantiques des ondes électroniques qui se construisent quand celles-ci diffusent de façon élastique dans le potentiel désordonné. Des effets de blocage de Coulomb stochastique peuvent également les expliquer.

Le comportement au dessus du seuil est commun à tous les échantillons présentés sur la figure 2.11. Il est davantage intéressant de noter que leur comportement sous le seuil est très différent. On peut déjà noter que l’échantillon b) a une conductance nulle⁴ à basse température sous le seuil. Au contraire, pour les échantillons a) et c), le courant est dominé par des pics bien résolus. Ces pics, tout comme la conductance

4. En toute rigueur, inférieure à la sensibilité de la mesure $\approx 10^{-9} \text{ S}$.

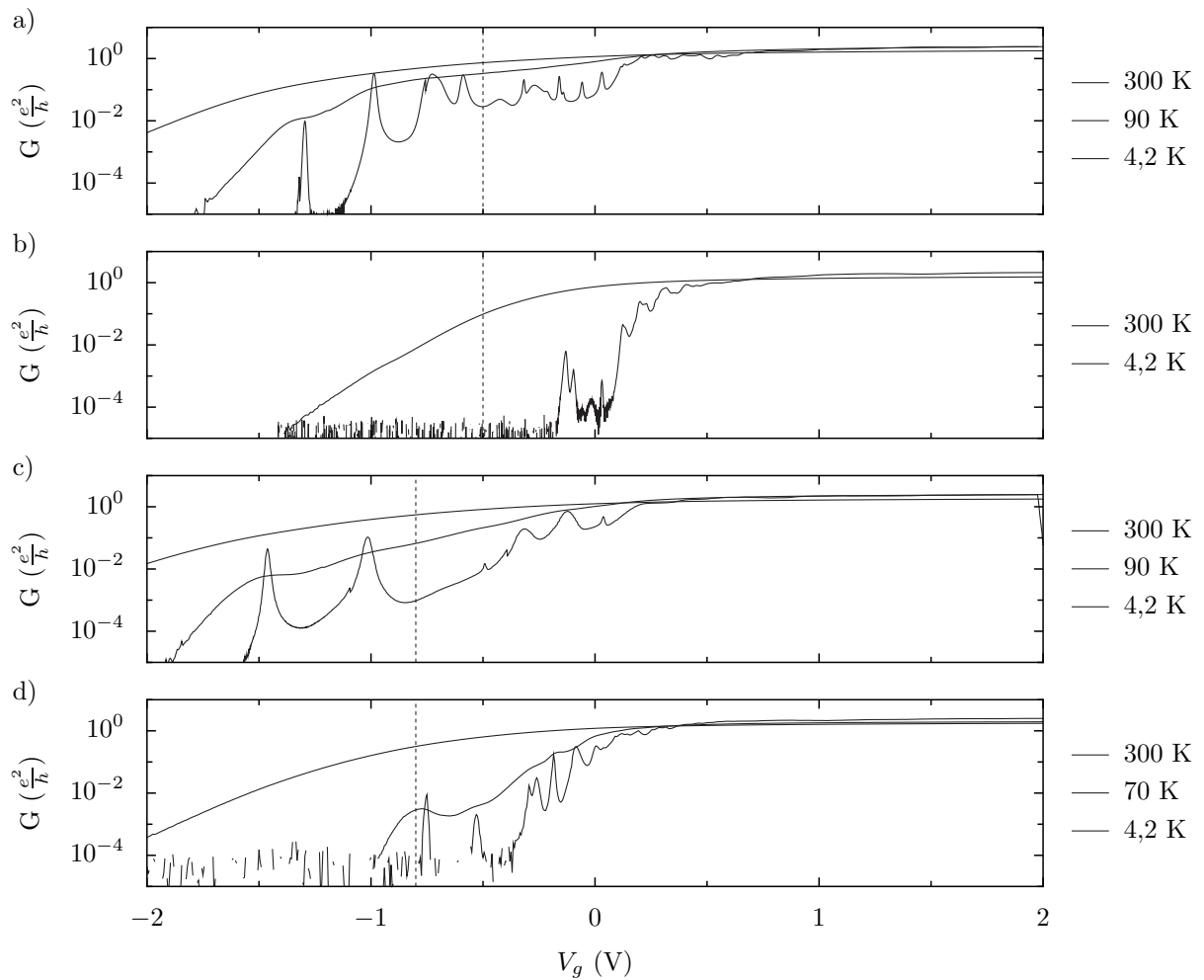


Figure 2.11 – Caractéristiques conductance–tension de grille de quatre transistors de la figure 2.9 à différentes températures. Les deux premiers échantillons sont dopés Bore, les deux autres sont dopés Arsenic. La largeur des trois premiers est 50 nm, le dernier fait 60 nm. La ligne verticale indique la position du seuil, extraite pour les meilleurs échantillons parmi ceux de la figure 2.9.

à température ambiante, sont observés jusqu'à des tensions de grille très inférieures au seuil. On attribue ces pics au passage du courant par effet tunnel résonant à travers des états localisés dans le canal des transistors. Cela s'apparente à un défaut nommé percement, puisque du courant non contrôlé par la grille circule entre la source et le drain alors que le transistor devrait être dans son état bloqué. L'échantillon d) est, quant à lui, dans une situation intermédiaire.

Les états qui donnent naissance à ces résonances sous le seuil du transistor ont des énergies bien inférieures au bas de la bande de conduction. On les attribue à des atomes donneurs dans le nanofil de silicium. Pour que des états localisés provoquent de tels pics de conductance, il est nécessaire que ces donneurs soient relativement bien centrés entre les réservoirs et suffisamment « connectés » à la source et au drain, ce qui signifie en fait que la fonction d'onde d'un électron sur ce donneur s'étend jusqu'aux électrodes. C'est la très faible longueur de grille des échantillons étudiés qui rend possible cela. On comprend alors la différence entre les échantillons présentés précédemment. La

répartition aléatoire des dopants fait qu'un dopant adopte un tel placement uniquement dans certains des échantillons, en l'occurrence, le a) et le c). Le transport dans les transistors MOSFETs par effet tunnel résonant à travers des états d'impuretés localisés est étudié depuis plusieurs décennies [36, 37]. Les tailles des transistors ne permettaient pas d'isoler un ou deux états localisés, comme on l'observe ici.

Il reste à expliquer la provenance de ces atomes donneurs. Cela ne pose pas de problème pour l'échantillon c), dont le canal est dopé Arsenic. En revanche, l'échantillon a) à un canal dopé avec des atomes accepteurs de Bore. Leurs niveaux ne peuvent pas être détectés dans nos échantillons dont les réservoirs sont de type n. Une simulation de la diffusion des dopants dans le dispositif (voir figure 2.12) montre que dans des échantillons si courts, les dopants peuvent diffuser depuis la source et le drain jusqu'au centre du canal. Cette simulation permet également de déterminer l'extension spatiale de la source et du drain après diffusion des dopants. La longueur effective du canal est de 10 nm. On a donc une situation dans laquelle un très petit nombre de donneurs Arsenic, typiquement 5, sont situés dans un volume restreint de silicium de $10 \times 20 \times 50 \text{ nm}^3$. Ils sont en outre à proximité d'une grille et de deux électrodes.

2.3.4 Influence des dopants sur le transport sous le seuil

La situation décrite précédemment n'est certainement pas idéale pour la microélectronique. La longueur de grille des MOSFETs ultra-courts est trop faible pour avoir un bon contrôle du canal. Cela autorise la diffusion des dopants depuis les électrodes jusqu'au centre du canal, ce qui devrait être à éviter à tout prix. On a vu que cela mène à une variabilité extrêmement importante. Cette situation est pourtant intéressante du point de vue de la physique, dans le but de construire un dispositif basé sur quelques dopants.

À basse température, le transport à travers les états des dopants produit des résonances de la conductance. Le transport sous le seuil est dominé par les dopants y compris à température ambiante, ce qui explique la dégradation de la pente sous le seuil. Pour s'en convaincre, analysons le transport sous le seuil à différentes températures dans le cas de l'échantillon a) (figure 2.13). Les pics s'élargissent lorsque la température augmente. Entre 45 mK et 12K, on observe que la hauteur du pic diminue. Cela est caractéristique d'un système dont le transport se fait via un seul niveau. Autrement dit, les différents niveaux des différents dopants sont résolus séparément : $k_B T \ll \Delta$. Au delà, la conductance au niveau du pic augmente à nouveau. À 90 K, le pic se distingue encore, alors que ce n'est plus le cas à 300 K. En fait, la conductance est toujours dominée par l'élargissement thermique de ces pics, mais les niveaux des dopants proches en énergie prennent une part de plus en plus importante au transport : $k_B T \sim \Delta$. La conductance dans le cas du transport à travers un seul niveau est donné par la formule (1.13). Loin de la résonance, à des tensions de grille inférieures, le premier niveau domine le transport et cette équation est bien approximée par :

$$G \propto \exp\left(\frac{e\alpha(V_g - V_{g0})}{k_B T}\right) \quad (2.1)$$

Le paramètre α est extrait des mesures de spectroscopie de transport qui sera l'objet du chapitre suivant. Le seul paramètre à ajuster est donc le préfacteur. La figure 2.13 montre

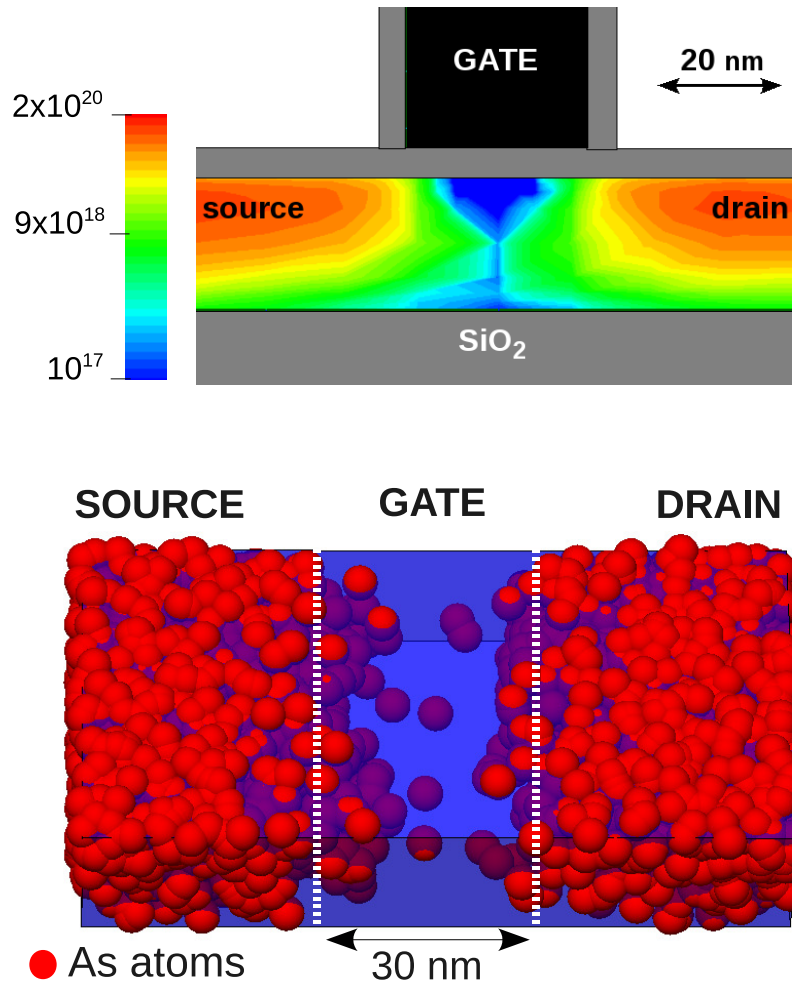


Figure 2.12 – De la même façon qu’à la figure 2.6, on simule la diffusion des dopants dans les transistors très courts présentés sur la figure 2.11. Le modèle continu montre que la longueur effective du canal de ces dispositifs est très petite, de l’ordre de 10 nm. Le modèle discret met en évidence quelques dopants qui diffusent jusqu’au centre du canal.

l’adéquation de ce modèle simple, qui donne évidemment une droite avec l’échelle logarithmique utilisée. La pente de ces droites est effectivement inversement proportionnelle à la température.

On conclut de cette étude que le courant qui circule sous le seuil du transistor est dominé par le transport à travers les dopants, y compris à température ambiante. On met clairement en lumière l’apport des mesures à basse température dans l’identification d’une source de variabilité, imputée aux fluctuations des dopants. On peut exploiter cela pour choisir un échantillon dans lequel le transport est dominé par un ou plusieurs dopants, à condition de rester dans le régime sous le seuil. On a ainsi ce qu’on peut appeler un transistor à dopant unique. Dans le chapitre suivant, on va montrer que des mesures de spectroscopie de transport permettent de caractériser ces dopants et d’en estimer, par exemple, l’énergie d’ionisation.

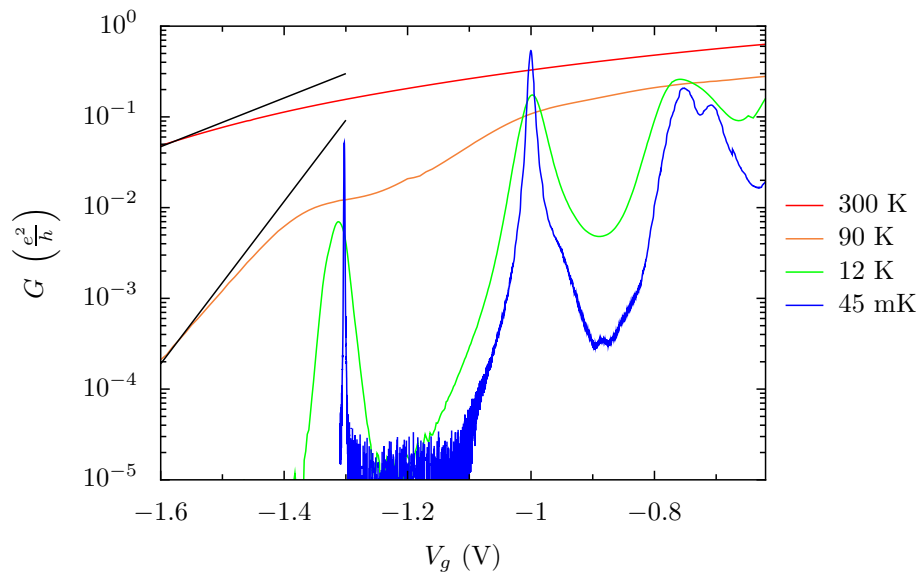


Figure 2.13 – Conductance de l'échantillon a) de la figure 2.11 à différentes températures. On observe l'élargissement progressif des deux premiers pics, jusqu'à température ambiante, où les pics ne sont plus résolus. Loin du premier pic, le modèle donné par l'équation (2.1) s'ajuste correctement aux mesures.

Chapitre 3

Caractérisation d'un dopant unique dans un transistor ultra-court

À la fin du chapitre 2, on a étudié des échantillons très courts, dans lesquels les dopants diffusent dans le canal à tel point que sa longueur effective est réduite à 10 nm. Dans ces conditions, de l'effet tunnel résonant entre la source et le drain se produit à travers les états localisés de donneurs centrés. À basse température, où la résolution de la mesure permet de résoudre ces résonances, cet effet est mis en évidence dans quelques échantillons. Dans ce chapitre, on présente des mesures détaillées du transport dans un de ces échantillons. Des mesures qui donnent des résultats comparables ont été effectuées sur un échantillon du même lot.

Ces mesures permettent de caractériser les donneurs responsables du transport. Il est crucial d'avoir un échantillon de très petite taille pour n'avoir que peu de dopants et être ainsi en mesure de séparer leur contribution. On étudie en particulier le premier donneur qui participe au transport. C'est lui qui capte le premier électron ajouté au canal du transistor. Cette situation expérimentale permet d'aborder le problème de l'interaction d'un électron avec un donneur, qui peut être traité théoriquement. On va estimer la contribution des autres donneurs, qui sont tous ionisés quand le premier donneur est détecté.

3.1 Énergie d'ionisation d'un donneur

3.1.1 Description d'un donneur

Pour un semiconducteur IV comme le silicium, un donneur est généralement un atome de la colonne V. Les atomes d'arsenic ou de phosphore sont couramment utilisés. Quand le donneur est activé, il se place en substitution à la place d'un atome de silicium dans le réseau cristallin¹. Ce donneur utilise quatre électrons de sa couche externe pour créer des liaisons covalentes avec les quatre atomes de silicium les plus proches voisins dans la structure tétraédrique. Le cinquième électron de la couche externe reste non apparié. Ce donneur est un atome hydrogénoïde. Il s'apparente à un atome d'hydrogène dans le vide, avec un ion chargé positivement fixe dans le réseau et un électron libre.

1. réseau de type *diamant* : réseau cubique faces centrées, avec occupation de quatre des huit sites tétraédriques.

Cet ion crée un potentiel Coulombien attractif, qui donne lieu à des états liés pour les électrons. Du point de vue énergétique, ces états correspondent à des niveaux situés dans la bande interdite du silicium. Les donneurs qu'on considère dans ce travail sont dits *peu profonds*, ce qui signifie que les électrons sont faiblement liés sur les centres attractifs. Une excitation faible suffit à faire passer un électron depuis une des orbitales du donneur dans la bande de conduction. L'énergie nécessaire (à partir de l'orbitale de plus basse énergie) est appelée *énergie d'ionisation* du donneur. Les niveaux d'un donneur peu profonds sont donc situés près du bas de la bande de conduction. En résumé, l'état d'un donneur est soit ionisé (noté D^+), quand le donneur a cédé son électron supplémentaire à la bande de conduction, soit neutre (noté D^0), quand un électron occupe une des orbitales du donneur. Il peut éventuellement être chargé négativement (noté D^-) quand deux électrons occupent les orbitales du donneur. Au delà, les niveaux sont situés très près de la bande de conduction. Ces états sont représentés sur la figure 3.1.

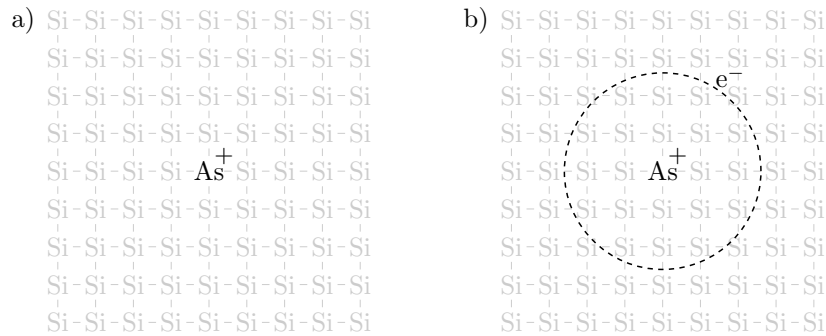


Figure 3.1 – Représentation schématique des états d'un donneur Arsenic. a) État D^+ : le donneur est ionisé, aucun électron n'occupe ses orbitales. b) État D^0 : le donneur est neutre, un électron occupe une orbitale. Le rayon de Bohr du donneur est plus grand que le paramètre de maille du réseau cristallin.

À température ambiante, pour l'utilisation usuelle des semiconducteurs en électronique, les dopants sont ionisés en majorité (état D^+) [131]. En effet, l'énergie d'ionisation des dopants couramment utilisés est comparable avec l'énergie thermique et il est favorable que les électrons passent dans la bande de conduction, où plus d'états sont disponibles que sur les centres donneurs. En revanche, en dessous d'une certaine température, les électrons restent liés aux donneurs (états D^0 et éventuellement D^-). Ce phénomène est appelé *gel des porteurs*, puisque les dopants ne jouent plus leurs rôles de fournisseurs de porteurs libres (dans la bande de conduction). Pour notre étude, qui exploite le transport des électrons à travers des donneurs, le gel des porteurs n'est pas gênant, dans la mesure où on adresse directement les orbitales des donneurs par des électrons qui y passent par effet tunnel depuis les réservoirs. Cela explique qu'on peut tout de même ioniser les donneurs : l'électron n'est pas cédé à la bande de conduction, mais directement aux réservoirs.

3.1.2 Calcul de l'énergie d'ionisation d'un donneur

L'approximation de la masse effective permet d'estimer l'énergie d'ionisation d'un donneur. On utilise les résultats qui concernent l'atome d'hydrogène. Le fait que l'ion

est situé dans un cristal et non dans le vide est pris en compte par deux éléments, la masse effective de l'électron et la permittivité diélectrique relative du milieu. Ils contribuent tous les deux à faire que l'électron est moins lié à un donneur que l'électron au noyau d'un atome d'hydrogène dans le vide.

$$E_I = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_{\text{Si}}} \right)^2 \frac{m^*}{\hbar^2} \approx \frac{m^*}{m_e} \frac{1}{\epsilon_{\text{Si}}^2} \times 13,6 \text{ eV} \approx 31 \text{ meV} \quad (3.1)$$

où on utilise la valeur moyenne $m^* = \sqrt[3]{m_t^2 m_l} \approx 0,32 m_e$ des masses effectives transverse m_t et longitudinale m_l . On peut, de la même façon, calculer le rayon de Bohr d'un donneur.

$$a_B = \frac{\hbar^2 \epsilon_0 \epsilon_{\text{Si}}}{\pi m^* e^2} \approx \frac{m_e}{m^*} \epsilon_{\text{Si}}^2 \times 0,053 \text{ nm} \approx 2,0 \text{ nm} \quad (3.2)$$

Ces estimations donnent des ordres de grandeur corrects pour les donneurs peu profonds, indépendamment de leur espèce chimique. Cela s'explique par le fait que le rayon de Bohr est plus grand que le paramètre de maille du réseau (0,357 nm). Les travaux de Kohn et Luttinger en 1955 permettent de prendre en compte la structure de vallée de la bande de conduction du silicium, ainsi que l'anisotropie de la masse effective des électrons dans le silicium par une approche variationnelle [79, 95]. La théorie de la masse effective ne rend pas compte de la différence entre les niveaux des différents donneurs [142]. La fonction d'onde dépend fortement de l'espèce chimique du donneur près de son centre, où le potentiel à courte portée n'est pas écranté par le milieu diélectrique. Cela affecte en particulier l'état fondamental du donneur et donc son énergie d'ionisation. De plus, compte-tenu des six vallées de la bande de conduction et de l'interaction avec elles, le niveau fondamental se divise en un niveau singulet, un niveau doublet et un niveau triplet, non dégénérés [119, 142]. Finalement, pour résumer, l'énergie d'ionisation d'un donneur Arsenic vaut 53,7 meV et celle d'un donneur Phosphore vaut 45,5 meV [115, 119, 131].

Ces valeurs sont données pour un donneur dans du silicium massif. On verra dans la suite que le confinement d'un donneur dans une nanostructure modifie ses niveaux d'énergie. En outre, les états électroniques qu'on a considérés sont les états d'un seul donneur. Dans un semiconducteur faiblement dopé, les interactions entre plusieurs donneurs modifient la structure des états électroniques [119]. Cela induit une dispersion de l'énergie des états des donneurs, qui donne l'apparence d'une bande d'impuretés. Si les donneurs ne sont pas trop proches et ne s'hybrident pas, les fonctions d'ondes sont localisées sur chaque site, ce qui ne forme pas à proprement parler une bande d'états délocalisés, comme dans le cas d'un cristal. Une première cause de dispersion des niveaux d'énergie des donneurs est l'hybridation de deux donneurs proches, dont les fonctions d'ondes électronique se recouvrent. Un second effet mis en jeu est l'effet du potentiel de chaque donneur positivement chargé sur ses voisins. Ce mécanisme dépend de l'arrangement désordonné des donneurs dans le cristal. Un troisième effet provient de la présence simultanée d'accepteurs et de donneurs. Si on suppose qu'un accepteur et qu'un donneur proches sont tous les deux dans leur état neutre (D^0 et A^0), c'est à dire qu'un électron est lié au donneur et qu'un trou est lié à l'accepteur, le donneur va céder son électron à l'accepteur qui passent alors dans les états D^+ et A^- . Cet effet se nomme compensation et ne libère pas de charge libre. Les deux dopants chargés contribuent au potentiel statique fluctuant à l'origine de la dispersion des niveaux des dopants.

3.1.3 Principe de la spectroscopie des états d'un dopant

Dans une spectroscopie optique, on accède naturellement à l'écart entre deux niveaux, en accordant la fréquence de l'onde incidente avec la transition à détecter. Pour les niveaux d'un dopant, les énergies sont de quelques dizaines de meV, cela correspond à des fréquences de quelques THz, dans l'infrarouge. De telles mesures ont été réalisées [115] et donnent les valeurs expérimentales des énergies caractéristiques des différentes espèces de dopants.

La spectroscopie par transport électronique est un peu différente. On profite du fait que le dopant est connecté à des électrodes pour permettre le passage des électrons dans ses différents niveaux. La grille permet de faire défiler ces niveaux devant le niveau de Fermi dans les électrodes. On accède alors à la position des différents niveaux vis-à-vis du niveau de Fermi. Il faut ensuite calculer les écarts pour déduire l'énergie des transitions entre états. Ce principe est illustré sur le schéma 3.2.

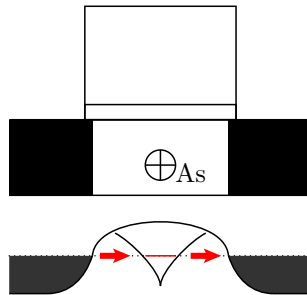


Figure 3.2 – Schéma de principe de la spectroscopie du niveau d'un dopant par le transport des électrons. Quand le niveau s'aligne avec le niveau de Fermi, le transfert des électrons entre les électrodes via l'état localisé du dopant est autorisé.

3.2 Spectroscopie de transport d'un dopant unique

Au chapitre 2, on a montré que le transport électronique dans des transistors très courts et dépourvus d'espaceurs est altéré par des dopants centrés dans le canal. Ceux-ci favorisent le passage du courant pour des tensions de grille inférieures au seuil du transistor, pour lesquelles celui-ci devrait être dans son état bloqué. Cela se traduit à température ambiante par ce qui s'apparente à un effet de canal court : le régime sous le seuil est dégradé. À basse température, les dopants sont révélés par l'apparition de pics de conductance.

Dans cette partie, on va présenter en détail la spectroscopie de transport d'un tel transistor. On va proposer une interprétation de la structure observée. On va montrer qu'on peut estimer l'énergie d'ionisation du premier donneur qu'on aura identifié.

3.2.1 Analyse des mesures de transport

On se concentre sur l'échantillon a) de la figure 2.11. La figure 3.3 montre les mesures non-linéaires de conductance de cet échantillon à 4,2 K. Le premier pic apparaît à $V_g = -1,3$ V. Ce premier pic se développe en deux zones triangulaires, l'une à polarisation

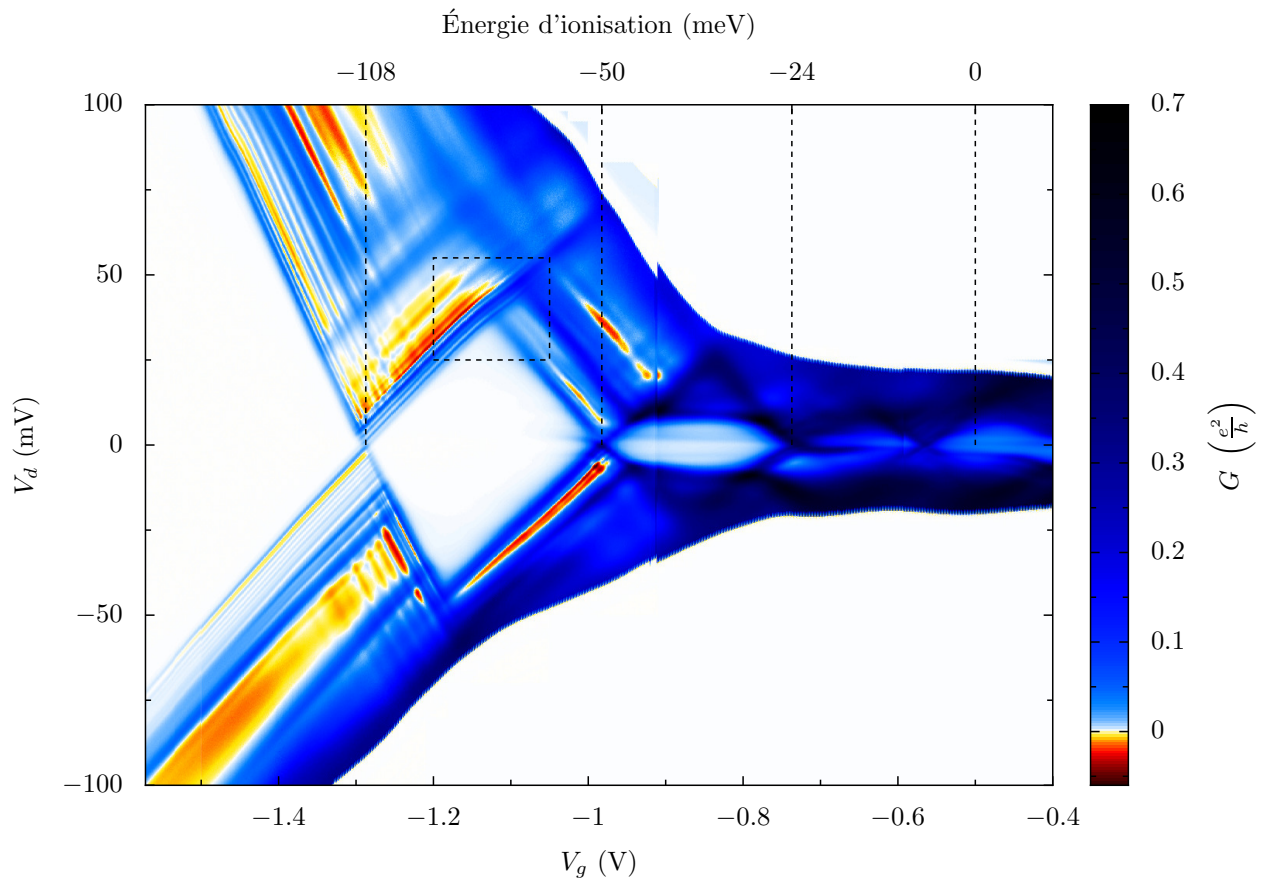


Figure 3.3 – Conductance différentielle de l'échantillon ultra-court sans espaceur à 4,2 K en fonction des tensions de la tension de grille et de la tension de polarisation. Le rectangle encadré est agrandi sur la figure 3.6. L'axe d'énergie d'ionisation permet d'estimer l'énergie d'ionisation du premier donneur (voir paragraphe 3.2.3).

positive, l'autre à polarisation négative, qui indiquent que le niveau d'énergie sondé, sensible à la fois au potentiel de grille et à la tension source-drain, est situé dans la fenêtre de polarisation. On déduit des pentes de ces triangles les couplages de ce niveau aux électrodes.

$$\frac{C_d}{C_g} = 2,12 \quad \frac{C_s}{C_g} = 3,14 \quad (3.3)$$

Les couplages aux deux réservoirs sont similaires, avec un couplage légèrement plus fort à la source. Ces deux ratio déterminent entièrement le facteur α

$$\alpha = \frac{C_g}{C_d + C_s + C_g} = \left(\frac{C_d}{C_g} + 1 + \frac{C_s}{C_g} \right)^{-1} \approx 0,16 \quad (3.4)$$

Cette valeur est plutôt petite, ce qui n'est pas surprenant étant donné que le canal du transistor est très court. Cela explique pourquoi ce premier pic apparaît à une tension de grille si négative. C'est d'ailleurs totalement cohérent avec le fait que les impuretés empêchent la grille de bien contrôler le canal, ce qui est précisément ce que mesure un faible α . Aucune structure n'est observée avant ce premier pic : les bords du diamant continuent en ligne droite jusqu'à 100 mV au moins. Cela conforte notre hypothèse qu'un seul niveau participe au transport.

En augmentant V_g , un deuxième niveau est détecté à $V_g = -1$ V. Ce pic se développe également en diamant, qui vient croiser le premier pour une polarisation supérieure à 40 mV. Cela démontre que le premier niveau est bien séparé en énergie. Les couplages de ce deuxième niveau sont différents de ceux du premier. On mesure

$$\frac{C_d}{C_g} = 4,79 \quad \frac{C_s}{C_g} = 3,83 \quad (3.5)$$

d'où l'on déduit $\alpha = 0,104$. Cette valeur est plus faible que pour le premier pic. C'est compatible à la fois avec le fait que ce pic est plus large que le premier et que sa conductance est plus forte au sommet (Elle vaut $0,58 e^2/h$). Tout cela indique un couplage très fort aux électrodes de source et de drain.

À partir de ce pic, la conductance commence à augmenter progressivement. On observe une série de diamants de moins en moins bien contrastés qui correspondent à la série de pics déjà montrés sur la figure 2.11. Le troisième pic est clairement lié au deuxième. À l'intérieur du diamant qui les sépare, le passage du courant est rétabli à partir de $V_d = \pm 8$ mV. cela correspond aux lignes horizontales, qu'on met en évidence sur la figure 3.4.

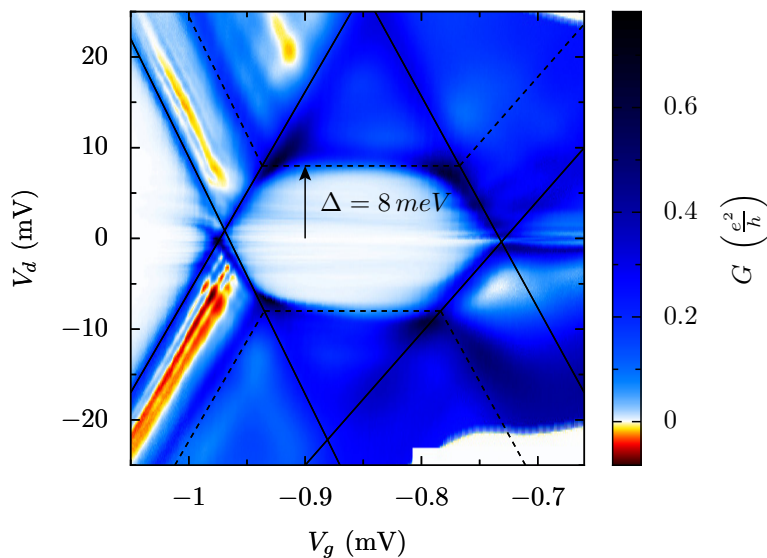


Figure 3.4 – Conductance différentielle de l'échantillon à 45 mK, centrée sur les pics 2 et 3.

On complète ces mesures à polarisation finie par des mesures à différentes températures, dans le régime linéaire, pour les deux premiers pics (figure 3.5). Pour les deux pics, on s'intéresse à la transition entre le régime thermiquement élargi ($k_B T \gg \hbar \Gamma$), décrit par la formule (1.13) et le régime d'élargissement intrinsèque ($k_B T \ll \hbar \Gamma$), décrit par la formule (1.14). À 100 mK, le premier pic est toujours correctement décrit par le modèle thermiquement élargi. Cependant, on voit que la hauteur du pic commence à saturer vers 400 mK. Cela indique que l'élargissement intrinsèque du premier pic est de l'ordre d'une centaine de mK. Le modèle lorentzien décrit correctement le second pic à 100 mK. La largeur de la lorentzienne donne $\Gamma = 1,5 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$. L'élargissement intrinsèque du second pic est donc d'environ 7 K et cela explique pourquoi on observe la saturation de la conductance sur pic en dessous de quelques Kelvin. La conductance tend vers $0,58 e^2/h$.

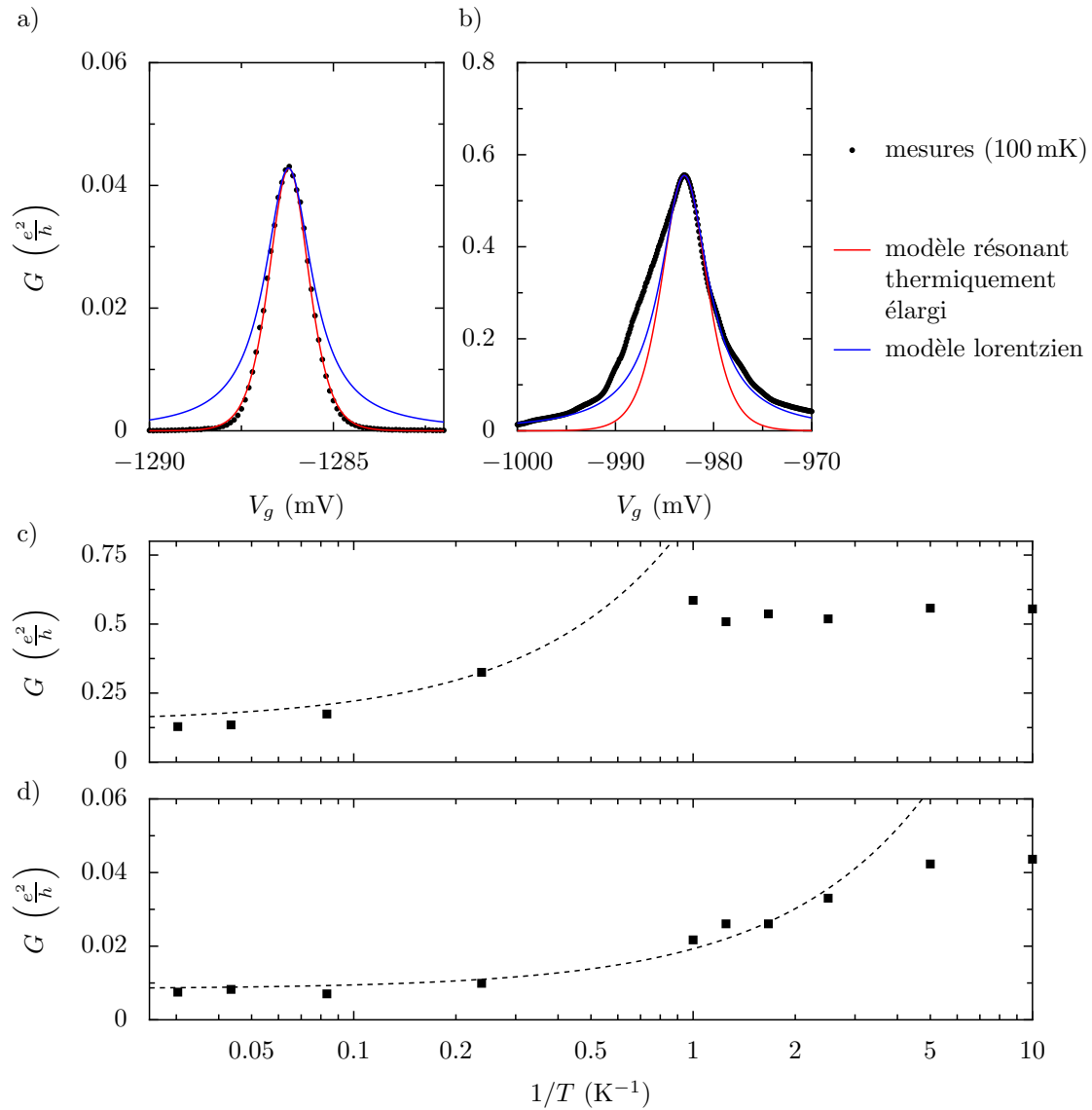


Figure 3.5 – a) et b) Pics de conductance à 100 mK, comparés avec un modèle de résonance thermiquement élargie et un modèle lorentzien. a) Le premier pic est bien décrit par le modèle de résonance thermiquement élargie. b) Le modèle lorentzien convient le mieux pour le second pic. Le flanc gauche du pic est mal reproduit, ce qui peut être expliqué par la ligne visible sur la figure 3.3. c) et d) Évolution de la hauteur des pics (c : second pic, d : premier pic) en fonction de l'inverse de la température. Dans le régime thermiquement élargi, le pic croît linéairement avec $1/T$, ce qui donne une allure exponentielle avec l'échelle logarithmique utilisée en abscisse. Cette évolution est représentée par les courbes en pointillé. À basse température, on voit la saturation de la hauteur du pic quand on passe au régime d'élargissement intrinsèque.

