

Étude en transport électrique d'une double boîte quantique latérale en silicium

par

Sophie Rochette

Mémoire présenté au département de physique
en vue de l'obtention du grade de maître ès sciences (M.Sc.)

FACULTÉ des SCIENCES
UNIVERSITÉ de SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 22 juillet 2014

Le 16 juillet 2014

le jury a accepté le mémoire de Madame Sophie Rochette dans sa version finale.

Membres du jury

Professeur Michel Pioro-Ladrière
Directeur de recherche
Département de physique

Professeur Mario Poirier
Président rapporteur
Département de physique

Professeur Claude Bourbonnais
Membre interne
Département de physique

À ma famille et mes amis.

Sommaire

Ce mémoire présente des résultats de caractérisation en transport électrique d'une double boîte quantique latérale en silicium de type MOSFET (transistor à effet de champ métal-oxyde-semi-conducteur). La double boîte permet d'isoler des électrons dans les trois dimensions, tout d'abord en formant un gaz bidimensionnel de porteurs de charge près de la surface du substrat sous l'effet d'une grille d'accumulation, puis en déplaçant certaines régions du gaz d'électrons avec des grilles de déplétion en polysilicium. Le dispositif a été fabriqué aux Sandia National Laboratories par l'équipe de Malcolm S. Carroll.

Les mesures en transport électrique suggèrent l'atteinte du régime à un seul électron à une température relativement élevée de 1.5 K. En effet, des mesures de diamants de Coulomb montrent un diamant associé à la région à zéro électron qui ne se referme pas pour des biais source-drain supérieurs à 30 meV. Il s'agit d'une forte indication que les boîtes quantiques ont bien été vidées, bien que le nombre exact d'électrons n'ait pas pu être confirmé directement par détection de charge.

Le diagramme de stabilité obtenu à une température de 8 mK indique la formation d'une double boîte quantique lithographique très stable. Enfin, l'étude des triangles de conduction à fort biais source-drain dans les polarités positive et négative permet d'observer le phénomène du blocage de spin sous l'application d'un champ magnétique parallèle de 450 mT. Une séparation singulet-triplet de $\sim 400 \mu\text{eV}$ en est extraite, indiquant possiblement une levée importante de la dégénérescence de vallée associée au silicium.

Les résultats présentés dans ce mémoire constituent l'une des premières observations de l'isolation d'un seul électron dans une double boîte quantique en silicium de type MOSFET. Il s'agit aussi de la première observation du blocage de spin en transport dans ces dispositifs. Ces observations font partie des étapes initiales à réaliser pour obtenir des qubits de spin performants dans le silicium, un matériau pour lequel des longs temps de cohérence sont anticipés.

Remerciements

Je souhaite remercier les nombreuses personnes qui ont rendu possible la réalisation de ce projet et la rédaction de ce mémoire. Tout d'abord, merci infiniment à Michel Pioro-Ladrière, mon directeur de maîtrise. Son dévouement, sa patience, son implication dans la réussite de ses étudiants et ses conseils n'ont pas de prix. Merci beaucoup également aux membres de mon comité de suivi, Mario Poirier et Claude Bourbonnais, pour leurs précieuses suggestions.

Je ne peux passer sous silence la grande aide que m'ont apportée mes collègues de recherche. En particulier, je remercie Julien Camirand Lemyre, qui depuis mon premier stage dans le groupe de recherche, a été d'un soutien incroyable. Julien est toujours prêt à supporter ses collègues et il nous fait tous profiter de son expérience et de son jugement. Je le remercie particulièrement pour m'avoir laissé m'inspirer de la section sur les montages expérimentaux de son mémoire, et aussi pour ses suggestions très utiles pour mon séminaire de maîtrise. Je remercie également Patrick Harvey-Collard, pour son aide précieuse dans ma familiarisation avec le silicium. Merci beaucoup à Dany Lachance-Quirion, qui en plus de m'aider pour la préparation de mes présentations, m'a permis de rester à jour dans la littérature scientifique lorsque je n'y pensais plus. Un gros merci à David Roy-Guay, qui a dessiné les PCB pour les mesures avec les nouveaux échantillons. Merci aussi à Chloé Bureau-Oxton et à Anne-Marie Roy, ainsi qu'à tous les stagiaires du groupe.

Les résultats qui sont présentés dans ce mémoire n'auraient pas été obtenus sans l'apport essentiel des membres du personnel de soutien du département de physique de l'Université de Sherbrooke. Je remercie en particulier Christian Sarra-Bournet pour la fabrication des micro-aimants, et Michael Lacerte pour les micro-soudures, la fabrication des pièces, et pour son aide dans la maîtrise des appareils au laboratoire. Ils sont tous deux irremplaçables. Merci à tous les techniciens, qui ne rechignaient jamais lorsque j'avais besoin d'une vis, de soie dentaire, ou de batteries. Je remercie également Malcolm S. Carroll et les membres de son groupe aux Sandia National Laboratories, G. T. Eyck, T. Pluym, M. P. Lilly, J. Dominguez et B. Silva, pour leur collaboration inestimable. Ils ont accepté gracieusement de nous fournir des échantillons de grande qualité pour que nous puissions les étudier. Il va sans dire que sans eux, ce projet n'aurait pas été possible.

J'aimerais finalement remercier tous les gens qui contribuent à rendre agréable le travail au département de physique à Sherbrooke. Merci aux membres de la promotion Mezenplus, et à tous les étudiants du département avec qui j'ai partagé des moments sportifs au soccer et au frisbee. Un merci du fond du coeur aux professeurs qui font du département ce qu'il est. Un grand merci aussi aux étudiants de la faculté des Sciences qui s'impliquent dans le RECSUS. J'ai beaucoup apprécié le temps passé avec eux, et leur passion de l'implication donne une bouffée de fraîcheur aux études graduées en sciences. Enfin, merci à tous mes amis, qui m'ont aidé à voir ce qui était vraiment important. Merci à ma famille, grands-parents, oncles, tantes, cousines et cousins, qui m'ont toujours encouragée à poursuivre des objectifs ambitieux, mais sans oublier de profiter de la vie. Merci à Simon, qui m'a aidé à mieux me connaître et à voir d'un oeil différent les défis de la vie. Merci à mes parents et à Éliane, Vincent, et Jacinthe. Je pense à vous chaque jour.

Table des matières

Sommaire	ii
Remerciements	iii
Introduction	1
1 Transport électrique dans les doubles boîtes quantiques	4
1.1 Représentation d'une double boîte quantique	4
1.2 Potentiel chimique et blocage de Coulomb	6
1.3 Diagramme de stabilité	8
1.4 Transport électrique dans les doubles boîtes quantiques	9
2 Aspects expérimentaux	12
2.1 Fonctionnement des dispositifs	12
2.2 Montages expérimentaux	16
2.3 Mesures préliminaires	23
3 Diagramme de stabilité dans le régime à faible nombre d'électrons	32
3.1 Interprétations des régimes du diagramme de stabilité	32
3.2 Régime à faible nombre d'électrons	38
3.3 Visibilité des points triples	41
4 Le blocage de spin	44
4.1 Diagramme de stabilité en transport électrique	44
4.2 Calcul des énergies caractéristiques	46
4.3 Observation du blocage de spin	50
4.4 Dégénérescence de vallée dans le silicium	54
Conclusion	55
Bibliographie	59

Table des figures

1.1	Schéma d'une double boîte quantique latérale.	5
1.2	Échelle des potentiels chimiques dans une double boîte quantique.	6
1.3	Blocage de Coulomb.	7
1.4	Schémas de diagrammes de stabilité d'une double boîte quantique.	8
1.5	Transport aux points triples.	10
2.1	Fabrication des doubles boîtes quantiques de type MOSFET.	13
2.2	Principe de fonctionnement des doubles boîtes quantiques de type MOSFET.	14
2.3	Porte-échantillon utilisé pour les mesures sur 684LR.	16
2.4	Schéma en coupe du cryostat Janis.	18
2.5	Branchements typiques utilisés pour les mesures préliminaires dans le cryostat Janis.	19
2.6	Schéma du cryostat BlueFors.	20
2.7	Schéma d'une expérience typique avec le cryostat BlueFors.	21
2.8	Courant de fuite à travers les grilles.	24
2.9	Caractérisation des contacts ohmiques.	25
2.10	Courant source-drain I_{SD} dans les canaux DQD, SET, et QPC, en fonction de V_{AG}	26
2.11	Identification des points de pincement pour les canaux DQD et QPC.	27
2.12	Comparaison entre une mesure en transport et en détection de charge d'un triangle de conduction.	30
2.13	Effet du branchement des contacts ohmiques sur la stabilité des mesures.	31
3.1	Diagramme de stabilité à 1.5 K.	33
3.2	Traces du courant et schématisation du potentiel de confinement pour les différents régimes du diagramme de stabilité 3.1.	35
3.3	Agrandissement de la région du régime à faible nombre d'électrons du diagramme de stabilité 3.1.	36
3.4	Amplitude du courant à travers la double boîte quantique en fonction du biais source-drain V_{SD} : diamants de Coulomb.	38
3.5	Interprétation du diagramme en diamants de Coulomb.	40
3.6	Amélioration du point triple (0, 0, 0) par symétrisation des barrières tunnel.	42
3.7	Amplitude du courant pour le dernier point triple à fort biais source-drain.	43

4.1	Diagramme de stabilité obtenu à 8 mK.	45
4.2	Zoom sur un point triple du diagramme de stabilité. Calcul des leviers de grille, des énergies d'addition et des niveaux excités.	47
4.3	Triangles de conduction à faible biais pour calcul de l'énergie de couplage électrostatique.	49
4.4	Observation du blocage de spin.	51
4.5	Configuration des potentiels chimiques dans la double boîte quantique dans le régime de blocage de spin.	52

Introduction

L'impossibilité de résoudre de façon analytique le comportement de certains systèmes complexes retarde dans plusieurs cas les avancées théoriques dans le domaine de la matière condensée. En particulier, les problèmes impliquant de nombreuses particules en interaction, comme les électrons dans les supraconducteurs à haute température critique de type cuprate, sont un casse-tête pour les théoriciens. De nos jours, grâce à des ordinateurs de plus en plus puissants, ces systèmes peuvent être étudiés approximativement à l'aide de méthodes numériques. Cependant, la puissance de calcul requise pour simuler un système augmente de façon exponentielle avec le nombre de particules étudiées, ce qui nécessite, avec les moyens actuels, des temps de calcul faramineux pour simuler un système réaliste. Dans le cas de l'étude des cuprates, cette situation n'est pas surprenante. En effet, comment un ordinateur fonctionnant sur des principes classiques pourrait-il simuler efficacement un système intrinsèquement quantique ?