Cela permet de déduire la dissymétrie entre les couplages aux électrodes Γ_s et Γ_d . On suppose que $\Gamma_s < \Gamma_d$, en s'appuyant sur la mesure des couplages capacitifs (formule (3.5)).

$$\frac{\Gamma_d}{\Gamma_s} = \frac{1 + \sqrt{1 - 0,58}}{1 - \sqrt{1 - 0,58}} \approx 4,7 \quad (3.6)$$

Cela donne $\Gamma_s = 2,6 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ et $\Gamma_d = 1,2 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$.

3.2.2 Interprétation des mesures de transport

À partir de ces mesures, on va proposer une description microscopique du transport électronique dans ce transistor. Le premier pic est attribuée au passage de courant par effet tunnel résonant à travers l'orbitale d'un donneur. Ce donneur est le premier à remplir une de ses orbitales par un électron, lorsque l'énergie de celle-ci devient inférieure au niveau de Fermi dans les réservoirs. À $V_g = -1,3 \text{ V}$, on détecte donc la transition entre les états D^+ et D^0 de ce donneur. La question est maintenant de savoir si le deuxième pic correspond à l'ajout d'un second électron sur une autre orbitale du même donneur ou à l'ajout d'un premier électron sur un donneur différent. On sait en effet qu'un petit nombre de donneurs ont pu diffuser dans le canal du transistor. Dans le premier cas, où le même site se retrouve occupé par un électron supplémentaire, l'énergie à fournir est l'énergie de charge, c'est-à-dire l'énergie à payer pour vaincre la répulsion électrostatique due au premier électron, plus l'écart en énergie entre les deux orbitales occupées. Dans le second cas, l'énergie de charge est très faible puisque ce n'est pas le même site qu'on charge.

Tout d'abord, on sait que les couplages des deux premiers niveaux sont différents. Dans un modèle simple d'interaction constante, cela prouverait que le deuxième pic correspond à un second donneur. En pratique, on conçoit aisément que l'ajout d'un second électron modifie les couplages. En particulier, on s'attend à une augmentation du couplage aux électrodes (qu'on observe), parce que le rayon de Bohr dans l'état D^- est plus grand que dans l'état D^0 . Dans la seconde hypothèse, on s'attend à ce que le premier électron puisse utiliser ce second niveau pour passer des électrodes au donneur, dès qu'on applique une polarisation suffisante, d'autant plus que ce second niveau a un meilleur couplage aux électrodes. Cela devrait alors se traduire par une ligne dans le premier diamant. On observe effectivement de nombreuses lignes dans le premier diamant, mais aucune d'entre elles ne se distingue spécialement. On note d'ailleurs que l'écart typique de 1 mV entre ces lignes est inférieur à l'écart entre les premiers niveaux d'un donneur arsenic dans du silicium massif, qui vaut environ 22 meV [115]. De plus, on voit autant de lignes de pente positive que de lignes de pente négative. On ne peut donc pas les interpréter comme des niveaux excités accessibles au premier électron, puisque cela indiquerait des niveaux à la fois au dessus et au dessous de la première orbitale

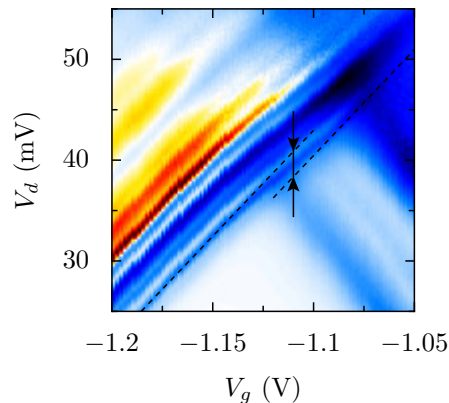


Figure 3.6 – Détail de la figure 3.3. Le niveau du premier donneur se décale du 2.5 meV vers la bande de conduction lorsque le second donneur devient neutre.

occupée. On est donc amené à déduire que cette non-observation penche en faveur de l'occupation d'un second donneur et on discutera plus tard d'une origine possible de ces lignes (voir paragraphe 3.4.1). Un second argument nous conforte dans cette hypothèse. La figure 3.6 montre un agrandissement du croisement entre le premier et le deuxième diamant. On observe juste une superposition des deux motifs, ce qui est compatible avec deux donneurs qu'on adresse en parallèle. On conclut de cette étude que le second pic correspond à l'occupation d'un autre donneur. Il est intéressant de noter que les lignes qui forment le bord du premier diamant subissent un léger décalage à ce point de croisement où le second donneur devient neutre ($D^+ \rightarrow D^0$). Ce décalage de 2,5 mV est une mesure directe de l'influence du potentiel statique créé par le deuxième donneur sur le premier. Avant ce point, le second donneur est chargé positivement, il a donc tendance à favoriser l'ajout du premier électron sur le premier donneur. À ce point, ce potentiel attractif disparaît et le niveau du premier donneur remonte vers la bande de conduction de 2,5 meV. Cette valeur est négligeable devant l'énergie d'ionisation de chacun des donneurs, ce qui indique qu'ils sont spatialement bien séparés.

Le cas du troisième pic est plus facile à trancher. La figure 3.4 met en évidence les corrélations entre le deuxième et le troisième diamants. Le motif est typique du transport à travers un système composé de deux niveaux, comme sur la figure 1.8, et indique du transport par co-tunneling inélastique à travers un état excité [38]. On en déduit que le troisième pic témoigne de la double occupation du second donneur, qui devient alors chargé négativement ($D^0 \rightarrow D^-$). L'écart en énergie entre ses deux orbitales est de 8 meV et son énergie de charge vaut 18 meV.

L'étude de l'influence du champ magnétique sur le transport peut également être utile pour analyser comment les électrons remplissent les différents sites. Elle a été utilisée en particulier dans les expériences de transport à travers des dopants uniques menée à Delft [125] et en Australie [135] et consiste en pratique à repérer les décalages des pics sous l'effet du champ, dus par exemple à l'effet Zeeman, qui lève la dégénérescence de spin. Dans ces deux cas, les observations dégagent des paires de pics et permettent de prouver la double occupation de chaque dopant détecté. Dans notre cas, les mesures ne sont pas concluantes. Elles sont présentées à la fin de ce chapitre.

3.2.3 Estimation de l'énergie d'ionisation du premier donneur

En analysant finement les mesures de transport à la lumière de nos connaissances de la géométrie de l'échantillon et de la diffusion des dopants, nous avons proposé une description microscopique de l'échantillon, basée sur l'ajout successif d'électrons sur des donneurs. On a extrait quelques informations les concernant : énergie de charge, niveaux du spectre, ... La détection du premier donneur coïncide avec l'ajout du tout premier électron dans le canal du transistor. On va se focaliser sur cette situation, la plus simple du point de vue conceptuel : un seul électron dans un potentiel statique. Cela garantit en particulier que l'orbitale du donneur que l'électron vient occuper n'est pas modifiée par des corrélations électroniques. On a donc une détection de l'orbitale fondamentale du donneur, ce qui permet d'estimer son énergie d'ionisation.

On connaît la position à laquelle on repère le niveau fondamental du donneur. Il reste à déterminer la position du bas de la bande de conduction. Pour cela, on utilise la

position du seuil du transistor à température ambiante qu'on a déterminé au chapitre précédent. Ces positions sont graduées en tension de grille. Il faut les convertir en énergie en utilisant le facteur α , qui indique comment l'énergie du premier pic varie avec la tension de grille. Cela permet d'indiquer un axe d'ionisation d'énergie sur la figure 3.3. Le seuil est à $-0,5 \pm 0,05$ V. Avec le facteur α qui vaut 0,16, on trouve une énergie d'ionisation de 108 ± 10 meV. Cette valeur se distingue nettement de la valeur attendue pour un dopant Arsenic dans du silicium massif : 53,7 meV. La même méthode a été appliquée à l'échantillon c) de la figure 2.11 et on trouve 98 ± 10 meV. Expliquer les causes possibles d'une telle augmentation par rapport à la valeur de référence est l'objet de la section suivante.

La méthode employée pour détecter le bas de la bande de conduction mérite d'être commentée, car c'est un point crucial de notre estimation de l'énergie d'ionisation. Notons d'abord qu'il est difficile de repérer ce bord de bande de conduction à partir des mesures à basse température, en raison des effets de localisation des porteurs qui font que la formation du canal diffusif entre la source et le drain ne coïncide pas avec l'alignement du bas de la bande de conduction avec le niveau de Fermi dans les réservoirs. Utiliser les mesures de transport aux températures plus élevées (entre 150 et 230 K en l'occurrence) est suggéré par l'étude similaire menée dans le groupe de Delft [125]. En supposant que le transport sous le seuil est activé thermiquement, ils déduisent la hauteur de la barrière de potentiel entre la source et le drain. Celle-ci s'abaisse linéairement quand la tension de grille croît vers le seuil. Quand elle s'annule, le bas de la bande de conduction est aligné avec le niveau de Fermi : il suffit de noter la valeur de la tension de grille où cela se produit. Il est important de noter que cela suppose implicitement que les niveaux des dopants responsables des pics observés sous le seuil à basse température ne participent plus au transport aux températures supérieures. Cette hypothèse est à l'encontre de ce qu'on observe dans nos échantillons : comme on l'a déjà dit, le courant sous le seuil à température ambiante est clairement plus important dans les échantillons qui présentent des pics à basse température. Du reste, en réalisant la même analyse d'activation thermique, on obtient que la barrière s'abaisse dès que le niveau du premier dopant s'aligne avec le niveau de Fermi, soit à $V_g = -1,3$ V (figure 3.7). Une différence notable entre nos échantillons et les finFETs étudiés à Delft réside dans leur longueur. Ceux de Delft sont sensiblement plus longs : la longueur de la grille est 60 nm et les réservoirs sont conçus pour avancer jusqu'aux pieds de la grille.

3.2.4 Un dopant unique ?

Avant d'expliquer pourquoi on observe une énergie d'ionisation si élevée pour le premier donneur, il convient de s'assurer que la résonance observée est bien due à un unique dopant. En effet, un groupement de plusieurs dopants pourrait créer un potentiel attractif plus fort, responsable de niveaux profonds sous la bande de conduction et fausserait évidemment notre interprétation. Il est évident qu'on ne peut totalement écarter cette hypothèse. On peut néanmoins calculer son degré de réalisme par un calcul statistique [47]. Pour cela on va faire l'hypothèse que chaque dopant est implanté avec une probabilité uniforme dans tout le volume accessible ($V = 10 \times 20 \times 50$ nm³). Deux dopants s'hybrident à partir du moment où leurs orbitales électroniques se recouvrent, ce qui signifie que les deux dopants sont séparés du rayon de Bohr a_B au plus. On cherche alors

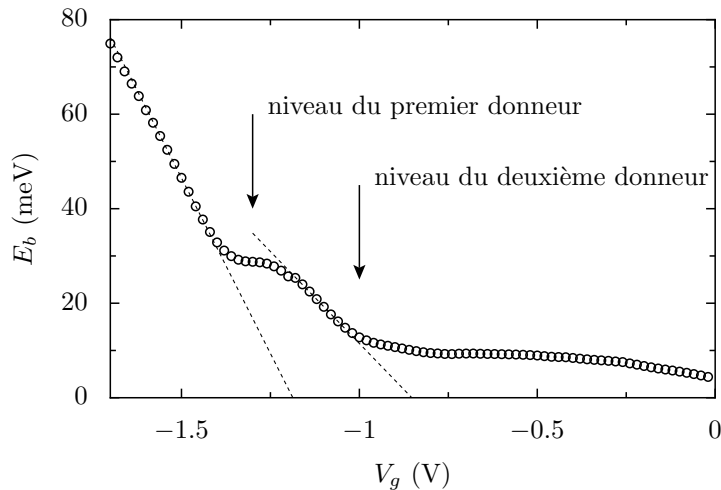


Figure 3.7 – Énergie d’activation, extraite des mesures entre 90 et 300 K, en fonction de la tension de grille. Elle diminue linéairement à mesure qu’un niveau s’approche du niveau de Fermi. On observe qu’elle diminue à l’approche du niveau du premier donneur, avec une pente de 0,15 (en valeur absolue), ce qui est très proche du facteur α de ce niveau. Ensuite, on détecte l’activation sur le niveau du deuxième donneur. La pente vaut alors 0,08, ce qui est légèrement inférieur au facteur α du second niveau. Ensuite, tous les niveaux de la bande d’impuretés près du bas de la bande de conduction participent au transport et on ne peut plus les résoudre individuellement.

la probabilité de trouver parmi N dopants une paire de dopants séparés de moins que a_B :

$$P = 1 - \prod_{n=0}^{N-1} \left(1 - n \frac{4\pi a_B^3}{3V} \right) \quad (3.7)$$

Pour établir ce résultat, on calcule la probabilité de ne pas trouver de paires \bar{P}_N parmi N dopants. Clairement, $\bar{P}_1 = 1$. Si la probabilité de ne pas trouver de paires parmi N dopants est \bar{P}_N , alors la probabilité de ne pas trouver de paires parmi $N + 1$ dopants est $\bar{P}_{N+1} = \bar{P}_N \left(1 - N \frac{4\pi a_B^3}{3V} \right)$. En effet, il faut qu’il n’y ait pas de paires parmi les N premiers et que le $(N + 1)^{\text{e}}$ dopant ne se trouve pas dans le volume $N \frac{4\pi a_B^3}{3}$ autour des N premiers. Cela permet de démontrer la formule 3.7 par récurrence. On en déduit que la probabilité de trouver une paire de dopants est seulement de 4,4 % pour 5 dopants, alors qu’elle monte à 87 % pour 30 dopants.

On peut également supposer qu’on obtiendrait une signature électronique plus compliquée avec un dimère (en l’occurrence, une molécule composée de deux atomes d’arsenic) que celle observée sur la figure 3.3 dans laquelle on voit un seul niveau en résonance.

3.3 Confinement diélectrique

3.3.1 Écrantage et interfaces

Les dopants qu’on est capable d’adresser dans ces échantillons sont contenus dans un très petit volume de silicium. Ils sont donc à proximité d’interfaces avec différents

matériaux, en particulier les réservoirs, la grille (et son oxyde) et l'oxyde enterré. Le dopant est donc loin de la situation exposée au début de ce chapitre : il n'est pas dans un cristal massif de silicium. La proximité avec les interfaces modifie de façon importante ses propriétés [27].

L'énergie d'ionisation d'un donneur peu profond dans un semiconducteur dépend principalement de sa constante diélectrique et de la masse effective des électrons. En effet, en réponse à l'implantation d'un ion positif dans le cristal, le matériau hôte se polarise. Cela se fait d'autant plus efficacement que la constante diélectrique est grande. Tout se passe comme si une charge négative vient s'accumuler autour de l'ion, alors que la charge opposée est repoussée à l'infini. La charge apparente est alors égale à e/ϵ_{Si} , alors que la charge positive repoussée à l'infini est de $(1 - 1/\epsilon_{\text{Si}}) e$. Quand on place un matériau de constante diélectrique différente de celle du silicium dans le voisinage du donneur, la polarisation effective du milieu change. Une partie de la charge image s'accumule à l'interface en raison de la discontinuité de la constante diélectrique. L'énergie d'ionisation du donneur est par conséquent modifiée.

Considérons le cas d'une interface avec de l'oxyde de silicium. Ce matériau a une constante diélectrique plus faible que celle du silicium, d'environ un facteur 4. Cela signifie que ce matériau est plus difficile à polariser. L'écrantage d'un centre donneur situé à proximité de ce matériau est donc moins efficace. Il en résulte qu'un électron est plus fortement attiré par l'ion positif : son énergie d'ionisation augmente donc. On en déduit également que son rayon de Bohr diminue, dans la mesure où l'électron est plus fortement attiré.

Au contraire, dans le cas d'une interface avec une grille (même séparée par une fine couche d'isolant), l'effet inverse se produit. La charge écrantée positive attire des électrons dans la grille. Cet ajout d'une charge négative dans le voisinage du donneur contribue affaiblir son pouvoir attractif. Un électron y est donc moins lié, ce qui signifie que son énergie d'ionisation est réduite.

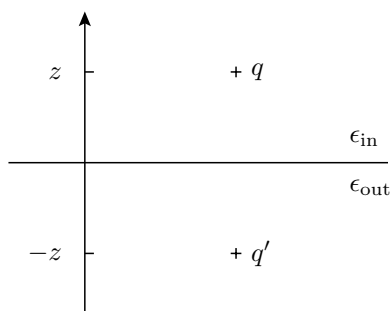


Figure 3.8 – Charge image q' d'une charge q situé dans un milieu de constante diélectrique ϵ_{in} à proximité d'une interface avec un milieu de constante diélectrique ϵ_{out} . Cette situation peut correspondre à un donneur dans un cristal de silicium situé à proximité d'une interface avec de l'oxyde de silicium.

Pour calculer le champ électrique subi par un électron dans un tel système, on peut utiliser le modèle de la charge image. Considérons la situation décrite sur le schéma 3.8. L'espace est divisé par une interface entre deux matériaux. Une charge q se trouve dans le demi-espace supérieur, qui contient un matériau diélectrique de permittivité relative

ϵ_{in} . L'autre demi-espace a une permittivité diélectrique ϵ_{out} . On montre que tout se passe comme si le champ électrique dans le demi-espace supérieur résulte de l'addition du champ créé par la charge q et du champ créé par une charge q' , située de façon symétrique à la charge q par rapport à l'interface et qui vaut

$$q' = q \frac{\epsilon_{\text{in}} - \epsilon_{\text{out}}}{\epsilon_{\text{in}} + \epsilon_{\text{out}}} \quad (3.8)$$

Si le matériau diélectrique est situé au dessus d'un plan de métal, $\epsilon_{\text{out}} \rightarrow +\infty$ et la charge image est exactement l'opposée de la charge q . Dans le cas qui nous intéresse, $\epsilon_{\text{out}} < \epsilon_{\text{in}}$ et la charge image est de même signe que q . On retrouve qu'un électron est plus fortement attiré par un donneur ($q < 0$) situé près d'une interface avec un milieu moins polarisable, comme une couche d'oxyde de silicium.

3.3.2 Effet du confinement diélectrique

L'effet décrit ci-dessus est nommé *effet de confinement diélectrique*. Il est de première importance pour le contrôle de la conductivité de composants électroniques dopés, dès lors que leur taille passe en dessous d'une vingtaine de nanomètres. L'effet en cause est la réduction de l'efficacité du dopage de nanofils de silicium. Ainsi, l'augmentation de l'énergie d'ionisation d'un donneur à proximité d'une interface avec un matériau diélectrique rend celui-ci plus difficile à ioniser. À température constante, la proportion de donneurs ionisés décroît, c'est ce qui est appelé *gel des porteurs* et la concentration de porteurs de charge libres diminue. Une expérience très récente démontre cet effet [13], qui se traduit par une augmentation de la résistivité d'un nanofil de silicium dopé au phosphore quand son rayon décroît.

Ce problème a reçu un traitement théorique [28], qui considère des nanofils de rayon inférieur ou égal à 10 nm. La méthode consiste à calculer les états électroniques d'un dopant situé dans ce nanofil. L'hamiltonien considéré comporte trois termes :

$$H = H_0 + U_{\text{imp}} + \Sigma \quad (3.9)$$

H_0 décrit les états électroniques du nanofil sans le donneur, par une approche de liaison forte. U_{imp} est le potentiel coulombien attractif, lentement variable, introduit par l'impureté. Il s'écrit comme la somme de deux termes : $V = V_b + V_s$. V_b est le potentiel écranté créé par le dopant comme s'il était dans un morceau massif de silicium. À une distance r de l'impureté,

$$V_b(r) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_{\text{Si}}r} \quad (3.10)$$

V_s désigne la correction induite par la taille finie du nanofil. C'est le potentiel induit par la charge image de l'impureté. Enfin, Σ décrit l'interaction de l'électron avec sa propre charge image et s'exprime en fonction de V_s . Le traitement du problème par la méthode des liaisons fortes permet de prendre en compte la nature chimique du donneur : le potentiel sur le site de l'impureté est ajusté selon l'espèce. Sa résolution donne accès aux propriétés de la fonction d'onde d'un électron localisé sur un état du donneur. En outre, elle donne des résultats en bon accord avec un modèle semi-analytique, qui indique que

l'augmentation de l'énergie d'ionisation d'un donneur dans un nanofil de rayon R est bien approximée par

$$\Delta_{E_I} \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2e^2}{\epsilon_{Si} R} \frac{\epsilon_{Si} - \epsilon_{SiO_2}}{\epsilon_{Si} + \epsilon_{SiO_2}} F\left(\frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_{SiO_2}}\right) \quad (3.11)$$

La fonction F est une fonction rationnelle donnée dans la référence [104]. Cela donne une efficacité de dopage réduite de moitié quand le nanofil a un rayon inférieur à 9 nm, ce que confirment les mesures de Björk *et al.* [13].

3.3.3 Conséquences pour les dopants détectés dans les transistors ultra-courts

On va maintenant expliquer comment appliquer cette théorie [28] à l'échantillon qu'on étudie dans ce chapitre. Il est évident que la géométrie du canal de silicium de nos échantillons est plus compliquée qu'un nanofil parfaitement cylindrique. Un accord quantitatif avec la théorie est donc exclu. De plus, le canal est entouré de différents matériaux, une grille, les réservoirs ou l'oxyde enterré, dont on a vu qu'ils produisent un effet contraire sur la variation d'énergie d'ionisation. On va donc raisonner en terme de proximité avec ces interfaces.

On a mesuré une valeur plus élevée que la valeur de référence de l'énergie d'ionisation du premier donneur. On peut donc penser qu'il se situe près de l'oxyde enterré. C'est compatible avec la valeur faible du couplage à la grille ($\alpha = 0,16$). Dans le cas d'un donneur situé à une distance z de l'interface, le potentiel créé par la charge image au point où se situe l'impureté est

$$V_s = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_{Si}} \frac{1}{2z} \frac{\epsilon_{in} - \epsilon_{out}}{\epsilon_{in} + \epsilon_{out}} \quad (3.12)$$

En suivant [28], on en déduit l'augmentation de l'énergie d'ionisation.

$$\Delta_{E_I} \approx \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_{Si}} \frac{1}{2z} \frac{\epsilon_{Si} - \epsilon_{SiO_2}}{\epsilon_{Si} + \epsilon_{SiO_2}} F\left(\frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_{SiO_2}}\right) \approx \frac{30,5 \text{ meV}}{z \text{ (nm)}} \quad (3.13)$$

D'après cette équation, l'augmentation de 54 meV qu'on a mesurée correspond à une distance à l'interface très faible, de moins de 1 nm. À cette distance, inférieure au rayon de Bohr du donneur, il faut tenir compte de l'effet de confinement quantique. La fonction d'onde de l'électron est modifiée par la présence de l'interface.

La théorie prédit aussi une extension de l'état lié dans l'axe du nanofil et une réduction dans la direction transverse. Cela va dans le sens du faible couplage aux électrodes qu'on observe. Le spectre du donneur s'en trouve aussi affecté : l'écart entre les niveaux doit augmenter, ce qui explique pourquoi on ne détecte pas de seconde occupation de ce donneur.

Le deuxième donneur détecté est probablement plus proche de la grille, car son énergie d'ionisation est plus faible. Cela implique une réduction de l'énergie du premier niveau excité : on le détecte à 8 meV au lieu de 22 meV. Une étude, à la fois expérimentale et théorique, de l'influence de la grille sur le spectre des donneurs est réalisée par Lansbergen *et al.* [84].

Ce lien entre la position d'un donneur vis-à-vis des interfaces et son énergie d'ionisation donne un encore meilleur éclairage sur la variabilité entre les échantillons. On a indiqué au chapitre précédent que l'apparition de pics à différentes tensions de grille est lié à la distribution des énergies des niveaux des dopants. On comprend maintenant que leur répartition spatiale aléatoire est aussi en cause.

3.4 Autres effets

3.4.1 Spectroscopie des contacts du dopant unique

Dans la partie 3.2, on a analysé la structure des mesures de transport dans le régime non-linéaire, en se focalisant notamment sur les trois premiers diamants. Ces mesures font apparaître des détails qu'on n'a pas tous exploités. On a brièvement mentionné la présence de ligne de conductance différentielle dans le premier diamant. Ces lignes sont encore mieux résolues à très basse température (100 mK), comme on le voit sur la figure 3.9. On observe une alternance de lignes de conductance différentielle positive et négative, parallèles aux deux bords du diamant. L'écart typique entre ces lignes est de 1 mV. On a déjà évoqué les raisons qui excluent que ces lignes soient la signature d'états excités du premier donneur. On en propose une autre interprétation.

On est confronté ici au cas du transport à travers un seul niveau d'énergie discret. Dans le modèle le plus simple, les taux tunnel vers la source et vers le drain sont constants. Le courant drain-source est alors constant tant que le niveau se trouve dans la fenêtre de polarisation. On mesure en fait la conductance différentielle, qui est nulle partout, sauf sur les bords du diamant. Nos observations relatent une situation un peu différente : la conductance différentielle fluctue autour de la valeur nulle (voir figure 3.9a). Cela indique une variation des taux tunnels en fonction de l'énergie. Au chapitre 1, on a indiqué que le taux tunnel est proportionnel à la fois à la transmission de la barrière et à la densité d'états dans l'électrode. L'un ou l'autre, ou ces deux éléments doivent donc varier en fonction de l'énergie. Dans le cas de l'échantillon étudié, il n'y a pas de frontière franche entre l'électrode et la barrière. Cette frontière se situe dans une zone de gradient du niveau de dopage du nanofil de silicium. Ceci est illustré par la simulation de la diffusion des dopants (figure 2.12 page 41). La répartition aléatoire des dopants à la limite entre un réservoir et le canal introduit un désordre statique, sur lequel les électrons diffusent. On choisit, pour simplifier la description, d'attribuer toute la fluctuation des taux tunnel à l'imperfection des réservoirs, dont la densité d'états locale (en limite du canal) fluctue [83, 102], les barrières étant alors de transmission fixe.

Considérons le cas d'un électron qui quitte le réservoir pour passer par effet tunnel sur le niveau du donneur. Supposons, par exemple, que le niveau du donneur est situé à une énergie plus basse que le niveau de Fermi dans le réservoir. Cela correspond par exemple à un électron émis par la source alors qu'une polarisation positive est appliquée sur le drain. Cet événement laisse un trou sous le niveau de Fermi du réservoir. Dans un réservoir parfait, ce trou est instantanément recombiné avec un électron d'énergie supérieure. Autrement dit, la quasi-particule perd instantanément sa cohérence de phase et sa thermalisation est instantanée. Dans le cas présent, cette quasi-particule diffuse de

façon cohérente dans le réservoir. Elle a un temps de vie fini, avant de subir une collision inélastique, qui rétablit l'équilibre dans le réservoir. Les interférences subies par cette quasi-particule dépendent de l'énergie, ce qui explique la fluctuation de la densité d'états [83].

Analysons l'effet de la fluctuation de densité d'états dans chacune des électrodes. Supposons, pour commencer, que la transmission de la barrière côté source est très inférieure à celle de la barrière côté drain. Dans ce cas, le transport est dominé (limité) par la barrière côté source. La conductance différentielle est donc proportionnelle à la dérivée par rapport à l'énergie de la densité d'états dans l'électrode source

$$\frac{dI}{dV} \propto \frac{d\nu_S}{dE} \quad (3.14)$$

On observe alors des lignes parallèles au bord de pente négative du diamant. Ce bord correspond en effet à l'alignement du niveau du donneur avec le niveau de Fermi dans la source. Dans le cas où le courant est déterminé par la barrière côté drain,

$$\frac{dI}{dV} \propto \frac{d\nu_D}{dE} \quad (3.15)$$

et les lignes sont parallèles au bord à pente positive du diamant. Dans le cas général où ni l'une ni l'autre des barrières ne dominent, on observe des lignes dans les deux sens.

Sur la figure 3.9, les lignes ont une pente positive aux faibles valeurs de la tension de polarisation. Au delà, elles ont plutôt tendance à suivre le bord le plus proche du diamant. On termine cette étude en proposant une explication de cet effet, en remettant en question l'hypothèse de transmission constante des barrières. La situation est schématisée sur la figure 3.9c. À polarisation faible, on déduit de l'orientation des lignes que le donneur est moins couplé au drain. On l'indique par une barrière plus épaisse sur le schéma. Cette indication sur le déséquilibre des couplages tunnel est en accord avec les mesures des couplages capacitifs (équation 3.3 page 47). L'application d'une tension de polarisation induit un champ électrique longitudinal dans le fil de silicium. Il se répartit entre les deux barrières selon la valeur de la tension de grille. Le champ a pour effet de courber le potentiel près du haut de la barrière, ce qui augmente sa transmission. Au point B, la barrière côté drain n'est pas altérée. Le courant est donc toujours sensible aux fluctuations de densité d'états dans le drain. En revanche, au point D, la barrière côté drain devient plus transparente : le courant est limité par le transfert d'électrons depuis la source et les lignes changent d'orientation. Un raisonnement similaire s'applique aux tensions de polarisation négatives.

3.4.2 Transport sous champ magnétique

Le dopant unique que nous avons caractérisé dans ce chapitre est un atome. C'est un objet quantique, comme les boîtes quantiques créées artificiellement à l'aide de nanostructures. L'étude de leur magnétisme est d'un grand intérêt [80, 55]. Les effets typiques du champ magnétique sont dus à l'effet Zeeman, aux effets orbitaux ou à l'interaction spin-orbite.

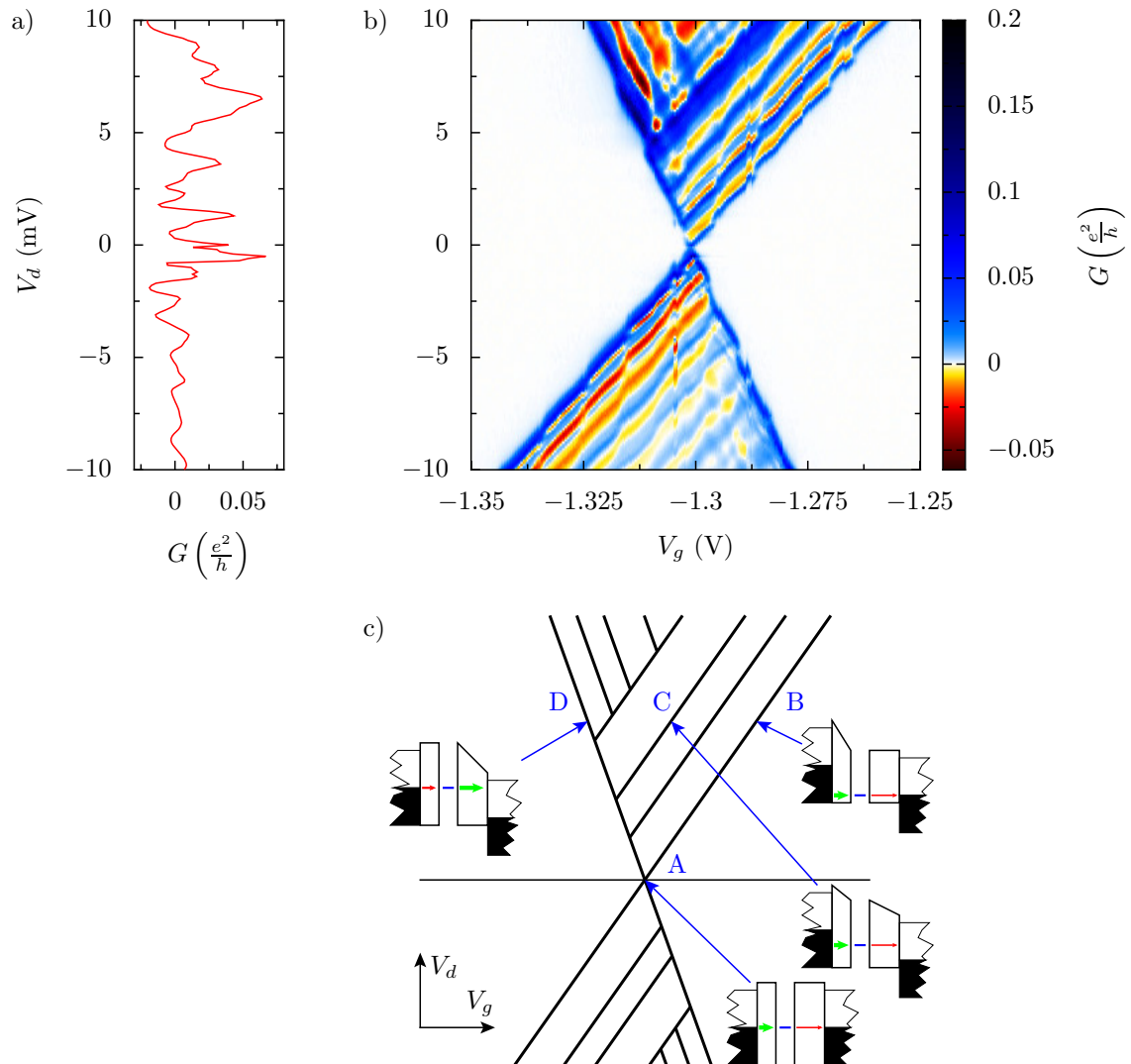


Figure 3.9 – a) Conductance différentielle en fonction de la tension de polarisation à $V_g = -1,3 \text{ V}$. b) Conductance différentielle à 100 mK . on observe des lignes positives et négatives parallèles aux bords des diamants. c) représentation schématique du motif de lignes observé. En quatre points, on indique quelle est la barrière la moins passante (flèche rouge), qui détermine l'orientation des lignes.

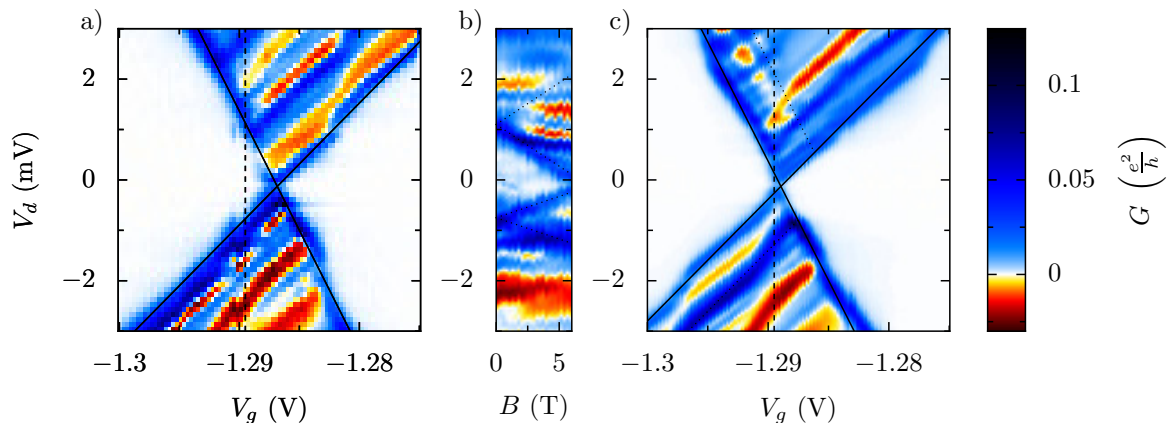


Figure 3.10 – Mesures sous champ magnétique du premier diamant à 45 mK. a) Sans champ magnétique. b) Évolution en champ magnétique à $V_g = -1.2895$ V (ligne verticale en a) et c)). Le décalage du niveau par effet Zeeman se traduit par la fermeture apparente de la zone de conductance nulle. Les lignes pointillées, tracées à partir du modèle de cet effet (pas de paramètre ajustable) l'indique. L'apparition de ligne de conductance différentielle correspondant au niveau de spin $-1/2$ est représentée par les deux lignes à l'intérieur des zones de conduction. c) Mesure à 6 T. Le décalage observé est compatible avec l'effet Zeeman : les lignes en trait plein coïncident avec les bords du diamant. De la même façon qu'en b), on indique où doivent se trouver les lignes correspondant au niveau de spin $-1/2$. Elles sont difficiles à observer sur les données, car elles se confondent avec les lignes attribuées à la fluctuation de densité d'états dans les contacts, qui sont invariantes avec le champ magnétique.

Nous avons réalisé des mesures de transport sous champ magnétique, jusqu'à 6 T. Pour des raisons pratiques, liées à la conception du porte-échantillon, le champ magnétique est appliqué dans le plan du substrat. La figure 3.10 montre les mesures qui concernent le premier donneur. On observe un décalage global du diamant vers les tensions de grille inférieures lors de l'application du champ magnétique. Ce décalage est compatible est une séparation du niveau du donneur en deux niveaux de spins opposés due à l'effet Zeeman. Il est consistant avec un spin $\Delta_S = +1/2$ et un facteur de Landé pour les électrons $g = 2$. L'énergie du niveau varie selon

$$\Delta_E = -g\Delta_S\mu_B B \quad (3.16)$$

où μ_B est le magnéton de Bohr. Il vaut $\frac{e\hbar}{2m_e} \approx 57,9 \mu\text{eV}\cdot\text{T}^{-1}$. Le décalage du niveau sous 6 T est donc $347 \mu\text{eV}$. Ramené à la variation correspondante de la tension de grille, cela donne 2,2 mV. On peut résoudre cette variation qui est supérieure à la largeur de 0,37 mV du pic à très basse température. Le panneau b) de la figure 3.10 met en évidence ce décalage. On fixe la tension de grille à une valeur plus petite que la position du pic en l'absence du champ. En augmentant le champ, on observe une réduction apparente du gap de Coulomb. À l'aide des pentes du diamant et d'un peu de géométrie, on détermine la variation de la position des deux bords du diamant.

$$\Delta_{V_{D+}} = -g\Delta_S\mu_B \frac{1}{\alpha} \frac{C_g}{C_d} \Delta_B \quad \Delta_{V_{D-}} = -g\Delta_S\mu_B \frac{1}{\alpha} \frac{C_g}{C_s + C_g} \Delta_B \quad (3.17)$$

Tous les paramètres autres que le spin et le facteur de Landé sont connus expérimentalement et on voit sur la figure que ce modèle décrit correctement le décalage observé.

Le niveau qui correspond au spin $-1/2$ se traduit par deux lignes à l'intérieur du diamant, exactement comme se manifesterait un état excité du donneur. Elles sont plus difficiles à identifier du fait de la présence des lignes dont on a discuté l'origine dans la partie précédente. On les met en évidence sur la figure 3.10c. À V_d négatif, la ligne de spin $-1/2$ est dans le même sens que les lignes de fluctuation de densité d'états dans les réservoirs : une ligne supplémentaire apparaît. À V_d positif, la ligne a une pente de signe différent des autres lignes : on voit plutôt une interruption des lignes de conductance différentielle négative.

L'étude du second pic en champ magnétique n'a pas été concluante. Sa largeur intrinsèque élevée empêche d'observer l'effet Zeeman à 6 T.

Chapitre 4

Étude comparative des transistors mono-électroniques en silicium

Avec la fabrication de deux lots de transistors SOI dédiés à l'étude de dispositifs mono-électroniques au cours de cette thèse, nous avons eu la possibilité de faire varier séparément différents paramètres et de tester leur influence sur les performances des transistors mono-électroniques. En particulier, nous avons eu accès à des échantillons très petits (longueur de grille et largeur du canal de 20 nm) et nous avons pu faire varier la longueur des espaceurs, ce qui n'était pas possible avec les lots d'échantillons précédemment étudiés au laboratoire.

L'objectif de ce chapitre est d'indiquer quels sont les paramètres importants pour la formation d'un SET à basse température avec ces transistors. La difficulté est de séparer, à basse température, les fluctuations mésoscopiques d'échantillon à échantillon de ce qui tient d'un comportement général. Dans la première partie, on se concentre sur les caractéristiques électrostatiques des transistors mono-électroniques, comme leur capacité de grille et leur énergie de charge. On décrit ensuite l'évolution de la conductance avec les deux paramètres sur lesquels on peut agir, la température et la tension de grille. On va montrer l'influence prépondérante de la géométrie des zones d'accès au canal sur le fonctionnement des SETs. Enfin, on présente les choix technologiques qui permettent d'en augmenter l'énergie de charge et ainsi d'envisager un fonctionnement à plus haute température.

Ce chapitre repose sur la comparaison de huit échantillons étudiés à basse température, dont la constitution est indiqué dans le tableau 4.1. La figure 4.1 montre les caractéristiques électriques de deux d'entre eux qui fonctionnent en régime de blocage de Coulomb à basse température. On remarque une différence notable entre ces deux échantillons, qu'on va bien sûr expliquer, en se basant à la fois sur la géométrie du canal et sur les propriétés de ses accès. Il est également important d'explicitier leurs points communs, qui définissent le comportement typique des transistors mono-électroniques que nous obtenons avec les transistors SOI.

échantillon	L (nm)	W (nm)	T_{Si} (nm)	longueur des espaceurs (nm)	t_{ox} (nm)
1	80	60	10	40	5
2	50	40	25	45	4
3	50	40	10	45	4
4	50	40	10	15	4
5	40	40	25	45	4
6	40	20	10	15	4
7	20	20	10	45	4
8	20	20	10	15	4

Table 4.1 – Caractéristiques géométriques des échantillons comparés dans ce chapitre. L'échantillon 1 n'est pas issu du même lot que les autres.

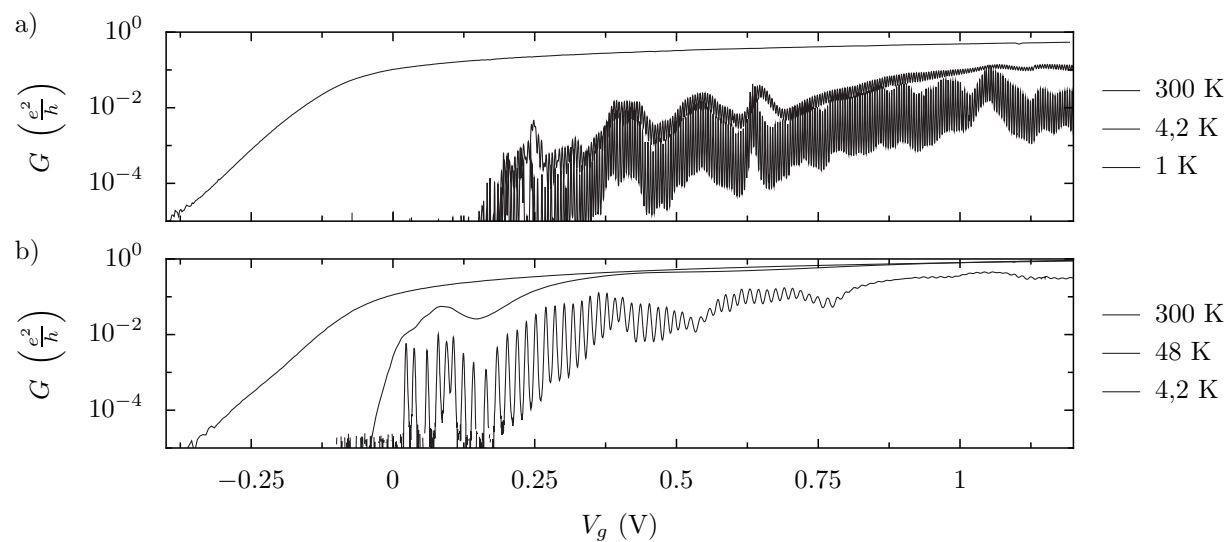


Figure 4.1 – Conductance en fonction de la tension de grille des échantillons 1 (a) et 6 (b). Ces deux échantillons présentent deux cas extrêmes de transistors mono-électroniques.

4.1 Étude des couplages capacitifs

4.1.1 Spectre d'addition et capacité de grille

Les boîtes à électrons étudiées dans ce travail peuvent contenir un grand nombre d'électrons. Sur la figure 4.1, on observe plus de deux cents oscillations pour l'échantillon 1 et un peu plus d'une cinquantaine pour l'échantillon 6. Une propriété remarquable, commune à tous les échantillons, est l'indépendance de la période des oscillations avec la tension de grille. La figure 4.2 montre l'évolution de l'écart entre pics de Coulomb pour ces deux échantillons. Malgré des fluctuations, plus importantes pour l'échantillon 6, on constate qu'il n'évolue globalement pas. Cet écart ΔV_g fournit une mesure très précise de la capacité de grille car ces deux grandeurs sont reliées par une équation qui ne fait intervenir que la charge élémentaire : $C_g = e/\Delta V_g$. Pour l'échantillon 1, $\Delta V_g = 4,4 \text{ mV}$ d'où $C_g = 36,4 \text{ aF}$. Pour l'échantillon 6, $\Delta V_g = 14,7 \text{ mV}$ (en moyenne) et $C_g = 10,9 \text{ aF}$. La capacité de grille ne change pas avec V_g , ce qui indique que la surface de l'îlot de Coulomb est fixe.

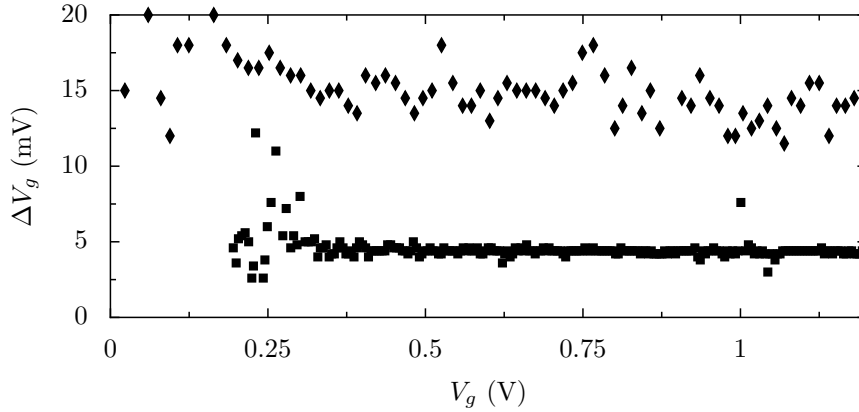


Figure 4.2 – Écart entre pics en fonction de la tension de grille pour les échantillons 1 (■) et 6 (◆).

Il reste à expliquer d'où peut provenir la variation de l'écart entre pics. D'abord, les fluctuations observées sur les tout premiers pics détectés de l'échantillon 1, ou celles observés pour l'échantillon 6 pour $V_g > 0,75 \text{ V}$ ne sont pas significatives et traduisent seulement la difficulté à détecter la position des pics. Notons également que l'allure de figure 4.2 est la même à 4,2 K et à 1 K. Il nous faut en fait expliquer pourquoi la fluctuation est beaucoup plus importante pour l'échantillon 6. Une telle dépendance avec la taille de l'îlot a déjà été observée et discutée dans le cas d'un îlot contenant beaucoup d'électrons [15]. Dans ce cas, la fluctuation est du même ordre de grandeur que l'énergie entre deux niveaux du spectre à une particule. On peut la calculer pour chacun des échantillons. Les électrons sont attirés à la surface S de l'interface entre le canal et la grille. Il est donc justifié d'utiliser un modèle bidimensionnel pour le gaz d'électrons.

$$\Delta = \frac{2\pi\hbar^2}{d_{\text{spin}}d_{\text{vallée}}m^*S} \quad (4.1)$$

avec $m^* = m_t = 0,19m_e$ et $d_{\text{spin}}d_{\text{vallée}} = 2$ en 2D [3]. Pour l'échantillon 1, $\Delta \approx 99 \mu\text{eV}$. Pour l'échantillon 6, $\Delta \approx 395 \mu\text{eV}$. À 4,2 K (360 μeV) ou 1 K (86 μeV), on peut considérer

que l'échantillon 1 est dans le régime métallique $k_B T \gtrsim \Delta$. Le cas de l'échantillon 6 est différent. À 4,2 K, $k_B T \sim \Delta$ et il n'est pas possible de clairement résoudre son spectre d'excitation. On remarque que la valeur calculée de Δ est de l'ordre de grandeur de la fluctuation observée, sauf pour les premiers pics où la fluctuation est plus grande. Elle est de l'ordre de 2 mV, ce qui, traduit en énergie avec $\alpha \approx 0,5$, donne 1 meV ($> 395 \mu\text{eV}$). Un élément à prendre en compte est que les premiers pics correspondent aux premiers électrons ajoutés à cet îlot. Cela est révélé par les mesures de transport à polarisation finie et par l'amplitude importante de la conductance dès le premier pic. Pour un îlot à peu d'électrons, la formule (4.1) ne s'applique plus et on s'attend à des fluctuations plus importantes du spectre d'addition.

Une modification ponctuelle de l'écart entre pics peut aussi être provoquée par un effet électrostatique. Le changement d'état de charge d'une impureté dans l'environnement de l'îlot a le même effet qu'une modification du potentiel de grille et décale donc la position des pics de Coulomb. Dans nos échantillons, de telles charges d'environnement sont en particulier des dopants qui passent de l'état D^+ à D^0 dans les barrières ([57] et chapitre 6). Un tel effet se produit justement au quatrième pic de l'échantillon 6 (voir figure 4.1).

4.1.2 Influence de la géométrie sur la capacité de grille

Une propriété qui caractérise un transistor mono-électronique est sa capacité de grille. On a montré précédemment que celle-ci est indépendante de la tension de grille. C'est donc un paramètre caractéristique, qu'on peut facilement comparer d'un échantillon à un autre. Pour les échantillons les plus petits, ce paramètre fluctue autour d'une valeur constante. On utilise sa valeur moyenne dans la suite.

On s'attend à ce que la capacité de grille varie avec la surface de l'interface entre la grille et le canal et c'est pourquoi on trace l'un en fonction de l'autre sur la figure 4.3. La surface est calculée en prenant en compte le fait que la grille est présente sur trois côtés du fil de silicium.

$$S = L \times (W + 2T_{\text{Si}}) \quad (4.2)$$

Les échantillons représentés ont une longueur de grille qui s'échelonne entre 20 et 50 nm, une largeur de canal entre 20 et 40 nm et des épaisseurs de silicium de 10 ou 25 nm. De plus, ils sont issus d'un même lot, ce qui assure qu'ils ont la même épaisseur d'oxyde de grille, puisque cette étape est réalisée simultanément sur les différents substrats qui composent le lot, dans le même four. Les points s'alignent sur une droite qui passe par l'origine. Cela supporte un modèle de capacité planaire (le plan de la grille se développe sur les trois faces du canal), pour lequel on a

$$C_g = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{\text{SiO}_2} S}{t_{\text{ox}}} \quad (4.3)$$

où t_{ox} est l'épaisseur de l'oxyde de grille. Ce modèle est valable pour une capacité plane de surface infinie. L'approximation consiste à négliger les effets dus aux bords. Max Hofheinz, dans sa thèse [56], avait déjà noté que le modèle de capacité planaire est bien adapté au cas d'oxydes de grille minces, comme c'est le cas ici. La pente de la droite ajustée aux données expérimentales donne $t_{\text{ox}} = 4,0 \text{ nm}$. Cette valeur s'accorde

de façon exceptionnelle avec la valeur nominale, qui vaut justement 4 nm. En fait, en observant le profil de l'oxyde de grille sur la coupe TEM (figure 4.3b), on constate que son épaisseur varie. En particulier, elle est réduite dans les coins du canal. On sait, de plus, que des effets comme le confinement des porteurs se traduisent par une augmentation de l'épaisseur effective de l'oxyde de grille. La valeur mesurée s'interprète alors plutôt comme une valeur équivalente, intégrée sur toute la surface.

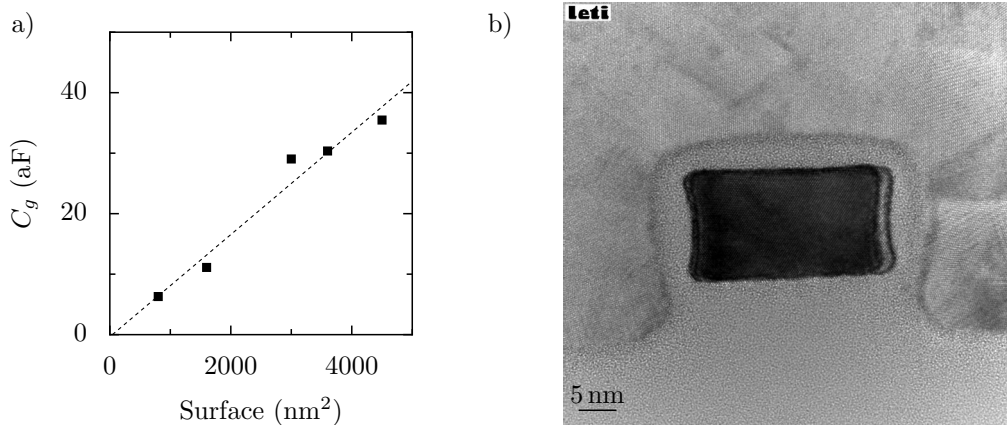


Figure 4.3 – a) Capacité de grille déduite de l'écart entre pics en fonction de la surface de la grille, pour les échantillons 8, 6, 3, 5 et 2 (de la gauche vers la droite). b) Coupe TEM haute résolution selon l'axe de la grille. La grille entoure un nanofil de section 20×10 nm². L'épaisseur de l'oxyde de grille est 4 nm en moyenne.

On a mis en évidence un paramètre des SETs qui suit une loi d'échelle simple lors du changement de taille du transistor. La conclusion de cette étude est la démonstration que le procédé de fabrication des MOS-SETs permet un bon contrôle de ses paramètres caractéristiques, ce qui est un résultat important en vue de la réalisation de circuits mono-électroniques basés sur ces composants.

4.1.3 Énergie de charge

Une tendance générale observée dans tous les échantillons étudiés est la réduction progressive du contraste des oscillations de Coulomb avec l'augmentation du potentiel de grille. C'est particulièrement visible sur la figure 4.1 pour l'échantillon 6. Cela va de pair avec la diminution de l'énergie de charge, qui se traduit par une diminution de la hauteur des diamants de Coulomb au fur et à mesure que V_g augmente. Pour le montrer de façon quantitative, on va estimer l'énergie de charge. Pour cela, on va se baser sur la largeur des pics. La formule (1.10) page 18 montre que la largeur du pic est fonction du facteur de couplage à la grille α et de la température. À 4,2 K, l'échantillon est bien thermalisé et la température des électrons est connue, ce qui permet de déduire α . De là, on calcule l'énergie de charge à partir de la capacité de grille.

$$E_c = e\alpha\Delta V_g = \alpha \frac{e^2}{C_g} \quad (4.4)$$

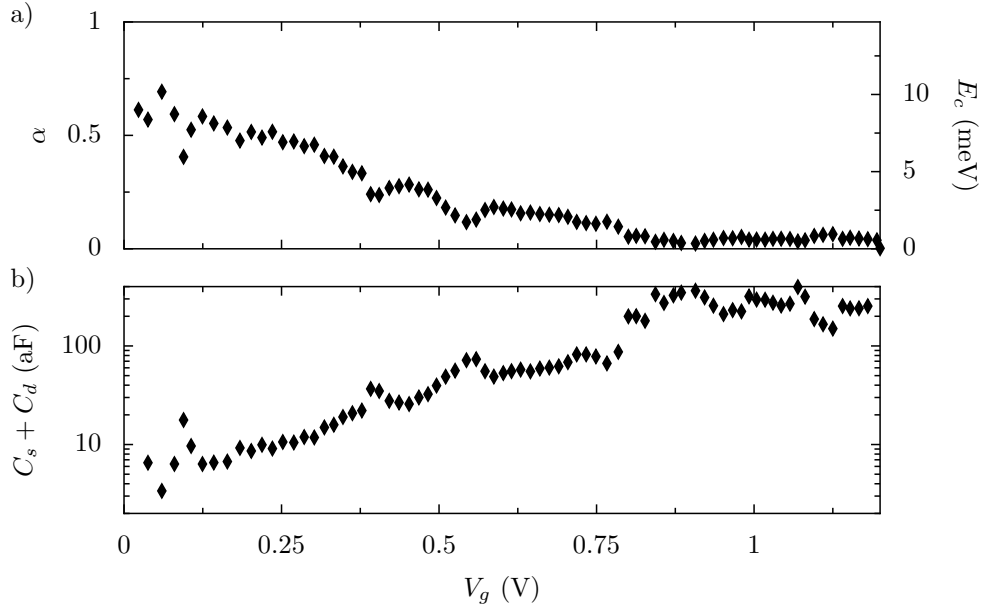


Figure 4.4 – Échantillon 6 à 4,2 K. a) Évolution du facteur α en fonction de la tension de grille. On indique la correspondance avec l'énergie de charge, selon la relation (4.4), en considérant la valeur moyenne de C_g . b) Évolution de la somme des capacités de source et de drain.

On estime ensuite les capacités de source et de drain¹, qu'on peut comparer à la capacité de grille.

$$C_s + C_d = \left(\frac{1}{\alpha} - 1 \right) C_g \quad (4.5)$$

Les résultats sont présentés sur la figure 4.4 pour l'échantillon 6. Pour les premiers électrons, α vaut environ 1/2, ce qui signifie que $C_g \approx C_s + C_d$. L'énergie de charge est maximale, de l'ordre de 10 meV. Ensuite, α et E_c décroissent et tendent vers 0. Il est à noter que la condition d'application de la formule (1.10) ($E_c \gg k_B T$) est par conséquent de moins en moins valable. Cela est associé à une augmentation importante des capacités de source et de drain, de plus d'un facteur 10.

Le système est très différent d'un SET métallique traditionnel, dont les barrières sont réalisées par intercalation d'un matériau isolant entre l'îlot et les contacts. La capacité d'une telle barrière est indépendante du potentiel de grille. La spécificité de nos transistors mono-électroniques est d'utiliser un matériau semiconducteur proche de la transition métal-isolant pour former les barrières. Celles-ci sont sensibles au potentiel de grille. L'influence du potentiel de grille est évidemment moins fort que sur l'îlot, parce que les barrières ne sont pas situées juste sous la grille. Le principal effet est l'abaissement de la barrière de potentiel par rapport au niveau de Fermi dans les réservoirs. Au niveau microscopique, l'augmentation de la capacité des barrières est interprétée comme une augmentation de leur permittivité diélectrique, alors que leur taille est fixe [59, 56]. En effet, dans le silicium faiblement dopé, la polarisabilité du milieu augmente à mesure que le niveau de Fermi se rapproche du bord de mobilité [19, 18, 61], ce qui fait que la

1. On pourrait extraire séparément C_s et C_d des pentes des diamants de Coulomb, d'après la formule (1.15). Cela requiert un temps de mesure plus long et devient difficile quand le contraste des diamants est faible.

constante diélectrique augmente par rapport à la valeur de 11,9.

4.2 Étude de la conductance dans le régime linéaire

4.2.1 Observations expérimentales

Évolution avec la tension de grille

Sur les deux échantillons présentés sur la figure 4.1, on observe que la conductance sur pic augmente avec la tension de grille, de plusieurs décades. Cet effet est lié à l'augmentation de la capacité des barrières, dont on a parlé précédemment, qui découle de l'abaissement progressif de leur hauteur. La conductance tunnel d'une barrière varie comme sa capacité [59]. L'augmentation de la densité d'électrons et de la conductivité du canal y contribuent également.

Pour l'échantillon 1, la conductance des premiers pics est très faible et émerge progressivement du bruit. Les espaceurs de cet échantillon sont longs, ce qui donne des barrières tunnels très peu transparentes à faible V_g . Les premiers électrons sont ajoutés dans le dot sans que cela provoque un courant mesurable. Pour l'échantillon 6, le premier pic est nettement observé, pour une tension de grille très proche de la valeur du seuil. Avec ces barrières plus courtes, la détection de l'ajout d'un électron dans le premier état de conduction du canal est réalisée.

On observe une fluctuation de la hauteur des pics de Coulomb. Ce n'est pas une propriété de l'îlot lui-même, mais plutôt des barrières tunnels, dont la conductance varie avec l'énergie. On observe des résonances (L'échelle logarithmique utilisée sur la figure 4.1 ne les met pas bien en évidence.) à certaines valeurs de l'énergie, qui traduisent la présence, à cette énergie, d'un état localisé dans une des deux barrières, qui contribue au transport des électrons par effet tunnel résonant. On va revenir sur cet effet au chapitre 6.

Évolution avec la température

Lorsque la température augmente, la conductance augmente et ce, quelle que soit la tension de grille. La variation est monotone jusqu'à environ 200 K. Au delà, on observe souvent que la conductance diminue à nouveau en raison de la réduction de la mobilité des porteurs, à cause des interactions électrons-phonons [131, 3].

À partir de la température la plus basse, on observe tout d'abord (par exemple pour l'échantillon 1) que la conductance sur pic augmente au fur et à mesure que ceux-ci s'estompent. Ensuite, la conductance augmente de plusieurs ordres de grandeur. On note toutefois qu'elle reste inférieure au quantum de conductance e^2/h pour les échantillons qui fonctionnent en régime de Coulomb à basse température. Ce comportement est tout à fait différent de celui présenté dans le cadre du modèle orthodoxe (voir figure 1.5 page 19), où la conductance ne fait que doubler quand le blocage de Coulomb disparaît parce que la température devient supérieure à l'énergie de charge. Cela suggère que le seul mécanisme de transfert d'électrons par effet tunnel ne suffit pas à expliquer le transport des électrons dans nos échantillons.

Les jonctions entre le canal et les réservoirs étant pas faites d'un matériau semi-conducteur, il faut prendre en compte la hauteur finie des barrières de potentiel. Elle est typiquement de l'ordre de quelques unités ou de quelques dizaines de meV (On va expliquer dans la suite comme extraire ce paramètre des mesures de transport), ce qui fait qu'en augmentant la température, les électrons chauds peuvent avoir suffisamment d'énergie pour la franchir. Cela correspond à un mécanisme de transport par activation thermique.

4.2.2 Modélisation du transport électronique à différentes températures

À très basse température, le seul mécanisme de transport des électrons dans les jonctions entre le canal et les réservoirs est l'effet tunnel, direct ou assisté par des états résonants dans les barrières, selon leur longueur [56].

Quand la température augmente, le mécanisme de transport par activation thermique contribue au passage des électrons. Matveev et Glazman ont montré que ce mécanisme est compatible avec le blocage de Coulomb, à condition bien sûr que $k_B T$ reste inférieur à E_c [99]. Une modélisation simple des barrières tunnels par un potentiel parabolique unidimensionnel permet d'estimer la température à partir de laquelle le mécanisme de transport par activation thermique au dessus de la barrière domine le mécanisme de transport tunnel à travers celle-ci. Dans ce modèle, le potentiel vu par les électrons selon l'axe x s'écrit

$$U(x) = E_b - \frac{1}{2}m\omega^2 x^2 \quad (4.6)$$

où E_b est la hauteur de la barrière. Sa longueur caractéristique est donnée par

$$L = 2\sqrt{\frac{2E_b}{m\omega^2}} \quad (4.7)$$

Suivant [75], son coefficient de transmission est

$$\mathcal{T}(\epsilon) = \frac{1}{1 + \exp(\frac{E_b - \epsilon}{k_B T_0})}, \quad k_B T_0 = \frac{h\omega}{(2\pi)^2} \quad (4.8)$$

La figure 4.5 montre le tracé de ce coefficient de transmission en fonction de l'énergie de l'électron incident. Cette courbe dépend uniquement du paramètre T_0 , qui est déterminé par les propriétés de la barrière, sa longueur et sa hauteur. La température T_0 est le seuil à partir duquel le transport par activation thermique devient dominant [99]. Pour $T < T_0$, le passage par effet tunnel des électrons proches du niveau de Fermi domine. Dans le cas inverse, il y a suffisamment d'électrons d'énergie proche de E_b transmis par activation thermique à travers la barrière.

La conductance d'une barrière est donnée par

$$G = 2\frac{e^2}{h} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{df}{d\epsilon} \mathcal{T}(\epsilon) d\epsilon \quad (4.9)$$

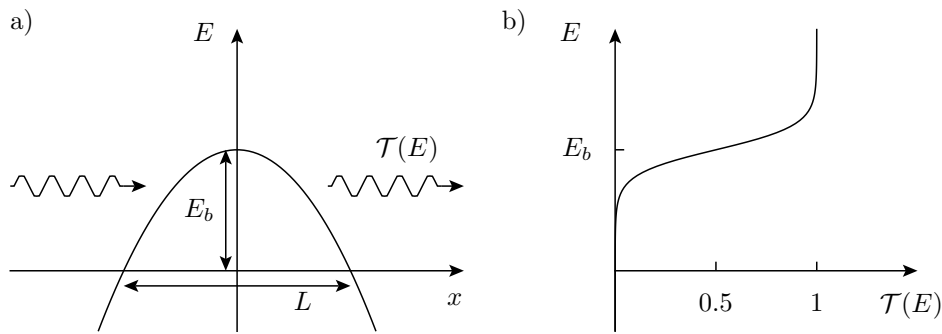


Figure 4.5 – a) Allure de la barrière de potentiel dans un modèle parabolique. Sa hauteur E_b est référencée par rapport au niveau de Fermi. b) Coefficient de transmission de la barrière en fonction de l'énergie.

où $f(\epsilon)$ est la distribution de Fermi des électrons de part et d'autre de la barrière. D'après [99], si $E_b \gg k_B T > k_B T_0$,

$$G = 2 \frac{e^2}{h} \frac{\pi T_0 / T}{\sinh(\pi T_0 / T)} \exp\left(-\frac{E_b}{k_B T}\right) \quad (4.10)$$

En utilisant les équations du transport séquentiel, on en déduit la conductance de l'échantillon. Ce modèle a été utilisé par Tamura *et al.* pour analyser le transport dans des transistors mono-électroniques en silicium [134].

Quand la température augmente encore, au delà de l'énergie de charge, on quitte le régime de blocage de Coulomb. Les barrières à l'entrée du canal dominant et le transport suit une loi d'activation. La conductance résulte de la simple mise en série des deux barrières et, si on les suppose de hauteur égale,

$$G \propto \exp\left(-\frac{E_b}{k_B T}\right) \quad (4.11)$$

Cette loi est valable jusqu'à ce que la conductance des barrières soit de l'ordre de la conductance du canal diffusif. Selon les échantillons, cela se produit soit avec une température suffisamment élevée, soit à fort V_g , quand les barrières sont abaissées.

4.2.3 Détermination de la hauteur des barrières

On va utiliser les mesures de transport à différentes températures pour estimer la hauteur des barrières de potentiel sous les espaceurs. On se place pour cela dans le dernier régime évoqué, où le transport suit une loi d'activation.

La méthode est illustrée sur la figure 4.6. On trace la conductance en échelle logarithmique en fonction de l'inverse de la température pour plusieurs valeurs de la tension de grille. D'après l'équation (4.11), on doit obtenir des droites, dont la pente donne la hauteur de la barrière. La gamme de température pertinente est celle dans laquelle ces courbes sont bien des droites. Elle s'étend de la température à partir de laquelle on n'observe plus d'oscillations de Coulomb, jusqu'à température ambiante.

On observe deux régimes sur la figure 4.6. Sous le seuil du transistor, le canal du transistor est bloqué et forme une barrière de potentiel qui s'étend de la source jusqu'au

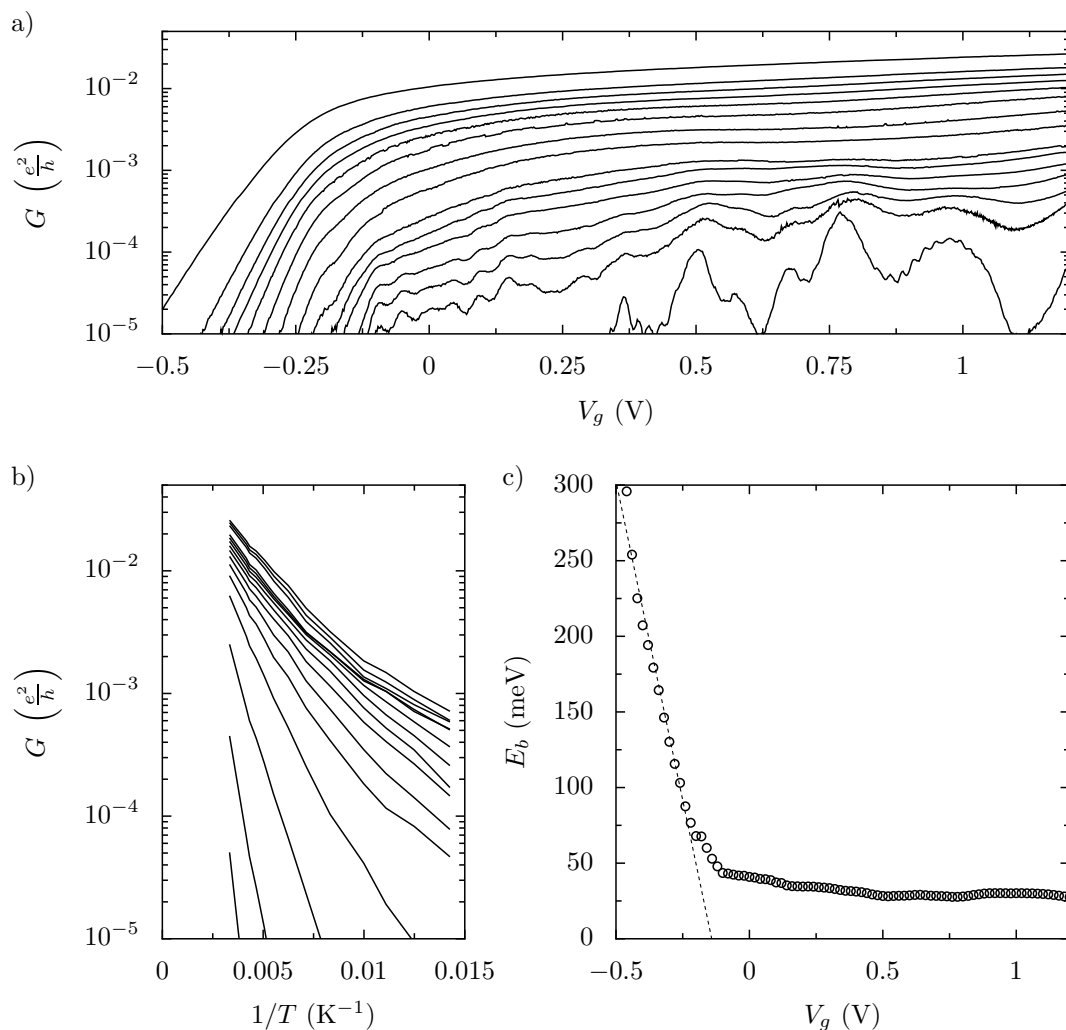


Figure 4.6 – a) Conductance de l'échantillon 7 en fonction de la tension de grille à différentes températures : 300, 240, 215, 200, 180, 160, 140, 120, 100, 90, 80, 70, 60, 53 et 32 K. b) Diagramme d'Arrhénius. Les courbes correspondent à des tensions de grille espacées de 100 mV à partir de $V_g = -460$ mV. c) Estimation de l'énergie d'activation en fonction de la tension de grille.

drain. Cette barrière s'abaisse linéairement à mesure que la tension de grille se rapproche du seuil du transistor. L'intersection du prolongement de cette droite et de l'axe des abscisses indique d'ailleurs la position de ce seuil. On peut rapprocher la pente de cette droite $-dE_b/dV_g$ du facteur α . En effet, ce facteur indique comment varie le potentiel du canal en réponse à une variation du potentiel de grille. Notons toutefois que ce facteur prend son sens uniquement au dessus du seuil, dans le régime de blocage de Coulomb. Ce facteur vaut 0,84. Plus cette valeur se rapproche de 1, plus les effets de canaux courts sont maîtrisés. Cela signifie que le canal est contrôlé davantage par la grille que par la source et le drain. Cela est important pour l'utilisation des transistors à température ambiante dans des circuits logiques, car cela a pour conséquence que le courant s'atténue rapidement sous le seuil, ce qui caractérise un blocage efficace du dispositif.

Le régime qui nous intéresse davantage dans ce chapitre est celui au dessus du seuil. La hauteur de barrière qu'on mesure est celle des deux barrières du transistor mono-

électronique. Pour l'échantillon considéré ici, on trouve une barrière très élevée, de l'ordre de 30 meV. Cette mesure est en bon accord avec la géométrie des accès, qui sont à la fois long (45 nm) et de section réduite ($10 \times 20 \text{ nm}^2$). Cela se traduit par une diminution très rapide de la conductance et l'échantillon est complètement isolant en dessous de 9 K.

4.2.4 Comparaison de trois géométries d'accès au canal

On utilise maintenant cette méthode pour comparer trois échantillons qui possèdent trois géométries différentes des accès au canal. Ce sont les échantillons 2, 3 et 4 (voir tableau 4.1). Ils ont en commun la longueur de grille $L=50 \text{ nm}$ et la largeur de la partie active $W=40 \text{ nm}$. Ils présentent trois combinaisons différentes de la longueur des espaceurs et de l'épaisseur de la couche de silicium.

La figure 4.7 montre l'évolution de la hauteur des barrières en fonction de la tension de grille. Sous le seuil, les mesures effectuées sur les trois échantillons se superposent. On en déduit que la barrière qui bloque le passage du courant entre les deux électrodes est principalement sous la grille, plus que sous les espaceurs, où le nanofil de silicium est moins sensible au potentiel de grille. Il n'est donc pas surprenant que sa hauteur soit pratiquement indépendante de la géométrie des accès au canal.

Au contraire, au dessus du seuil (encadré de la figure 4.7), on constate une grande différence de comportement entre les trois échantillons. Cela indique que la conductance est dominée par les accès. Pour bien comprendre la différence de comportement de ces trois échantillons, on montre sur la figure 4.8 les caractéristiques conductances-tension de grille de ces trois échantillons. On analyse l'évolution de la hauteur de barrière ainsi que l'allure de ces courbes à la lumière de la géométrie de l'échantillon.

Échantillon 4 : canal mince (10 nm) et espaceurs courts

À 4,2 K, on observe quelques oscillations au dessus du seuil, puis la conductance monte au dessus de sa valeur à 300 K. On remarque qu'au point où la conductance est presque indépendante de la température, elle est très proche de e^2/h , qui est une valeur critique pour l'obtention du confinement des électrons dans le canal du transistor. Par ailleurs, on a noté qu'une conductance supérieure à e^2/h à tension de grille élevée et à 300 K s'accompagne presque toujours d'une augmentation de la conductance quand on refroidit l'échantillon. Cette évolution en température est évidemment incompatible avec un régime d'activation thermique : il ne subsiste plus de barrières sous les espaceurs pour confiner les porteurs. Près du seuil, on trouve une valeur très faible de la hauteur de barrière, de quelques meV et qui décroît rapidement vers zéro. On en conclut qu'avec un espaceur court, une largeur de 40 nm et une épaisseur de 10 nm, la résistance des accès n'est pas suffisamment élevée.

Échantillon 2 : canal épais (25 nm) et espaceurs longs

Pour augmenter la résistance des barrières, on utilise des espaceurs longs, conjointement avec un film plus épais de silicium. À 4,2 K, on observe maintenant des oscillations de Coulomb. Elles sont peu contrastées car le volume de l'îlot est plutôt élevé ($50 \times 40 \times 25 \text{ nm}^3$), ce qui donne une énergie de charge faible. Ces oscillations disparaissent progressivement quand V_g augmente. Cela va de pair avec la hauteur de barrière qui

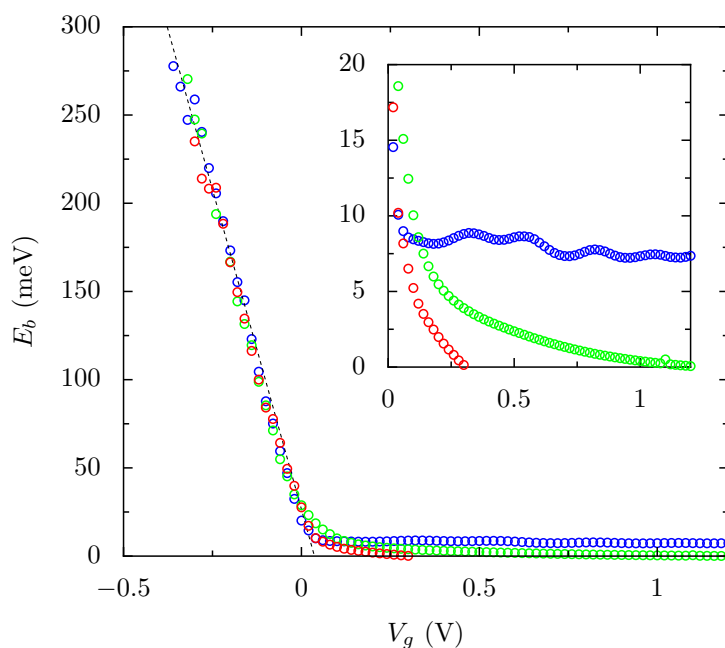


Figure 4.7 – Hauteur de la barrière entre la source et le drain en fonction de la tension de grille. En bleu : échantillon 3, en vert : échantillon 2, en rouge : échantillon 4. Les trois échantillons ont un comportement similaire sous le seuil. Encadré : détail du régime au dessus du seuil.