Cette réalité a poussé des chercheurs à imaginer un ordinateur quantique, une machine qui exploiterait les propriétés quantiques de la matière pour effectuer des calculs ([1, 2]). Les bits classiques 0 et 1 y sont remplacés par des bits quantiques, ou qubits, qui peuvent se trouver dans une superposition quantique des états 0 et 1, et sont sujets au phénomène d'intrication. Avec la combinaison de ces deux caractéristiques, il s'avère que N qubits peuvent contenir autant d'information que 2^N bits classiques [3]. Les propriétés quantiques de superposition et d'intrication donnent accès à des algorithmes totalement différents qui permettraient en principe à un ordinateur quantique de simuler des systèmes quantiques beaucoup plus efficacement qu'un ordinateur classique. De plus, dans le cas de certains problèmes qui ne peuvent actuellement être résolus dans un temps raisonnable, comme la recherche des facteurs premiers d'un très grand nombre, un ordinateur quantique pourrait réduire prodigieusement le temps de calcul [4].

Pour implémenter un qubit, l'unité de base de l'ordinateur quantique, il faut un système à deux niveaux. Il s'avère que l'un des meilleurs systèmes pour cet usage est le spin d'un électron plongé dans un champ magnétique. Pour un électron suffisamment confiné, les seuls niveaux d'énergie accessibles sont ceux associés aux états de spin parallèle et anti-parallèle au champ magnétique, qui peuvent alors encoder les valeurs 0 et 1 du qubit [5]. Ce système physique est appelé *qubit de spin*. Les qubits de spin ont reçu beaucoup d'attention de la part de la communauté scientifique en raison de leurs longs temps de cohérence, qui réfère au temps pendant lequel une superposition

d'états peut être maintenue dans le système. Un exemple frappant est celui du temps de cohérence du spin électronique d'un donneur de phosphore dans du silicium purifié isotopiquement, qui a atteint plusieurs secondes [6].

Pour traiter l'information quantique, une succession de portes logiques est appliquée sur les qubits. C'est une combinaison des opérations de base à un et deux qubits qui permet de réaliser des calculs universels. Il est donc impératif, dans le cas des qubits de spin, de pouvoir isoler et manipuler spécifiquement un seul électron. Pour ce faire, on utilise habituellement une boîte quantique semi-conductrice [7]. Dans les boîtes quantiques latérales (la qualification de latérale se réfère à la géométrie planaire du dispositif), les électrons de la bande de conduction d'un substrat semi-conducteur sont confinés dans les trois dimensions de l'espace en appliquant des potentiels électrostatiques sur des grilles métalliques déposées à la surface du substrat. En plus de bien s'intégrer avec les systèmes électroniques habituels, les dispositifs latéraux offre une grande flexibilité. Par exemple, en changeant simplement l'arrangement des grilles, on peut former une double boîte quantique (deux boîtes couplées) [8]. Les doubles boîtes quantiques (DBQs) permettent de réaliser des portes logiques à deux qubits, ou d'utiliser la deuxième boîte pour la lecture de l'état du spin, grâce au phénomène du blocage de spin [5].

Historiquement, le matériau de choix pour les boîtes quantiques latérales est l'arsénure de gallium (GaAs), sous forme d'hétérostructure. Les hétérostructures AlGaAs/GaAs possèdent une structure cristalline très pure et robuste, avec un faible nombre de défauts. Cela réduit la formation de boîtes quantiques parasites dans le substrat. Ainsi, de nombreux paliers ont été franchis dans le GaAs en vue d'obtenir une unité de base fiable pour l'ordinateur quantique, tels que l'isolation d'un seul électron [9], la lecture du spin [10], la rotation du spin [11], et la réalisation d'opérations à deux qubits [12].

Malgré ces avancées, le progrès dans les boîtes quantiques en GaAs est limité par la décohérence relativement rapide du spin électronique. Dans le GaAs, la décohérence est causée par les spins nucléaires, qui viennent modifier de façon aléatoire le champ magnétique effectif ressenti par le spin électronique, via l'interaction hyperfine [13]. Cet obstacle est devenu une motivation pour se tourner vers d'autres matériaux qui seraient moins sujets à la décohérence due aux spins nucléaires. Parmi les alternatives au GaAs, le silicium est particulièrement prometteur. Le silicium naturel ne contient que 5 % d'isotopes avec un spin non-nul (^{29}Si), alors que 100 % des isotopes du GaAs ont un spin nucléaire non-nul. De plus, le silicium peut être purifié isotopiquement jusqu'à ne contenir que quelques parties par million de ^{29}Si , ce qui améliore encore plus la cohérence.

Même si le silicium offre un avantage énorme en terme de cohérence du spin, il n'a pas historiquement été le matériau de prédilection pour les boîtes quantiques. Plusieurs types de boîtes quantiques à partir de silicium ont été étudiées dans les dernières années, particulièrement celles constituées d'une hétérostructure Si/SiGe ou d'une structure métal-oxyde-semiconducteur en Si (MOS), mais chacune vient avec son lot d'avantages et d'inconvénients [14]. Les contraintes proviennent surtout de la difficulté à former un substrat avec une densité de défauts suffisamment faible, mais aussi de la présence de plusieurs vallées de conduction dans le silicium. Cette caractéristique, qui n'est pas

présente dans le GaAs, peut nuire à la formation d'un système à deux niveaux bien défini dans les boîtes quantiques en silicium. Cet aspect sera exploré plus en détail au chapitre 4. Heureusement, de grandes avancées techniques ont permis de s'affranchir de certains obstacles dans le silicium. Par exemple, un seul électron a été isolé dans une double boîte quantique fabriquée à partir d'une hétérostructure Si/SiGe [15]. Le phénomène du blocage de spin, qui permet de lire l'état de spin d'un électron dans une double boîte quantique, a aussi été observé dans le Si/SiGe [16]. De plus, la résonance de spin électronique (ESR) a récemment été réalisée dans une double boîte quantique de type MOS en silicium [17], ouvrant la voie à une étude approfondie de l'effet de la dégénérescence de vallée dans ce type de dispositif.

Les boîtes quantiques MOS sont particulièrement susceptibles aux défauts de charge à la surface du substrat, qui facilitent la formation de boîtes quantiques parasites. Pour cette raison, elles tiraient encore un peu de l'arrière par rapport aux dispositifs en SiGe jusqu'à récemment. Mais une équipe des Sandia National Laboratories, dirigée par Malcolm S. Carroll, s'est attaquée au problème et a établi un protocole qui réduit drastiquement l'occurrence des défauts de charge d'oxyde dans des doubles boîtes quantiques en silicium de type MOSFET (transistor à effet de champ métal-oxyde-semiconducteur) [18], [19], [20]. De plus, leur protocole est presque entièrement réalisable dans une fonderie de silicium commerciale. Ainsi, en plus de son avantage pour la cohérence du spin, le silicium s'avère également un choix intéressant sur les plans économique et technique.

Ce mémoire présente des résultats de caractérisation en transport électrique d'un dispositif de double boîte quantique (DBQ) en silicium de type MOSFET. Le dispositif étudié a été fourni par l'équipe de M. S. Carroll, des Sandia National Laboratories, afin que nous procédions à sa caractérisation approfondie. Les buts du projet étaient d'isoler un seul électron et d'observer le phénomène du blocage de spin, essentiel à la lecture de l'état de spin de l'électron. Ces étapes cruciales pour la validation des performances du dispositif n'avaient pas pu être démontrées jusqu'à maintenant.

Le premier chapitre de ce mémoire expose la théorie du transport électrique dans les DBQs. Le deuxième chapitre explique le fonctionnement des dispositifs étudiés, et décrit les aspects expérimentaux du projet ainsi que des mesures préliminaires. Le troisième chapitre présente des résultats de mesures en transport électrique qui aident à mieux comprendre le comportement du dispositif dans différents régimes. Les résultats indiquent l'atteinte du régime à un seul électron à une température de 1.5 K. Enfin, le quatrième chapitre montre des mesures en transport électrique à 8 mK qui mettent en évidence le phénomène du blocage de spin. Ces résultats sont finalement discutés dans le contexte des multiples vallées de conduction du silicium.

Chapitre 1

Transport électrique dans les doubles boîtes quantiques

Dans ce chapitre, la théorie qui régit le comportement des doubles boîtes quantiques (DBQs) est décrite. La première section définit les différentes composantes d'une DBQ et l'énergie du système. La deuxième section introduit le potentiel chimique et le blocage de Coulomb. Ces notions permettent de comprendre le diagramme de stabilité, le principal outil pour connaître le nombre d'électrons dans les boîtes quantiques, qui est expliqué à la troisième section. Finalement, à la quatrième section, la méthode de mesure par transport électrique à travers la DBQ est présentée.

1.1 Représentation d'une double boîte quantique

Une DBQ est représentée schématiquement par deux îlots contenant respectivement N_L et N_R électrons (voir figure 1.1 (a)), séparés entre eux par une jonction tunnel, et isolés des réservoirs, la source et le drain, également par des jonctions tunnel (figure 1.1(b)). Une jonction tunnel est décrite par une capacité C_i et une résistance R_i en parallèle. Dans la version la plus simple d'une DBQ, les potentiels V_S , V_D , V_L et V_R sont respectivement appliqués sur la source, le drain, la grille de gauche et la grille de droite. Cela donne lieu à des capacités entre la boîte de gauche et la source, la grille de gauche, et la grille de droite (C_S , C_{LL} et C_{RL} respectivement), ainsi qu'entre la boîte de droite et le drain, la grille de droite, et la grille de gauche (C_D , C_{RR} , et C_{LR} respectivement). Les capacités C_{LR} et C_{RL} sont aussi appelées *capacités croisées* et sont parfois négligées. Dans le modèle à interaction constante [21], l'énergie totale d'une double boîte quantique est approximée par :

$$E_{tot}(N_L, N_R) = \sum_{i=0}^{N_L} \eta_{Li} + \sum_{j=0}^{N_R} \eta_{Rj} + U(N_L, N_R) \quad (1.1)$$

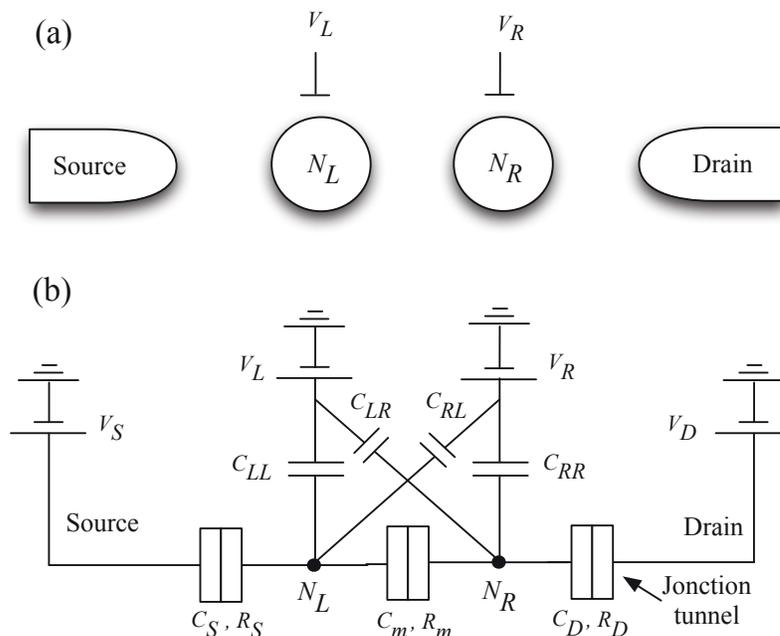


FIGURE 1.1 – (a) Schéma d'une double boîte quantique latérale. Les électrons peuvent traverser des réservoirs (source et drain) vers les boîtes, contenant respectivement N_L et N_R électrons. Le nombre d'électrons sur chaque boîte est contrôlé par les potentiels de grille V_L et V_R . (b) Représentation en circuit d'une double boîte quantique latérale. Les réservoirs source et drain sont connectés en série aux boîtes de gauche et de droite, contenant respectivement N_L et N_R électrons, par des jonctions tunnels, qui consistent en une capacité et une résistance en parallèle. Les boîtes sont connectées entre elles également par une jonction tunnel. Les tensions appliquées sur les grilles de gauche et de droite, V_L et V_R , influencent le nombre d'électrons sur les boîtes via les capacités C_{LL} et C_{RR} et les capacités croisées C_{LR} et C_{RL} .

où N_L et N_R sont les nombres d'électrons dans la boîte de gauche et la boîte de droite respectivement, et $\eta_{L(R)i(j)}$ est le niveau d'énergie du $i(j)$ ième électron dans la boîte de gauche (droite). Le premier (deuxième) terme de l'équation 1.1 représente donc l'énergie du système sans interactions, où les électrons viennent simplement remplir les niveaux d'énergie (niveaux "orbitaux"), qui sont définis par les particularités du potentiel de confinement de la boîte de gauche (droite). Le troisième terme de l'équation 1.1 représente l'énergie électrostatique du système, quand on rajoute l'interaction de Coulomb entre les électrons. Dans le modèle à interaction constante, les niveaux orbitaux ne sont pas affectés par les interactions entre les électrons. Notons que ces niveaux sont dépendants cependant du champ magnétique dans le cas général.

1.2 Potentiel chimique et blocage de Coulomb

Pour comprendre le comportement de la DBQ à partir des paramètres de la section précédente, il est utile de définir l'échelle des potentiels électrochimiques. Ainsi, on définit le potentiel électrochimique de la boîte de gauche (le principe serait le même pour la boîte de droite) comme :

$$\mu_L(N_L, N_R) = E_{tot}(N_L, N_R) - E_{tot}(N_L - 1, N_R) \quad (1.2)$$

$$\mu_L(N_L, N_R) = \eta_{LN_L} + U(N_L, N_R) - U(N_L - 1, N_R) \quad (1.3)$$

Le potentiel électrochimique $\mu_L(N_L, N_R)$ représente l'énergie de transition entre l'état à $(N_L - 1, N_R)$ électrons et l'état à (N_L, N_R) électrons. Lorsqu'on considère les états excités, il faut utiliser une notation plus explicite. Le potentiel électrochimique dépend donc du nombre d'électrons présents sur les boîtes. Comme son nom l'indique, il est constitué d'une partie chimique (premier terme du membre de droite de l'équation 1.3, représentant l'énergie orbitale du N_L ème électron sur la boîte de gauche), et d'une partie électrostatique (deuxième et troisième termes de l'équation 1.3). En explicitant la partie électrostatique, on obtient [13] :

$$\begin{aligned} \mu_L(N_L, N_R) = & \eta_{LN_L} + (N_L - \frac{1}{2})E_{C_L} + N_R E_{C_m} - \frac{E_{C_L}}{e}(C_S V_S + C_{LL} V_L + C_{RL} V_R) \\ & + \frac{E_{C_m}}{e}(C_D V_D + C_{RR} V_R + C_{LR} V_L) \end{aligned} \quad (1.4)$$

où e est la charge élémentaire (définie positive). $E_{C_{L(R)}}$ est l'énergie de charge de la boîte de gauche (droite), qu'on peut interpréter comme l'énergie nécessaire pour faire passer un électron de la source (du drain) vers la boîte de gauche (droite). E_{C_m} est l'énergie de couplage électrostatique entre les boîtes de gauche et de droite. On obtient facilement le potentiel électrochimique (ou potentiel chimique

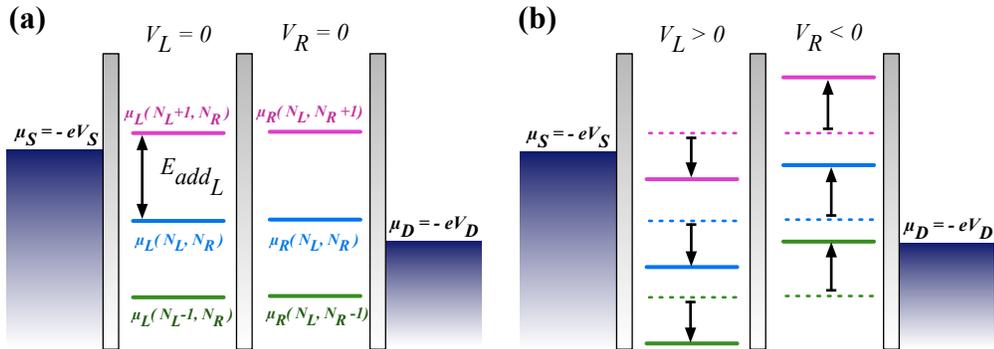


FIGURE 1.2 – Échelle des potentiels chimiques dans une double boîte quantique. (a) La position des potentiels chimiques source (μ_S) et drain (μ_D) est déterminée par la tension appliquée sur la source (V_S) et le drain (V_D). L'énergie d'addition E_{add} sépare deux potentiels chimiques successifs. (b) Effet de l'application d'une tension positive ou négative sur une grille sur la position des potentiels chimiques. Ceux-ci se déplacent en bloc.

pour faire plus court) pour la boîte de droite en interchangeant L pour R , et S pour D . Un potentiel chimique est aussi associé aux réservoirs source et drain. Il est fixé par l'énergie de Fermi de la source et du drain, et est donc dépendant du voltage appliqué sur les réservoirs. La figure 1.2 illustre les potentiels chimiques en jeu dans une double boîte quantique. Les voltages appliqués sur les grilles de gauche et de droite déterminent la position des potentiels chimiques des boîtes. Un changement de voltage sur les grilles (figure 1.2 (b)) fait bouger en bloc les potentiels chimiques des boîtes. Les potentiels chimiques associés aux transitions entre des états fondamentaux successifs sont espacés par une énergie E_{add} , l'énergie d'addition, par exemple entre les transitions $(N_L - 1, N_R) \rightarrow (N_L, N_R)$ et $(N_L, N_R) \rightarrow (N_L + 1, N_R)$ (voir figure 1.2 (a)) :

$$E_{add_L}(N_L, N_R) = \mu_L(N_L + 1, N_R) - \mu_L(N_L, N_R) = E_{C_L} + \Delta E \quad (1.5)$$

où E_{C_L} est l'énergie de charge pour la boîte de gauche, et ΔE est l'espacement en énergie entre deux niveaux quantiques discrets¹.

Considérons une double boîte quantique contenant un seul électron dans la boîte de gauche et un seul électron dans la boîte de droite. Le nombre d'électrons reste constant sur les boîtes si les potentiels chimiques $\mu_L(1, 1)$ et $\mu_R(1, 1)$ restent inférieurs aux potentiels chimiques source et drain, μ_S et μ_D , tel qu'illustré à la figure 1.3 (a). En effet, les électrons dans les boîtes n'ont pas l'énergie nécessaire pour retourner vers les réservoirs, et les états $(2, 1)$ et $(1, 2)$ ne sont pas accessibles énergétiquement pour les électrons des réservoirs. Cependant, si on change les tensions de grilles de façon à ce que $\mu_L(1, 1)$ par exemple se trouve au-dessus de μ_S , l'électron qui se trouve dans la boîte de gauche pourra alors en sortir, vers la source (figure 1.3 (b)), changeant du même coup le nombre d'électrons dans les boîtes. De la même façon, si on change les tensions de grilles de façon à ce que $\mu_R(1, 2)$ soit inférieur à μ_D , un électron supplémentaire pourra tunneler du drain vers la boîte de droite. Comme