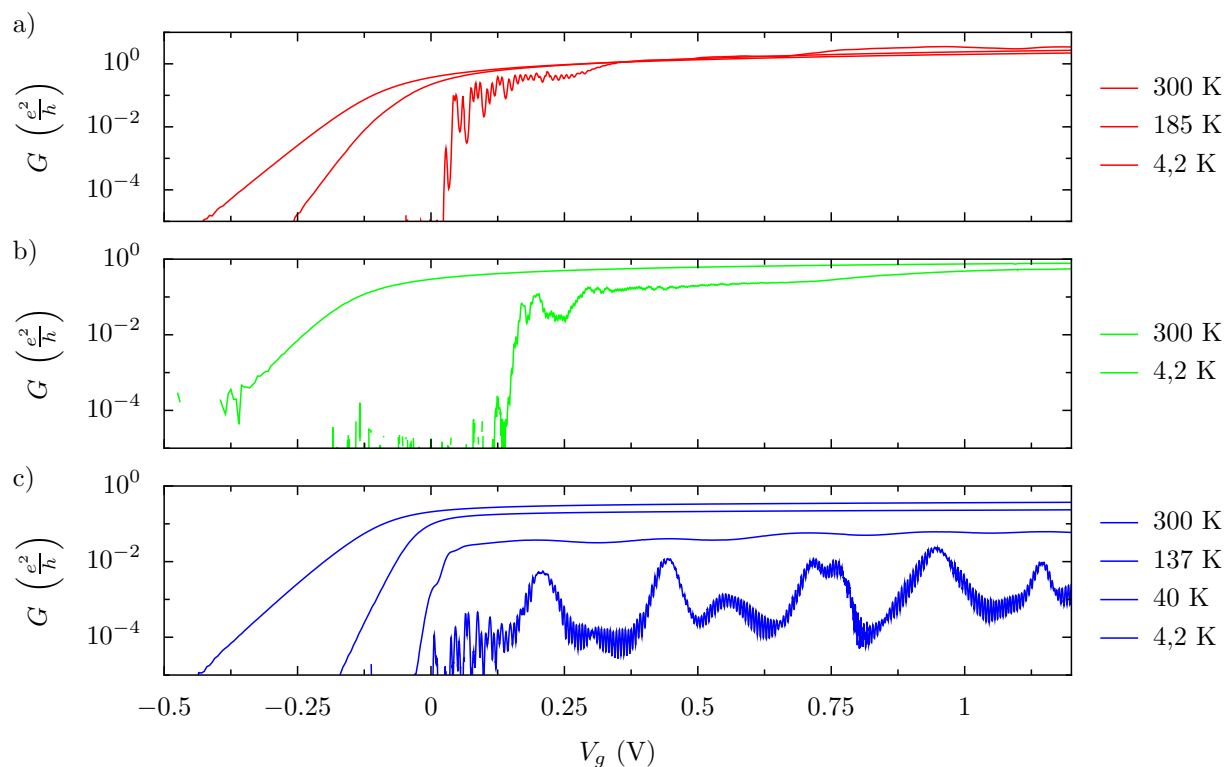


Figure 4.8 – Caractéristiques conductance–tension de grille des trois échantillons analysés sur la figure 4.7. a) échantillon 4, b) échantillon 2, c) échantillon 3.

diminue progressivement, de 5 meV à 0. Le comportement de cet échantillon est similaire à celui de l'échantillon 6. L'un comme l'autre ont une conductance légèrement inférieure à e^2/h à 300 K et à fort V_g et celle-ci ne diminue pas beaucoup quand la température décroît.

Échantillon 3 : canal mince (10 nm) et espaceurs longs

On observe des oscillations sur toute la gamme de tension de grille explorée. Ces oscillations ne perdent pas en contraste, n'évoluent pas en niveau de conductance et la hauteur de barrière reste constante. Cela signifie que l'énergie de charge, les capacités de source et de drain et la conductance des deux barrières ne dépendent quasiment pas de V_g dans cet échantillon. Cela tend à prouver, comme on l'a indiqué au long de ce chapitre, que ces trois grandeurs sont liées. Tout cela est compatible avec la valeur élevée de la hauteur des barrières de potentiel (≈ 8 meV) qui limitent la conductance de ce transistor. On observe également que les oscillations de Coulomb sont fortement modulées : l'impact du désordre est renforcé dans cet échantillon où les accès dopés sont à la fois longs et minces.

4.3 Stratégies en vue de l'augmentation de la température de fonctionnement

4.3.1 Obtention d'une énergie de charge élevée

L'énergie de charge est la grandeur qui détermine l'obtention du blocage de Coulomb à une température donnée. Elle exprime l'énergie qu'il faut fournir pour ajouter un électron dans le système. Pour augmenter la température de fonctionnement des dispositifs, on cherche donc à maximiser l'énergie de charge. Cela revient essentiellement à diminuer la taille de la boîte à électrons et, par conséquent, son couplage capacitif à son environnement.

On a donc cherché à réduire simultanément la taille du système dans toutes les directions, en sélectionnant les échantillons les plus petits parmi ceux qui ont été fabriqués. Pour réduire le couplage à la source et au drain, il faut réduire la section du fil de silicium. On choisit les échantillons avec une épaisseur de silicium de 10 nm. Il convient alors de bien dimensionner les accès au canal. En effet, si on choisit de réduire également la largeur du nanofil à 20 nm tout en gardant des espaceurs longs, on obtient un échantillon dont la résistance augmente dramatiquement quand la température diminue. C'est le cas de l'échantillon 7 qu'on a montré sur la figure 4.6. Pour pallier ce problème de conductance, la solution consiste à réduire simultanément la longueur des espaceurs. Notons toutefois qu'avec les espaceurs courts, l'obtention du blocage de Coulomb devient très sensible à la largeur du canal, comme le montre le cas de l'échantillon 4, présenté dans la partie précédente et dont la résistance des accès n'est, à l'inverse, pas suffisante. On conclut qu'il faut réduire simultanément la longueur des espaceurs, l'épaisseur et la largeur du canal pour diminuer la taille du dispositif pour en restant en régime de blocage de Coulomb. On aboutit aux échantillons 6 et 8, de longueur de grille respective de 40 et 20 nm, dont les caractéristiques électriques sont montrées sur la figure 4.9.

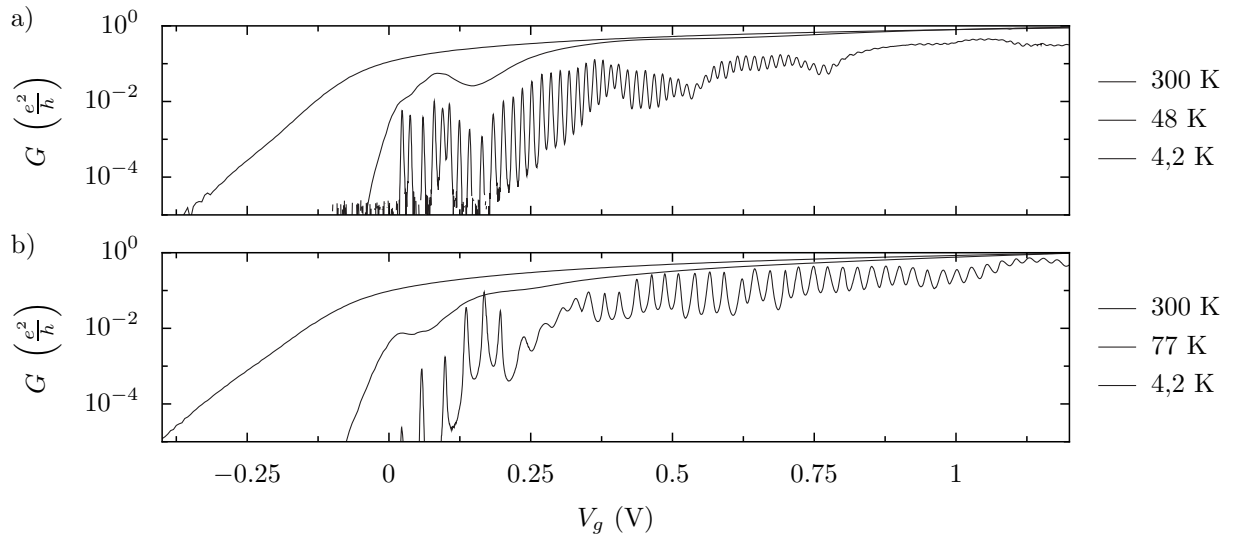


Figure 4.9 – Caractéristiques électriques des échantillons 6 (a) et 8 (b). Ces deux échantillons sont les plus petits parmi ceux étudiés à basse température.

On mesure l'énergie de charge en examinant le régime non-linéaire de transport à l'aide des mesures de conductance différentielle à polarisation finie (figure 4.10). Pour l'échantillon 8, dont l'îlot a un volume réduit à $20 \times 20 \times 10 \text{ nm}^3$, l'énergie de charge au niveau des premiers pics est supérieure à 20 meV. C'est presque le double de l'énergie de charge de l'échantillon 6, qui est plutôt de l'ordre de la dizaine de meV (voir figure 4.4, estimation confirmée par la mesure des diamants de Coulomb). C'est aussi un gain important par rapport aux échantillons issus des lots précédents, dont l'énergie de charge typique est dans la gamme 1–5 meV [56, 58]. De ce point de vue, ils ressemblent assez aux échantillons 1 et 2, dont les énergies de charge sont respectivement 1,5 et 1,8 meV.

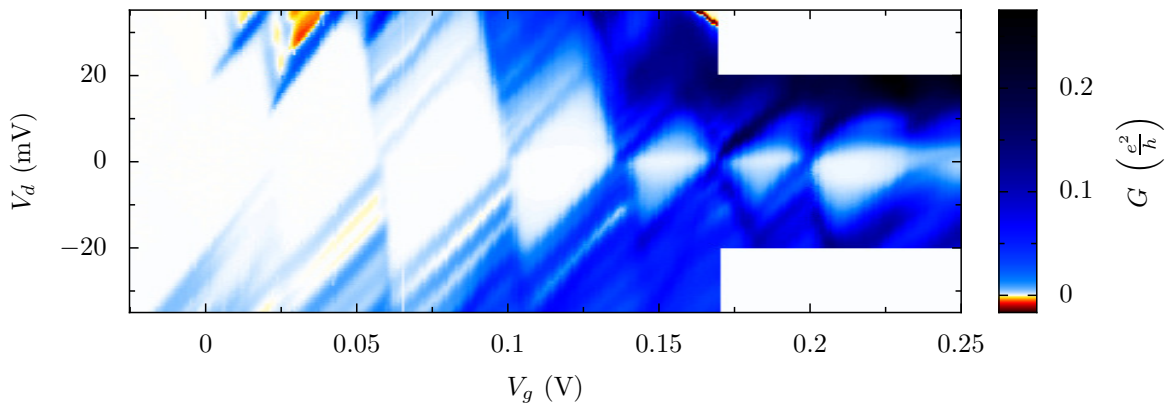


Figure 4.10 – Conductance différentielle à 4,2 K de l'échantillon 8.

Ces échantillons de petite taille permettent certes d'atteindre des énergies de charge élevées. Cependant, on a expliqué au début de cette partie qu'il est nécessaire de diminuer la longueur des espaceurs et cela a pour conséquence que les barrières sont beaucoup plus sensibles au potentiel de grille. Elles s'abaissent très vite. L'énergie de charge élevée n'est donc obtenue que pour les premières oscillations. Elle n'est plus que de l'ordre de 10 meV vers $V_g = 0, 2 \text{ V}$ et de l'ordre de 5 meV vers $V_g = 0, 4 \text{ V}$. De surcroît, le couplage

de l'îlot aux électrodes augmente et cela favorise les mécanismes de cotunneling. On le voit par exemple sur la figure 4.10 avec la conductance différentielle non nulle dans les diamants de Coulomb.

L'échantillon 8 montre un comportement tout à fait spécial, mis en évidence sur la figure 4.11. L'allure des pics indique que cet échantillon fonctionne dans le régime d'effet tunnel résonant thermiquement élargi, décrit au paragraphe 1.2.2. Cela implique qu'il est possible de résoudre le spectre d'excitation de l'îlot $kT \lesssim \Delta \ll E_c$ et que le transport se fait via un seul niveau à la fois. Ce régime est observé jusqu'à environ 30 K. Au delà, le blocage de Coulomb n'est plus observé et la conductance augmente globalement. Dans ce régime, on attribue la fluctuation de l'écart entre pics (figure 4.11b) à l'écart Δ entre deux niveaux du spectre d'excitation. Pour autant, on n'observe pas de corrélation entre les écarts successifs, comme une bimodalité (alternance d'un écart petit et d'un écart grand) qui traduirait la dégénérescence en spin de chaque niveau. Pour les tensions de grille entre 0,4 et 0,8 V, on détermine en utilisant la formule (1.13) que α vaut environ 0,2. À partir de là, on estime l'énergie de charge à 5 meV (60 K). On peut estimer que Δ est environ 10 fois plus petit : la fluctuation de l'écart entre pics est de l'ordre de 2,5 mV, ce qui donne $\Delta \approx 0,5$ meV. En dessous de 4,2 K, la largeur et la hauteur des pics saturent. Cela signifie qu'on a atteint l'élargissement intrinsèque des niveaux dû au couplage avec les réservoirs.

4.3.2 Lois d'échelle du MOS-SET

Les échantillons étudiés dans ce chapitre sont aux limites de ce qu'il est possible de fabriquer avec la technologie CMOS actuelle. On conclut ce chapitre par une discussion

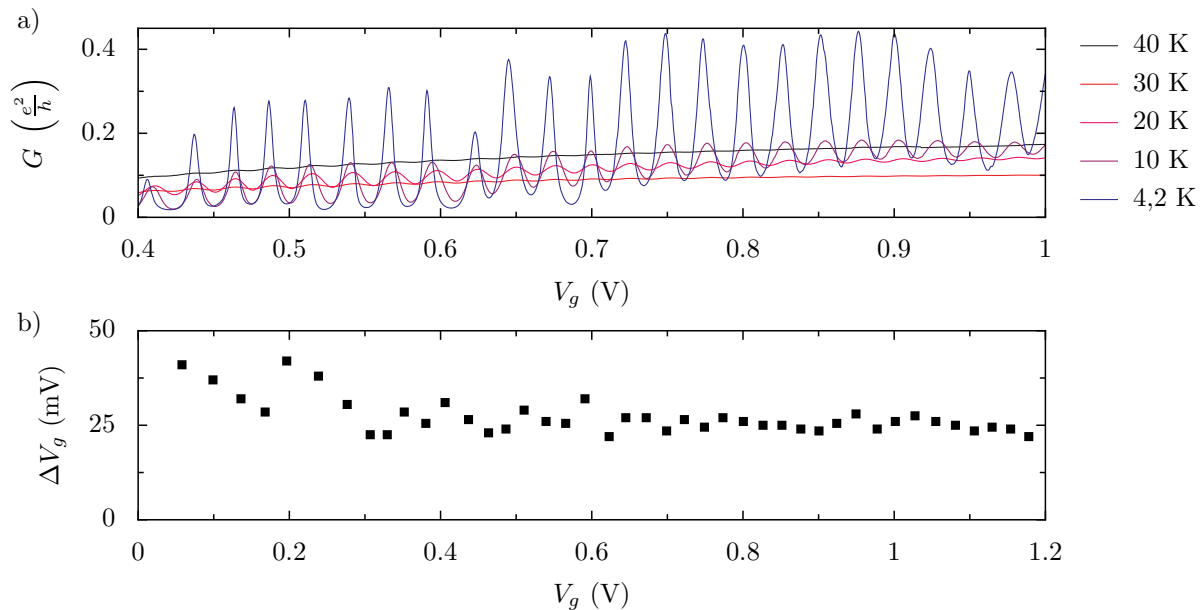


Figure 4.11 – a) Conductance de l'échantillon 8 en fonction de V_g . À la différence de la figure 4.9, on utilise une échelle linéaire pour mettre en relief l'aspect « résonant » des pics. On ne montre pas les premiers pics qui ne peuvent apparaître avec cette échelle. b) Écart entre pics à 4,2 K.

des lois d'échelle du MOS-SET. Il est intéressant de les comparer avec celles des transistors SOI pour la microélectronique, car ce sont elles qui déterminent les orientations des développements technologiques.

On a mis en évidence que la réduction des tailles s'accompagne d'une augmentation de l'énergie de charge, mais on a soulevé quelques problèmes. L'obstacle principal est la difficulté à maintenir un bon confinement des porteurs sur une gamme suffisante de tension de grille. À la différence de la microélectronique, il faut garder des barrières de potentiel aux entrées du canal pour créer un transistor mono-électronique. Les accès doivent être suffisamment résistifs, mais pas trop pour permettre le transfert d'électrons par effet tunnel. La sensibilité accrue aux paramètres comme la section du nanofil ou sa concentration de dopants à ces dimensions extrêmes, rend difficile l'obtention d'un bon compromis. Pour créer des barrières abruptes, il faut avoir un profil de dopage avec un gradient très fort. Celui-ci est inévitablement limité par la diffusion des dopants lors du recuit d'activation, ce qui fait que la limite entre les réservoirs, les barrières et l'îlot est mal définie.

Une solution possible est d'utiliser des barrières Schottky, qui consistent en une interface métal-semiconducteur. Un candidat idéal est l'alliage NiSi, qui est en fait déjà utilisé en microélectronique pour réduire autant que possible la résistance des contacts². Dans ce cas, la métallisation ne s'effectue pas dans toute la profondeur de la couche de silicium, pour maximiser la surface de contact et éviter la résistance associée à la barrière Schottky. Ce procédé de métallisation a été utilisé pour créer une boîte quantique dans un nanofil de silicium [145, 148, 149]. Il s'agit ici d'un nanofil obtenu par croissance, à distinguer de la section active de nos échantillons, qui est définie par gravure. La technique consiste à faire diffuser de façon contrôlée du nickel le long du fil de silicium. Une alternative est d'utiliser des barrières d'oxyde, comme pour les SETs métalliques. Un procédé de polissage mécano-chimique permet de fabriquer un îlot très petit, qui présente du blocage de Coulomb à la température de l'azote liquide [67]. Il a été récemment démontré la réalisation de jonctions tunnels abruptes sur une longueur typique de la taille d'un atome [117]. La technique consiste à utiliser un STM (microscope à effet tunnel) pour définir, à l'échelle atomique, une surface à travers laquelle les dopants phosphore vont diffuser [122]. Elle permet de créer une boîte quantique, en alternant parties dopées et non dopées dans un mono-cristal de silicium, sans interface avec d'autres matériaux [40]. La plus récente démonstration est celle d'un îlot d'une surface de $10 \times 10 \text{ nm}^2$ [39]. Un îlot de silicium de diamètre inférieur à 5 nm a également été obtenu à partir d'un procédé CMOS modifié, donnant ainsi naissance à des oscillations de Coulomb à température ambiante [127].

Un avantage d'utiliser des transistors MOSFETs issus de la technologie CMOS est d'avoir des grilles très proches de l'îlot, qui assurent un fort contrôle électrostatique de celui-ci. En microélectronique, la règle est de maintenir une prédominance de la capacité de grille sur les capacités de source et de drain pour éviter les effets de canaux courts, ce qui passe par une réduction de l'épaisseur de l'oxyde quand la surface de la grille est diminuée, ou par l'utilisation d'un matériau avec une permittivité diélectrique plus

2. La métallisation des contacts est parfois utilisée dans nos échantillons. Cela ne fait pas de différence notable, puisque c'est davantage la résistance des barrières que la résistance des contacts qui est limitante.

forte, quand l'épaisseur ne peut plus être réduite. Pour un transistor mono-électronique, il est évidemment intéressant d'avoir une capacité de grille suffisamment forte pour avoir, par exemple, une bonne sensibilité dans l'utilisation comme électromètre. Cependant, l'augmentation de l'énergie de charge nécessite la réduction de toutes les capacités. Dans nos dispositifs, la capacité de grille est de l'ordre des capacités de source et de drain et il ne faut pas se contenter de diminuer ces deux dernières pour augmenter l'énergie de charge, au risque de se retrouver dominé par la capacité de grille. Il y a également un intérêt à ne pas trop réduire l'épaisseur de l'oxyde de grille, pour limiter les courants de fuite à travers la grille. Même faibles, ceux-ci sont néfastes puisqu'on veut faire fonctionner des circuits mono-électroniques, basés sur le transfert d'électrons un par un entre différents îlots.

Chapitre 5

Transistors mono-électroniques couplés

Un transistor mono-électronique est réalisé avec un nanofil de silicium couvert d'une grille. En y adjoignant des espaceurs, on peut rendre suffisamment résistants les accès au canal, où les électrons sont alors confinés à basse température. On obtient ainsi un îlot de Coulomb sous la grille du transistor. On étudie maintenant la possibilité d'étendre ce procédé à des systèmes d'îlots couplés. L'idée est bien entendu de couvrir le fil par plusieurs grilles voisines, un dot étant créé sous chacune d'entre elles. Au chapitre 4, on a mis l'accent sur les paramètres qui influent les propriétés des barrières. Dans un système composé de deux îlots, la barrière centrale, qui les sépare, joue un rôle crucial. Elle détermine le comportement du système. Un paramètre de première importance est la distance entre les deux îlots. Un développement spécifique en lithographie électronique a permis de graver des grilles séparées par 40 nm. Une application d'un système de deux îlots est le transfert contrôlé, ou *pompage*, d'électrons entre deux électrodes. On présente les premières mesures de sa mise en œuvre.

5.1 Systèmes d'îlots couplés

5.1.1 Étude d'un système de double dot

La figure 5.1 montre le diagramme de stabilité d'un système de deux dots [137]. On considère le cas idéal dans lequel chaque dot n'est couplé qu'à une seule grille : il n'y a pas de couplage capacitif croisé. En régime de couplage tunnel faible, l'allure de ce diagramme est conditionnée par la capacité C_{12} entre les deux îlots. On définit les facteurs $\beta_1 = C_{12}/C_1$ et $\beta_2 = C_{12}/C_2$, où C_1 (resp. C_2) est la capacité totale du dot 1 (resp. 2). β_1 indique l'effet de l'ajout d'une charge dans le dot 1 sur le potentiel du dot 2 (et vice-versa pour β_2). Le couplage des deux dots provoque l'apparition de points triples. Il existe deux points pour lesquels les potentiels chimiques des deux dots sont alignés avec le niveau de Fermi des réservoirs. Ces deux points sont d'autant plus séparés que le couplage capacitif inter-îlots est fort. Ces considérations sont indépendantes de la façon dont les deux dots sont connectés aux réservoirs. En revanche, l'étude du transport à travers la structure en dépend. Par exemple, pour deux dots en série, le courant ne peut circuler qu'aux deux points triples.

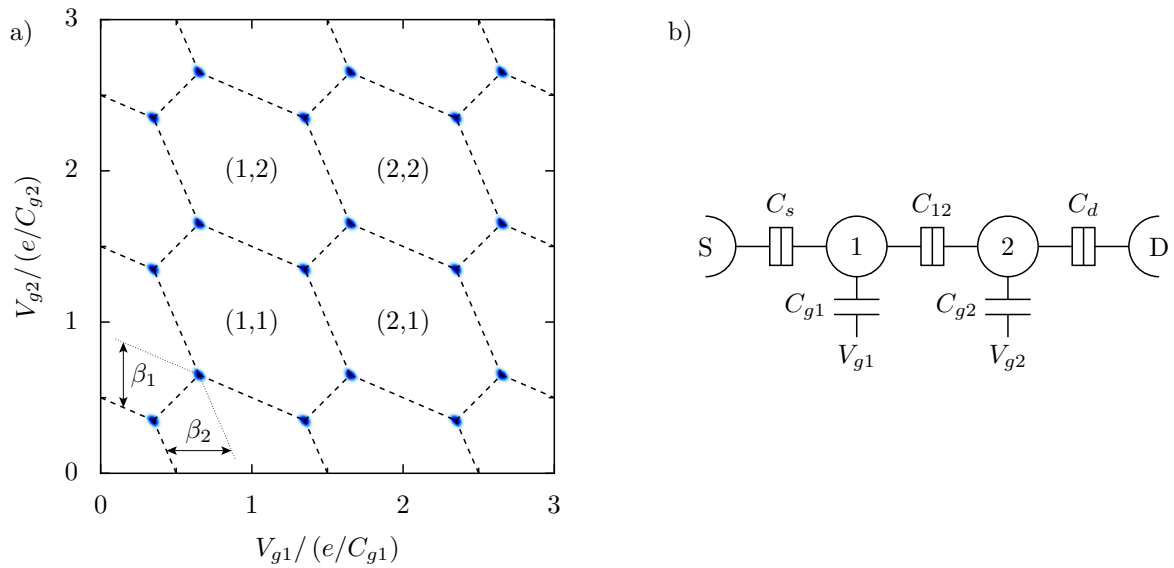


Figure 5.1 – a) Diagramme de stabilité d'un système de double dot, en forme de nid d'abeille. Les lignes pointillées délimitent les zones qui correspondent aux différentes configurations de charge. Celles-ci sont indiquées par (N_1, N_2) , où N_1 est la charge portée par le dot 1 et N_2 la charge portée par le dot 2. Le courant à travers ce système de deux dots en série est calculé par ordinateur (Annexe A) et tracé en bleu (échelle arbitraire). Le courant ne circule qu'aux points triples. b) Schéma électrique d'un système de deux dots en série.

Quand le couplage tunnel des deux îlots augmente, on ne peut plus se contenter de considérer l'interaction électrostatique de charges localisées sur chacun des îlots. Lorsque la conductance de la barrière centrale tend vers e^2/h , les charges sont progressivement délocalisées entre les deux îlots, qui forment alors une molécule [89]. L'hybridation des niveaux des deux dots modifie l'allure du diagramme de stabilité, en particulier autour des points triples. Lorsque cette conductance atteint e^2/h , on ne peut plus distinguer les deux îlots. Une telle évolution a été démontrée avec un système de deux dots réalisés à partir d'une hétérostructure GaAsAl/GaAs et dont le couplage est variable [91, 140]. En silicium, un système de deux dots a été utilisé comme bit quantique de charge [50]. Dans cette expérience, les deux îlots couplés sont isolés des réservoirs pour préserver la cohérence. L'état de charge du système est sondé par un transistor mono-électronique situé à proximité.

5.1.2 Couplage série de deux MOS-SETs

On considère tout d'abord un échantillon avec deux grilles de 60 nm de long, distantes de 40 nm. L'épaisseur et la largeur du fil sont respectivement 20 et 60 nm. Les grilles sont suffisamment proches pour que les espaceurs (de 40 nm) couvrent entièrement la partie du fil de silicium située entre celles-ci. La figure 5.2 montre la mesure de la conductance en fonction des deux tensions de grilles, à 1 K. Sur le panneau a), on observe la forme d'hexagone attendue pour un système de deux dots, avec deux pics de conductance aux points triples. Les lignes qui joignent ces points correspondent à du cotunneling élastique à travers chacun des dots. La forme du diagramme montre que chaque dot est principalement contrôlé par une seule des grilles. Cela conforte notre hypothèse que les

dots se forment sous chaque grille. Les capacités de grille valent environ 40 aF. On peut tout de même observer l'effet parasite de chaque grille sur l'îlot distant, qu'on estime à 8% de l'effet sur l'îlot situé sous la grille. On en déduit une capacité de grille croisée de 3 aF. La mesure de la séparation entre les points triples permet de déduire la capacité de couplage entre les dots. Elle est de l'ordre de 20 aF.

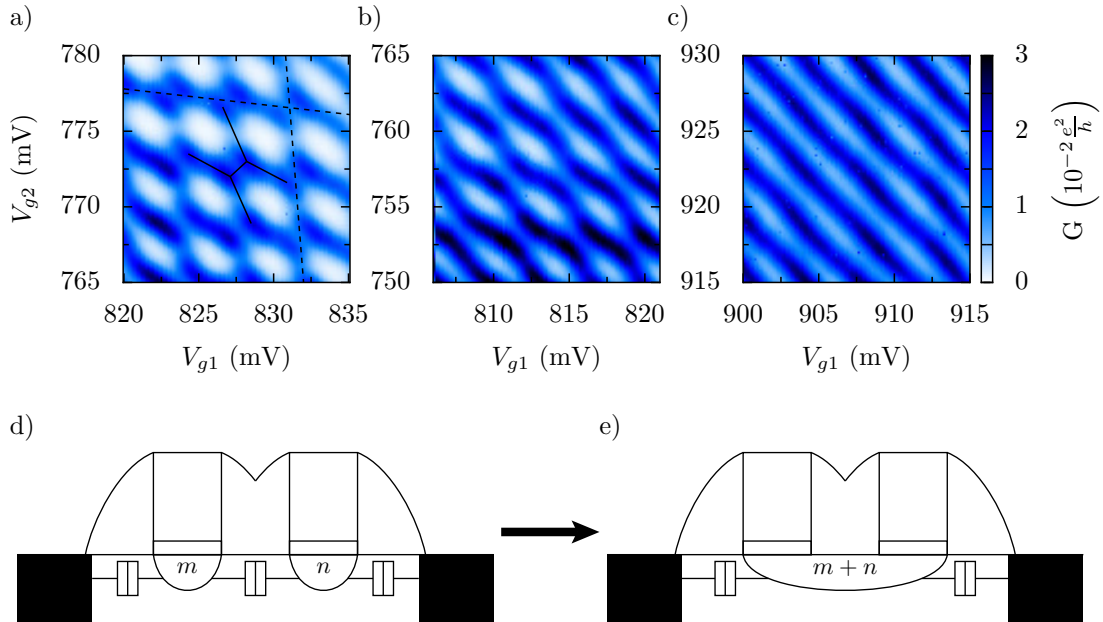


Figure 5.2 – a,b,c) Conductance en fonction des deux tensions de grille à 1 K. Le premier panneau montre des points triples qui forment une structure en hexagones, soulignées par les traits en ligne pleine. Les lignes pointillées sont des lignes équipotentielles pour chacun des dots : leur pente traduit le couplage parasite à l'autre grille. Le deuxième panneau montre une zone dans laquelle le couplage tunnel des deux dots est fort. Le troisième panneau montre le groupement des deux dots en un seul à fortes tensions de grille. d) Schéma du système correspondant au panneau a) : un îlot se forme sous chaque grille et la zone centrale se comporte comme une barrière tunnel. e) Le schéma illustre le regroupement des deux îlots, observé sur le panneau c).

Avec seulement deux grilles, ce système est très simple à opérer : l'occupation de chaque îlot est piloté par sa grille. En revanche, on ne contrôle pas indépendamment le couplage entre les deux îlots. La figure 5.2b met en évidence une autre zone dans laquelle on n'observe plus de points triples, mais des lignes ondulées. Cela met en évidence le régime de couplage tunnel fort, qui traduit l'augmentation de la conductance de la barrière centrale par rapport à la situation présentée sur le panneau a). La modulation de la conductance de la barrière centrale dépend des propriétés microscopiques de celle-ci ainsi que de son couplage aux deux grilles. Comme on l'a dit au chapitre précédent, la conductance des barrières des MOS-SETs fluctue quand on change le potentiel des grilles. Le régime de couplage fort entre les deux îlots, ou la fluctuation des pics de Coulomb d'un échantillon à une grille (voir figure 4.1 par exemple) sont deux manifestations de ce phénomène.

Quand on augmente l'un des deux potentiels de grille, on fait disparaître le blocage de Coulomb sous cette grille et on obtient un système formé d'un MOS-SET en série avec

une résistance constante (souvent de l'ordre de $1/(e^2/h)$). On retrouve donc dans ce cas des oscillations régulières quand on agit sur l'autre grille. Il reste à préciser ce qui se passe quand on augmente les deux potentiels de grille en même temps. On tend évidemment à faire disparaître l'observation du blocage de Coulomb. Cependant, on passe par une phase dans laquelle les deux îlots fusionnent en un seul. En effet, la barrière centrale subit l'action électrostatique conjointe des deux grilles. Elle s'abaisse donc plus vite que les barrières qui connectent chacun des îlots aux électrodes. Le panneau c) de la figure 5.2 le met en évidence. Les pics de Coulomb du dot ainsi formé apparaissent, dans le plan (V_{g1}, V_{g2}) , sous la forme de lignes « antidiagonales » qui vérifient l'équation $C_{g1}V_{g1} + C_{g2}V_{g2} = \text{cst.}$

5.1.3 Système de trois îlots en série

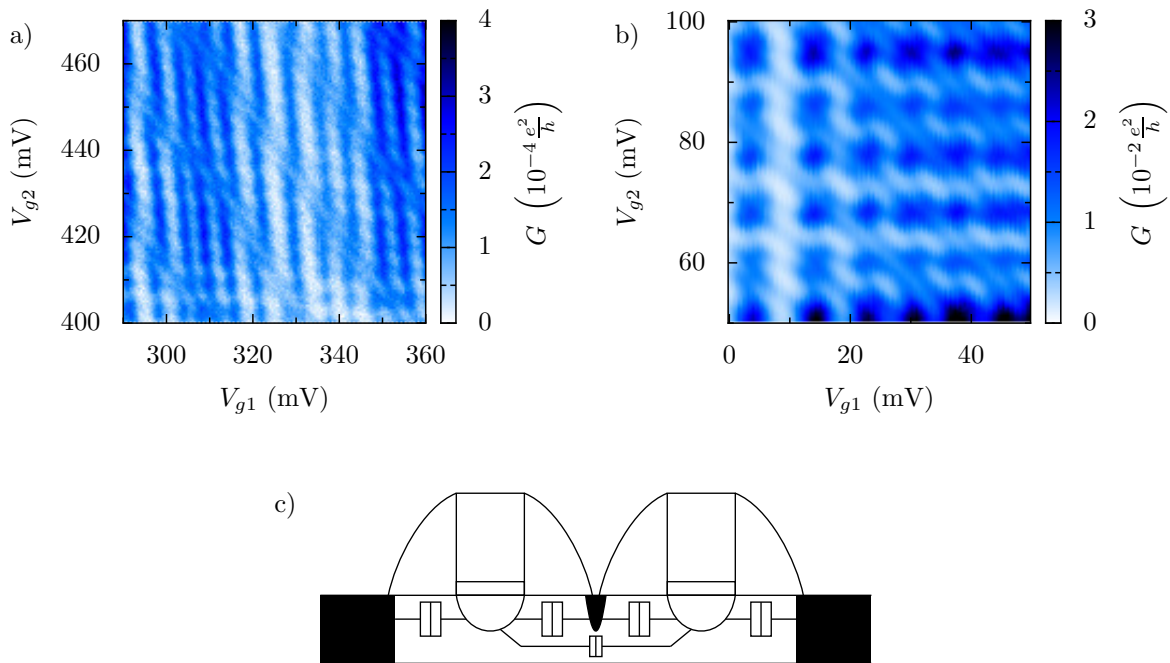


Figure 5.3 – a,b) Conductance en fonction des deux tensions de grille à 4,2K. a) Échantillon dont la distance entre les grilles est plus grande de 10 nm que celle de l'échantillon de la figure 5.2. À cette température, on distingue à peine la structure en hexagones. On voit cependant qu'elle est interrompue périodiquement par des lignes de pente ≈ -1 , attribuée à la présence d'un troisième îlot central. b) Échantillon avec des petits espaceurs. L'effet de l'îlot central, implanté entre les deux espaceurs, est prépondérant. À noter que cet échantillon conduit davantage que l'autre, que sa conductance est déjà élevée près du seuil, c'est-à-dire approximativement près de $V_{g1,2} = 0$ V. Cette différence entre les deux échantillons est expliquée par la longueur des espaceurs, ce qu'on avait déjà observé avec des échantillons à une grille (voir figure 4.1). c) Représentation schématique du système de trois îlots. En augmentant la distance entre les grilles, l'épaisseur des espaceurs au centre de la structure est plus faible, ce qui permet l'implantation de dopants dans le fil de silicium. L'utilisation d'espaceurs courts conduit au même effet.

Un phénomène nouveau apparaît dans un échantillon très similaire mais dont l'écart entre grilles est légèrement plus grand que précédemment : 50 nm. À noter que les grilles,

de 50 nm, sont également un peu plus courtes, ce qui a peu ou pas d'influence pour ce qui suit. Des lignes suivant lesquelles les hexagones sont déformés apparaissent de façon périodique dans la figure 5.3a. La pente de ces lignes indique un objet couplé de façon égale aux deux grilles. La période de 20 mV en $V_{g1} + V_{g2}$ indique que cet objet est moins couplé aux grilles que chacun des deux îlots qui produisent les hexagones. On postule donc l'existence d'un troisième îlot capable d'accumuler des électrons, situé entre les grilles à égales distances de celles-ci. Il pourrait être produit par un agrégat de dopants implantés à travers les espaceurs, qui sont moins épais au milieu de la structure, là où ils se rejoignent. On a donc deux mécanismes de passage des électrons dans le système : le passage par effet tunnel direct entre les deux îlots et le passage par effet tunnel via ce troisième dot en série (figure 5.3c). Cette dernière composante est faible : on ne voit pas la conductance augmenter sur les lignes de dégénérescence du dot central. L'effet principal de ce dot est son effet électrostatique sur les deux îlots principaux. Quand il capte une charge, on observe un décalage des oscillations de Coulomb des deux autres dots. On l'observe sur la figure 5.3a, en particulier sur les lignes verticales, qui sont les lignes de changement d'occupation de l'îlot 1.

On peut exacerber cet effet en étudiant un échantillon muni d'espaceurs courts qui ne couvrent pas totalement la portion du fil entre les deux grilles (figure 5.3b). Compte-tenu de la longueur des espaceurs courts (15 nm) et de la distance entre les deux grilles (40 nm), on peut estimer qu'une zone fortement implantée (dopage HDD) d'environ 10 nm de long existe entre les deux grilles. On observe encore des lignes antidiagonales, mais plus rapprochées que précédemment (période de 10 mV en $V_{g1} + V_{g2}$), ce qui traduit un meilleur couplage de l'îlot central aux grilles.

Il est difficile d'expliquer la structure observée à la dégénérescence de ce troisième îlot. Le problème électrostatique de trois dots en série est traité théoriquement et expérimentalement par Schröer *et al.* [123]. Tout comme pour le problème du double dot, le couplage capacitif entre les îlots multiplie les points d'alignement de leur potentiel chimique. On obtient une structure hexagonale tridimensionnelle pour le diagramme de stabilité (figure 5.4). Avec le système étudié ici, on a seulement deux paramètres de contrôle. On parcourt donc uniquement un plan de cette structure, d'où la difficulté à prédire le motif observé.

5.2 Îlots couplés avec barrières tunnels réglables

5.2.1 Contrôle des accès et dopage LDD

Au chapitre 4, on a étudié les conditions qui permettent le confinement des électrons dans le canal des transistors. On a considéré en particulier l'effet de la longueur des espaceurs et de la section du nanofil de silicium. Son niveau de dopage est également un paramètre qui détermine la résistance des barrières. Si on dope suffisamment le fil sous les espaceurs, on peut éviter la formation des îlots sous les grilles. Le transistor ne se comporte alors plus comme un transistor mono-électronique à basse température. Dans un échantillon à plusieurs grilles, on utilise le canal des transistors comme barrières tunnels réglables, pour confiner des charges dans les zones du fil de silicium situées entre les différentes grilles. Lors de la fabrication, on ajoute une étape de dopage LDD, qui se

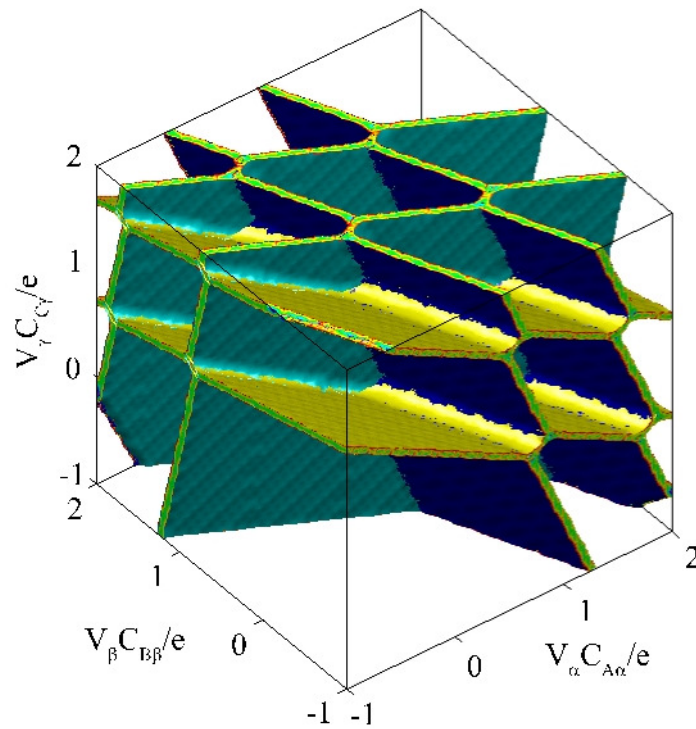


Figure 5.4 – Diagramme de stabilité d'un système de trois îlots couplés, extrait de [123].

fait après la gravure de la grille, mais avant le dépôt des espaceurs.