1. L'énergie d'addition et l'énergie de charge seront parfois utilisées sans distinction dans la suite de ce mémoire.

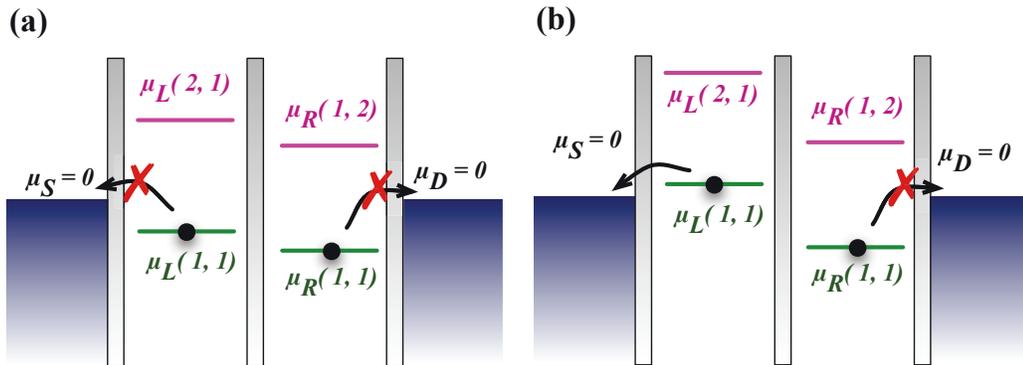


FIGURE 1.3 – Blocage de Coulomb dans une double boîte quantique. (a) Le nombre d'électrons sur les boîtes reste constant, et les électrons ne peuvent pas se déplacer de la boîte au réservoir car le potentiel chimique de la boîte reste inférieur au potentiel chimique du réservoir. (b) L'électron qui se trouvait dans la boîte de gauche peut traverser vers la source lorsque le potentiel chimique de la boîte se trouve au-dessus du potentiel chimique de la source.

les électrons ne peuvent circuler entre un réservoir et une boîte que pour des valeurs discrètes du potentiel de grille, le nombre d'électrons sur les boîtes ne changera que pour ces valeurs particulières. On peut donc contrôler le nombre d'électrons sur les boîtes quantiques simplement en changeant les potentiels de grilles. Ce blocage du courant sauf à quelques valeurs précises des tensions de grilles tire son origine des niveaux d'énergie discrets pour les électrons dans la boîte quantique. C'est ce phénomène que l'on nomme *blocage de Coulomb* [22].

1.3 Diagramme de stabilité

Le blocage de Coulomb fait en sorte que les voltages de grilles V_L et V_R définissent des configurations à nombre d'électrons constant. La figure 1.4 montre des schémas pour trois *diagrammes de stabilité*, qui donnent le nombre d'électrons sur chacune des boîtes quantiques en fonction de la tension appliquée sur les grilles de gauche et de droite. Dans le cas d'une double boîte quantique non couplée ($E_{C_m} = 0$) et en supposant les capacités croisées négligeables (figure 1.4 (a)), le diagramme de stabilité se présente sous la forme de zones rectangulaires, délimitées par les lignes de transitions. Ces lignes de transition correspondant à l'ajout/retrait d'un électron dans la boîte de gauche (lorsque le potentiel chimique de la boîte de gauche est aligné avec le potentiel chimique de la source) et à l'ajout/retrait d'un électron dans la boîte de droite (lorsque le potentiel chimique de la boîte de droite est aligné avec le potentiel chimique du drain). La distance entre deux lignes de transition successives correspond à l'énergie d'addition E_{add} .

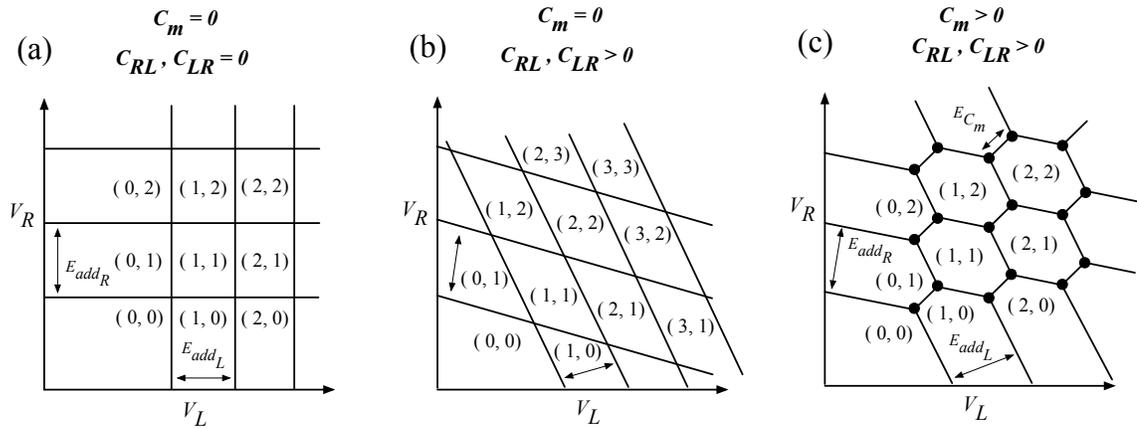


FIGURE 1.4 – Schémas de diagrammes de stabilité en fonction des tensions appliquées sur les grilles de gauche et de droite (V_L et V_R). (a) Couplage électrostatique nul entre les deux boîtes (E_{C_m}) et capacités croisées (C_{RL} et C_{LR}) négligeables. (b) Couplage nul entre les boîtes, capacités croisées prises en compte. (c) Couplage non-nul entre les boîtes, capacités croisées prises en compte. Les couples (N_L, N_R) correspondent au nombre d'électrons dans les boîtes de gauche et de droite, respectivement. Les points noirs indiquent les points triples. Les flèches noires correspondent aux énergies d'addition.

À la figure 1.4 (b), l'effet des capacités croisées est considéré. Les lignes de transition entre les zones à nombre d'électrons constant qui étaient auparavant perpendiculaires sont maintenant inclinées. Le potentiel appliqué sur la grille de gauche a maintenant une influence sur les potentiels chimiques de la boîte de droite, et vice-versa.

Si l'on ajoute finalement un couplage capacitif non-nul entre les deux boîtes quantiques ($E_{C_m} > 0$), en plus des capacités croisées non-négligeables, on obtient plutôt un diagramme de stabilité comme celui de la figure 1.4 (c). En plus d'être inclinées, les lignes de transition sont "brisées" aux endroits indiqués par les points noirs, les *points triples*. Ces brisures sont dues au couplage capacitif entre les boîtes : un changement du nombre d'électrons sur une boîte provoque un changement d'énergie électrostatique, et donc affecte la position des potentiels chimiques sur l'autre boîte.

Les diagrammes de stabilité permettent de compter le nombre d'électrons dans les boîtes. La région (0,0) du diagramme ne présente pas de transitions, même en appliquant des potentiels de grilles de plus en plus négatifs. Elle se distingue donc bien des autres régions et est facilement identifiable. Ensuite, en changeant les potentiels de grilles vers les voltages positifs, on ajoute successivement des électrons dans les boîtes, en suivant les régions définies par le diagramme. On peut donc connaître exactement le nombre d'électrons dans la DBQ associé à des voltages de grilles précis.

1.4 Transport électrique dans les doubles boîtes quantiques

Le diagramme de stabilité peut être obtenu expérimentalement en mesurant le courant à travers la double boîte quantique en fonction des voltages de grille. Le résultat sera que les points triples seront bien visibles, et que le reste du diagramme ne produira pas de courant. En effet, on ne pourra mesurer du transport, c'est-à-dire un transfert séquentiel, un électron à la fois, de la source au drain en passant par les deux boîtes, que lorsque les potentiels chimiques de la source, du drain, et des boîtes sont parfaitement alignés. Si ce n'est pas le cas, le courant est bloqué et le nombre d'électrons sur les boîtes reste constant. En repérant la dernière paire de points triples du diagramme, on peut ensuite connaître le nombre exact d'électrons dans les boîtes à n'importe quels voltages de grille.

Comme on peut le voir à la figure 1.5 (a), les points triples correspondent à un transport cyclique des électrons quand les potentiels chimiques de la source, du drain, et des deux boîtes quantiques sont alignés. Lorsque le biais source-drain $V_{SD} = V_S - V_D$ est faible, les points triples sont parfois difficiles à voir. Des biais source-drain plus élevés sont donc utilisés dans certaines expériences pour augmenter le courant aux points triples et les élargir. En effet, dans le cas $V_{SD} = V_S - V_D > 0$, les points triples prennent de l'ampleur pour former des *triangles de conduction*, comme à la figure 1.5 (b). C'est que le courant peut circuler tant que les potentiels chimiques des boîtes quantiques se trouvent à l'intérieur de la fenêtre de conduction définie par μ_S et μ_D . Cela se traduit par une région de courant non-nul de forme triangulaire dans le diagramme de stabilité, dont les dimensions sont proportionnelles au biais source-drain. De plus, si la fenêtre de conduction est assez large, il est possible que le potentiel chimique correspondant à la transition vers un niveau excité se trouve

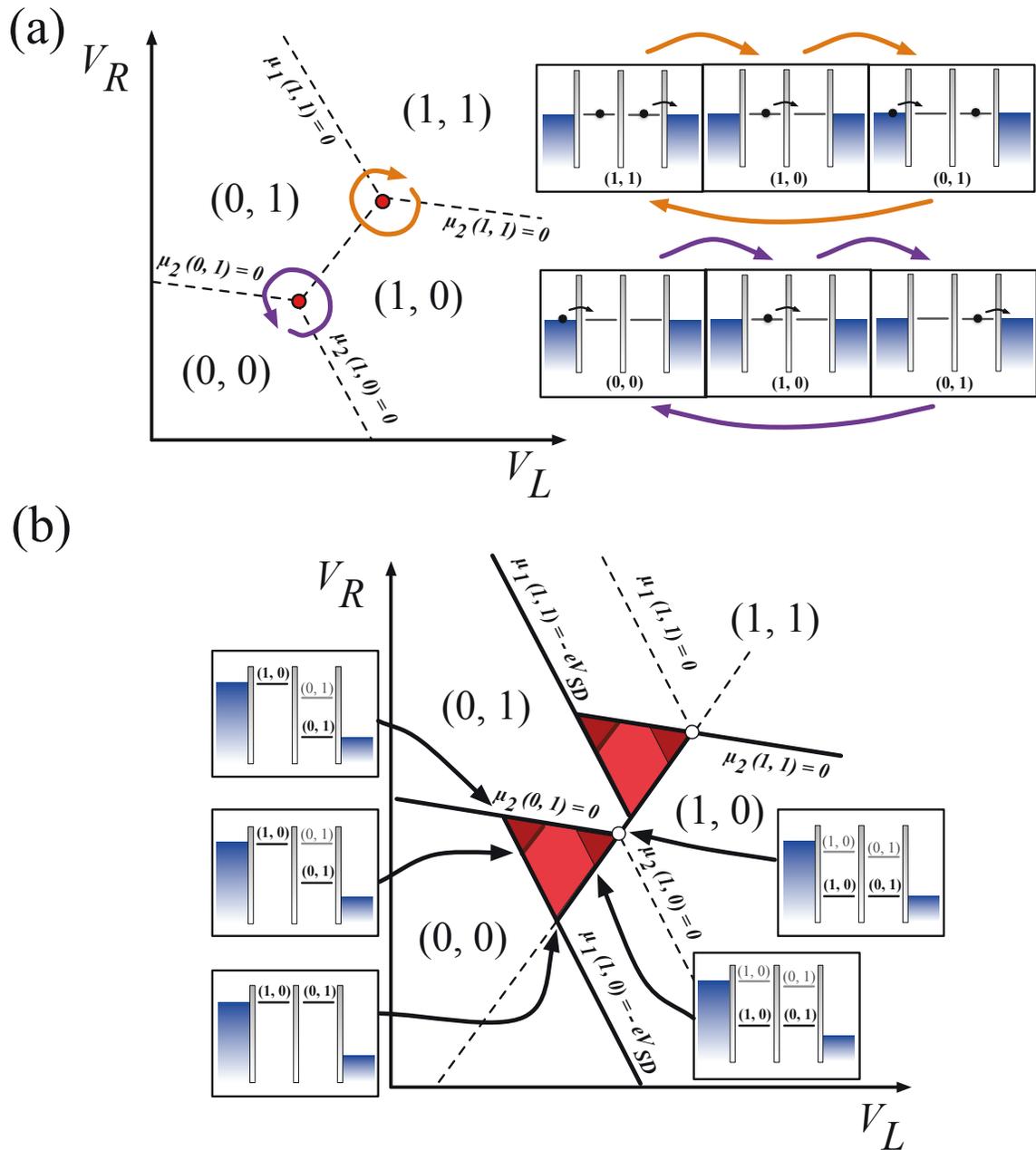


FIGURE 1.5 – Transport aux points triples. (a) Biais source-drain nul. Cycle de transport des électrons aux points triples $(0,0) \rightarrow (1,0) \rightarrow (0,1)$ (en violet) et $(1,1) \rightarrow (1,0) \rightarrow (0,1)$ (en orange). (b) Grand biais source-drain. Le transport aux points triples se présente sous la forme de triangles de conduction. Les potentiels chimiques avec un trait foncé représentent les transitions vers les niveaux d'énergie fondamentaux, alors que ceux avec un trait pâle représentent les transitions vers les niveaux excités. Schémas inspirés de [13].

aussi dans la fenêtre, et donc que le transport se fasse par des niveaux excités. Le moment où un niveau excité entre dans la fenêtre de conduction correspond généralement à une augmentation du courant dans le triangle. Cette augmentation du courant est indiquée par une coloration plus foncée à l'intérieur des triangles à la figure 1.5 (b). Les mesures à biais source-drain élevé sont donc un outil spectroscopique pour les niveaux excités de la double boîte quantique. On verra également au chapitre 4 comment l'étude des triangles de conduction peut nous renseigner sur l'état de spin des électrons dans la DBQ.

En résumé, dans ce projet, le diagramme de stabilité mesuré en transport est la clé pour réussir à isoler un seul électron dans la DBQ. L'étude des points triples à fort biais source-drain nous permettra quant à elle de sonder les niveaux excités ainsi que les états de spin des électrons confinés.

Chapitre 2

Aspects expérimentaux

Ce chapitre expose les aspects expérimentaux du projet. La première section explique le fonctionnement de la double boîte quantique (DBQ) de type MOSFET en silicium. La deuxième partie décrit les montages expérimentaux pour les mesures à 1.5 K et à 8 mK. Enfin, la troisième partie donne des résultats de mesures préliminaires sur le dispositif.

2.1 Fonctionnement des dispositifs

Les dispositifs étudiés dans ce mémoire sont des doubles boîtes quantiques latérales en silicium de type métal-oxyde-semiconducteur (DBQ Si MOS). Il s'agit en fait de MOSFET (*Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor*) à enrichissement de type n en silicium, dont le procédé de fabrication a été modifié pour intégrer des grilles de déplétion. Les dispositifs ont été entièrement conçus et fabriqués aux Sandia National Laboratories, au Nouveau-Mexique, par l'équipe de Malcolm S. Carroll [18].

La première phase de fabrication des dispositifs est réalisée de la même façon que pour un circuit MOSFET de qualité commerciale (technologie 350 nm). Les étapes essentielles de cette première phase sont illustrées à la figure 2.1 (a), qui représente une coupe transversale du dispositif. Elles consistent en la formation des contacts ohmiques dopés $n+$ (par photolithographie et implantation d'ions), la croissance d'un mince oxyde de grille (SiO_2), et la déposition et l'activation du poly-silicium (silicium polycristallin). La deuxième phase de fabrication (figure 2.1 (b)) consiste à former les grilles de déplétion à partir du poly-Si, par électrolithographie. Les grilles sont ensuite recouvertes d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3) par dépôt de couches atomiques (*Atomic Layer Deposition*, ALD), puis de la grille d'accumulation en aluminium. La figure 2.1 (c) montre une coupe transversale d'une grille de déplétion, ce qui permet de voir les différentes couches de matériaux qui constituent le dispositif une fois complété. Les détails du processus de fabrication complet sont disponibles en consultant la référence [18].

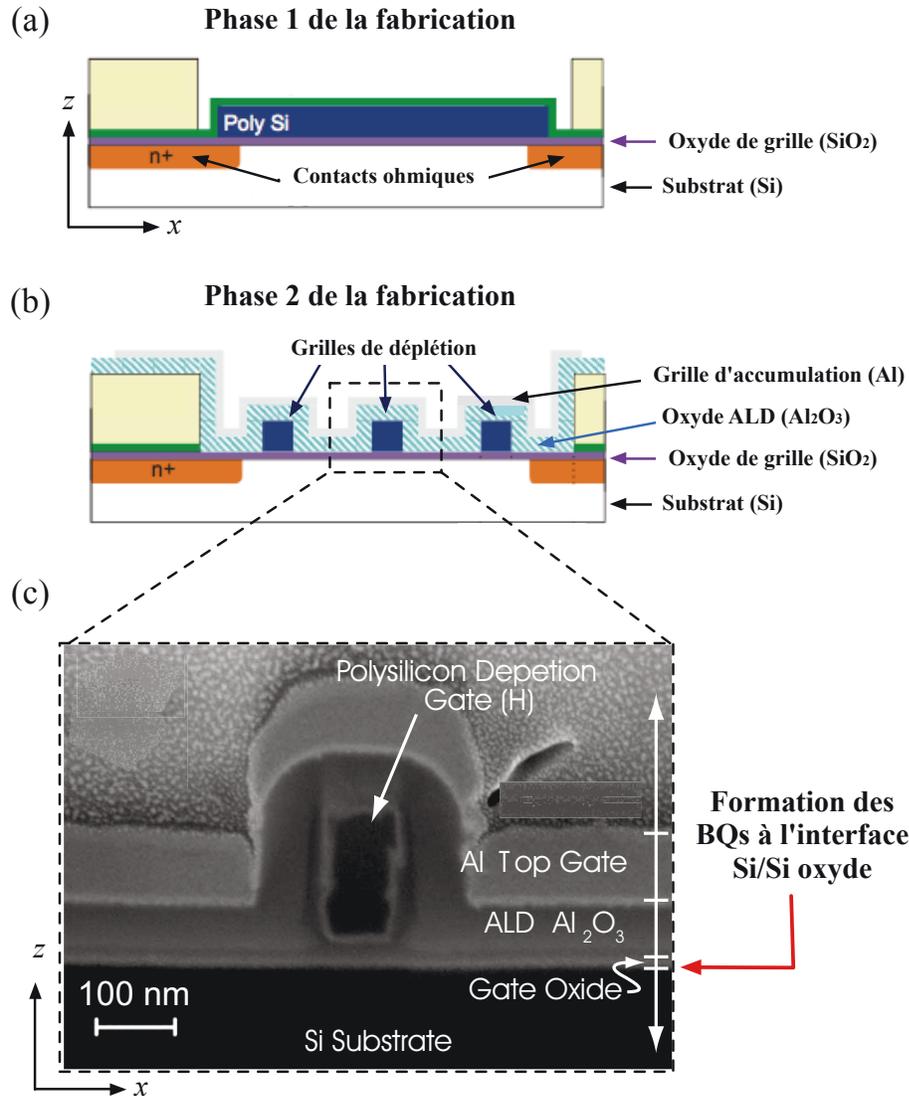


FIGURE 2.1 – Fabrication des doubles boîtes quantiques de type MOSFET. (a) Phase 1 de la fabrication : coupe transversale du dispositif. Cette phase comprend notamment la formation des contacts ohmiques, la déposition de l'oxyde de grille, et la déposition et l'activation de la couche de poly-Si, suivant un procédé standard pour les MOSFET. (b) Phase 2 de la fabrication : coupe transversale. Elle commence par la formation des grilles de déplétion par électrolithographie à partir du poly-Si. Ensuite, l' Al_2O_3 est déposé par ALD, et finalement la grille d'accumulation en aluminium est intégrée par photolithographie et déposition métallique. (c) Image MBE : coupe transversale d'une grille de déplétion d'un dispositif complété. On y voit les différents matériaux qui constituent le dispositif. Les boîtes quantiques sont formées à l'interface Si/SiO₂ (substrat/oxyde de grille). Une couche d' Al_2O_3 isole les grilles de déplétion en poly-Si de la grille d'accumulation en Al. Images reproduites avec la permission de M. S. Carroll [18].