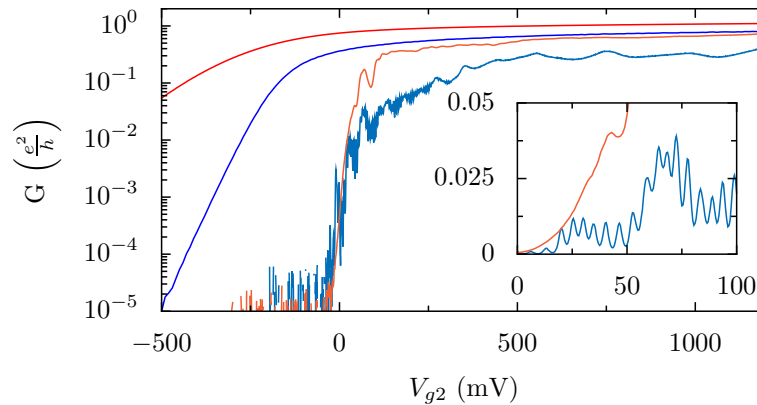


Figure 5.5 – Comparaison de deux échantillons nominalement identiques, avec et sans dopage LDD. La conductance à température ambiante et 4,2 K est tracée en fonction de V_{g2} , alors que V_{g1} est fixé à 1,2 V. En bleu : échantillon sans dopage LDD, déjà présenté sur la figure 5.2. On observe des oscillations de Coulomb près du seuil, indiquant la formation d'un dot sous la grille 2. En rouge : échantillon avec dopage LDD. Aucune oscillation de Coulomb n'est observée. En revanche, on constate une dégradation de la pente sous le seuil à température ambiante, ainsi que la valeur supérieure à e^2/h de la conductance à tension de grille élevée. Encadré : détail à 4,2 K en échelle linéaire.

La figure 5.5 démontre cet effet. On compare deux échantillons nominalement identiques, l'un sans ce dopage LDD, l'autre avec. Ces deux échantillons possèdent deux grilles. Pour n'étudier dans un premier temps que la formation d'un îlot sous l'une des

grilles, on porte le potentiel de l'autre grille à une valeur élevée (1,2 V). À 4,2 K, on observe une différence claire entre les deux échantillons. L'échantillon sans dopage LDD montre des oscillations régulières au dessus du seuil. Pour l'autre, on observe seulement un motif apériodique : il n'y a pas formation d'un îlot sous la grille. On peut relier ces deux comportements distincts aux caractéristiques à température ambiante de ces deux échantillons, qui sont également tracées sur la figure 5.5. L'échantillon avec dopage LDD a une pente sous le seuil moins bonne. Comme on l'a montré au chapitre 2, la pénétration des dopants sous la grille et donc le mauvais contrôle des accès aux canal sont responsables d'effets de canaux courts. On constate également que la conductance à fort V_g est plus importante. Cela montre que la résistance de cet échantillon n'est pas dominée par les zones d'accès au canal, comme dans les échantillons qui forment un transistor mono-électronique à basse température. Les barrières ne sont pas assez résistantes pour obtenir le confinement des porteurs dans le canal.

5.2.2 Îlot avec barrières tunnels réglables

On va maintenant expliquer ce qui se passe quand on utilise les deux grilles. La figure 5.6 montre la conductance de deux échantillons avec un dopage LDD en fonction des deux tensions de grille, qui sont toutes les deux fixées à une valeur légèrement au dessus du seuil de chaque transistor. On observe des lignes antidiagonales, alternées avec des zones de blocage de Coulomb. Ce motif est caractéristique d'un îlot unique situé entre les deux grilles. C'est tout à fait différent de ce qu'on observe dans les échantillons à deux grilles présentés précédemment, pour lesquels on observait un système de deux îlots couplés. Dès le seuil, les lignes possèdent une période très constante : l'îlot contient en fait déjà un grand nombre d'électrons, puisqu'il est formé dans un segment dopé de silicium. Les deux échantillons présentés sur la figure 5.6 se distinguent par leur longueur de grille, de 50 et 60 nm. Pour la plus courte des longueurs de grille, l'effet de canal court dus à la présence des dopants sous les espaceurs est renforcé. Il devient observable à basse température : le seuil à partir duquel on détecte un courant mesurable vaut -800 mV pour une grille et -500 mV pour l'autre.

En agissant séparément sur les deux tensions de grille, on peut contrôler le couplage de l'îlot à chacun des deux réservoirs. En illustration, on propose le protocole suivant : on augmente par paliers le potentiel de la grille 2 et on mesure la conductance en fonction de V_{g1} (voir figure 5.7). On a d'abord $G_2 \ll G_1$: on observe des oscillations d'amplitude constante, approximativement égale à G_2 . En ouvrant un peu plus la barrière 2, on rééquilibre les conductances des deux barrières. L'amplitude des oscillations est une fonction de V_{g1} . Le contraste des oscillations diminue, jusqu'à totalement s'annuler. La variation de la conductance qu'on observe est la modulation de G_1 avec V_{g1} , qui est une caractéristique de cette barrière. Les figures 5.6 et 5.7 démontrent que les grilles contrôlent à la fois l'occupation de l'îlot et la conductance des deux barrières dans ce système.

On peut comparer les propriétés de l'îlot ainsi formé à celles des deux îlots couplés montrés précédemment (figure 5.8). On fait cette comparaison pour deux échantillons, qui, le dopage LDD mis à part, sont nominalement identiques. Les couplages capacitifs aux grilles sont indiqués dans le tableau 5.1. Un tel tableau est possible puisque l'expérience montre que les capacités de grille sont constantes, comme on l'a expliqué

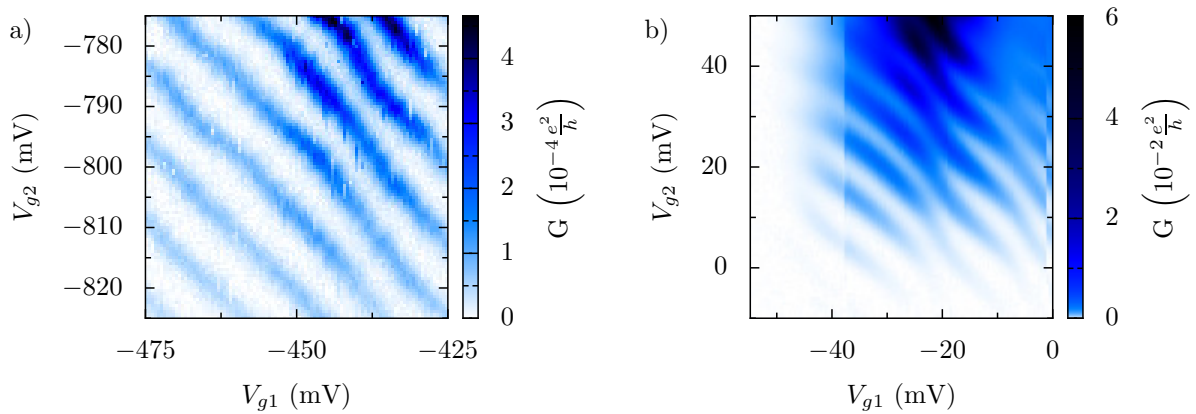


Figure 5.6 – Conductance à 4,2 K de deux échantillons avec un dopage LDD en fonction de V_{g1} et V_{g2} . Les lignes antidiagonales observées traduisent la présence d'un unique dot, également couplé aux deux grilles. a) Échantillon de longueur de grille $L = 50$ nm. Du fait de la longueur de grille courte et de la présence des dopants sous les espaceurs, son seuil est à des valeurs négatives de V_{g1} et V_{g2} . b) Échantillon de longueur de grille $L = 60$ nm, identique à celui de la figure 5.2.

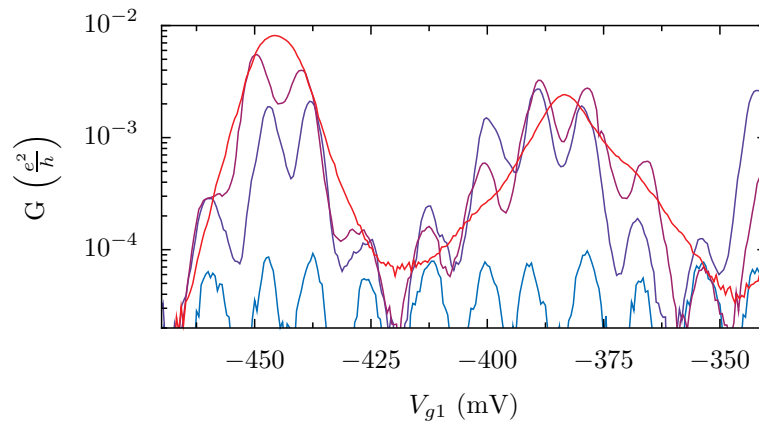


Figure 5.7 – Conductance en fonction de V_{g1} pour différentes valeurs de V_{g2} . Bleu clair : -700 mV, bleu foncé : -550 mV, violet : -150 mV, rouge : 250 mV. En ouvrant progressivement la barrière 2, on augmente le couplage du dot à un des réservoirs et la quantification de la charge du dot, responsable des oscillations de conductance, disparaît. Le motif apériodique qui reste est donné par la transmission de la barrière 1, fonction de V_{g1} . Cette transmission est également sensible à V_{g2} , mais dans une moindre mesure et on a compensé cet effet parasite en décalant les courbes de façon à ce que leurs enveloppes soient superposées.

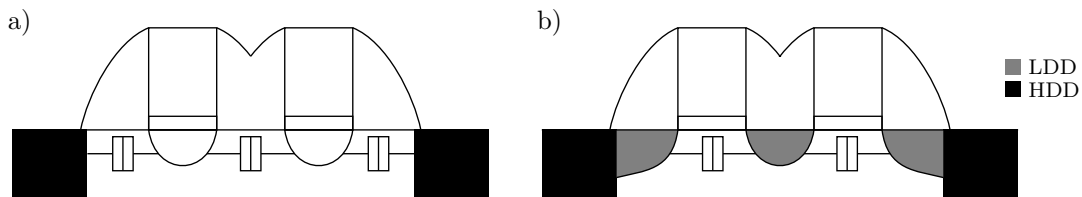


Figure 5.8 – a) Représentation schématique du système de deux îlots couplés, formés sous les grilles. b) Représentation schématique du système possédant le dopage LDD. On utilise les grilles pour confiner des électrons dans le segment dopé entre les deux grilles.

au paragraphe 4.1.1. On observe que les deux îlots sont beaucoup plus couplés à leur grille de contrôle respective que le dot formé dans l'échantillon avec dopage LDD. Cela conforte notre interprétation que ce dot est créé dans la zone implantée entre les deux grilles.

	MOS-SETs couplés		Îlot avec dopage LDD
	Îlot sous G1	Îlot sous G2	Îlot entre G1 et G2
G1	40 aF	$\simeq 3$ aF	16 aF
G2	$\simeq 3$ aF	40 aF	16 aF

Table 5.1 – *Couplages capacitifs aux grilles du système de MOS-SETs couplés présentés sur la figure 5.2 et de l'îlot présenté sur la panneau b) de la figure 5.6. Le dopage LDD mis à part, les deux échantillons sont nominalement identiques.*

5.2.3 Système de deux îlots couplés avec un couplage réglable.

On peut étendre ce principe à un système de deux dots couplés en utilisant trois grilles en série, l'avantage étant de pouvoir régler le couplage inter-dot à l'aide de la tension appliquée sur la grille centrale. La figure 5.9 montre qu'on peut complètement moduler un tel système. En effet, les trois grilles permettent de créer indépendamment trois barrières. Comme on l'a montré juste avant (voir figure 5.7), ouvrir une barrière revient à appliquer un potentiel élevé sur la grille qui la contrôle et la fermer consiste à appliquer un potentiel proche du seuil.

Les panneaux a) et b) de la figure 5.9 montrent qu'on peut créer un dot entre les grilles 1 et 2, ou entre les grilles 2 et 3. Il suffit pour cela d'ouvrir une barrière vers l'un des deux réservoirs. Les panneaux c) à f) montrent le passage d'un système constitué de ces deux dots, totalement découplés, à un seul grand dot qui s'étend entre les deux grilles les plus externes (1 et 3). Cette expérience consiste à varier par paliers le potentiel de la grille 2, tout en maintenant fermées les barrières 1 et 3. Suite à un problème de dessin du motif de lithographie électronique du niveau de grille, ces deux grilles latérales ne recouvrent pas entièrement le fil. Le contrôle électrostatique du canal en est nettement dégradé et il a été difficile d'isoler suffisamment chacun des deux îlots des réservoirs. Cela explique les valeurs très négatives des tensions appliquées, en particulier sur la grille 1. Cet inconvénient est cumulé avec le fait que les grilles font uniquement 40 nm de long dans l'échantillon à trois grilles dont on disposait. En fabriquant un prochain lot, on pourrait refaire l'expérience avec un échantillon corrigé de ces défauts. Cela aurait pour seul intérêt d'obtenir des résultats plus présentables, l'effet étant néanmoins clairement démontré ici.

Comme on l'a fait dans le paragraphe précédent, on peut comparer les couplages capacitifs aux grilles des îlots obtenus dans les différentes configurations (tableau 5.2). Dans le cas des îlots obtenus entre deux grilles, on devrait retrouver des valeurs similaires à celles obtenues dans l'échantillon avec seulement deux grilles (voir tableau 5.1). En fait, on s'aperçoit que le couplage aux grilles externes (1 et 3) est plus faible qu'attendu, ce qui est une autre conséquence du mauvais recouvrement du fil de silicium par ces grilles. Il est intéressant d'étudier comment ces capacités de grille évoluent quand on fusionne les

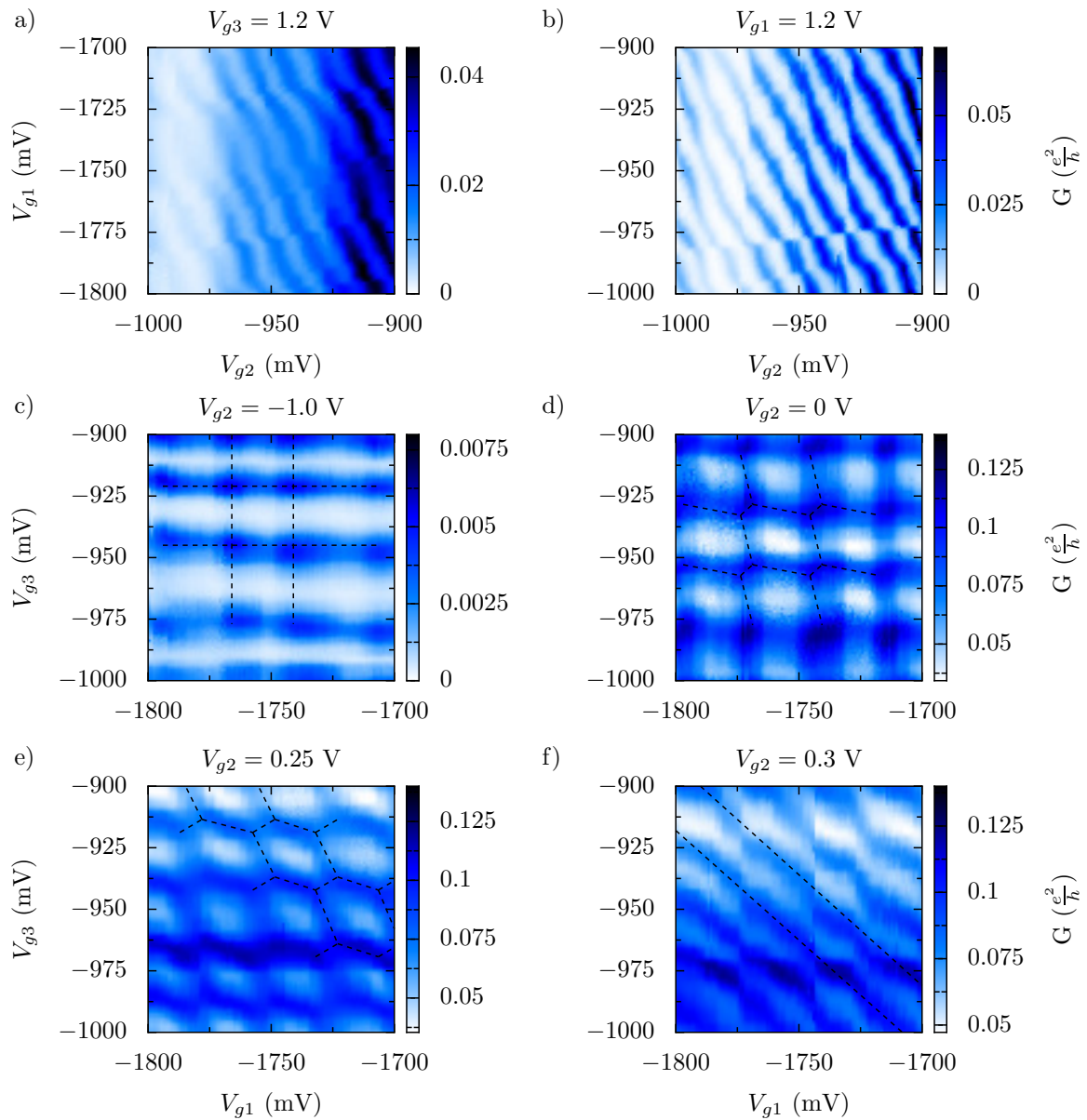


Figure 5.9 – Conductance d’un échantillon à trois grilles dans différentes configurations à 4,2 K. a) et b) Une des deux barrières externes est ouverte et on obtient un îlot couplé aux deux autres grilles. c) Les trois barrières sont fermées et il en résulte un système de deux dots découplés. On remarque que la conductance est très faible, ce qui s’explique par le fait qu’on a dû diminuer considérablement la conductance de la barrière centrale pour obtenir un découplage suffisant des deux îlots. d) En augmentant V_{g2} , on observe l’apparition de points triples caractéristiques du couplage capacitif entre les deux îlots. e) Ce couplage augmente et on observe la déformation progressive du réseau d’hexagones. f) Les deux îlots n’en forment plus qu’un seul, couplé de façon égale aux grilles externes 1 et 3.

deux îlots en un seul îlot long. On constate que la capacité de couplage à la grille centrale augmente d'un facteur proche de 2. C'est cohérent avec le fait qu'initialement chacun des deux dots est à côté de cette grille alors que l'îlot fusionné est situé en partie sous celle-ci. Au contraire, les couplages aux grilles externes ne changent pas significativement, la position des différents dots vis-à-vis de ces grilles n'étant pas modifiée.

	Îlot entre G1 et G2	Îlot entre G2 et G3	Îlot unique
G1	5.7 aF	$\simeq 0$	5.3 aF
G2	10 aF	12.2 aF	24.2 aF
G3	$\simeq 0$	6.3 aF	6.8 aF

Table 5.2 – Couplages capacitifs aux grilles du système modulable de dots obtenus dans l'échantillon à trois grilles présenté sur la figure 5.9. Les différentes configurations consistent à ouvrir une des barrières.

5.3 Vers une pompe à électrons en silicium

5.3.1 Un dispositif de métrologie quantique

Une pompe à électron est un composant qui permet de transférer un électron entre ses deux bornes. En répétant un tel transfert d'un unique électron à une fréquence donnée, on crée un courant continu et quantifié. Le courant « pompé » s'exprime simplement comme le produit de la fréquence f de pilotage et de la charge transférée (qui est quantifiée). Pour un électron transféré par cycle,

$$I = ef \tag{5.1}$$

Un tel composant trouve son application en métrologie quantique [34]. Dans le but de réaliser des étalons des unités électriques basés sur les constantes fondamentales, les métrologues exploitent les développements récents de la physique mésoscopique. L'effet Hall quantique, à l'origine de la quantification de la conductance en multiples¹ de e^2/h dans un conducteur soumis à un champ magnétique, fournit un étalon de résistance. L'effet Josephson alternatif fait qu'une jonction supraconducteur-isolant-supraconducteur se comporte comme un convertisseur tension-fréquence, selon la relation $V = (h/2e)f$. Il permet la réalisation d'un étalon de tension, une fréquence étant mesurée de façon métrologique avec une précision relative bien plus importante que n'importe quelle autre grandeur physique. Une pompe à électron s'inscrit dans la même optique. Elle permet de relier un courant à une constante fondamentale, la charge élémentaire et à une fréquence. Tester expérimentalement ces trois phénomènes de physique mésoscopique permet d'en vérifier l'universalité et de tester la stabilité des constantes fondamentales. Dans ce but, il est avantageux de disposer de trois phénomènes qui font appel à seulement deux constantes, e et h . L'expérience du *triangle métrologique* combine ces trois phénomènes. Elle consiste à faire circuler un courant quantifié dans une résistance étalonnée et de comparer la tension obtenue à un étalon Josephson de tension.

1. Ou valeurs demi-entières dans le cas dit anormal du graphène

Le challenge est de construire un dispositif expérimental qui vérifie la relation 5.1 avec une précision la meilleure possible. Le taux d'erreur de la pompe doit être minimisé. Il faut donc limiter les processus qui permettent à un électron de circuler sans que cela ne soit voulu et s'assurer qu'un électron est effectivement pompé à chaque fois que la commande est déclenchée. L'élément limitant de l'expérience du triangle métrologique est la pompe à électron. Le taux d'erreur requis est de 10^{-8} , ce qui est encore très inférieur aux performances atteintes à ce jour.

5.3.2 Principes de fonctionnement et historique

Les premières pompes à électrons fabriquées se basent sur des dispositifs constitués de plusieurs îlots en série. Grâce au blocage de Coulomb et à l'effet tunnel mono-électronique, on peut transférer un électron d'une électrode à l'autre en passant successivement par chacun des îlots, tout en interdisant à tout instant la circulation directe d'un courant entre le drain et la source. Ce processus est quasi-statique et peut donc être effectué à fréquence arbitrairement basse. On peut le comprendre à l'aide du diagramme de stabilité du système (sa caractéristique électrique statique). Considérons pour cela le cas d'un système de deux dots en série, aussi appelé « pompe à trois jonctions ». Dans son diagramme de stabilité, il convient d'éviter les points triples. La stratégie consiste en fait à tourner autour. On franchit alors la ligne qui joint deux points triples, qui correspond au transfert d'un électron entre les deux dots. La figure 5.10 illustre les différents mécanismes possibles. Changer le sens de rotation inverse le sens du courant. Passer d'un point triple à son voisin également. En pratique, on peut appliquer deux signaux sinusoïdaux en quadrature aux deux grilles pour obtenir cette trajectoire circulaire, en compensant éventuellement les effets de capacités croisées.

La première pompe fonctionnant sur ce principe a été fabriquée au début des années 1990 [112, 113]. Mentionnons, à la même époque, la réalisation d'un tourniquet, dispositif similaire, mais qui ne fonctionne qu'avec une polarisation non nulle à ses bornes [45]. Les performances de cette pompe sont dégradées par le phénomène de cotunneling, qui permet aux électrons de violer le blocage du courant. Une solution proposée pour le limiter est d'augmenter le nombre de jonctions en série [74, 73], rendant toutefois plus complexe la commande du dispositif. Une autre solution est d'y adjoindre des résistances en série [93].

La limitation de ce type de pompe est sa fréquence d'utilisation, car il faut laisser le temps à un électron de passer par effet tunnel mono-électronique entre les différents îlots. La conséquence est que le courant engendré reste faible. D'autres principes de fonctionnement ont donc été proposés, qui permettent de s'affranchir de cette limitation. L'idée est d'utiliser non plus des barrières tunnels de hauteur fixe, mais de les moduler à l'aide de grilles. C'est possible avec des matériaux semiconducteurs. Typiquement, un îlot est connecté aux électrodes par l'intermédiaire de ces barrières réglables. En abaissant une des barrières, on permet à un nombre entier (petit) de charges de rentrer. Si on peut relever cette barrière suffisamment vite, les électrons seront évacués vers l'autre électrode avant d'avoir le temps de repartir en sens inverse. Cette pompe fonctionne dans un domaine de fréquence limité. Un tourniquet fonctionnant sur ce principe a été réalisé avec une boîte quantique semiconductrice en même temps que la pompe adiabatique de Pothier *et al.* [81]. Le groupe japonais de NTT a également mis en œuvre ce principe

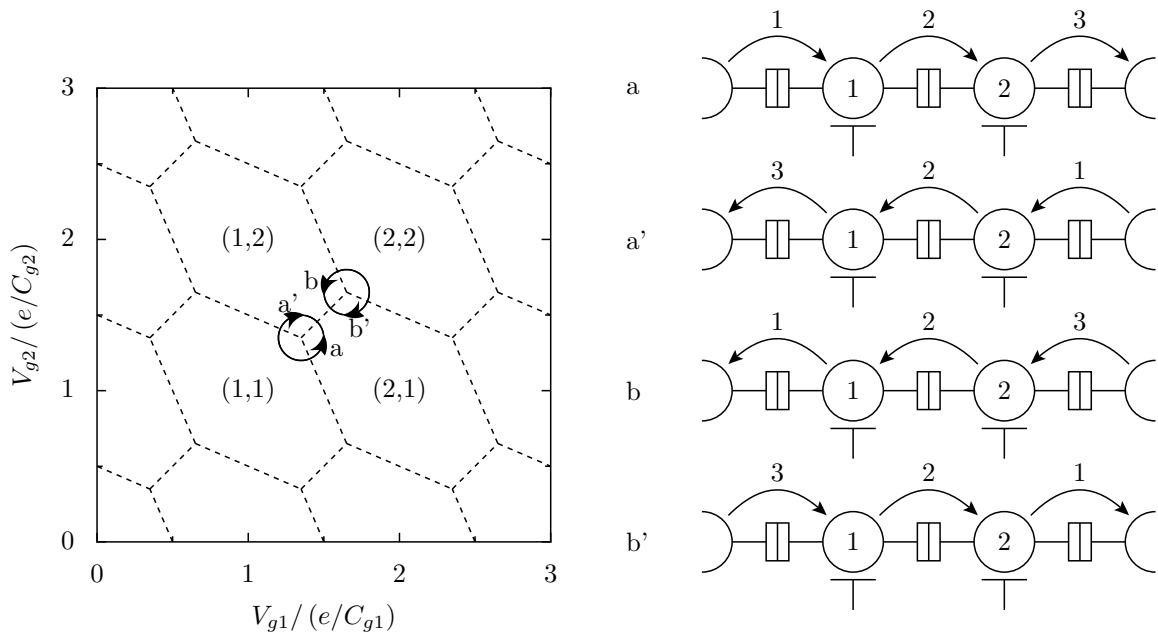


Figure 5.10 – Séquences de pompage. On fait correspondre la trajectoire à effectuer dans le diagramme de stabilité, indiquée à gauche, et la séquence des transferts des électrons entre les dots, indiquée par les flèches à droite. Les numéros indiquent l'ordre de ces transferts. Les séquences *a* et *a'* correspondent au transfert d'un électron dans un sens et dans l'autre. Les séquences *b* et *b'* correspondent au transfert d'une lacune d'électron.

[106, 43, 42]. Récemment, un courant dans la gamme du nanoampère a pu être atteint en opérant une pompe GaAs au GigaHertz [14, 68, 69, 143, 70, 144].

Encore plus récemment, un tourniquet basé sur un dispositif supraconducteur a été proposée [110]. L'absence de quasi-particule dans le gap supraconducteur protège le dispositif du cotunneling. La simplicité de la commande du dispositif, qui est appliquée non pas à la grille, mais au drain, rend possible leur mise en parallèle [96], ce qui est une stratégie alternative pour augmenter le courant produit.

5.3.3 Premières mesures

On a montré dans ce chapitre qu'on peut obtenir plusieurs comportements dans nos dispositifs à plusieurs grilles, en ajustant par exemple le dopage ou la taille des espaceurs. Cela laisse présager de la possibilité de réaliser le pompage d'électrons selon différents principes de fonctionnement parmi ceux présentés ci-dessus. Pour commencer, on s'est concentré sur le principe historique, en utilisant un système de deux îlots. On a utilisé l'échantillon dont les caractéristiques sont montrées sur la figure 5.2. Contrairement à un système à jonctions métalliques, le choix du point de fonctionnement, c'est-à-dire le choix d'un point triple, importe beaucoup. Les barrières sont fixes autour d'un point de fonctionnement donné, mais peuvent être ajustées par le choix de ce point. Travailler à trop hautes tensions de grilles renforce le cotunneling; trop près du seuil, le couplage inter-dot, et donc la séparation entre les deux points triples, ne sont pas suffisants. La figure 5.11 présente une mesure de transport et une mesure de courant pompé à polarisation nulle pour une même zone d'étude. On constate qu'un courant continu,

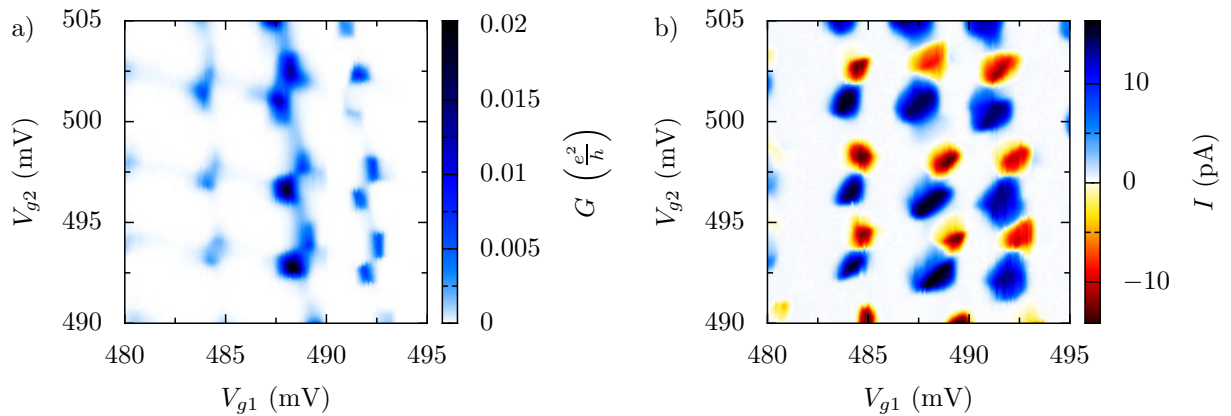


Figure 5.11 – a) Conductance de l'échantillon déjà présenté sur la figure 5.2 à 700 mK en fonction des deux tensions de grille. b) Courant pompé à 100 MHz dans la même zone. Les points de fonctionnement du mécanisme de pompage adiabatique coïncident avec les points triples.

tantôt positif, tantôt négatif, circule aux lieux des points triples. La figure 5.12a montre que le courant change de sens quand on change le déphasage des deux signaux appliqués aux grilles. Cela signifie qu'on change de sens de rotation autour du point triple. La figure 5.12b montre les plateaux de courant, qui illustrent le fait que le mécanisme de pompage perdure dans une certaine gamme de polarisation appliquée. La largeur de ces plateaux est un critère de performance de la pompe. Dans nos échantillons, elle dépend de la température, ainsi que du choix du point de fonctionnement. Enfin, la proportionnalité du courant avec la fréquence (figure 5.12c) prouve qu'on transfère en moyenne un électron par cycle.

Une étude approfondie ainsi que des mesures calibrées doivent être entamées afin d'évaluer la performance de ce type de dispositif. Il conviendra aussi d'envisager la technique de pompage non adiabatique, en exploitant par exemple le système constitué d'un îlot et de deux barrières réglables.

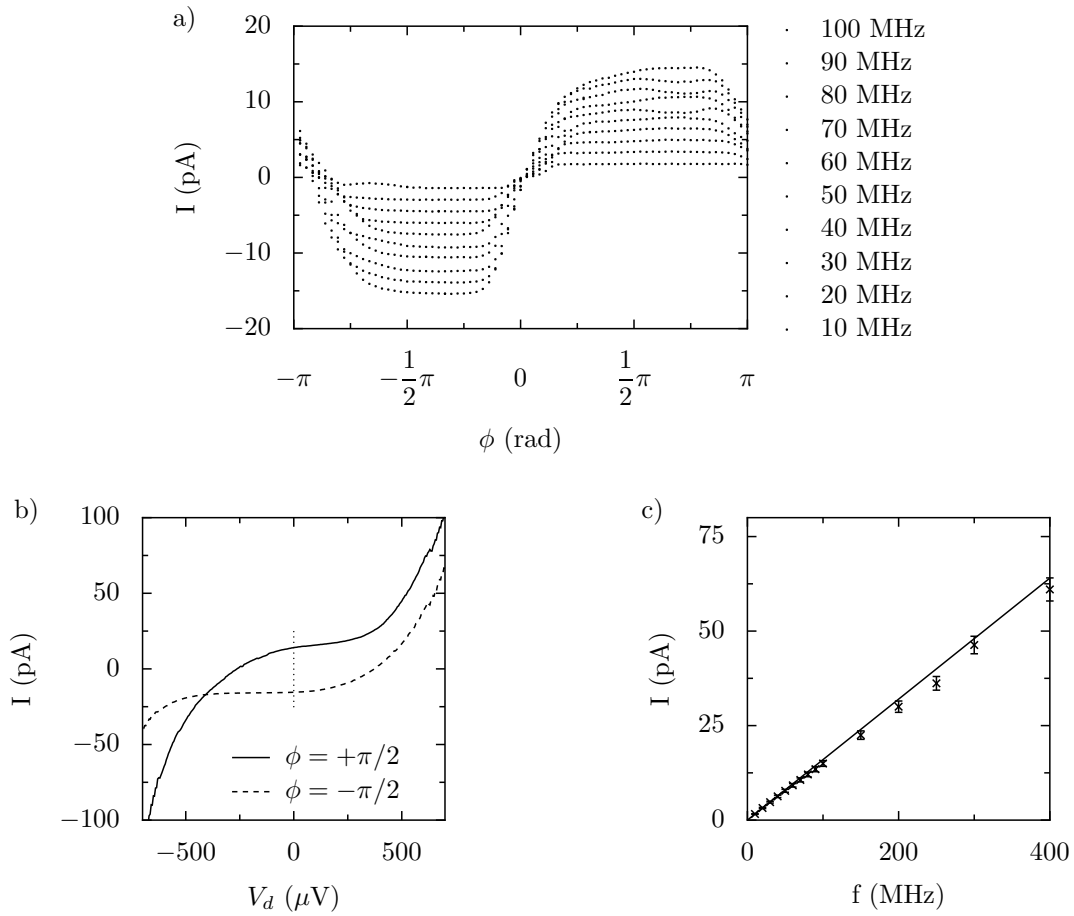


Figure 5.12 – a) Courant pompé en fonction déphasage entre les deux signaux radio-fréquence appliqués aux grilles à différentes fréquences. b) Plateaux de courant à 100 MHz en fonction de la tension aux bornes de la pompe. c) Courant pompé en fonction de la fréquence, comparé au modèle $I = ef$ (pas de paramètre ajustable). La température est 45 mK.

Chapitre 6

Transport assisté par les dopants dans les MOS-SETs

On a vu au chapitre 2 qu'un dopant peut augmenter fortement la conductance d'un canal de silicium très court autour d'une valeur précise de la tension de grille. Un tel canal court peut être le tronçon de nanofil de silicium situé sous un espaceur, entre un réservoir et l'îlot qui se forme sous la grille. C'est ce qui conduit à la fluctuation de la conductance des barrières des MOS-SETs qu'on a mentionnée au chapitre 4. Par ailleurs, les transistors mono-électroniques sont des détecteurs de charge très sensibles. On peut donc utiliser l'îlot d'un MOS-SET pour détecter l'état de charge d'une impureté environnante, par exemple un dopant dans une des barrières.

À partir de ces deux effets, on développe un modèle basé sur le couplage de deux boîtes quantiques. L'une est l'îlot de Coulomb et l'autre est le dopant qu'on veut détecter. On va montrer que ce modèle permet de reproduire plusieurs effets qu'on observe couramment dans nos échantillons à basse température. Ce modèle se révèle d'une portée générale puisqu'il permet également d'expliquer l'apparition de conductance différentielle négative dans des transistors mono-électroniques métalliques.

6.1 Transport résonant dans les barrières d'un MOS-SET

6.1.1 Identification d'un dopant

La figure 6.1 montre la caractéristique à basse température d'un MOS-SET typique. Comme on l'a déjà dit au chapitre 4, la conductance augmente globalement avec la tension de grille. Cependant, l'enveloppe des oscillations de Coulomb n'est pas une fonction monotone. Elle est spécifique à chaque échantillon et présente des résonances pour certaines valeurs de la tension de grille. On en observe fréquemment dans nos échantillons, comme on peut le voir sur la figure 6.1a et sur les différentes courbes présentées tout au long du chapitre 4.

Pour en comprendre l'origine, on effectue des mesures à polarisation finie et à différentes températures. La figure 6.1b montre que chaque résonance se développe en un

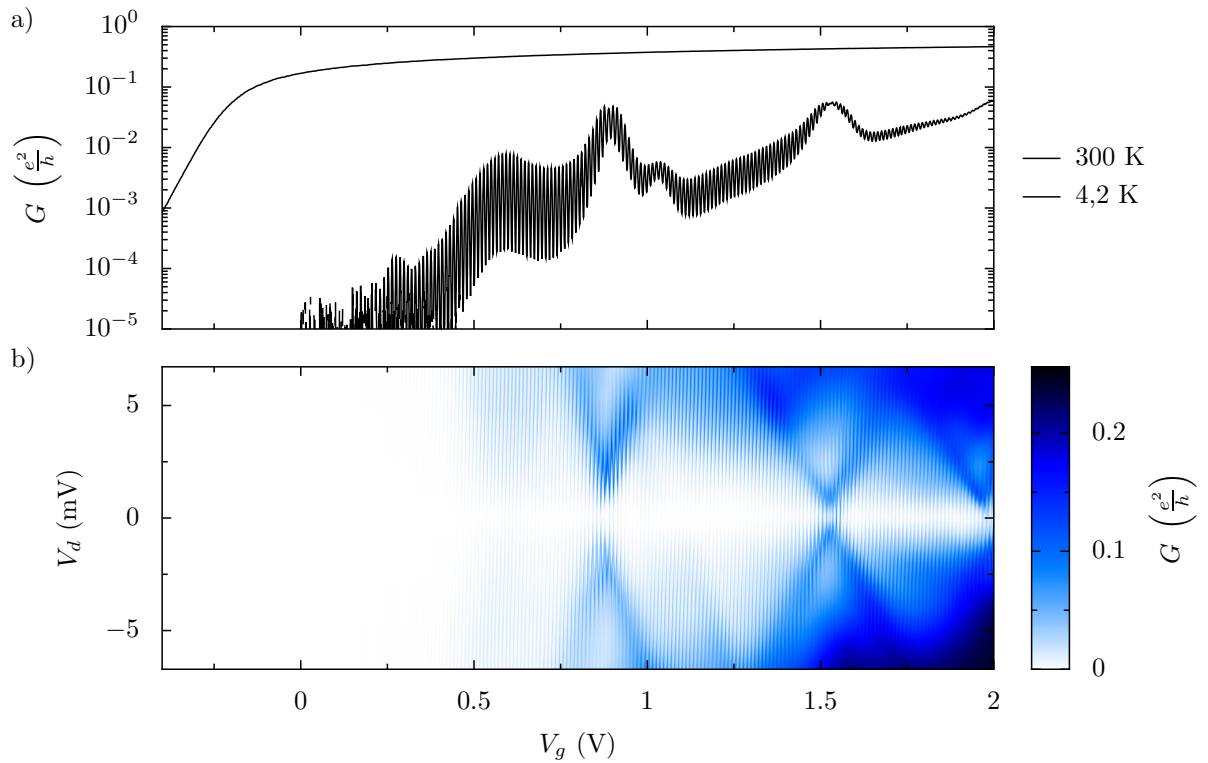


Figure 6.1 – a) Caractéristiques d'un MOS-SET typique. b) Conductance différentielle à 1 K. L'enveloppe des oscillations de Coulomb présente quelques maxima. À l'application d'une polarisation V_d finie, ils se développent en zones triangulaires dans lesquelles la conductance différentielle augmente, qui se superposent aux diamants de Coulomb de l'îlot. Cela indique du transport résonant à travers un niveau discret. Avec l'échelle linéaire de couleur utilisée sur le panneau b), seules les deux résonances les plus importantes apparaissent, à $V_g \approx 0,8$ V et $V_g \approx 1,5$ V.