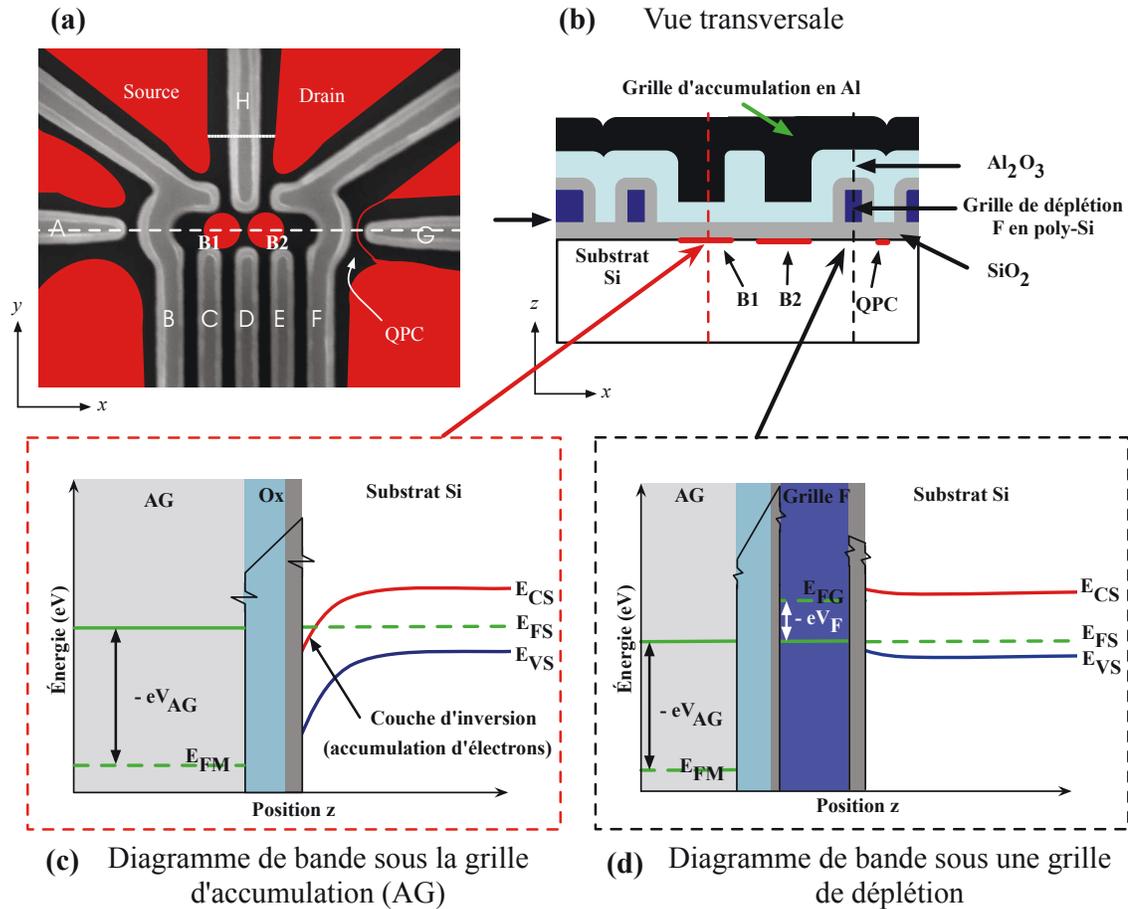


FIGURE 2.2 – Principe de fonctionnement des doubles boîtes quantiques de type MOSFET. (a) Image MBE [18] d'un dispositif après la formation des grilles de déplétion. On y a superposé un schéma des zones contenant des électrons (en rouge) lorsque les potentiels appropriés sont appliqués sur les grilles de déplétion (A, B, C, D, E, F, G, H) et la grille d'accumulation AG. Les boîtes quantiques B1 et B2 sont connectées en série à la source et au drain. Le canal QPC est utilisé pour la détection de charge. (b) Coupe transversale selon la ligne pointillée blanche en (a) d'un dispositif complété [20]. On y voit chaque matériau ainsi que la position des boîtes B1 et B2 et du canal QPC, tels que délimités par les tensions appliquées sur les grilles de déplétion. (c) Diagramme de bandes sous la grille d'accumulation AG, selon la ligne pointillée rouge en (b). L'application d'une tension positive suffisante sur AG permet la formation d'une couche d'inversion, peuplée en électrons, à l'interface Si/SiO₂. (d) Diagramme de bandes sous la grille de déplétion F, selon la ligne pointillée noire en (b). La tension négative appliquée sur la grille de déplétion écrante le potentiel de AG, et permet de repousser les électrons en redressant la bande de conduction. E_{CS} est la bande de conduction du semi-conducteur (substrat Si), E_{VS} est la bande de valence du semi-conducteur, E_{FS} est l'énergie de Fermi dans le semi-conducteur, E_{FM} est l'énergie de Fermi dans le métal (grille AG), E_{FG} est l'énergie de Fermi dans la grille F. Explications tirées de [23]. Images (a) et (b) reproduites avec la permission de M. S. Carroll.

Un gaz bi-dimensionnel d'électrons (G2DE) est formé en appliquant une tension positive sur la grille d'accumulation (AG), ce qui attire les électrons à l'interface substrat/oxyde de grille. On peut ensuite repousser le G2DE de certaines zones spécifiques en appliquant des voltages négatifs sur les grilles de déplétion. Cela permet de former deux boîtes quantiques, où les électrons sont confinés dans les trois directions de l'espace. La figure 2.2 (a) montre un dispositif similaire à celui étudié ici juste après l'étape de fabrication des grilles de déplétion. On y a superposé un schéma de la répartition du G2DE (en rouge) qui montre, avec l'application des voltages appropriés sur les grilles, la formation de deux îlots d'électrons, les boîtes quantiques B1 et B2, au centre du dispositif. B1 et B2 sont reliées en série aux réservoirs source et drain. Ces derniers sont connectés aux contacts ohmiques dopés $n+$ (non visibles sur cette image car ils sont beaucoup plus loin). La DBQ est sondée en mesurant le courant qui la traverse (ou en mesurant la variation de courant dans le canal de conduction du point de contact quantique pour des mesures en détection de charge). La figure 2.2 (b) montre un schéma d'une coupe transversale du dispositif, selon la ligne blanche pointillée à la figure 2.2 (a). On y voit clairement la position des boîtes B1 et B2, à l'interface du substrat et de l'oxyde de grille.

L'effet de l'application de tensions sur la grille d'accumulation et les grilles de déplétion est illustré à la figure 2.2 (c) et (d). On y a tracé le diagramme de bandes pour une région sous la grille d'accumulation AG (figure 2.2 (c), suivant la ligne pointillée rouge de la figure 2.2 (b)) et pour une région sous une grille de déplétion (figure 2.2 (d), suivant la ligne pointillée noire de la figure 2.2 (b)). Sur ces diagrammes, l'énergie des électrons est tracée en fonction de la position z dans le dispositif. La courbe rouge E_{CS} est la bande de conduction des électrons dans le semiconducteur, la courbe bleue E_{VS} est la bande de valence des électrons dans le semiconducteur, et la ligne verte pointillée E_{FS} (E_{FM}) est le niveau de Fermi dans le semiconducteur (métal). On voit en (c) que l'application d'une tension positive V_{AG} sur AG abaisse le niveau de Fermi dans le métal d'une énergie eV_{AG} par rapport à son niveau de Fermi à voltage nul (ligne verte pleine). Le substrat étant gardé à la masse, cela induit une courbure dans la structure de bande du substrat à l'interface substrat/oxyde [23]. La bande de conduction de l'oxyde (en noir) est beaucoup plus haute en énergie que pour le Si, c'est pourquoi on l'a représenté avec des lignes brisées. Pour former un G2DE, on choisit une tension V_{AG} suffisante pour que la bande de conduction E_{CS} croise l'énergie de Fermi dans le silicium. Il y a donc accumulation d'électrons à l'interface Si/SiO₂, sur une distance typiquement inférieure à 0.1 nm [23] (figure 2.2 (a)). Comme ce surplus d'électrons se produit dans un substrat dopé p , dont les porteurs de charge majoritaires sont les trous, on l'appelle une *couche d'inversion*.

La figure 2.2 (d) illustre quant à elle le diagramme de bandes sous une grille de déplétion. Dans ce cas, le champ électrique produit par AG est écranté, et en appliquant une tension V_F suffisamment négative sur la grille de déplétion F, on peut redresser les bandes d'énergie dans le substrat, ce qui revient à dépléter de ses électrons la couche d'inversion qui se trouve sous la grille. C'est ainsi qu'une configuration d'électrons semblable à celle illustrée à la figure 2.2 (a) peut être obtenue.

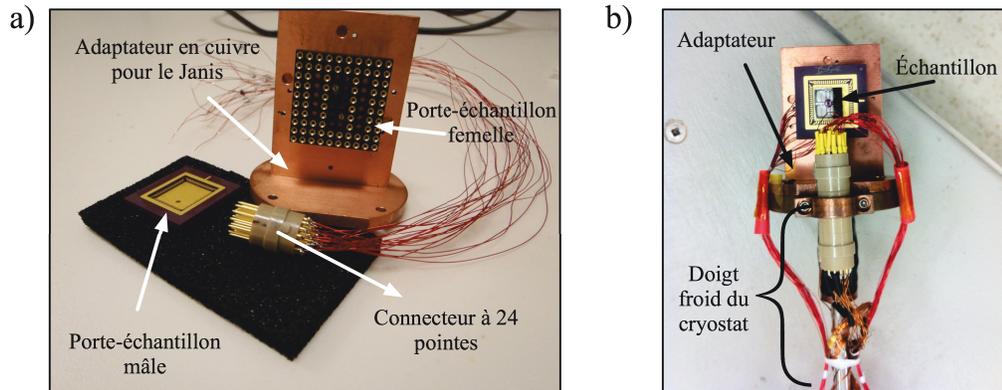


FIGURE 2.3 – Porte-échantillon utilisé pour les mesures sur 684LR. (a) Différents composants pour le montage du porte-échantillon. (b) Composants assemblés et montés sur le doigt froid du cryostat Janis.

2.2 Montages expérimentaux

Le blocage de Coulomb, qui nous permet de tracer le diagramme de stabilité, n'est observable qu'à très basse température. Il faut en effet que l'énergie thermique des électrons, $k_B T$, soit beaucoup plus petite que l'énergie de charge ($1 \text{ meV} < E_C < 10 \text{ meV}$ dans des dispositifs semblables aux nôtres [17]). Ainsi, comme 1 meV est équivalent à 12 K environ, il faudra utiliser des températures de l'ordre de 1 K pour être capable d'observer du blocage de Coulomb. Si E_{C_m} et ΔE (souvent $< 1 \text{ meV}$) nous intéressent, il faudra encore réduire la température de quelques ordres de grandeur. Donc, pour s'assurer que le comportement du dispositif est dominé par le confinement électrostatique et le confinement quantique, et non par l'énergie thermique des porteurs de charge, on utilise le cryostat à température variable Janis, pouvant atteindre une température de 1.5 K . La plupart des mesures préliminaires qui sont présentées dans la dernière section du présent chapitre ainsi qu'au chapitre 3 y ont été effectuées. Comme on le verra plus loin, il a été possible d'isoler un seul électron dans la DBQ à cette température (chapitre 3). Pour pouvoir observer le phénomène du blocage de spin (chapitre 4) et les niveaux excités, il faut cependant utiliser une température encore plus basse. C'est donc le réfrigérateur à dilution BlueFors, qui permet d'atteindre une température de 8 mK , qui a été utilisé pour cette tâche.