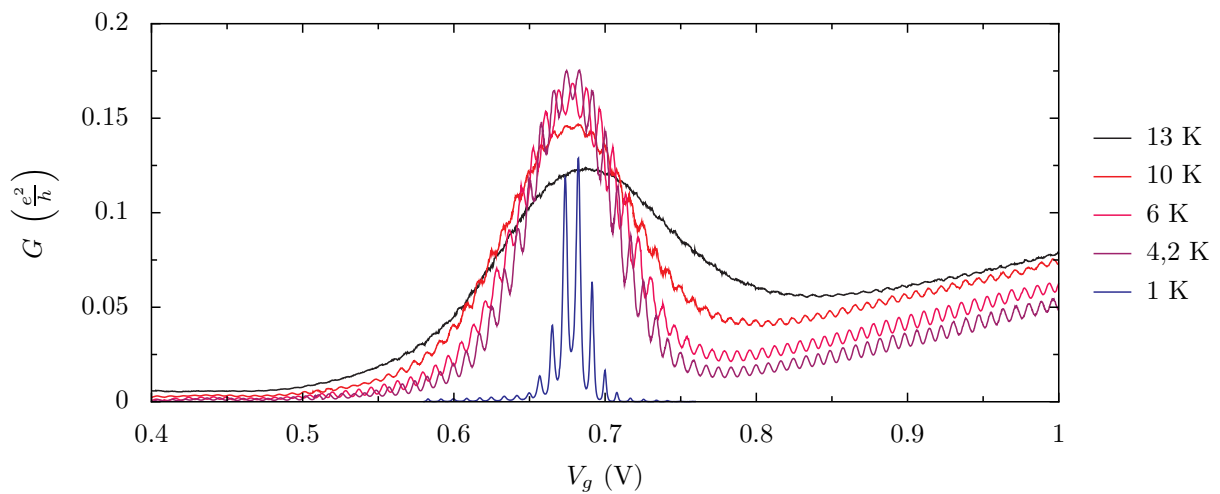


Figure 6.2 – Détail d'une résonance à différentes températures.

diamant de Coulomb, tout comme les niveaux résonants qu'on a identifié dans un transistor très court (chapitre 3). Il y a en fait deux différences. Les bords de ce grand diamant sont modulés de façon périodique par les diamants de Coulomb de l'îlot du MOS-SET. Cela implique que ces résonances sont détectées à des tensions de grilles positives (au dessus du seuil). La figure 6.2 montre l'évolution en température d'une résonance isolée mesurée dans un échantillon similaire. Au passage de la résonance, on observe une augmentation d'environ un facteur 10 de la conductance. Cette résonance subsiste à 13 K, dans le régime où le blocage de Coulomb n'est plus observé. Quand la température diminue, le pic s'affine et son amplitude augmente. C'est la caractéristique du transport à travers un seul niveau discret. Les mesures s'écartent de ce comportement quand la température passe en dessous de 4,2 K. La largeur de la résonance diminue encore, mais son amplitude décroît.

Tous ces éléments permettent d'interpréter ces observations. À la résonance, le pic est modulé par les oscillations de Coulomb : cela indique un objet en série avec l'îlot. On attribue donc ces résonances au passage du courant par effet tunnel résonant à travers le niveau d'une impureté, comme un dopant, présent dans une des deux barrières du MOS-SET. Toutefois, hors résonance, le transport n'est pas complètement supprimé : on observe toujours les oscillations de Coulomb. Les dopants, dont on sait qu'il peuvent diffuser depuis les réservoirs jusque sous les espaceurs, contribuent à augmenter à certaines énergies la conductance des barrières, en ajoutant au mécanisme de transport tunnel direct le mécanisme de transport résonant assisté par un état localisé. Il faut remarquer qu'on n'a accès, par les mesures, qu'à la conductance source-drain, qui correspond à la mise en série des deux barrières et de l'îlot. Cela explique d'une part qu'on voit la modulation de la conductance par les oscillations de Coulomb, y compris à la résonance. Le transport est supprimé quand l'îlot est dans un état de blocage de Coulomb. Le transport est d'ailleurs également supprimé sous le seuil du transistor, quand l'îlot n'est pas formé. D'autre part, on comprend pourquoi la conductance sur le pic résonant diminue en dessous de 4,2 K. C'est l'effet de l'îlot et de la deuxième barrière, qui sont en série et dont on sait que la conductance diminue avec la température (voir paragraphe 4.2.1). On représente le système sur le schéma 6.3.

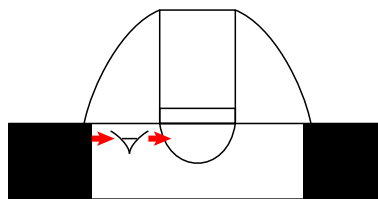


Figure 6.3 – Représentation schématique du système. Un état localisé dans une des barrières, sous un espaceur, permet le passage du courant par effet tunnel résonant entre un réservoir et l'îlot.

6.1.2 Interaction électrostatique d'un dopant et d'un îlot

Dans certains cas, on observe un effet plus surprenant (figure 6.4a). Au centre de la résonance, on observe un creux de conductance, alors qu'on s'attendrait à un maximum. Ce creux est observé à 900 mK. Il en résulte que l'enveloppe des oscillations de Coulomb

présente deux sommets. À 4,2 K, le creux n'est plus observé et on retrouve à nouveau un seul maximum. On observe toutefois une anomalie dans la périodicité des oscillations de Coulomb.

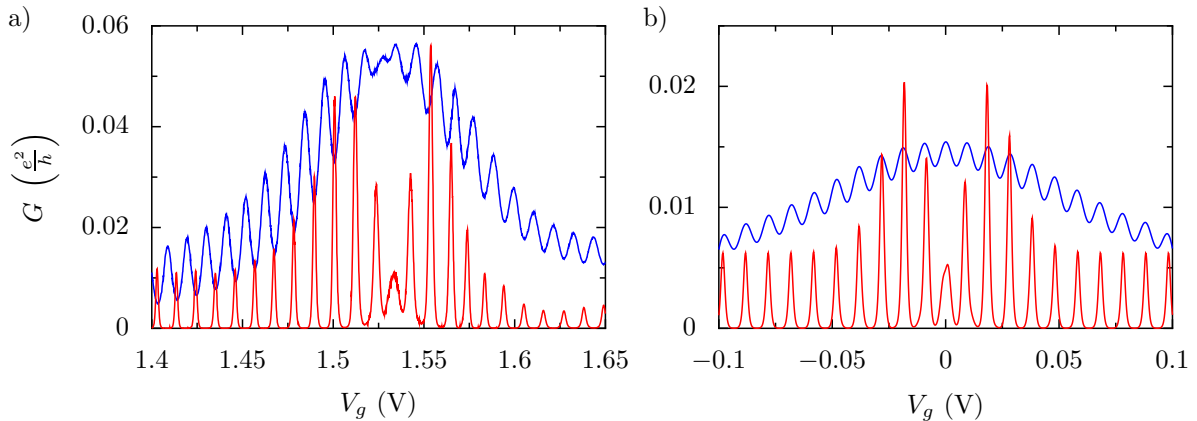


Figure 6.4 – a) Détail d'une résonance à 4,2 K et à 900 mK. b) Simulation d'un modèle du système. On reproduit avec un bon accord qualitatif l'effet de suppression des oscillations de Coulomb près de la résonance. Les paramètres sont donnés dans le texte.

C'est un effet de charge qui est la cause de ce phénomène. La résonance correspond à l'alignement d'un niveau d'un dopant de la barrière avec le niveau de Fermi dans les réservoirs. Le fait qu'on observe ces résonances prouve d'ailleurs que la barrière est sensible au potentiel de grille. Quand la tension de grille augmente encore le niveau du dopant passe sous le niveau de Fermi, ce qui fait qu'une charge est ajoutée dans cet état localisé de la barrière. Pour le dopant, cela correspond au passage de l'état D^+ à D^0 . Cette charge additionnelle est ressentie par l'îlot. Le problème d'une charge d'environnement en interaction électrostatique avec un îlot a été traité théoriquement [57]. L'effet prédit est une suppression des oscillations de Coulomb à polarisation nulle dans la gamme de tension de grille où l'impureté change d'état de charge. Ce changement produit aussi un décalage des oscillations de Coulomb. Ces deux effets sont observés ici.

Pour décrire à la fois l'effet tunnel résonant et l'effet électrostatique, on modélise le dopant par une boîte quantique, contenant un seul niveau discret (voir schéma 6.5). Compte-tenu de l'énergie de charge élevée d'un dopant, cette boîte peut contenir au maximum un électron. Le système contient également un îlot qu'on décrit par le modèle orthodoxe. Il est connecté à la grille, à la source et au drain et on adopte les notations habituelles pour un transistor mono-électronique (capacités C_g , C_s et C_d et conductances tunnels G_s et G_d). Le transport à travers un niveau discret est résonant, comme on l'a vu au paragraphe 1.2.2. Cette composante s'ajoute à l'effet tunnel direct dans la barrière où le niveau est situé. On choisit arbitrairement la barrière côté source dans un premier temps. Le niveau discret est donc connecté à la source et à l'îlot, par des taux tunnels Γ_{st} ¹ et Γ_m . L'effet électrostatique est décrit par la capacité de couplage C_m entre le dopant et l'îlot. Enfin, ce dopant est sensible à la grille (C_{gt}) et il est couplé capacitivement à la source (C_{st}).

1. t comme « trap », car le dopant piège une charge.

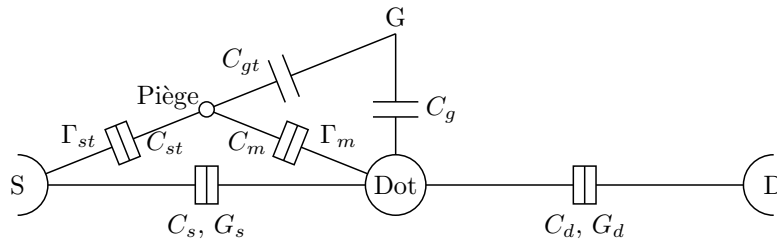


Figure 6.5 – *Modèle du système. Le dopant est modélisé par une boîte quantique contenant un seul niveau discret. Elle piège un électron, ce qui a un effet électrostatique sur l'îlot, décrit par le couplage capacitif C_m .*

6.1.3 Un problème de double dot

Le modèle est un système de deux boîtes quantiques couplées. On va expliquer qualitativement l'effet de suppression des pics de Coulomb au cœur de la résonance à partir de nos connaissances sur les systèmes de double dot. Une différence avec les systèmes du chapitre précédent est que les deux dots ne sont pas en série. En fait, cela n'a pas d'importance pour déterminer quels sont les états de charge les plus probables à chaque valeur de la tension de grille. À polarisation nulle, du point de vue capacitif, le système est équivalent au système de double dot en série étudié précédemment : la capacité supplémentaire C_s entre le dot et la source, qui, du point de vue du transport est en parallèle de la branche comprenant le dopant, n'est rien d'autre qu'une seconde capacité entre l'îlot et les électrodes qui sont toutes au même potentiel. On est donc autorisé à réutiliser le diagramme de stabilité vu au chapitre 5 (voir figure 5.1 page 80). Seules les possibilités de transfert d'électrons, au passage d'une zone à une autre, changent. Les points qui produisent un courant mesurable entre la source et le drain sont également modifiés. Une autre différence est que les deux dots sont contrôlés par la même grille. Rien ne nous empêche de faire comme si chaque îlot possède une grille de contrôle indépendante, puis de ne considérer ensuite qu'une droite du diagramme de stabilité, la seule accessible expérimentalement, qui correspond à l'application du même potentiel sur les deux grilles.

Le diagramme de stabilité schématique du système est représenté sur la figure 6.6. On retrouve des paires de points triples, mais on ne peut pas former d'hexagones car l'occupation du dopant ne peut dépasser 1. La ligne qui joint deux points triples d'une même paire (ligne de pente positive) correspond à l'échange d'un électron entre le piège et le dopant, ce qui ne produit aucun courant. La ligne qui joint deux points triples de deux paires consécutives ne produit pas non plus de courant car elle correspond au changement d'occupation du dopant. En revanche, les lignes quasi-verticales qui partent des points triples correspondent à un courant drain-source mesurable : les électrons passent directement par l'îlot. En variant le potentiel de grille commun aux deux objets, on comprend le phénomène montré que la figure 6.4. On parcourt le diagramme de stabilité selon une droite, indiquée en bleu sur la figure. Loin du point de résonance du dopant, cette droite franchit les lignes de dégénérescence de l'îlot, ce qui donne des pics de Coulomb régulièrement espacés, comme si le dot était le seul constituant du système. Près de la résonance, le piège est amené à se charger et se décharger plusieurs fois, du fait du couplage capacitif entre les deux dots. La droite franchit plusieurs lignes qui ne

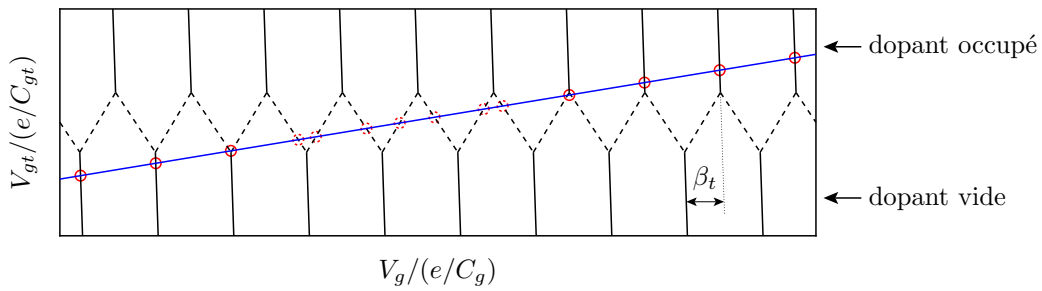


Figure 6.6 – Diagramme de stabilité schématisé du système composé de l'îlot et du dopant. La ligne bleue indique le trajet suivi quand la même grille contrôle à la fois le niveau du dopant et l'îlot. Les lignes pleines sont le lieu des points qui permettent le passage du courant à travers le dot principal. Loin de la dégénérescence du dopant, la ligne bleue coupe ces lignes (cercles rouges en trait plein) et on observe alors des pics de Coulomb espacés de e/C_g . À la dégénérescence du dopant, elle coupe des lignes qui correspondent à des échanges d'électrons entre le dopant et l'îlot (cercles rouges en pointillés) : ces échanges ne créent pas de courant drain-source. Les oscillations de Coulomb sont donc supprimées.

correspondent pas au passage du courant, d'où la disparition des pics de Coulomb au centre de la résonance. Enfin, le dopant se charge définitivement et on retrouve des pics régulièrement espacés, mais avec un décalage global. Il est donné par le facteur β_t (voir figure 6.6) :

$$\beta_t = \frac{C_m}{C_{gt} + C_{st} + C_m} \quad (6.1)$$

Ce raisonnement explique la suppression des pics de Coulomb. Cette suppression est observée sur un nombre d'oscillations de Coulomb d'autant plus grand que le facteur de couplage α_t du dopant à la grille est faible.

$$\alpha_t = \frac{C_{gt}}{C_{gt} + C_{st} + C_m} \quad (6.2)$$

Il faut également tenir compte de la température. Ce mécanisme de suppression de la conductance, dont l'origine est le couplage électrostatique entre l'îlot et l'électron porté par le dopant, n'est efficace que lorsque l'énergie d'interaction U est plus grande que la température. Avec notre modèle capacitif,

$$U = \frac{e^2}{C_m} \frac{C_m^2}{CC_t} \quad (6.3)$$

où $C = C_s + C_d + C_g + C_m$ est la capacité totale de l'îlot et $C_t = C_{gt} + C_{st} + C_m$ la capacité du dopant. À 4,2 K, pour l'échantillon de la figure 6.4, la condition $U \gg k_B T$ n'est plus valide. Cela explique aussi pourquoi cet effet n'est pas systématiquement observé. Il requiert un couplage assez fort entre le dopant et l'îlot.

Ce problème, qui fait intervenir l'interaction du blocage de Coulomb et de l'effet tunnel résonant, peut être traité théoriquement², en résolvant l'équation maîtresse du système (Annexe A). Cela permet de reproduire l'effet observé. Le grand nombre de

2. Travail effectué en collaboration avec V. N. Golovach, M. Houzet et L. I. Glazman.

paramètres du modèle rend difficile leur ajustement, d'autant qu'on sait que les caractéristiques de nos échantillons évoluent avec la température. On obtient un bon accord qualitatif, montré sur la figure 6.4b. Pour le couplage du dopant, les paramètres utilisés sont $\beta_t = 0,65$, $\alpha_t = 0,013$. L'énergie de charge de l'îlot est de 1,5 meV. Enfin, les paramètres qui déterminent le transport sont $G_s = 0,015e^2/h$, $G_d = 0,075e^2/h$ et $\Gamma_{st} = \Gamma_m = 33,5 \mu\text{eV}$.

6.2 Étude de l'effet électrostatique dans le régime non linéaire

Le raisonnement précédent permet de comprendre pourquoi les oscillations de Coulomb sont supprimées à polarisation nulle. Cependant, on a utilisé le diagramme de stabilité d'un système de deux îlots et celui-ci n'est pas facilement extensible à polarisation finie, ne serait-ce que parce qu'il y a alors trois variables. Nos échantillons ne possèdent qu'une seule grille et il est tentant de faire des mesures à polarisation finie, comme on l'a montré sur la figure 6.1. On va donc traiter ce problème par une étude théorique du modèle qu'on a introduit, en utilisant un calcul numérique. Comme on s'intéresse à présent plus particulièrement aux effets qui naissent du couplage électrostatique entre une charge d'environnement et un îlot, on travaille dans la limite $\Gamma_{st}, \Gamma_m \rightarrow 0$: le transport se fait principalement via l'îlot.

6.2.1 Cas d'étude

L'objectif est de mettre en lumière les effets produits par l'interaction électrostatique d'un piège avec l'îlot. Le nombre de paramètres du modèle est relativement important et de nombreuses situations sont possibles. On choisit des paramètres de telle sorte que l'influence du piège se manifeste sur une grande plage de tension de grille et affecte un grand nombre de diamants de Coulomb successifs du SET. Pour cela, on choisit un paramètre de levier du piège α_t très inférieur au paramètre de levier α du dot. On veut également mettre en évidence le décalage des pics de Coulomb dû à la charge du piège. Cela impose un facteur β_t différent de 0 ou de 1. Le calcul n'est pas tout à fait symétrique du point de vue de la source et du drain, d'une part parce que, comme dans les expériences, la polarisation est appliquée sur une seule des électrodes, le drain et, d'autre part, le piège est d'un seul côté du dot. Toutefois, on ne perd pas beaucoup de généralité à choisir arbitrairement de placer le piège du côté de la source.

Pour le dot, on choisit $C_s = C_d = 50 \text{ aF}$ et $C_g = 16 \text{ aF}$, ce qui donne une énergie de charge d'environ 1,4 meV et une période de 10 mV pour les oscillations de Coulomb. Il reste alors à fixer trois paramètres, les couplages capacitifs du piège à la grille, à la source et à l'îlot. On dispose seulement des deux contraintes mentionnées plus haut, qui concernent α_t et β_t , ce qui donne un seul degré de liberté dans le choix. On va s'imposer en plus de ne pas perturber beaucoup le dot par l'ajout du piège et donc on va choisir une capacité C_m de couplage faible par rapport à la capacité totale du dot. On opte pour $C_m = 1 \text{ aF}$ ($\ll C_s + C_d + C_g + C_m$). En choisissant $\beta_t = 1/3$, on obtient $C_{st} = 2 \text{ aF}$. Le facteur α de l'îlot vaut 0,14. On obtient α_t cent fois plus petit en prenant un couplage du piège à la grille $C_{gt} = 0,004 \text{ aF}$. Avec ces paramètres, l'énergie de charge

du piège est élevée et vaut 53 meV (C'est l'ordre de grandeur de l'énergie de charge d'un dopant). Enfin, la période des oscillations de Coulomb qu'on obtiendrait pour le piège est potentiellement grande mais importe peu, puisqu'on ne considère pas sa double occupation, dont on n'a pas observé le moindre indice expérimental.

Les conductances des barrières tunnels de l'îlot sont symétriques. Les taux tunnels de couplage du piège à l'îlot et à la source sont très faibles, mais pas exactement nuls, car il faut que sa charge puisse varier.

6.2.2 Méthode de calcul des propriétés de transport du système

Pour réaliser le calcul des propriétés de transport de ce système, on adopte quelques hypothèses.

- On suppose que la charge est parfaitement quantifiée sur chacun des îlots. Cela revient implicitement à supposer vérifiées les deux conditions nécessaires à l'observation du blocage de Coulomb. Les fluctuations thermiques sont négligeables par rapport à l'énergie de charge de chaque îlot. Les fluctuations quantiques de charge sont également négligeables. Cela suppose que la conductance des barrières est inférieure au quantum de conductance, ce qui fait que les charges sont bien localisées dans chaque îlot. En conséquence, l'état du système peut être décrit par un n-uplet de nombres entiers qui indique le nombre de charges en excès sur chaque îlot.
- Le système évolue entre ces différents états de charge par passage d'électrons par effet tunnel entre les réservoirs et les îlots. Ces événements tunnels sont séquentiels (un seul se produit à la fois). Ils sont infiniment rapides, ce qui fait qu'à tout instant, le système est dans un état de charge décrit plus haut. Un seul électron peut passer à la fois, ce qui restreint les états accessibles à partir d'un état donné. Ces hypothèses reviennent à ne pas prendre en compte les transferts corrélés d'électrons, dus au cotunneling.
- On fait l'hypothèse d'un nombre fini d'états de charge possibles, ce qui, en pratique, consiste à limiter le nombre d'électrons qu'on peut ajouter à l'îlot, le piège ne pouvant accueillir qu'un seul électron par principe.

On utilise la résolution de l'équation maîtresse du système pour déterminer la probabilité de chacun des états de charge du système. Cette technique est décrite en détail dans l'annexe A. On calcule l'état stationnaire du système, pour des conditions de polarisation statiques. Physiquement, cela signifie que le temps de mesure est plus grand que chacun des phénomènes de transfert de charge qui se produisent. Cela écarte les effets d'hystérésis qui proviennent de pièges avec un temps de charge et de décharge très long. La première étape est de recenser tous les événements tunnels qui font évoluer le système d'un état à un autre et d'en calculer séparément les probabilités. Ces probabilités sont données par les taux tunnels. On a indiqué au chapitre 1.2.2 comment on les calcule à partir de la règle d'or de Fermi. Ensuite, on peut écrire et résoudre le système d'équations maîtresses, constitué d'une équation donnant l'évolution de la probabilité de chaque état et d'une équation de normalisation de ces probabilités. Inverser le système permet de déterminer la probabilité de chaque état. Finalement, on peut, à partir de là, déduire toutes les autres quantités, comme l'occupation moyenne d'un îlot, son potentiel moyen ou le courant moyen qui circule dans une branche du circuit.

6.2.3 Présentation et analyse des résultats

Le point de dégénérescence du piège est arbitrairement fixé à 0 V dans ce calcul. Près de ce point, les diamants de Coulomb apparaissent déformés (figure 6.7). On observe un dédoublement, ainsi que la suppression de la conductance à faible polarisation quelle que soit la tension de grille, qu'on a déjà discutée dans la partie précédente. Plus loin, on retrouve la forme « orthodoxe » des diamants de Coulomb. Toutefois, on observe des lignes de conductance différentielle, à la fois positive et négative, à l'intérieur des zones non bloquées. En s'éloignant encore plus du point de dégénérescence du piège, on n'observe plus son effet et on retrouve des diamants réguliers. Ce régime n'apparaît pas sur la figure 6.7.

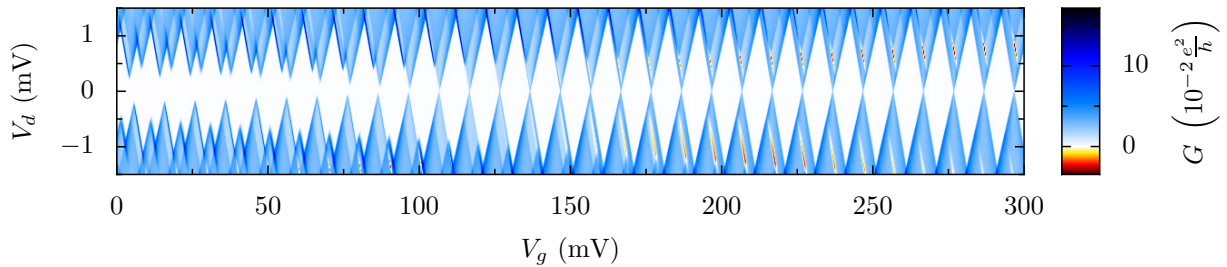


Figure 6.7 – Calcul de la conductance différentielle du système présenté sur la figure 6.5. Un motif similaire se produit aux tensions de grille négatives.

Près de la dégénérescence du piège

La simulation permet de comprendre le mécanisme de transfert de charges responsable du motif observé sur la figure 6.8b. On va montrer qu'aucun courant ne peut circuler à faible polarisation. La figure 6.8a montre l'énergie du système à polarisation nulle dans les différentes configurations de charge. Comme l'échange de charges est autorisé entre les différents éléments constituant du système, le piège, l'îlot et les réservoirs, le système suit à basse fréquence la configuration de plus basse énergie.

On étudie ce qui se passe quand on augmente la tension de grille à partir de $V_g = 0$ V. D'abord, un électron est transféré du piège vers l'îlot : $(N - 1, 1) \rightarrow (N, 0)$. Cette transition se produit avant que le dot ne se remplisse par un électron venant d'un des contacts, à cause de la répulsion créée par la charge additionnelle sur le piège : la transition $(N - 1, 1) \rightarrow (N, 1)$ aurait en effet lieu à plus haute tension de grille. L'ajout d'un électron dans l'îlot s'est fait par échange avec le piège, ce qui ne produit aucun courant. On aurait pu imaginer que ce transfert se produise en deux étapes, par exemple en ajoutant d'abord un électron depuis la source, puis en transférant l'électron du piège vers la source. L'inverse peut aussi être envisagé. Ces deux mécanismes font appel à un état intermédiaire, $(N, 1)$ ou $(N - 1, 0)$, qui sont inaccessibles car ils nécessitent une énergie trop élevée. En continuant à augmenter la tension de grille, on atteint le point où les états $(N, 0)$ et $(N, 1)$ sont dégénérés. Le piège capte alors un nouvel électron provenant de la source, ce qui ne produit toujours pas de courant. On est ainsi revenu à une situation équivalente à la situation initiale, à ceci près qu'un électron a été ajouté au dot. En résumé, la séquence $(N - 1, 1) \rightarrow (N, 1)$ a été remplacée par la séquence $(N - 1, 1) \rightarrow (N, 0) \rightarrow (N, 1)$. Cela provient du fait qu'on est près de la dégénérescence du piège.

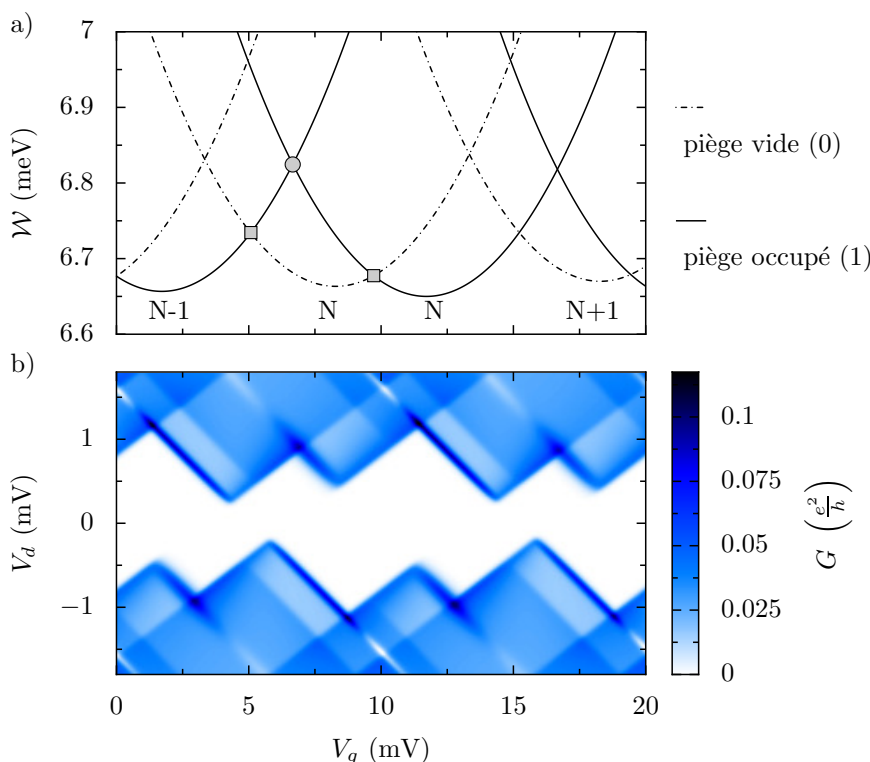


Figure 6.8 – Détail de la figure 6.7. Le panneau a) montre l'énergie électrostatique du système dans les états de charge de plus basse énergie à polarisation nulle.

Cette séquence montre que le piège est occupé ou vide en alternance. On l'avait déjà noté à partir de notre étude en terme de système de double dot. Cette séquence ne produit aucun courant. Celui-ci n'est rétabli qu'avec l'application d'une polarisation finie, qui permet d'atteindre des états intermédiaires de plus haute énergie. On le voit sur la figure 6.8b. On comprend alors le dédoublement apparent des diamants de Coulomb. Cela correspond à l'alternance des deux états de charge du piège. Quand celui-ci est occupé, les diamants de Coulomb sont décalés de $\beta_t e/C_g$.

Loin de la dégénérescence du piège

A plus fort V_g , on retrouve des diamants réguliers, car, à faible polarisation, la transition $(N-1,1) \leftrightarrow (N,1)$ est de nouveau la transition de plus basse énergie. Les pics de Coulomb sont restaurés. Toutefois, le modèle prédit que des maxima ou des minima de conductance différentielle apparaissent à polarisation finie. Alors que le piège est maintenant toujours occupé à $V_d = 0$ V, il peut encore changer d'occupation à polarisation non nulle, pour laquelle tous les états dans la fenêtre de polarisation sont autorisés.

La figure 6.9 montre l'énergie des différents états du système pour une polarisation de 0,6 mV. On peut lire directement sur le graphe si un électron peut passer par effet tunnel vers l'îlot ou le piège depuis la source. En effet, celle-ci est polarisée à la masse et ne fournit donc aucun travail électrique. Il suffit alors de comparer directement les énergies des deux états mis en jeu dans la transition considérée. En revanche, coté drain, il faut tenir compte du fait que le drain peut fournir une énergie jusqu'à eV_d . Ceci permet par exemple de repérer les deux bords du diamant. L'électron peut entrer dans le dot

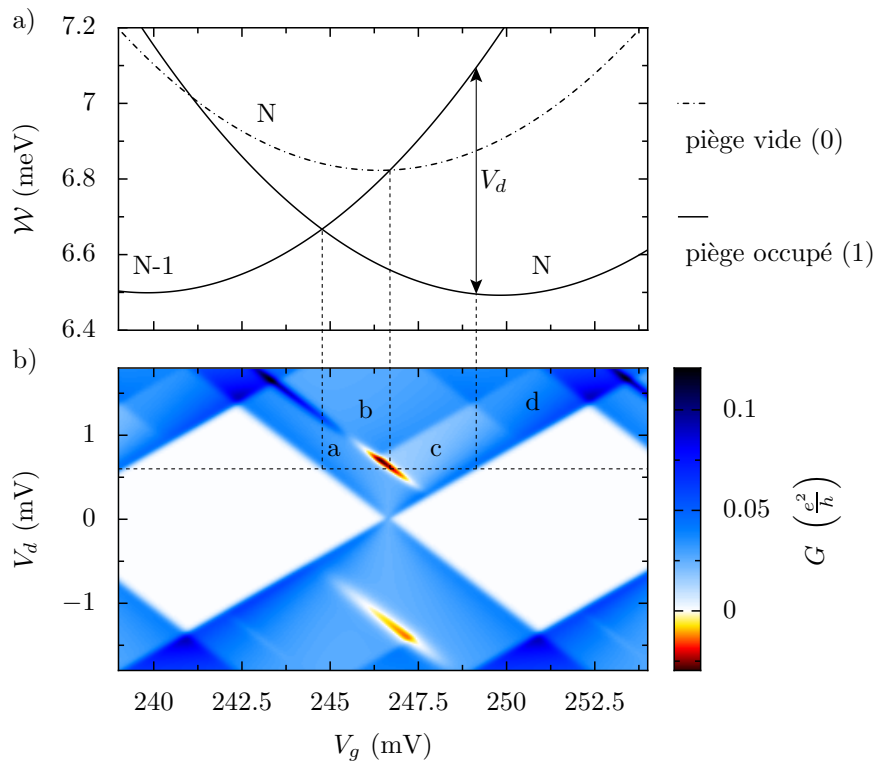


Figure 6.9 – Détail de la figure 6.7. Le panneau a) montre l'énergie électrostatique du système dans les états de charge de plus basse énergie à $V_d = 0,6$ mV.

depuis la source dès que $\mathcal{W}(N-1, 1) \geq \mathcal{W}(N, 1)$. Il peut en sortir par le drain tant que $\mathcal{W}(N-1, 1) \leq \mathcal{W}(N, 1) + eV_d$.

Le graphe permet d'identifier l'origine de la ligne entre la zone (a) et les zones (b) et (c). En (b) et (c), l'échange d'électrons devient possible entre le piège et le dot, car la transition $(N-1, 1) \rightarrow (N, 0)$ devient autorisée. La différence entre (b) et (c) est plus subtile. Elle n'apparaît pas directement sur la figure 6.9 puisque la ligne n'existe qu'au dessus de la polarisation choisie (0,6 mV). En (b) la circulation du courant à travers l'îlot est permise quel que soit l'état du piège. Les transitions $(N-1, 1) \leftrightarrow (N, 1)$ et $(N-1, 0) \leftrightarrow (N, 0)$ sont toutes les deux permises. En (c), quand le piège se vide en cédant son électron à l'îlot, la circulation de courant n'est plus autorisée : la transition $(N, 0) \rightarrow (N-1, 0)$ qui implique la sortie d'un électron de l'îlot vers le drain n'est plus permise. La situation se débloque quand le piège se remplit à nouveau par un électron venant de la source. Cet événement est lent (car $\Gamma_{st} \rightarrow 0$) et limite le courant dans la zone (c). Il apparaît donc une ligne de conductance différentielle négative entre les zones (a) et (c). En (d), on observe que l'îlot peut être occupé par $N+1$ électron même quand le piège est vide.

Pour conclure, on peut remarquer que ce qui se passe dans la zone (c) est exactement identique à ce qui se passe à faible polarisation près du point de dégénérescence du piège : le degré de liberté additionnel induit par la présence du piège modifie la configuration des zones « bloquées de Coulomb » de l'îlot.

6.2.4 Impact des charges d'environnement sur la spectroscopie par transport électronique

On vient de montrer qu'un effet purement électrostatique suffit à prédire l'obtention de lignes de conductance différentielle dans des diamants de Coulomb, même non déformés, pour peu qu'on soit suffisamment proche du point de dégénérescence d'une charge d'environnement. Le plus souvent, dans la littérature, les lignes de conductance différentielle qui apparaissent dans les mesures de transport électronique dans des nanoobjets sont attribués à d'autres effets [33]. On peut classer ces effets en deux catégories. Certains proviennent des propriétés de la boîte quantique elle-même. C'est par exemple le cas de lignes qui correspondent à ses états excités [130, 38], ou à du transport dépendant du spin [80, 20, 149]. Les autres effets proviennent d'éléments extérieurs. On a déjà mentionné les lignes qui indiquent une fluctuation de la densité d'états dans les contacts [83, 102]. Ce chapitre montre un autre exemple, où l'îlot est couplé à un degré de liberté de charge supplémentaire.

Il est possible de discriminer ces différents effets en examinant leur signature. Dans le cas général, les états excités sont à l'origine de lignes de conductance différentielle positive, les états plus haut en énergie étant souvent plus couplés aux électrodes. On observe en principe une corrélation entre les lignes des diamants successifs. La fluctuation de densité d'états dans les réservoirs donnent des lignes absolument identiques d'un diamant à l'autre et explique naturellement des lignes de conductance différentielle positives et négatives. Les lignes provenant d'une charge d'environnement évoluent lentement d'un diamant à l'autre dans le cas où α_t est faible. La deuxième signature forte de ce modèle est la suppression de la conductance à polarisation faible.

On peut remarquer que le modèle de charge d'environnement converge vers le modèle de fluctuation de densité d'états dans les contacts quand on rapproche le piège (ou le dopant) de la source. Cela correspond à $\beta_t \rightarrow 0$. À une certaine distance, leurs orbitales électroniques vont se recouvrir. Cela entraîne une variation de la densité d'états aux énergies qui résultent de l'hybridation. Quand le piège se rapproche de l'îlot ($\beta_t \rightarrow 1$), il faut prendre en compte le couplage tunnel fort entre les deux objets. C'est ce qui est fait par Eliassen *et al.* pour expliquer l'hybridation des niveaux d'une impureté constituée d'une molécule C_{60} avec ceux d'un nanotube de carbone [30].

6.3 Un effet très général : observation dans des SET métalliques

L'équipe du professeur A. O. Orlov de l'université de Notre-Dame, Indiana, a développé un procédé de fabrication de SET métalliques, en aluminium, de grande énergie de charge sur substrat isolant en quartz [48, 49]. Ces dispositifs se caractérisent par une bonne stabilité, ce qui permet l'observation de diamants de Coulomb bien définis. Il est remarquable qu'un petit nombre d'échantillons fait apparaître des diamants déformés et des lignes de conductance différentielle négative, selon un motif qui suggère qu'ils sont la signature d'un unique piège connecté à l'îlot du SET, tout comme on l'a présenté dans ce chapitre. Les mesures à basse température d'un tel échantillon sont présentées sur

la figure 6.10. Dans la suite, on explique comment modéliser cet échantillon particulier, pour reproduire le motif observé par une simulation.