Le dispositif 684LR sur lequel toutes les mesures présentées dans ce mémoire ont été réalisées est arrivé à Sherbrooke déjà monté et branché sur un porte-échantillon avec 64 contacts de branchement. Un adaptateur a été fabriqué ici à Sherbrooke pour permettre de monter ce porte-échantillon dans le cryostat Janis. La figure 2.3 (a) montre les différents composants du montage de l'échantillon. On y voit la partie femelle du porte-échantillon à 64 contacts, fixée à l'adaptateur en cuivre, et un exemplaire de la partie mâle, sur lequel est normalement collé l'échantillon. L'échantillon 684LR est donc arrivé déjà connecté par micro-soudures à 24 contacts sur le porte-échantillon mâle. Ces contacts se terminent en pointes métalliques à l'arrière du porte-échantillon mâle et sont insérées

dans la partie femelle, dont les pointes sont à leur tour connectées par des soudures à des fils de cuivre. Les 24 fils de cuivre sont ensuite connectés aux lignes en courant continu (CC) du système Janis par le connecteur à 24 pointes (en beige sur la photo). L'adaptateur de cuivre se fixe au Janis par la partie circulaire, comme le montre la figure 2.3 (b). Le même adaptateur a été utilisé pour les mesures dans le réfrigérateur BlueFors.

2.2.1 Cryostat à température variable Janis

La figure 2.4 montre un schéma en coupe du cryostat à température variable Janis. Le porte-échantillon est fixé à une tige de métal, placée dans un tube qui baigne dans l'hélium liquide. La vis de positionnement au sommet de la tige de l'échantillon permet d'orienter l'échantillon dans le champ magnétique (maximum de 8 T orienté selon l'axe vertical) produit par l'aimant supraconducteur immergé dans l'hélium liquide. Aucun champ magnétique n'a cependant été appliqué lors de nos expériences dans le Janis.

Les lignes CC partant du porte-échantillon sont ancrées thermiquement au support de cuivre, et sont reliées à un connecteur au sommet de la tige, qui lui est connecté aux appareils de mesure. Un tube de bore, relié par une valve pointeau au bain d'hélium, permet d'injecter de l'hélium (^4He) dans le tube de l'échantillon. Un élément chauffant, le vaporisateur, vaporise cet hélium. Puisque le tube est toujours gardé sous vide via une pompe connectée à la ligne de pompage, le gaz injecté est refroidi. L'échantillon peut donc être amené à une température minimale d'environ 1.4 K, et une température maximale de 300 K, grâce à un autre élément chauffant placé juste au-dessus de l'échantillon, ce qui constitue le VTI (*Variable Temperature Insert*). L'isolation thermique de l'échantillon est assurée par des déflecteurs de rayonnement placés sur la tige métallique. De plus, deux chambres d'isolation sous vide maintiennent une isolation entre le tube de l'échantillon et le bain d'hélium, ainsi qu'entre le bain d'hélium et le bain d'azote liquide. Le système complet est installé sur une table anti-vibration.

Les mesures préliminaires sont effectuées avec des unités mesure-source (UMS) (figure 2.5). Les UMS peuvent appliquer des tensions et mesurer des courants ou vice-versa. La gestion des paramètres de source et de mesure est contrôlée par un module central pouvant contenir jusqu'à huit UMS. Dans les expériences, quatre UMS seulement sont utilisées. Les mesures typiques consistent à appliquer une différence de potentiel entre deux contacts ohmiques du GE2D et mesurer la variation du courant en fonction de la tension appliquée sur les grilles (figure 2.5). La maniabilité du dispositif est optimale lorsque les 11 grilles et au moins 2 contacts ohmiques peuvent être contrôlés indépendamment. Cependant, le nombre de UMS limité signifie que lors des expériences avec le Janis, il n'est pas possible d'appliquer plus de quatre tensions différentes sur le dispositif. Le montage du réfrigérateur BlueFors permet toutefois d'atteindre ce contrôle optimal sur le dispositif (voir la section suivante).

Les UMS limitent le courant et la tension appliqués sur les grilles et dans le GE2D de façon à protéger les dispositifs. Ainsi, on s'assure que le courant de fuite entre le GE2D et les grilles n'excède jamais 1 nA. Des résistances internes aux UMS de 1 M Ω sont aussi placées en série avec les grilles afin de réduire le courant de fuite de celles-ci. Les entrées/sorties du module central sont branchées

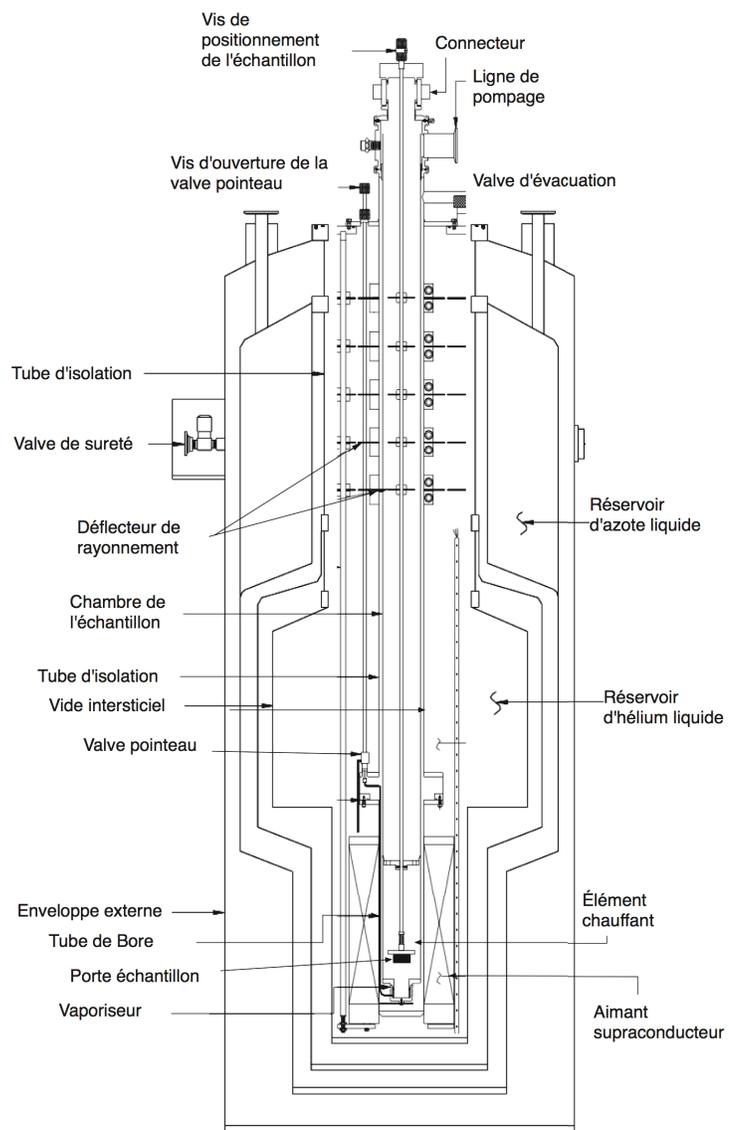


FIGURE 2.4 – Schéma en coupe du cryostat Janis illustrant les composants principaux du système. Figure tirée du guide d'utilisation du cryostat Janis.

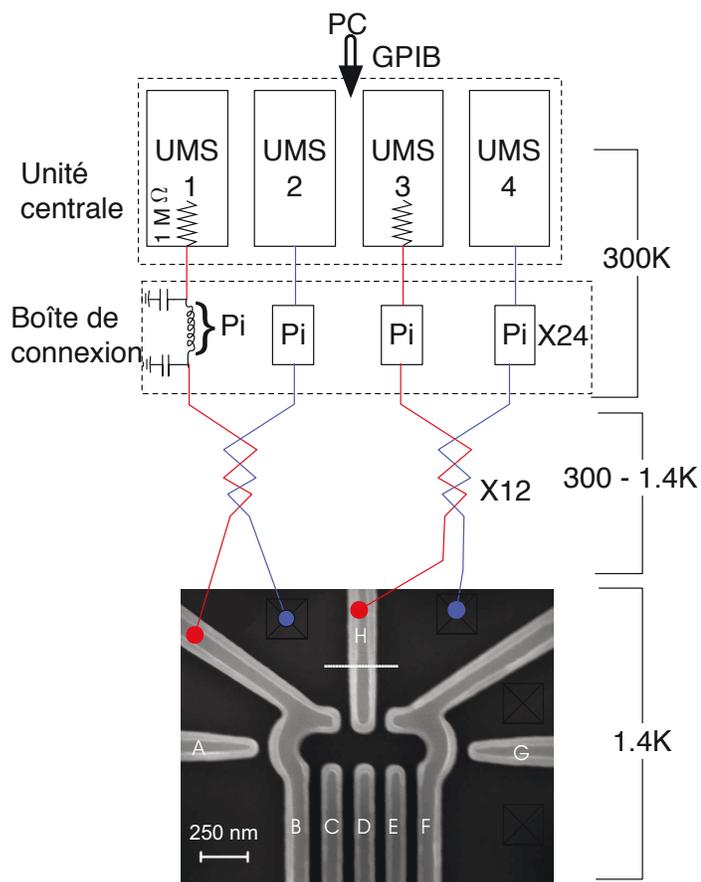


FIGURE 2.5 – Branchements typiques utilisés pour les mesures préliminaires dans le cryostat Janis. Quatres UMS sont utilisés pour sonder l'échantillon. On applique et mesure le courant sur les contacts ohmiques (lignes bleues) et on applique les voltages sur les grilles avec les lignes CC rouges (auxquelles sont ajoutées en série des résistances de $1\text{ M}\Omega$ dans les UMS). Les filtres Pi dans la boîtes de connexion servent à atténuer les hautes fréquences. Un protocole de communication GPIB permet de contrôler l'unité centrale par ordinateur. Schéma reproduit avec la permission de Julien Camirand Lemyre [24].