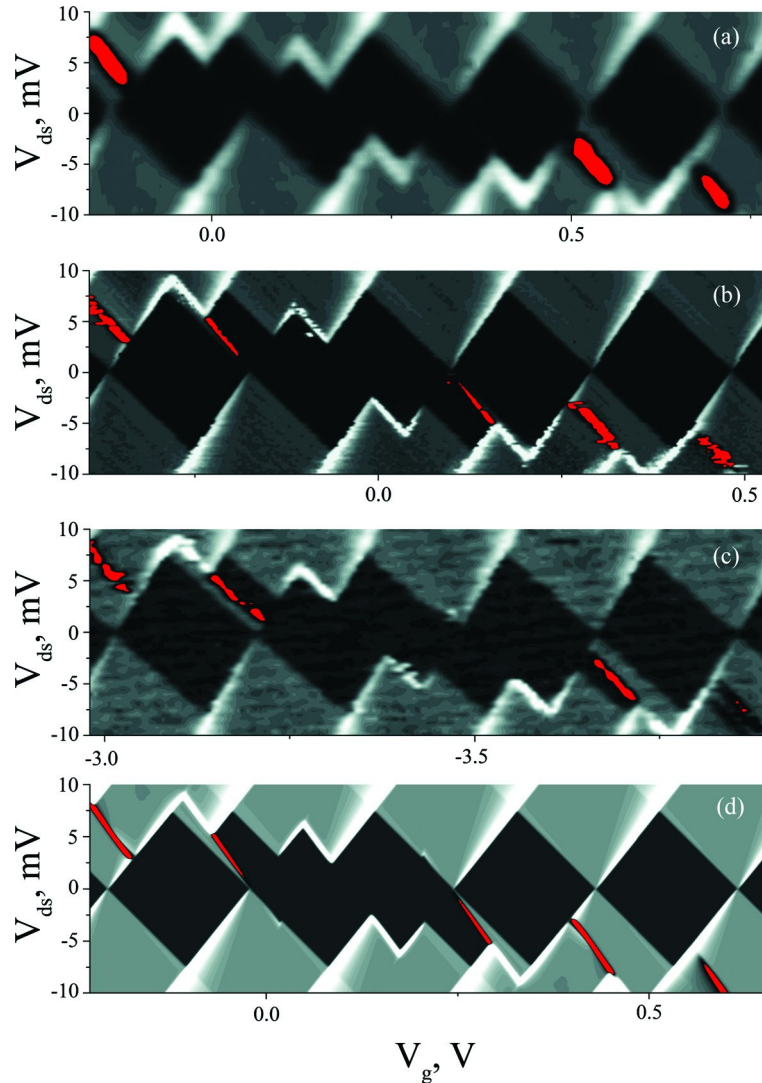


Figure 6.10 – Figure extraite de la référence [49]. Diamants de Coulomb mesurés à 330 mK lors de différents refroidissements : (a) mesure initiale, (b) après deux jours, (c) après 30 jours. (d) Simulation du modèle électrostatique du système. Les lignes rouges sont des lignes de conductance différentielle négative. Le motif observé se décale mais reste globalement inchangé lors des différents refroidissements, ce qui traduit le couplage de l’îlot à un piège « rigide ». Le décalage permet de mesurer la variation de la charge d’environnement à chaque refroidissement.

6.3.1 Modélisation du système : extraction des paramètres capacitifs

Les observations permettent d’abord de déterminer la position du piège. Suivant la référence [57], le piège est situé du côté source (électrode non polarisée). En effet, la dent se situe sur le bord de pente positive d’un diamant. Le décalage des diamants permet d’estimer le couplage entre le dot et le piège $\beta_t = 0,43$. On remarque que cette valeur est

proche de $1/2$, ce qui fait que le motif est clairement visible. Les capacités de l'îlot sont faciles à déterminer : $C_g = 0,84$ aF, $C_d = 6,85$ aF et $C_s = 11,8$ aF. On remarque que la capacité de grille est beaucoup plus faible que dans les dispositifs silicium présentés dans le reste de la thèse. Elle est en effet située à quelques micromètres du dot et des jonctions.

L'estimation de α_t est plus délicate. Son ordre de grandeur est obtenu en observant comment la signature du piège évolue d'un diamant à l'autre, ce qui donne une pente qui est proche de $C_{gt}/C_m = \alpha_t/\beta_t$. Comme on l'a déjà mentionné, il faut fixer une des valeurs. On choisit $C_{gt} = 0,05$ aF. On ajuste alors finement α_t par dichotomie jusqu'à obtenir la bonne « largeur » pour la signature du piège. On obtient ainsi $C_m = 4,17$ aF et $C_{st} = 5,52$ aF.

Pour reproduire fidèlement le motif observé, il reste à ajuster précisément le point de dégénérescence du piège. La position de ce point par rapport à la position des pics de Coulomb déplace les dents et les lignes de conductance différentielle dans les diamants de Coulomb. Cet offset en énergie correspond physiquement à déterminer la charge d'environnement à laquelle est sensible le piège.

6.3.2 Symétries et couplages tunnels

Une différence notable entre ces mesures et l'étude théorique présentée précédemment est que les lignes de conductance différentielle négative n'apparaissent que pour une polarisation donnée (suivant une ligne décroissante). L'interprétation de l'observation de lignes qui ne respectent pas les symétries attendues se base souvent sur des couplages asymétriques aux électrodes. De tels arguments sont invoqués par exemple dans la référence [149]. Le piège n'étant rien de plus qu'une boîte à électron(s), on va d'abord présenter ce phénomène avec un système composé d'un seul dot (voir figure 6.11).

Considérons le parcours d'un diamant de Coulomb à V_d positif, en augmentant la tension de grille, le dot étant initialement vide. L'occupation du dot va donc passer de 0 à 1, suivant une courbe différente selon le modèle adopté. Dans le cas de couplages égaux à la source et au drain, si le dot se compose d'un seul niveau discret, la probabilité d'occupation de ce niveau est constante et égale à $1/2$ à l'intérieur du diamant. Dans le cas d'un continuum d'états, cette probabilité va varier linéairement (à température nulle) entre 0 et 1, parce que de plus en plus d'états au dessus du niveau de Fermi dans le dot sont disponibles dans la fenêtre de polarisation et participent au transport.

Dans le cas d'un couplage plus fort à la source, les électrons entrent facilement dans le dot et en sortent difficilement. Il en résulte que, dès l'entrée dans le diamant, le dot est presque toujours occupé et son occupation monte rapidement à 1. Ce bord gauche du diamant est donc très marqué, car l'état de charge du système varie abruptement, alors que le bord droit n'apparaît presque pas : la probabilité d'occupation du dot ne varie pas beaucoup à cet endroit. Dans le cas inverse d'un couplage plus fort au drain, c'est le bord droit du diamant qui est plus marqué. Ce raisonnement doit être inversé à polarisation négative, car les électrons entrent maintenant par le drain et sortent vers la source.

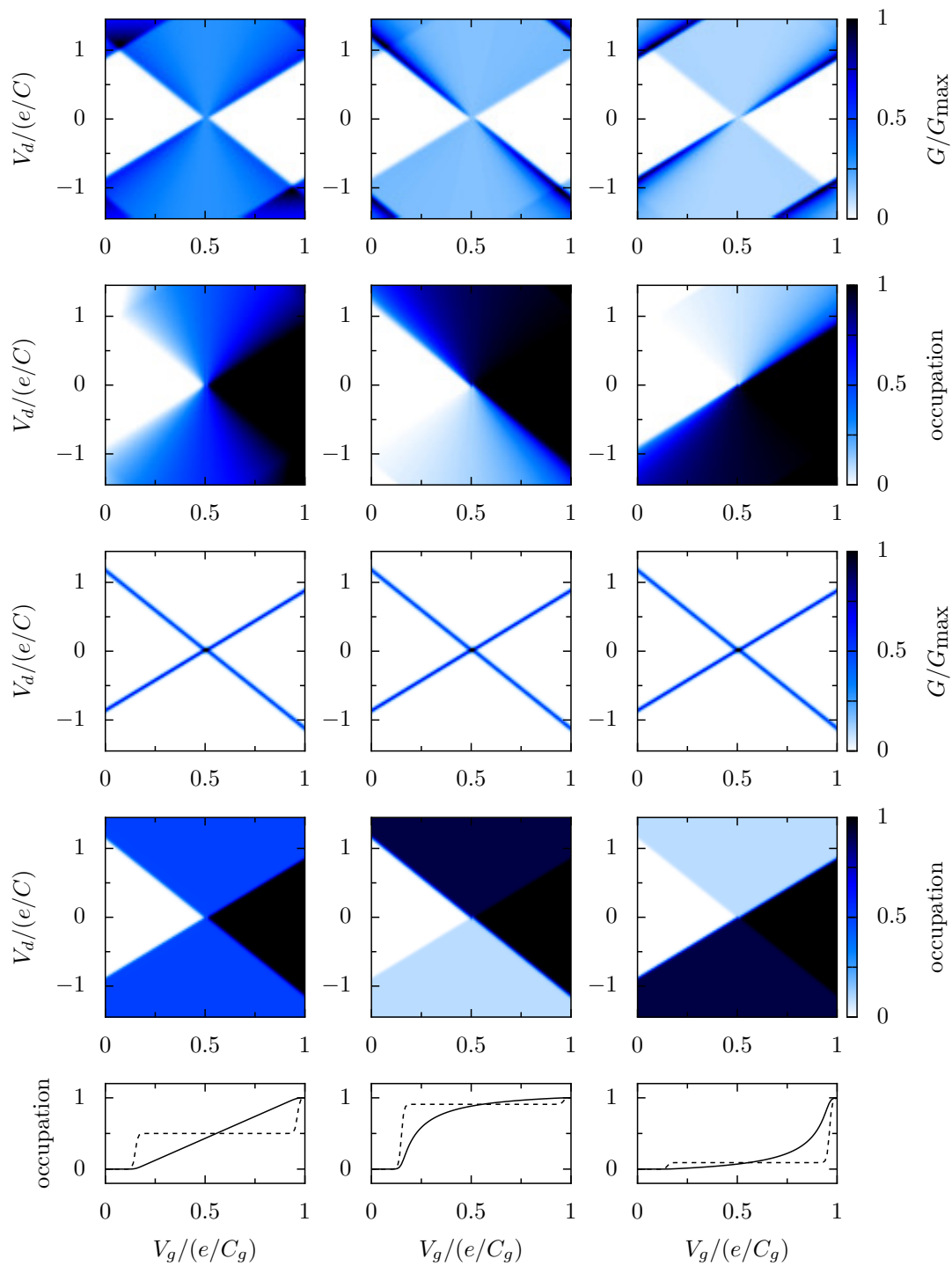


Figure 6.11 – Étude de l'influence des symétries des barrières tunnels. La première colonne correspond à un couplage symétrique. La deuxième colonne est pour $\Gamma_s \gg \Gamma_d$ et la troisième $\Gamma_s \ll \Gamma_d$. Les deux premières lignes montrent la conductance différentielle et l'occupation moyenne d'un dot traité avec le modèle orthodoxe. Les deux lignes suivantes montrent le cas d'un dot composé d'un unique niveau discret. La dernière ligne montre l'évolution de l'occupation moyenne du dot pour $V_d = 0,8e/C$, en trait plein pour le modèle orthodoxe et pointillé pour le modèle à un niveau discret.

Ce raisonnement s'applique directement au piège. C'est dans les zones où la probabilité d'occupation du piège varie le plus qu'on observe des lignes de conductance différentielle et la déformation des diamants de Coulomb du dot. Le fait qu'on n'observe rien selon la pente positive du diamant associé au piège signifie qu'il est davantage couplé à la source qu'à son autre électrode, le dot en l'occurrence. Finalement, il suffit d'imposer $G_{st} \gg G_m$ pour reproduire correctement l'asymétrie des données expérimentales.

6.3.3 Le piège, un marqueur pour les charges d'environnement

La figure 6.10 montre que la simulation reproduit très fidèlement le motif dû au piège. On peut se demander finalement ce qui constitue physiquement ce piège, qui ne saurait être un dopant comme dans nos propres dispositifs en silicium. Tout d'abord, on observe que ce motif est quasiment inchangé lors des différents refroidissements. Cela va dans le sens d'un objet « rigide ». On peut penser à un grain d'aluminium, qui se forme près des jonctions lors de la fabrication et qu'on voit clairement sur l'image au microscope électronique du système [49]. Par ailleurs, ces grains sont suspectés de se comporter comme des fluctuateurs à deux niveaux à l'origine d'un bruit qui affecte les SET métalliques [71].

En revanche, le motif n'apparaît pas à la même tension de grille à chaque refroidissement. Comme le dot, il est sensible à une charge d'offset qui se fige aléatoirement lors du refroidissement. Dans le cas d'un dot métallique, on ne peut pas l'évaluer, car sa caractéristique électrique est périodique. On propose d'utiliser le motif dû au piège comme un marqueur, qui permet de repérer la variation de la charge d'environnement à chaque cycle thermique. Par exemple, cette variation est évaluée à 1 puis 20 électrons sur la grille du SET, respectivement lors du deuxième et du troisième refroidissement, par rapport à la mesure initiale (figure 6.10 a, b et c).

Conclusion

Nous avons présenté une étude du transport électronique à basse fréquence et à basse température dans des transistors SOI. Cette étude fait naturellement appel à la physique du MOSFET, mais également à la physique des boîtes quantiques. En effet, compte-tenu des très petites tailles atteintes, un transistor MOS est un objet de nanoscience. L'originalité de notre approche réside dans le fait d'utiliser un composant qui est d'abord conçu pour être la brique de base d'un circuit intégré qui en contient un milliard, pour étudier des phénomènes physiques qui sont généralement observés dans des échantillons fabriqués à quelques unités dans un laboratoire de physique fondamentale. Nous avons accès à des échantillons d'une grande qualité, qui reposent sur une technologie en évolution constante depuis plus de cinquante ans et qui a prouvé sa fiabilité. Toutefois, cela se fait au prix d'un certain manque de flexibilité : une partie du travail, réalisée en collaboration avec nos partenaires du CEA/LETI, a consisté à adapter les technologies disponibles pour réaliser les circuits que nous souhaitions étudier. C'est par exemple le cas des circuits à plusieurs grilles, qui ne sont pas standards en microélectronique.

Pour parvenir à une bonne compréhension du transport électronique dans nos échantillons, nous avons combiné notre connaissance de la constitution des échantillons avec des mesures à température ambiante et à basse température et avec des simulations du procédé de fabrication. Nous avons ainsi mis en évidence deux situations d'intérêt, que nous avons étudiées. Elles permettent de comparer le transport à travers des atomes artificiels, que sont les boîtes quantiques, et les vrais atomes, en particulier les dopants dans le silicium.

Dans des transistors très courts, les caractéristiques à température ambiante présentent des effets de canaux courts très prononcés. La finesse spectroscopique des mesures à basse température est d'un apport décisif pour en comprendre l'origine. Nous avons identifié la signature de dopants arsenic, qui déterminent complètement la conductance du transistor aux tensions de grille inférieures à son seuil. On met ainsi expérimentalement en évidence qu'un seul dopant peut considérablement dégrader les performances de ces transistors ultimes, ce qui mène à une variabilité accrue des caractéristiques d'une collection de transistors nominale-ment identiques. La taille réduite du canal, à la fois en longueur, en largeur et en épaisseur, favorise l'observation séparée du transport par effet tunnel résonant à travers les niveaux d'un petit nombre de dopants. À une tension de grille donnée, on adresse ainsi un unique dopant, ce qui permet d'en estimer différentes propriétés, comme son énergie d'ionisation. Cet objet quantique ne peut pas être étudié indépendamment de son environnement. D'abord, il est sondé par l'intermédiaire de contacts imparfaits, dont la densité d'états locale fluctue. En outre, le dopant est contenu dans une structure de taille finie, ce qui en affecte les propriétés, par l'effet des confine-

ments diélectrique et quantique. On a caractérisé un dopant dont l'énergie d'ionisation est plus grande que la valeur attendue pour un dopant dans du silicium massif. Cela indique qu'il pourrait se situer près d'une interface avec un matériau de permittivité diélectrique plus faible, comme l'oxyde enterré du substrat SOI.

L'autre situation intéressante est celle des échantillons qui se comportent comme des transistors mono-électroniques à basse température. La fabrication de deux nouveaux lots au cours de la thèse a permis de confirmer cet effet observé par Max Hofheinz lors de sa thèse avec des échantillons issus de lots précédents. Nous avons pu tester l'influence de paramètres cruciaux pour l'observation du blocage de Coulomb, comme la longueur des espaceurs ou la section du nanofil de silicium. Nous avons également constaté qu'il est possible d'augmenter l'énergie de charge des îlots, en réduisant simultanément le volume de l'îlot et la longueur des barrières, afin de maintenir une conductance suffisante. Toutefois, il ne semble guère possible à l'heure actuelle d'obtenir des températures de fonctionnement de plus de quelques dizaines de Kelvin, sans changer la conception des barrières. Dans ces échantillons très petits, nous avons atteint la limite des îlots à peu d'électrons, en détectant l'ajout d'un électron dans le premier état de conduction du système. Un objectif principal de la thèse était de démarrer l'étude des systèmes d'îlots couplés et nous avons eu la chance de pouvoir mesurer les premiers échantillons conçus dans ce but. Comme on pouvait s'y attendre, l'élément décisif est la barrière qui couple les deux îlots. L'utilisation de plusieurs grilles, dont on peut faire varier l'écart comparativement à la longueur des espaceurs, démultiplie les possibilités. On peut au choix créer un système de deux îlots couplés, dont le couplage augmente avec la tension appliquée sur les grilles jusqu'à ce que les électrons se délocalisent entre ces deux îlots, ou encore un système de trois îlots en série. On peut également utiliser une des grilles pour contrôler le couplage entre deux îlots indépendamment de leur occupation. Nous avons démontré la possibilité d'utiliser ces systèmes pour créer une pompe à électron, en réalisant de façon cyclique une séquence permettant le transfert d'une unique charge d'une électrode à l'autre.

L'étude du transport dans ces transistors mono-électroniques révèle la présence des dopants contenus dans les barrières. Ils se manifestent par l'augmentation résonante de la conductance des barrières à certaines énergies. À celles-ci, un dopant change d'état, en captant une charge. Cela a un impact électrostatique sur l'îlot du transistor-mono-électronique du fait de son couplage capacitif avec le dopant, ce qui se traduit par une signature particulière dans les mesures de transport : suppression de la conductance près du point de dégénérescence du dopant, apparition de conductance différentielle négative autour de ce point. Un modèle permet de reproduire cet effet et ainsi d'analyser par la simulation l'influence des différents paramètres. Cet effet se révèle d'une portée générale, puisque tout système de boîte quantique peut être affecté par une charge d'environnement. On le montre par son observation dans les mesures d'un transistor mono-électronique métallique.

Ce travail ouvre plusieurs perspectives. D'abord, un grand nombre de structures plus complexes ont été conçues et fabriquées en même temps que les échantillons qu'on a étudiés. On a bien sûr commencé avec les géométries simples à deux ou trois grilles, mais, à présent, notre compréhension relativement bonne du fonctionnement de ces systèmes d'îlots couplés nous permet d'envisager l'étude des autres structures. Parmi elles, on

trouve des dispositifs avec des grilles additionnelles réalisées directement dans la couche de silicium. Ces paramètres de contrôle supplémentaires pourraient se révéler utile pour mettre en œuvre un second principe de fonctionnement d'une pompe à électron, basé non pas sur un système d'îlots couplés, mais sur un seul îlot muni de barrières réglables. Des grilles de côté pourraient alors servir à contrôler le potentiel de l'îlot alors que les grilles des transistors modulent la transmission des barrières. Faute d'ampèremètre suffisamment précis, on ne peut pas pousser, au laboratoire, la mesure du courant délivré par une pompe à électron à un niveau métrologique. On peut en revanche utiliser un transistor mono-électronique placé à proximité pour mesurer ce courant en comptant les charges. Une stratégie possible est de pomper un électron sur la grille de ce détecteur puis de le retirer, tout en vérifiant avec le détecteur qu'une charge est effectivement transférée à chaque cycle.

En ce qui concerne la détection de dopants uniques, nous avons utilisé une approche statistique, basée sur la mesure d'un grand nombre d'échantillons pour identifier celui ou ceux qui présentent la signature recherchée. De ce point de vue, la mise en évidence d'une situation dans laquelle un unique dopant se manifeste à température ambiante est un grand pas. Il va être en outre très intéressant de comparer avec une approche déterministe. Nos partenaires du projet européen AFSID [1] ont récemment accompli l'implantation d'un seul ion dans un échantillon très similaire à ceux présentés dans ce travail. Les mesures à basse température après cette opération seront disponibles bientôt et il sera intéressant de les comparer avec celles mesurées avant l'implantation. Une autre perspective est d'exploiter le degré de liberté de spin des électrons et non plus leur charge, que ce soit pour un électron confiné sur un dopant ou bien un électron dans une boîte quantique à peu d'électrons. Le couplage de ces objets à un transistor mono-électronique utilisé comme détecteur de charge peut permettre de faire la détection électrique du spin d'un électron.

À plus long terme, la poursuite de cette activité est très dépendante des évolutions de la technologie CMOS. Il est donc impératif de suivre les développements dans le domaine du nano-CMOS pour en faire la meilleure utilisation dans les circuits basés sur des électrons ou des dopants uniques. La réduction des tailles ne peut plus se faire sans rupture technologique. L'introduction de nouveaux matériaux et de nouvelles architectures permet d'entrevoir de multiples perspectives. On peut citer en exemple le développement possible de PtSi pour réaliser la siliciuration de la source et du drain. Ce serait alors une formidable opportunité d'étudier un transistor avec des contacts supraconducteurs.

Annexe A

Calcul des propriétés de transport d'un circuit mono-électronique

Le calcul des propriétés de transport d'un système mono-électronique est effectué à plusieurs reprises dans cette thèse. Au chapitre 1, on considère les cas de transistors mono-électroniques avec un îlot métallique puis avec un îlot dans le régime quantique. Au chapitre 5, un système de deux îlots en série est étudié. Enfin, le chapitre 6 est basé sur l'étude d'un système composé de l'îlot d'un transistor mono-électronique, couplé à un dopant ou une impureté, modélisés comme un îlot possédant un seul niveau électronique. On présente dans cette annexe la technique utilisée pour ces calculs, basée sur la résolution de l'équation maîtresse du système.

A.1 Modèle

A.1.1 Réseau

Le système est décrit comme un réseau d'éléments qui s'échangent des électrons (figure A.1). Les nœuds de ce réseau sont les îlots. Leur état est décrit par leur occupation, car on fait l'hypothèse que leur charge est quantifiée. L'occupation d'un îlot métallique est donnée par le nombre entier d'électrons en excès qui s'y trouve. Cette population d'électrons est à l'équilibre thermodynamique à la température électronique T , identique à celle des réservoirs. Pour un îlot dans le régime quantique, une donnée supplémentaire est son spectre, constitué d'un nombre quelconque de niveaux discrets, dont on précise également la dégénérescence. On fait l'hypothèse supplémentaire et simplificatrice que ce spectre est indépendant du nombre d'électrons qui occupent l'îlot. En supposant que l'écart entre chacun des niveaux est très supérieur à l'énergie thermique $k_B T$ et en négligeant l'élargissement intrinsèque Γ de chaque niveau, on peut décrire l'occupation de chacun d'entre eux par un nombre entier, qui varie entre 0 et leur dégénérescence.

Les nœuds terminaux sont les électrodes accessibles à l'expérimentateur, qui leur impose un potentiel. On distingue les réservoirs qui peuvent échanger des électrons avec les îlots des grilles qui ont un effet uniquement électrostatique sur ces derniers.

Les branches du réseau sont les jonctions tunnels entre les îlots et les réservoirs et les liaisons capacitives entre les îlots et les grilles. Elles sont caractérisées par une capacité et, le cas échéant, un courant ou une conductance tunnel.

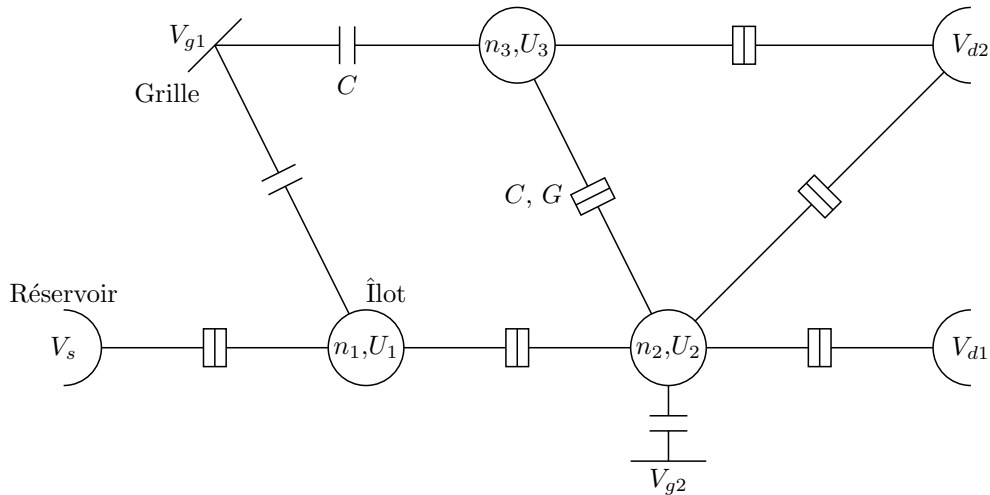


Figure A.1 – Exemple de système, avec trois îlots, trois réservoirs et deux grilles.

A.1.2 Hypothèses

Ce modèle se fonde sur quelques hypothèses, explicitées dans la suite. On suppose que la charge est parfaitement quantifiée sur chacun des îlots. Cela revient implicitement à supposer vérifiées les deux conditions nécessaires à l'observation du blocage de Coulomb. Les fluctuations thermiques sont négligeables par rapport à l'énergie de charge de chaque îlot. Les fluctuations quantiques de charge sont également négligeables. Cela suppose que la conductance des barrières est inférieure au quantum de conductance, ce qui fait que les charges sont bien localisées dans chaque îlot. En conséquence, on décrit l'état du système par un n -uplet de nombres entiers qui indique le nombre de charges en excès sur chaque îlot métallique et l'occupation de chaque niveau discret.

Le système évolue entre ces différents états de charge par passage d'électrons par effet tunnel entre les réservoirs et les îlots. Ces événements tunnels sont séquentiels (un seul se produit à la fois). Ils sont infiniment rapides, ce qui fait qu'à tout instant, le système est dans un état de charge décrit plus haut. Un seul électron peut passer à la fois, ce qui restreint les états accessibles à partir d'un état donné. Ces hypothèses reviennent à ne pas prendre en compte les transferts corrélés d'électrons, dus au cotunneling.

A.1.3 Objectifs de la simulation numérique

Le système est caractérisé par la donnée de quelques paramètres associés à chacun des éléments mentionnés plus haut : spectres des boîtes quantiques, capacités, conductance et courant tunnel. L'état du système est son état de charge. Il est défini par l'occupation de chaque îlot métallique ou niveau d'une boîte quantique. Le premier objectif est de calculer l'état du système en fonction des conditions extérieures appliquées, qui sont le potentiel de chaque grille ou réservoir et la température. Plus exactement, comme le système évolue successivement entre plusieurs états de charge quand un courant circule, on calcule la probabilité de chacun des états de charge possibles. Cela oblige à limiter ce nombre d'états, en fixant un nombre maximal d'électrons sur chaque îlot métallique et

un bornant le nombre de niveaux (dont la dégénérescence est finie) du spectre des boîtes quantiques. Le second objectif est de calculer le courant qui circule sur chaque branche.

A.2 Équation maîtresse

A.2.1 Position de l'équation

Pour ces calculs on résout l'équation maîtresse du système qui est l'ensemble d'équations différentielles couplées qui décrivent l'évolution temporelle de la probabilité de chaque état possible. Le système est supposé sans mémoire : son évolution ne dépend que de l'état présent et des conditions extérieures. On peut donc écrire, pour chaque état n ,

$$\frac{dP_n}{dt} = \sum_m \Gamma_{nm} P_m \quad (\text{A.1})$$

où Γ_{nm} est le taux de transition $\Gamma_{n \leftarrow m}$ de l'état m vers l'état n . Il reste à préciser la signification des éléments diagonaux. Pour cela, on peut réécrire ce système en distinguant les transitions qui font quitter un état et les transitions qui y mènent.

$$\frac{dP_n}{dt} = \sum_{m \neq n} \Gamma_{n \leftarrow m} P_m - \Gamma_{m \leftarrow n} P_n \quad (\text{A.2})$$

Les éléments diagonaux de la matrice des transitions correspondent donc à l'ensemble des transitions qui font quitter un état donné vers n'importe quel autre : $\Gamma_{nn} = -\sum_{m \neq n} \Gamma_{m \leftarrow n}$.

On se limite au comportement à basse fréquence du système, ce qui revient faire le calcul pour une polarisation statique appliquée et à chercher la solution stationnaire du système : $\frac{dP_n}{dt} = 0$ pour tout état n du système. Dans ces conditions, l'équation maîtresse (A.1) est un système d'équations linéaires à coefficients constants. Il suffit donc d'inverser la matrice Γ pour déterminer la probabilité de chaque état. Il faut noter qu'il faut ajouter une équation de normalisation des probabilités pour les définir précisément $\sum_n P_n = 1$. Cette équation remplace une des équations écrites précédemment qui sont liées. On le vérifie facilement en sommant toutes les équations du système (A.2).

A.2.2 Recensement des évolutions possibles

Pour former la matrice des taux de transitions, il faut déterminer s'il existe une évolution directe possible entre tous les couples d'états et recenser à quels événements cette évolution correspond. Le passage d'un état à un autre peut se faire par plusieurs événements différents, dont il faut sommer les taux. Par exemple, dans le cas d'un transistor mono-électronique, l'augmentation d'une unité de l'occupation de l'îlot peut se faire soit par ajout d'un électron depuis la source soit par ajout d'un électron depuis le drain. En revanche, le passage de 0 à 2 électrons ne correspond pas à un mécanisme physique puisqu'on ne considère pas les transferts simultanés ou corrélés d'électrons : le taux de transition entre ces deux états est nul.

Pour traiter le cas général d'un réseau constitué d'un nombre arbitraire d'îlots, on propose la procédure suivant. Soient deux états quelconques, \mathbf{m} l'état initial et \mathbf{n} l'état

final. Examinons la différence entre ces deux vecteurs d'états $\mathbf{n} - \mathbf{m}$.

- Si tous les éléments de ce vecteur sont nuls sauf un qui est égal à 1, cela signifie qu'un électron est ajouté à un îlot depuis un réservoir. Il faut alors recenser tous les réservoirs auxquels est connecté cet îlot, d'après la topologie du réseau.
- Si tous les éléments sont nuls sauf un qui vaut -1, cela signifie qu'un électron est transféré d'un îlot vers un des réservoirs auxquels il est connecté.
- Si tous les éléments sont nuls sauf un qui vaut 1 et un qui vaut -1, cela signifie qu'un électron est transféré d'un îlot vers un autre. Il faut alors vérifier que ces deux îlots sont bien connectés par une jonction tunnel. Cela peut également correspondre à la relaxation d'un électron vers deux niveaux d'une même boîte quantique, si on l'autorise dans le modèle.
- Dans tous les autres cas, il n'existe aucun mécanisme direct qui fait passer le système de l'état \mathbf{m} vers l'état \mathbf{n} .

A.2.3 Calcul du courant et de l'occupation moyenne d'un îlot

Le courant dans la branche $B \leftarrow A$ est la moyenne des courants associés aux événements tunnels qui font circuler un électron dans cette branche. Chaque transfert tunnel est pondéré par la probabilité de l'état du système avant le transfert.

$$I_{B \leftarrow A} = -e \sum_{n,m} (\Gamma_{B \leftarrow A, m \leftarrow n} - \Gamma_{A \leftarrow B, m \leftarrow n}) P_n \quad (\text{A.3})$$

Un événement tunnel est donc décrit par quatre coordonnées : l'état du système avant et après le transfert de l'électron, l'îlot ou le niveau que quitte l'électron et celui où il est transféré.

L'occupation moyenne d'un îlot A se calcule de façon très directe :

$$\langle N_A \rangle = \sum_n N_{A,n} P_n \quad (\text{A.4})$$

où $N_{A,n}$ est l'occupation de l'îlot A quand le système est dans l'état n .

A.3 Calcul des taux tunnels

Afin de déterminer les taux de transitions, il faut calculer les taux tunnels. Comme on l'a indiqué au chapitre 1 dans le cas d'un système composé d'un seul îlot, ces taux tunnels sont fonction de la variation de l'énergie du système lors du transfert d'une charge.

A.3.1 Énergie du système

On calcule l'énergie du système en dehors des instants de transfert d'électrons, c'est-à-dire lorsqu'il est électrostatique. Il est décrit par une distribution de charge sur les différents îlots $\mathbf{q} = (-e)\mathbf{n}$ et par des potentiels \mathbf{V} imposés aux électrodes¹. On peut

1. Du point de vue électrostatique, il n'y a pas de différence entre une grille et un réservoir dans notre modèle.

tout d'abord en déduire le potentiel \mathbf{U} de chaque îlot. Exprimons la charge de chaque îlot :

$$q_i = \sum_{j \in \{\text{îlots}\}, j \neq i} C_{ij}(U_i - U_j) + \sum_{k \in \{\text{grilles+réservoirs}\}} C_{ik}(U_i - V_k) \quad (\text{A.5})$$

Cet ensemble de relations linéaires s'écrit de façon plus compacte sous forme matricielle :

$$C\mathbf{U} = \mathbf{q} + B\mathbf{V} \quad (\text{A.6})$$

Les matrices B et C contiennent les capacités du système. En particulier, les termes diagonaux de C sont les capacités totales de chaque îlot. À partir de là, l'énergie électrostatique du système est donnée par [56] :

$$\mathcal{W}_{\text{électrostatique}} = \frac{1}{2} \langle e\mathbf{n} - B\mathbf{V} | C^{-1} | e\mathbf{n} - B\mathbf{V} \rangle \quad (\text{A.7})$$

L'énergie totale du système contient aussi une partie cinétique, dont l'origine est la quantification de l'énergie des électrons dans les boîtes quantiques. On la calcule facilement connaissant le spectre de chaque boîte quantique et l'occupation de chacun de leurs niveaux.

$$\mathcal{W}_{\text{cinétique}} = \sum_{i \in \{\text{niveaux}\}} \epsilon_i n_i \quad (\text{A.8})$$

A.3.2 Taux tunnels

Il reste à donner l'expression des taux tunnels. Il faut distinguer plusieurs cas, selon que les électrons occupent un continuum d'états ou un niveau discret. On a déjà traité le cas du transfert entre deux continums au chapitre 1. On a montré que ce calcul fait appel à l'autocorrélation de la fonction de Fermi², car, d'après nos hypothèses, les électrons suivent cette distribution des deux côtés de la jonction considérée. Dans le cas du transfert entre un niveau discret et un continuum d'état, le taux tunnel s'exprime directement avec la fonction de Fermi. Il faut tenir compte de l'occupation et de la dégénérescence du niveau. Dans le cas du transfert entre deux niveaux discrets, ils doivent avoir la même énergie pour que le transfert soit permis. Le taux tunnel dépend de la variation d'énergie induite par la transition. Si l'électron provient d'un réservoir ou s'y dirige, il faut tenir compte du travail de la source de tension qui lui impose son potentiel. Le tableau suivant résume ces calculs.

destination \ source	réservoir	îlot métallique	niveau discret
réservoir		$\frac{G_T}{e^2} f^*(\Delta\mathcal{W} + eV)$	$\frac{I_T}{e} f(\Delta\mathcal{W} + eV) (d_f - n_f)$
îlot métallique	$\frac{G_T}{e^2} f^*(\Delta\mathcal{W} - eV)$	$\frac{G_T}{e^2} f^*(\Delta\mathcal{W})$	$\frac{I_T}{e} f(\Delta\mathcal{W}) (d_f - n_f)$
niveau discret	$\frac{I_T}{e} f(\Delta\mathcal{W} - eV) n_i$	$\frac{I_T}{e} f(\Delta\mathcal{W}) n_i$	$\frac{I_T}{e} \delta(\Delta\mathcal{W}/k_B T) n_i (d_f - n_f)$

2. On rappelle qu'on adopte la définition suivante : $f(E) = \frac{1}{\exp(E/k_B T) + 1}$. Son autocorrélation est $f^*(E) = \frac{E}{\exp(E/k_B T) - 1}$.

Annexe B

Techniques expérimentales

B.1 Mesures électriques

La plupart des mesures présentées dans cette thèse sont des mesures de conductance à basse fréquence. L'impédance des nanofils de silicium est plutôt élevée (typiquement supérieure à 10 k Ω). On utilise donc des mesures à deux fils, en imposant une tension et en mesurant le courant qui en résulte.

B.1.1 Mesures sous pointes

Pour caractériser les dispositifs fabriqués à température ambiante, nous avons utilisé une station sous pointe qui peut accueillir un substrat de 200 mm de diamètre. Le déplacement du substrat et l'affectation des pointes sont programmables, ce qui permet de mesurer l'ensemble des dispositifs fabriqués sur un même substrat. Les mesures sont effectuées à l'aide d'un testeur de composants semiconducteurs HP4156.

B.1.2 Mesures à basse température

Accéder au régime linéaire nécessite d'exciter le transistor avec une tension V_d telle que $eV_d \lesssim k_B T$. Cela implique, à basse température, de travailler avec des signaux faibles, par exemple $V_d \sim 300 \mu\text{V}$ à 4,2 K. On utilise alors une technique de détection synchrone, ainsi qu'un amplificateur courant-tension de gain élevé, jusqu'à 10⁸ V/A. La bande passante d'un tel amplificateur est d'environ 1 kHz. On réalise la détection synchrone à une fréquence quelconque comprises entre 10 et 100 Hz, différentes de la fréquence du réseau 50 Hz ou des fréquences utilisées par d'autres appareils.

Comme source de tension alternative, on utilise l'oscillateur de la détection synchrone SR830, ou bien un générateur DS360 à faible taux de distorsion. Le signal d'excitation alternatif est éventuellement relayé par un transformateur d'isolement, pour couper des boucles de masse, puis divisé à l'aide d'un pont de résistances pour atteindre le faible niveau requis. Les sources de tension continue (pour la tension de grille par exemple) sont de deux types. Celles fabriquées au laboratoire sont basées sur un convertisseur numérique-analogique 16 bits, alimenté par une batterie et commandé par un signal numérique optique. on utilise également des sources Adret 103A. Les amplificateurs de courant sont également fabriqués au laboratoire, à l'aide d'amplificateurs opérationnels

bas bruit AD620. Ils possèdent une sortie différentielle et sont alimentés sur batterie. Avec ces précautions, il est possible d'isoler la masse du circuit à mesurer de celle des appareils alimentés sur le secteur, comme la détection synchrone, limitant ainsi la présence de boucles de masse. On a également utilisé des amplificateurs Keithley 428, qui n'ont pas de sortie différentielle, mais qui présentent l'avantage d'avoir un gain facilement réglable.

Pour les mesures dans le régime non-linéaire, on superpose une tension continue à l'excitation alternative. On peut donc mesurer directement le courant à l'aide d'un voltmètre continu placé en sortie de l'amplificateur de courant. Avec la détection synchrone, on accède à la conductance différentielle $G = dI/dV$, pour peu que l'excitation permette de rester dans un régime linéaire autour du point de polarisation.

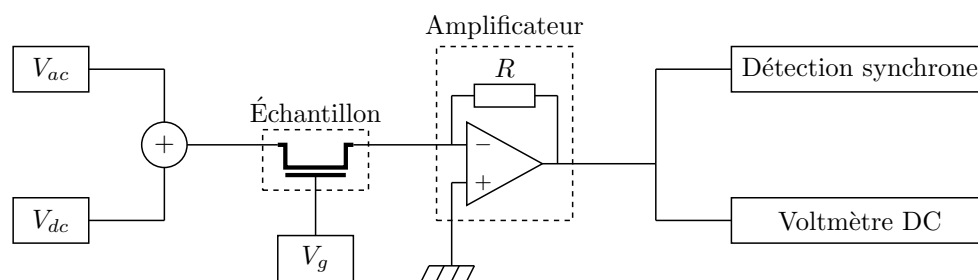


Figure B.1 – Schéma de principe des mesures électriques.

B.2 Cryogénie

Les substrats sont découpés par clivage et les morceaux de puce sont collés dans des supports DIL Kyocera. Les contacts électriques sont ensuite réalisés par *ball bonding*. Ces porte-échantillons sont installés sur l'étage froid des cryostats. On a utilisé principalement deux types de cryostats : une simple canne plongée dans un bain d'hélium liquide pour faire des mesures à 4,2 K et un cryostat à dilution permettant d'atteindre 42 mK. Ce cryostat à dilution fonctionne sans pot à 1 K. Il a une puissance frigorifique faible mais peut être refroidi en quelques heures seulement.

Les cryostats sont équipés de câbles thermocoax avec perte. Les signaux à haute fréquence sont atténués par ces câbles, ce qui permet de les filtrer. Ces câbles possèdent une résistance de l'ordre de $50 \Omega/m$ et introduisent une résistance en série qui reste bien négligeable devant celle des échantillons.

Liste des publications associées

Articles de journaux

- M. Pierre, M. Hofheinz, X. Jehl, M. Sanquer, G. Molas, M. Vinet et S. Deleonibus. *Background charges and quantum effects in quantum dots transport spectroscopy*. Eur. Phys. J. B **70**, 475 (2009).
- M. Pierre, R. Wacquez, B. Roche, X. Jehl, M. Sanquer, M. Vinet, E. Prati, M. Belli et M. Fanciulli. *Compact silicon double and triple dots realized with only two gates*. Appl. Phys. Lett. **95**, 242107 (2009).
- M. Pierre, R. Wacquez, X. Jehl, M. Sanquer, M. Vinet et O. Cueto. *Single-donor ionization energies in a nanoscale CMOS channel*. Nature Nanotechnology **5**, 133 (2010).
- H. C. George, M. Pierre, X. Jehl, A. O. Orlov, M. Sanquer et G. L. Snider. *Application of negative differential conductance in Al/AlO_x single-electron transistors for background charge characterization*. Appl. Phys. Lett. **96**, 042114 (2010).
- M. Pierre, B. Roche, R. Wacquez, X. Jehl, M. Sanquer et M. Vinet. *Intrinsic and doped coupled quantum dots created by local modulation of implantation in a silicon nanowire*. En préparation.
- V. N. Golovach, X. Jehl, M. Houzet, M. Pierre, B. Roche, M. Sanquer et L. I. Glazman. *Single-dopant resonance in a single-electron transistor*. En préparation.

Conférences

- M. Pierre, X. Jehl, M. Sanquer, M. Vinet, B. Previtali, G. Molas et S. Deleonibus. *Low noise silicon CMOS single-electron transistors and electron pumps*. Conference on Precision Electromagnetic Measurements, 282 (2008).
- M. Pierre, X. Jehl, M. Sanquer, M. Vinet, G. Molas et S. Deleonibus. *Characterization of a single resonant charge in a silicon nanowire device*. Silicon Nanoelectronics Workshop (2008).
- R. Wacquez, M. Sanquer, M. Vinet, X. Jehl, M. Pierre, S. Pauliac-Vaujour, G. Molas, T. Poiroux, G. Guegan, S. Deleonibus, D. Kern et S. Rogge. *Silicon-based technology for single dopant orbital transistor*. International Conference on Solid State Devices and Materials (2008).
- M. Pierre, X. Jehl, R. Wacquez, M. Vinet, M. Sanquer, M. Belli, E. Prati, M. Fanciulli, J. Verduijn, G. C. Tettamanzi, G. P. Lansbergen, S. Rogge, M. Ruoff,

- M. Fleischer, D. Wharam et D. Kern. *Sample variability and time stability in scaled silicon nanowires*. 10th International Conference on Ultimate Integration of Silicon, 249 (2009).
- M. Pierre, B. Roche, X. Jehl, M. Sanquer, R. Wacquez, M. Vinet, O. Cueto, B. Previtali et V. Deshpande. *Dielectric confinement and fluctuations of the local density of state in the source and drain of an ultra scaled SOI NMOS transistor*. Silicon Nanoelectronics Workshop (2010).
 - R. Wacquez, M. Vinet, M. Pierre, B. Roche, X. Jehl, O. Cueto, J. Verduijn, G. C. Tettamanzi, S. Rogge, V. Deshpande, B. Previtali, C. Vizioz, S. Pauliac-Vaujour, C. Comboroure, N. Bove, O. Faynot et M. Sanquer. *Single dopant impact on electrical characteristics of SOI NMOSFETs with effective length down to 10nm*. Symposium on VLSI Technology, 193 (2010).
 - M. Pierre, B. Roche, X. Jehl, R. Wacquez, M. Sanquer, M. Vinet, N. Feltin et L. Devoille. *Operation of a silicon CMOS electron pump*. Conference on Precision Electromagnetic Measurements, 755 (2010).

Bibliographie

- [1] AFSID. *Atomic functionalities on silicon devices*. <http://www.afsid.eu/>.
- [2] I. Amlani, A. O. Orlov, G. Toth, G. H. Bernstein, C. S. Lent et G. L. Snider. *Digital logic gate using quantum-dot cellular automata*. *Science* **284**, 289 (1999).
- [3] T. Ando, A. B. Fowler et F. Stern. *Electronic properties of two-dimensional systems*. *Reviews of Modern Physics* **54**, 437 (1982).
- [4] S. J. Angus, A. J. Ferguson, A. S. Dzurak et R. G. Clark. *Gate-defined quantum dots in intrinsic silicon*. *Nano Letters* **7**, 2051 (2007).
- [5] S. J. Angus, A. J. Ferguson, A. S. Dzurak et R. G. Clark. *A silicon radio-frequency single electron transistor*. *Applied Physics Letters* **92**, 112103 (2008).
- [6] A. Asenov. *Random dopant induced threshold voltage lowering and fluctuations in sub-0.1 μm MOSFET's : A 3D atomistic simulation*. *IEEE Transactions on Electron Devices* **45**, 2505 (1998).
- [7] A. Asenov, A. Brown, J. Davies, S. Kaya et G. Slavcheva. *Simulation of intrinsic parameter fluctuations in decananometer and nanometer-scale MOSFETs*. *IEEE Transactions on Electron Devices* **50**, 1837 (2003).
- [8] R. Augke, W. Eberhardt, C. Single, F. E. Prins, D. A. Wharam et D. P. Kern. *Doped silicon single electron transistors with single island characteristics*. *Applied Physics Letters* **76**, 2065 (2000).
- [9] D. V. Averin, A. N. Korotkov et K. K. Likharev. *Theory of single-electron charging of quantum wells and dots*. *Physical Review B* **44**, 6199 (1991).
- [10] D. V. Averin et Y. V. Nazarov. *Virtual electron diffusion during quantum tunneling of the electric charge*. *Physical Review Letters* **65**, 2446 (1990).
- [11] J. Bardeen. *Tunnelling from a many-particle point of view*. *Physical Review Letters* **6**, 57 (1961).
- [12] C. W. J. Beenakker. *Theory of Coulomb-blockade oscillations in the conductance of a quantum dot*. *Physical Review B* **44**, 1646 (1991).
- [13] M. T. Bjork, H. Schmid, J. Knoch, H. Riel et W. Riess. *Donor deactivation in silicon nanostructures*. *Nature Nanotechnology* **4**, 103 (2009).
- [14] M. D. Blumenthal, B. Kaestner, L. Li, S. Giblin, T. J. B. M. Janssen, M. Pepper, D. Anderson, G. Jones et D. A. Ritchie. *Gigahertz quantized charge pumping*. *Nature Physics* **3**, 343 (2007).
- [15] M. Boehm, M. Hofheinz, X. Jehl, M. Sanquer, M. Vinet, B. Previtalli, D. Fraboulet, D. Mariolle et S. Deleonibus. *Size scaling of the addition spectra in silicon quantum dots*. *Physical Review B* **71**, 033305 (2005).

-
- [16] E. Bonet, M. M. Deshmukh et D. C. Ralph. *Solving rate equations for electron tunneling via discrete quantum states*. Physical Review B **65**, 045317 (2002).
- [17] J. Bylander, T. Duty et P. Delsing. *Current measurement by real-time counting of single electrons*. Nature **434**, 361 (2005).
- [18] T. G. Castner. *Donor-polarizability enhancement as the insulator-metal transition is approached from the insulating side*. Physical Review B **21**, 3523 (1980).
- [19] T. G. Castner, N. K. Lee, G. S. Cieloszyk et G. L. Salinger. *Dielectric anomaly and the metal-insulator transition in n-type silicon*. Physical Review Letters **34**, 1627 (1975).
- [20] D. H. Cobden et J. Nygård. *Shell filling in closed single-wall carbon nanotube quantum dots*. Physical Review Letters **89**, 046803 (2002).
- [21] J. H. Cole, A. D. Greentree, C. J. Wellard, L. C. L. Hollenberg et S. Prawer. *Quantum-dot cellular automata using buried dopants*. Physical Review B **71**, 115302 (2005).
- [22] S. M. Cronenwett, S. R. Patel, C. M. Marcus, K. Campman et A. C. Gossard. *Mesoscopic fluctuations of elastic cotunneling in Coulomb blockaded quantum dots*. Physical Review Letters **79**, 2312 (1997).
- [23] S. Datta. *Electronic transport in mesoscopic systems*. Cambridge University Press (1995).
- [24] S. Deleonibus. *Physical and technological limitations of nanoCMOS devices to the end of the roadmap and beyond*. European Physical Journal Applied Physics **36**, 197 (2006).
- [25] S. Deleonibus. *Electronic device architectures for the nano-CMOS era*. Pan Stanford Publishing (2009).
- [26] M. H. Devoret et R. J. Schoelkopf. *Amplifying quantum signals with the single-electron transistor*. Nature **406**, 1039 (2000).
- [27] M. Diarra, C. Delerue, Y.-M. Niquet et G. Allan. *Screening and polaronic effects induced by a metallic gate and a surrounding oxide on donor and acceptor impurities in silicon nanowires*. Journal of Applied Physics **103**, 073703 (2008).
- [28] M. Diarra, Y.-M. Niquet, C. Delerue et G. Allan. *Ionization energy of donor and acceptor impurities in semiconductor nanowires : Importance of dielectric confinement*. Physical Review B **75**, 045301 (2007).
- [29] T. M. Eiles, G. Zimmerli, H. D. Jensen et J. M. Martinis. *Thermal enhancement of cotunneling in ultra-small tunnel junctions*. Physical Review Letters **69**, 148 (1992).
- [30] A. Eliassen, J. Paaske, K. Flensberg, S. Smerat, M. Leijnse, M. R. Wegewijs, H. I. Jørgensen, M. Monthieux et J. Nygård. *Transport via coupled states in a c60 peapod quantum dot*. Physical Review B **81**, 155431 (2010).
- [31] J. M. Elzerman, R. Hanson, L. H. Willems van Beveren, B. Witkamp, L. M. K. Vandersypen et L. P. Kouwenhoven. *Single-shot read-out of an individual electron spin in a quantum dot*. Nature **430**, 431 (2004).

- [32] E. G. Emiroglu, D. G. Hasko et D. A. Williams. *Isolated double quantum dot capacitively coupled to a single quantum dot single-electron transistor in silicon*. Applied Physics Letters **83**, 3942 (2003).
- [33] C. C. Escott, F. A. Zwanenburg et A. Morello. *Resonant tunnelling features in quantum dots*. Nanotechnology **21**, 274018 (2010).
- [34] N. Feltn, L. Devoille, B. Steck, F. Piquemal, C. Ulysse et Y. Jin. *Un nouvel outil pour la métrologie électrique : le dispositif à un électron*. Revue française de métrologie **2**, 11 (2005).
- [35] A. J. Ferguson, D. G. Hasko, H. Ahmed et D. A. Williams. *Variable coupling in n-type silicon-germanium double quantum dots*. Applied Physics Letters **82**, 4492 (2003).
- [36] A. B. Fowler, G. L. Timp, J. J. Wainer et R. A. Webb. *Observation of resonant tunneling in silicon inversion layers*. Physical Review Letters **57**, 138 (1986).
- [37] A. B. Fowler, J. J. Wainer et R. A. Webb. *Electronic transport in small strongly localized structures*. IBM Journal of Research and Development **32**, 372 (1988).
- [38] S. D. Franceschi, S. Sasaki, J. M. Elzerman, W. G. van der Wiel, S. Tarucha et L. P. Kouwenhoven. *Electron cotunneling in a semiconductor quantum dot*. Physical Review Letters **86**, 878 (2001).
- [39] M. Fuechsle, S. Mahapatra, F. A. Zwanenburg, M. Friesen, M. A. Eriksson et M. Y. Simmons. *Spectroscopy of few-electron single-crystal silicon quantum dots*. Nature Nanotechnology **5**, 502 (2010).
- [40] A. Fuhrer, M. Fuchsle, T. C. G. Reusch, B. Weber et M. Y. Simmons. *Atomic-scale, all epitaxial in-plane gated donor quantum dot in silicon*. Nano Letters **9**, 707 (2009).
- [41] A. Fujiwara, H. Inokawa, K. Yamazaki, H. Namatsu, Y. Takahashi, N. M. Zimmerman et S. B. Martin. *Single electron tunneling transistor with tunable barriers using silicon nanowire metal-oxide-semiconductor field-effect transistor*. Applied Physics Letters **88**, 053121 (2006).
- [42] A. Fujiwara, K. Nishiguchi et Y. Ono. *Nanoampere charge pump by single-electron ratchet using silicon nanowire metal-oxide-semiconductor field-effect transistor*. Applied Physics Letters **92**, 042102 (2008).
- [43] A. Fujiwara, N. M. Zimmerman, Y. Ono et Y. Takahashi. *Current quantization due to single-electron transfer in Si-wire charge-coupled devices*. Applied Physics Letters **84**, 1323 (2004).
- [44] T. A. Fulton et G. J. Dolan. *Observation of single-electron charging effects in small tunnel junctions*. Physical Review Letters **59**, 109 (1987).
- [45] L. J. Geerligs, V. F. Anderegg, P. A. M. Holweg, J. E. Mooij, H. Pothier, D. Esteve, C. Urbina et M. H. Devoret. *Frequency-locked turnstile device for single electrons*. Physical Review Letters **64**, 2691 (1990).
- [46] L. J. Geerligs, D. V. Averin et J. E. Mooij. *Observation of macroscopic quantum tunneling through the Coulomb energy barrier*. Physical Review Letters **65**, 3037 (1990).

-
- [47] A. K. Geim, T. J. Foster, A. Nogaret, N. Mori, P. J. McDonnell, N. L. Scala, P. C. Main et L. Eaves. *Resonant tunneling through donor molecules*. Physical Review B **50**, 8074 (1994).
- [48] H. C. George, A. O. Orlov, R. A. Joyce, Y. Tang et G. L. Snider. *Effects of visible light illumination on the conductance of Al/AlO_x single-electron transistors*. Journal of Vacuum Science and Technology B **27**, 3158 (2009).
- [49] H. C. George, M. Pierre, X. Jehl, A. O. Orlov, M. Sanquer et G. L. Snider. *Application of negative differential conductance in Al/AlO_x single-electron transistors for background charge characterization*. Applied Physics Letters **96**, 042114 (2010).
- [50] J. Gorman, D. G. Hasko et D. A. Williams. *Charge-qubit operation of an isolated double quantum dot*. Physical Review Letters **95**, 090502 (2005).
- [51] H. Grabert et M. H. Devoret. *Single charge tunneling : Coulomb-blockade phenomena in nanostructures*, tome 294. NATO ASI Series, Ser. B : Physics (1992).
- [52] L. Guo, E. Leobandung et S. Y. Chou. *A silicon single-electron transistor memory operating at room temperature*. Science **275**, 649 (1997).
- [53] S. Gustavsson, R. Leturcq, B. Simovič, R. Schleser, T. Ihn, P. Studerus, K. Ensslin, D. C. Driscoll et A. C. Gossard. *Counting statistics of single electron transport in a quantum dot*. Physical Review Letters **96**, 076605 (2006).
- [54] A. E. Hanna, M. T. Tuominen et M. Tinkham. *Observation of elastic macroscopic quantum tunneling of the charge variable*. Physical Review Letters **68**, 3228 (1992).
- [55] R. Hanson, L. P. Kouwenhoven, J. R. Petta, S. Tarucha et L. M. K. Vandersypen. *Spins in few-electron quantum dots*. Reviews of Modern Physics **79**, 1217 (2007).
- [56] M. Hofheinz. *Coulomb blockade in silicon nanowire MOSFETs*. Thèse de doctorat, Université Joseph-Fourier - Grenoble 1 (2006).
- [57] M. Hofheinz, X. Jehl, M. Sanquer, G. Molas, M. Vinet et S. Deleonibus. *Individual charge traps in silicon nanowires*. European Physical Journal B **54**, 299 (2006).
- [58] M. Hofheinz, X. Jehl, M. Sanquer, G. Molas, M. Vinet et S. Deleonibus. *Simple and controlled single electron transistor based on doping modulation in silicon nanowires*. Applied Physics Letters **89**, 143504 (2006).
- [59] M. Hofheinz, X. Jehl, M. Sanquer, G. Molas, M. Vinet et S. Deleonibus. *Capacitance enhancement in Coulomb blockade tunnel barriers*. Physical Review B **75**, 235301 (2007).
- [60] L. C. L. Hollenberg, A. S. Dzurak, C. Wellard, A. R. Hamilton, D. J. Reilly, G. J. Milburn et R. G. Clark. *Charge-based quantum computing using single donors in semiconductors*. Physical Review B **69**, 113301 (2004).
- [61] Y. Imry, Y. Gefen et D. J. Bergman. *Dielectric anomalies near the anderson metal-insulator transition*. Physical Review B **26**, 3436 (1982).
- [62] H. Ishikuro, T. Fujii, T. Saraya, G. Hashiguchi, T. Hiramoto et T. Ikoma. *Coulomb blockade oscillations at room temperature in a Si quantum wire metal-oxide-semiconductor field-effect transistor fabricated by anisotropic etching on a silicon-on-insulator substrate*. Applied Physics Letters **68**, 3585 (1996).
- [63] H. Ishikuro et T. Hiramoto. *Quantum mechanical effects in the silicon quantum dot in a single-electron transistor*. Applied Physics Letters **71**, 3691 (1997).

- [64] ITRS. *International Technology Roadmap for Semiconductors*. <http://www.itrs.net/reports.html>.
- [65] D. N. Jamieson, C. Yang, T. Hopf, S. M. Hearne, C. I. Pakes, S. Praver, M. Mitic, E. Gauja, S. E. Andresen, F. E. Hudson, A. S. Dzurak et R. G. Clark. *Controlled shallow single-ion implantation in silicon using an active substrate for sub-20-keV ions*. Applied Physics Letters **86**, 202101 (2005).
- [66] B. C. Johnson, G. C. Tettamanzi, A. D. C. Alves, S. Thompson, C. Yang, J. Verduijn, J. A. Mol, R. Wacquez, M. Vinet, M. Sanquer, S. Rogge et D. N. Jamieson. *Drain current modulation in a nanoscale field-effect-transistor channel by single dopant implantation*. Applied Physics Letters **96**, 264102 (2010).
- [67] V. Joshi, A. O. Orlov et G. L. Snider. *Silicon single-electron transistor with oxide tunnel barriers fabricated using chemical mechanical polishing*. Journal of Vacuum Science and Technology B **26**, 2587 (2008).
- [68] B. Kaestner, V. Kashcheyevs, S. Amakawa, M. D. Blumenthal, L. Li, T. J. B. M. Janssen, G. Hein, K. Pierz, T. Weimann, U. Siegner et H. W. Schumacher. *Single-parameter nonadiabatic quantized charge pumping*. Physical Review B **77**, 153301 (2008).
- [69] B. Kaestner, V. Kashcheyevs, G. Hein, K. Pierz, U. Siegner et H. W. Schumacher. *Robust single-parameter quantized charge pumping*. Applied Physics Letters **92**, 192106 (2008).
- [70] B. Kaestner, C. Leicht, V. Kashcheyevs, K. Pierz, U. Siegner et H. W. Schumacher. *Single-parameter quantized charge pumping in high magnetic fields*. Applied Physics Letters **94**, 012106 (2009).
- [71] S. Kafanov, H. Brenning, T. Duty et P. Delsing. *Charge noise in single-electron transistors and charge qubits may be caused by metallic grains*. Physical Review B **78**, 125411 (2008).
- [72] B. E. Kane. *A silicon-based nuclear spin quantum computer*. Nature **393**, 133 (1998).
- [73] M. W. Keller, A. L. Eichenberger, J. M. Martinis et N. M. Zimmerman. *A capacitance standard based on counting electrons*. Science **285**, 1706 (1999).
- [74] M. W. Keller, J. M. Martinis, N. M. Zimmerman et A. H. Steinbach. *Accuracy of electron counting using a 7-junction electron pump*. Applied Physics Letters **69**, 1804 (1996).
- [75] E. C. Kemble. *A contribution to the theory of the B. W. K. method*. Physical Review **48**, 549 (1935).
- [76] C. Kenyon, K. Kornfeld, A. and Kuhn, M. Liu, A. Maheshwari, W. Shih, S. Sivakumar, G. Taylor, P. VanDerVoorn et K. Zawadzki. *Managing process variation in Intel's 45nm CMOS technology*. Intel Technology Journal **12**, (2008).
- [77] M. A. H. Khalafalla, Y. Ono, K. Nishiguchi et A. Fujiwara. *Identification of single and coupled acceptors in silicon nano-field-effect transistors*. Applied Physics Letters **91**, 263513 (2007).
- [78] M. A. H. Khalafalla, Y. Ono, K. Nishiguchi et A. Fujiwara. *Horizontal position analysis of single acceptors in Si nanoscale field-effect transistors*. Applied Physics Letters **94**, 223501 (2009).

-
- [79] W. Kohn et J. M. Luttinger. *Theory of donor states in silicon*. Physical Review **98**, 915 (1955).
- [80] L. P. Kouwenhoven, D. G. Austing et S. Tarucha. *Few-electron quantum dots*. Reports on Progress in Physics **64**, 701 (2001).
- [81] L. P. Kouwenhoven, A. T. Johnson, N. C. van der Vaart, C. J. P. M. Harmans et C. T. Foxon. *Quantized current in a quantum-dot turnstile using oscillating tunnel barriers*. Physical Review Letters **67**, 1626 (1991).
- [82] F. Kuemmeth, K. I. Bolotin, S.-F. Shi et D. C. Ralph. *Measurement of discrete energy-level spectra in individual chemically synthesized gold nanoparticles*. Nano Letters **8**, 4506 (2008).
- [83] J. Königmann, P. König, T. Schmidt, E. McCann, V. I. Fal'ko et R. J. Haug. *Correlation-function spectroscopy of inelastic lifetime in heavily doped gaas heterostructures*. Physical Review B **64**, 155314 (2001).
- [84] G. P. Lansbergen, R. Rahman, C. J. Wellard, I. Woo, J. Caro, N. Collaert, S. Biesemans, G. Klimeck, L. C. L. Hollenberg et S. Rogge. *Gate-induced quantum-confinement transition of a single dopant atom in a silicon finfet*. Nature Physics **4**, 656 (2008).
- [85] S. D. Lee, K. S. Park, J. W. Park, J. B. Choi, S.-R. E. Yang, K.-H. Yoo, J. Kim, S. I. Park et K. T. Kim. *Single-electron spectroscopy in a coupled triple-dot system : Role of interdot electron-electron interactions*. Physical Review B **62**, R7735 (2000).
- [86] E. Leobandung, L. Guo et S. Y. Chou. *Single hole quantum dot transistors in silicon*. Applied Physics Letters **67**, 2338 (1995).
- [87] W. H. Lim, H. Huebl, L. H. W. van Beveren, S. Rubanov, P. G. Spizzirri, S. J. Angus, R. G. Clark et A. S. Dzurak. *Electrostatically defined few-electron double quantum dot in silicon*. Applied Physics Letters **94**, 173502 (2009).
- [88] W. H. Lim, F. A. Zwanenburg, H. Huebl, M. Möttönen, K. W. Chan, A. Morello et A. S. Dzurak. *Observation of the single-electron regime in a highly tunable silicon quantum dot*. Applied Physics Letters **95**, 242102 (2009).
- [89] H. Liu, T. Fujisawa, H. Inokawa, Y. Ono, A. Fujiwara et Y. Hirayama. *A gate-defined silicon quantum dot molecule*. Applied Physics Letters **92**, 222104 (2008).
- [90] H. W. Liu, T. Fujisawa, Y. Ono, H. Inokawa, A. Fujiwara, K. Takashina et Y. Hirayama. *Pauli-spin-blockade transport through a silicon double quantum dot*. Physical Review B **77**, 073310 (2008).
- [91] C. Livermore, C. H. Crouch, R. M. Westervelt, K. L. Campman et A. C. Gossard. *The Coulomb blockade in coupled quantum dots*. Science **274**, 1332 (1996).
- [92] D. Loss et D. P. DiVincenzo. *Quantum computation with quantum dots*. Physical Review A **57**, 120 (1998).
- [93] S. V. Lotkhov, S. A. Bogoslovsky, A. B. Zorin et J. Niemeyer. *Operation of a three-junction single-electron pump with on-chip resistors*. Applied Physics Letters **78**, 946 (2001).
- [94] W. Lu, Z. Ji, L. Pfeiffer, K. W. West et A. J. Rimberg. *Real-time detection of electron tunnelling in a quantum dot*. Nature **423**, 422 (2003).

- [95] J. M. Luttinger et W. Kohn. *Hyperfine splitting of donor states in silicon*. Physical Review **96**, 802 (1954).
- [96] V. F. Maisi, Y. A. Pashkin, S. Kafanov, J.-S. Tsai et J. Pekola. *Parallel pumping of electrons*. New Journal of Physics **11**, 113057 (2009).
- [97] H. Matsuoka, T. Ichiguchi, T. Yoshimura et E. Takeda. *Coulomb blockade in the inversion layer of a Si metal-oxide-semiconductor field-effect transistor with a dual-gate structure*. Applied Physics Letters **64**, 586 (1994).
- [98] H. Matsuoka et S. Kimura. *Transport properties of a silicon single-electron transistor at 4.2 K*. Applied Physics Letters **66**, 613 (1995).
- [99] K. A. Matveev et L. I. Glazman. *Coulomb blockade of activated conduction*. Physical Review B **54**, 10339 (1996).
- [100] A. Morello, C. C. Escott, H. Huebl, L. H. Willems van Beveren, L. C. L. Hollenberg, D. N. Jamieson, A. S. Dzurak et R. G. Clark. *Architecture for high-sensitivity single-shot readout and control of the electron spin of individual donors in silicon*. Physical Review B **80**, 081307 (2009).
- [101] A. Morello, J. J. Pla, F. A. Zwanenburg, K. W. Chan, K. Y. Tan, H. Huebl, M. Möttönen, C. D. Nugroho, C. Yang, J. A. van Donkelaar, A. D. C. Alves, D. N. Jamieson, C. C. Escott, L. C. L. Hollenberg, R. G. Clark et A. S. Dzurak. *Single-shot readout of an electron spin in silicon*. Nature **467**, 687 (2010).
- [102] M. Möttönen, K. Y. Tan, K. W. Chan, F. A. Zwanenburg, W. H. Lim, C. C. Escott, J.-M. Pirkkalainen, A. Morello, C. Yang, J. A. van Donkelaar, A. D. C. Alves, D. N. Jamieson, L. C. L. Hollenberg et A. S. Dzurak. *Probe and control of the reservoir density of states in single-electron devices*. Physical Review B **81**, 161304 (2010).
- [103] P. F. Newman et D. F. Holcomb. *Metal-insulator transition in Si : As*. Physical Review B **28**, 638 (1983).
- [104] Y. M. Niquet, A. Lherbier, N. H. Quang, M. V. Fernández-Serra, X. Blase et C. Delerue. *Electronic structure of semiconductor nanowires*. Physical Review B **73**, 165319 (2006).
- [105] Y. Ono, K. Nishiguchi, A. Fujiwara, H. Yamaguchi, H. Inokawa et Y. Takahashi. *Conductance modulation by individual acceptors in Si nanoscale field-effect transistors*. Applied Physics Letters **90**, 102106 (2007).
- [106] Y. Ono et Y. Takahashi. *Electron pump by a combined single-electron/field-effect-transistor structure*. Applied Physics Letters **82**, 1221 (2003).
- [107] A. O. Orlov, I. Amlani, G. H. Bernstein, C. S. Lent et G. L. Snider. *Realization of a functional cell for quantum-dot cellular automata*. Science **277**, 928 (1997).
- [108] C. Pasquier, U. Meirav, F. I. B. Williams, D. C. Glatthli, Y. Jin et B. Etienne. *Quantum limitation on Coulomb blockade observed in a 2D electron system*. Physical Review Letters **70**, 69 (1993).
- [109] J. P. Pekola, K. P. Hirvi, J. P. Kauppinen et M. A. Paalanen. *Thermometry by arrays of tunnel junctions*. Physical Review Letters **73**, 2903 (1994).
- [110] J. P. Pekola, J. J. Vartiainen, M. Möttönen, O.-P. Saira, M. Meschke et D. V. Averin. *Hybrid single-electron transistor as a source of quantized electric current*. Nature Physics **4**, 120 (2008).

-
- [111] G. J. Podd, S. J. Angus, D. A. Williams et A. J. Ferguson. *Charge sensing in intrinsic silicon quantum dots*. Applied Physics Letters **96**, 082104 (2010).
- [112] H. Pothier, P. Lafarge, P. F. Orfila, C. Urbina, D. Esteve et M. H. Devoret. *Single electron pump fabricated with ultrasmall normal tunnel junctions*. Physica B : Condensed Matter **169**, 573 (1991).
- [113] H. Pothier, P. Lafarge, C. Urbina, D. Esteve et M. H. Devoret. *Single-electron pump based on charging effects*. Europhysics Letters **17**, 249 (1992).
- [114] E. Prati, R. Latempa et M. Fanciulli. *Microwave-assisted transport in a single-donor silicon quantum dot*. Physical Review B **80**, 165331 (2009).
- [115] A. K. Ramdas et S. Rodriguez. *Spectroscopy of the solid-state analogues of the hydrogen atom : donors and acceptors in semiconductors*. Reports on Progress in Physics **44**, 1297 (1981).
- [116] L. P. Rokhinson, L. J. Guo, S. Y. Chou et D. C. Tsui. *Double-dot charge transport in Si single-electron/hole transistors*. Applied Physics Letters **76**, 1591 (2000).
- [117] F. J. Rueß, W. Pok, K. E. J. Goh, A. R. Hamilton et M. Y. Simmons. *Electronic properties of atomically abrupt tunnel junctions in silicon*. Physical Review B **75**, 121303 (2007).
- [118] T. Schenkel, A. Persaud, S. J. Park, J. Nilsson, J. Bokor, J. A. Liddle, R. Keller, D. H. Schneider, D. W. Cheng et D. E. Humphries. *Solid state quantum computer development in silicon with single ion implantation*. Journal of Applied Physics **94**, 7017 (2003).
- [119] B. I. Schklovskii et A. L. Efros. *Electronic properties of doped semiconductors*, tome 45. Springer Series in Solid-State Sciences (1984).
- [120] R. Schleser, T. Ihn, E. Ruh, K. Ensslin, M. Tews, D. Pfannkuche, D. C. Driscoll et A. C. Gossard. *Cotunneling-mediated transport through excited states in the Coulomb-blockade regime*. Physical Review Letters **94**, 206805 (2005).
- [121] R. J. Schoelkopf, P. Wahlgren, A. A. Kozhevnikov, P. Delsing et D. E. Prober. *The radio-frequency single-electron transistor (rf-set) : A fast and ultrasensitive electrometer*. Science **280**, 1238 (1998).
- [122] S. R. Schofield, N. J. Curson, M. Y. Simmons, F. J. Rueß, T. Hallam, L. Oberbeck et R. G. Clark. *Atomically precise placement of single dopants in Si*. Physical Review Letters **91**, 136104 (2003).
- [123] D. Schröer, A. D. Greentree, L. Gaudreau, K. Eberl, L. C. L. Hollenberg, J. P. Kotthaus et S. Ludwig. *Electrostatically defined serial triple quantum dot charged with few electrons*. Physical Review B **76**, 075306 (2007).
- [124] J. H. F. Scott-Thomas, S. B. Field, M. A. Kastner, H. I. Smith et D. A. Antoniadis. *Conductance oscillations periodic in the density of a one-dimensional electron gas*. Physical Review Letters **62**, 583 (1989).
- [125] H. Sellier, G. P. Lansbergen, J. Caro, S. Rogge, N. Collaert, I. Ferain, M. Jurczak et S. Biesemans. *Transport spectroscopy of a single dopant in a gated silicon nanowire*. Physical Review Letters **97**, 206805 (2006).
- [126] H. Sellier, G. P. Lansbergen, J. Caro, S. Rogge, N. Collaert, I. Ferain, M. Jurczak et S. Biesemans. *Subthreshold channels at the edges of nanoscale triple-gate silicon transistors*. Applied Physics Letters **90**, 073502 (2007).

- [127] S. J. Shin, C. S. Jung, B. J. Park, T. K. Yoon, J. J. Lee, S. J. Kim, J. B. Choi, Y. Takahashi et D. G. Hasko. *Si-based ultrasmall multiswitching single-electron transistor operating at room-temperature*. Applied Physics Letters **97**, 103101 (2010).
- [128] T. Shinada, S. Okamoto, T. Kobayashi et I. Ohdomari. *Enhancing semiconductor device performance using ordered dopant arrays*. Nature **437**, 1128 (2005).
- [129] C. Single, F. E. Prins et D. P. Kern. *Simultaneous operation of two adjacent double dots in silicon*. Applied Physics Letters **78**, 1421 (2001).
- [130] D. R. Stewart, D. Sprinzak, C. M. Marcus, C. I. Duruoz et J. Harris, J. S. *Correlations between ground and excited state spectra of a quantum dot*. Science **278**, 1784 (1997).
- [131] M. S. Sze et K. K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices, third edition*. Wiley (2007).
- [132] J. Sée. *Théorie du blocage de Coulomb appliquée aux nanostructures semi-conductrices : modélisation des dispositifs à nanocristaux de silicium*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI (2003).
- [133] J. Sée, P. Dollfus, S. Galdin et P. Hesto. *From wave-functions to current-voltage characteristics : overview of a Coulomb blockade device simulator using fundamental physical parameters*. Journal of Computational Electronics **5**, 35 (2006).
- [134] H. Tamura, Y. Takahashi et K. Murase. *Theory of activated conduction in a Si single-electron transistor*. Microelectronic Engineering **47**, 205 (1999). New Phenomena in Mesoscopic Structures.
- [135] K. Y. Tan, K. W. Chan, M. Möttönen, A. Morello, C. Yang, J. v. Donkelaar, A. Alves, J.-M. Pirkkalainen, D. N. Jamieson, R. G. Clark et A. S. Dzurak. *Transport spectroscopy of single phosphorus donors in a silicon nanoscale transistor*. Nano Letters **10**, 11 (2010).
- [136] Y. Tang, A. O. Orlov, G. L. Snider et P. J. Fay. *Radio frequency operation of clocked quantum-dot cellular automata latch*. Applied Physics Letters **95**, 193109 (2009).
- [137] W. G. van der Wiel, S. De Franceschi, J. M. Elzerman, T. Fujisawa, S. Tarucha et L. P. Kouwenhoven. *Electron transport through double quantum dots*. Reviews of Modern Physics **75**, 1 (2002).
- [138] M. Vinet, T. Poiroux, C. Licitra, J. Widiez, J. Bhandari, B. Previtali, C. Vizioz, D. Lafond, C. Arvet, P. Besson, L. Baud, Y. Morand, M. Rivoire, F. Nemouchi, V. Carron et S. Deleonibus. *Self-aligned planar double-gate MOSFETs by bonding for 22-nm node, with metal gates, high-k dielectrics, and metallic source/drain*. IEEE Electron Device Letters **30**, 748 (2009).
- [139] M. Vinet, T. Poiroux, J. Widiez, J. Lolivier, B. Previtali, C. Vizioz, B. Guillaumot, Y. Le Tiec, P. Besson, B. Biasse, F. Allain, M. Casse, D. Lafond, J.-M. Hartmann, Y. Morand, J. Chironi et S. Deleonibus. *Bonded planar double-metal-gate nmos transistors down to 10 nm*. IEEE Electron Device Letters **26**, 317 (2005).
- [140] F. R. Waugh, M. J. Berry, D. J. Mar, R. M. Westervelt, K. L. Campman et A. C. Gossard. *Single-electron charging in double and triple quantum dots with tunable coupling*. Physical Review Letters **75**, 705 (1995).

-
- [141] O. Weber, O. Faynot, F. Andrieu, C. Buj-Dufournet, F. Allain, P. Scheiblin, J. Foucher, N. Daval, D. Lafond, L. Tosti, L. Brevard, O. Rozeau, C. Fenouillet-Beranger, M. Marin, F. Boeuf, D. Delprat, K. Bourdelle, B.-Y. Nguyen et S. Deleonibus. *High immunity to threshold voltage variability in undoped ultra-thin FDSOI MOSFETs and its physical understanding*. Dans *IEEE International Electron Devices Meeting*, pages 1–4 (2008).
- [142] D. K. Wilson et G. Feher. *Electron spin resonance experiments on donors in silicon. iii. investigation of excited states by the application of uniaxial stress and their importance in relaxation processes*. *Physical Review* **124**, 1068 (1961).
- [143] S. J. Wright, M. D. Blumenthal, G. Gumbs, A. L. Thorn, M. Pepper, T. J. B. M. Janssen, S. N. Holmes, D. Anderson, G. A. C. Jones, C. A. Nicoll et D. A. Ritchie. *Enhanced current quantization in high-frequency electron pumps in a perpendicular magnetic field*. *Physical Review B* **78**, 233311 (2008).
- [144] S. J. Wright, M. D. Blumenthal, M. Pepper, D. Anderson, G. A. C. Jones, C. A. Nicoll et D. A. Ritchie. *Parallel quantized charge pumping*. *Physical Review B* **80**, 113303 (2009).
- [145] Z. Zhong, Y. Fang, W. Lu et C. M. Lieber. *Coherent single charge transport in molecular-scale silicon nanowires*. *Nano Letters* **5**, 1143 (2005).
- [146] L. Zhuang, L. Guo et S. Y. Chou. *Silicon single-electron quantum-dot transistor switch operating at room temperature*. *Applied Physics Letters* **72**, 1205 (1998).
- [147] D. M. Zumbühl, C. M. Marcus, M. P. Hanson et A. C. Gossard. *Cotunneling spectroscopy in few-electron quantum dots*. *Physical Review Letters* **93**, 256801 (2004).
- [148] F. A. Zwanenburg, A. A. van Loon, G. A. Steele, C. E. W. M. van Rijmenam, T. Balder, Y. Fang, C. M. Lieber et L. P. Kouwenhoven. *Ultrasmall silicon quantum dots*. *Journal of Applied Physics* **105**, 124314 (2009).
- [149] F. A. Zwanenburg, C. E. W. M. van Rijmenam, Y. Fang, C. M. Lieber et L. P. Kouwenhoven. *Spin states of the first four holes in a silicon nanowire quantum dot*. *Nano Letters* **9**, 1071 (2009).