à une boîte de connexion. La boîte contient des filtres Pi, constitués de deux capacités reliées à la masse ainsi que d'une inductance (figure 2.5). Ces filtres atténuent les hautes fréquences dans les lignes CC, offrant une protection supplémentaire aux grilles tout en augmentant le rapport signal sur bruit dans les mesures de courant. La précision de l'appareil est d'environ 100 fA pour la mesure des courants et de $1\text{ }\mu\text{V}$ pour les tensions.

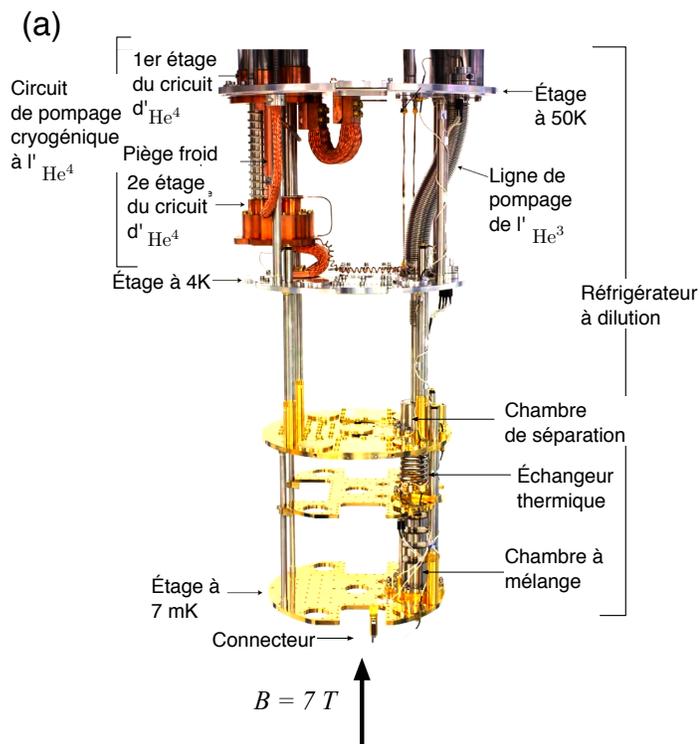


FIGURE 2.6 – Schéma du cryostat BlueFors. Les trois étages du réfrigérateur à dilution permettent de refroidir l'échantillon jusqu'à 7 mK. L'aimant supraconducteur permet d'appliquer des champs magnétiques jusqu'à 7 T selon l'axe vertical sur un échantillon placé au bout du doigt froid (plus bas que le connecteur) et aligné selon l'axe central du réfrigérateur. Schéma reproduit avec la permission de Julien Camirand Lemyre [24].

2.2.2 Réfrigérateur à dilution BlueFors

Le BlueFors est un réfrigérateur à dilution sans liquide cryogénique permettant de refroidir un échantillon jusqu'à 7 mK, grâce à un mélange de ^3He et de ^4He . Il est constitué de 3 étages avec des températures de base différentes (voir figure 2.6). Le premier étage possède une température de base de 50 K. Il est refroidi par la liquéfaction de l'hélium au niveau du deuxième étage du circuit. Le deuxième étage est refroidi à 4 K par pompage sur le ^4He . Enfin, le troisième étage est refroidi jusqu'à 7 mK par pompage et séparation de phase du mélange de ^3He et de ^4He . Le cryostat est équipé d'un aimant supraconducteur et peut produire des champs magnétiques jusqu'à 7 T dans la direction verticale, ce qui correspond, une fois l'échantillon installé, à la direction x sur la figure 2.2 (a). Le même adaptateur de cuivre que celui utilisé pour le Janis est fixé au doigt froid du BlueFors, qui est vissé et ancré thermiquement à l'étage à 7 mK (là où on voit le connecteur à la figure 2.6). Les vingt-quatre lignes électriques qui arrivent au connecteur de l'échantillon sont thermalisées aux différents étages du réfrigérateur. La température électronique n'a pas été mesurée pour cet échantillon. Cependant, des mesures précédemment effectuées sur un G2DE en GaAs/AlGaAs indiquent une température électronique de 17 mK lorsque l'échantillon est refroidi à 7 mK.

En raison des adaptateurs particuliers qui ont dû être fabriqués pour ne pas avoir à retirer l'échantillon du porte-échantillon, le montage ne permet pas de centrer l'échantillon dans le champ magnétique produit par le BlueFors. Il faut donc calculer une correction au champ magnétique. La zone de champ uniforme dans le BlueFors occupe un volume sphérique de 10 mm de diamètre, aligné avec l'axe central du doigt froid. L'échantillon se trouvant à environ 35 mm du centre de la zone de champ uniforme, on estime que la composante verticale du champ ressenti par le G2DE est de 5 à 10 % plus faible que celle du champ appliqué, en se basant sur les spécifications du manuel d'utilisation. Aussi, on s'attend à ce que les composantes horizontales du champ soient non nulles, mais très faibles.

La figure 2.7 présente les appareils de mesure utilisés pour recueillir les données en transport et en détection de charge sur le dispositif dans le BlueFors. Les expériences consistent typiquement à appliquer des tensions sur les grilles et des biais sur les contacts ohmiques et à mesurer les variations de courant que cela produit. Le IV-VI Bias-DAC (*Digital-Analog-Converter*), conçu et fabriqué à l'Université de Delft, permet d'appliquer des tensions CC sur une étendue de 4 V. On s'en sert pour appliquer des tensions sur les grilles de déplétion et la grille d'accumulation, mais aussi pour appliquer les biais source-drain. Dans ce dernier cas, le module IsoAmp atténue le signal d'un facteur allant de 100 mV/V à 1 mV/V. Pour appliquer des tensions jusqu'à 10 V, on utilise le CAD supplémentaire. On s'en sert aussi pour mesurer le courant au drain du dispositif, après l'avoir amplifié et converti en tension avec le convertisseur I-V. Les 24 CAD permettent d'appliquer des tensions différentes sur toutes les grilles du dispositif, ce qui permet un meilleur contrôle sur la formation des boîtes quantiques qu'avec le montage du cryostat Janis.

La détection de charge est réalisée en mesurant la variation de courant à travers le QPC, à droite du dispositif, en fonction des tensions appliquées sur les grilles de la double boîte quantique. Pour ce faire, un biais source-drain est appliqué sur les contacts ohmiques qui définissent le QPC avec un amplificateur synchrone. Le signal source, oscillant à une fréquence d'environ 18 Hz, est atténué par un module IsoAmp, et le courant du drain est converti en tension et amplifié par le convertisseur I-V et un autre module IsoAmp.

Les expériences sont toutes contrôlées par ordinateur avec un programme LabView. La communication avec les appareils de mesure est gérée par différents protocoles (GPIB, Éthernet, signaux optiques). Pour réduire au maximum le bruit dans les expériences, la communication entre le IV-VI Bias-DAC et les autres composants du circuits se fait par signaux optiques uniquement. De plus, le Bias-DAC fonctionne à batterie et est mis à la masse propre du cryostat. Enfin, des filtres RC cryogéniques ancrés thermiquement au doigt froid sont connectés en série avec les vingt-quatre lignes CC, pour protéger le dispositif du bruit à haute fréquence. Les lignes connectées aux grilles de l'échantillon passent par des résistances de 1 M Ω ; celles connectées aux contacts ohmiques passent par des résistances de seulement 1 k Ω , pour avoir une résistance plus faible que celle du G2DE, qui est typiquement de l'ordre de 10 k Ω .

De nombreuses pannes de courant ont affecté la prise de données dans le BlueFors. Les différents diagrammes de stabilité présentés au chapitre 4 ne sont donc pas nécessairement parfaitement équivalents, car les pannes de courant font parfois réchauffer l'échantillon ou bien modifient abruptement les tensions de grilles appliquées, ce qui fait changer le point d'opération du dispositif d'une mesure à l'autre. C'est pourquoi les valeurs d'énergie calculées à partir d'un diagramme peuvent ne pas être exactement transposables à un autre diagramme, même si les paramètres de mesure sont identiques. Cela explique aussi que certaines mesures au chapitre 4 utilisent des valeurs de grilles légèrement différentes, même s'il est mentionné qu'il s'agit du même diagramme de stabilité.

2.3 Mesures préliminaires

Avant d'étudier plus en profondeur un échantillon, il faut vérifier que toutes les grilles sont intactes et sans courts-circuits, et qu'elles présentent un effet de déplétion (ou accumulation) suffisant. Il faut aussi qu'il y ait suffisamment de contacts ohmiques fonctionnels pour pouvoir utiliser le dispositif, et que des canaux de conduction puissent être formés et pincés. Cette section montre les résultats de ces mesures préliminaires pour le dispositif 684LR. Les mesures présentées dans cette section ont été prises avec le système UMS à 1.5 K dans le cryostat Janis, sauf pour les mesures de détection de charge qui ont été réalisées dans le BlueFors.

2.3.1 Courant de fuite des grilles

La première étape de caractérisation du dispositif consiste à s'assurer qu'il n'y a pas de courts-circuits entre les grilles. En effet, l'atout des doubles boîtes quantiques latérales réside dans leur flexibilité et leur maniabilité. On doit pouvoir appliquer précisément le voltage voulu sur chaque grille individuellement. Pour vérifier si des courts-circuits sont présents, on mesure avec le montage UMS (figure 2.5) le courant à travers chacune des grilles en fonction du voltage appliqué. La figure 2.8 illustre le comportement du courant à travers CP et à travers AG en fonction du voltage appliqué sur la grille (voltage négatif pour CP, voltage positif pour AG). On remarque que l'amplitude du courant de fuite augmente avec l'amplitude du voltage appliqué sur la grille dans les deux cas, et de façon similaire. Cette augmentation régulière du courant est normale, et s'explique par le fait que lorsqu'une tension négative par rapport au G2DE est appliquée sur la grille de déplétion, il devient plus probable pour des électrons de tunneler à travers l'oxyde. Il y a donc de plus en plus d'électrons qui traversent de la grille vers le substrat, d'où le courant de fuite de plus en plus négatif. L'inverse se produit avec AG, où on observe un courant de plus en plus positif, au fur et à mesure que davantage d'électrons du substrat peuvent traverser l'oxyde et fuir à travers la grille.

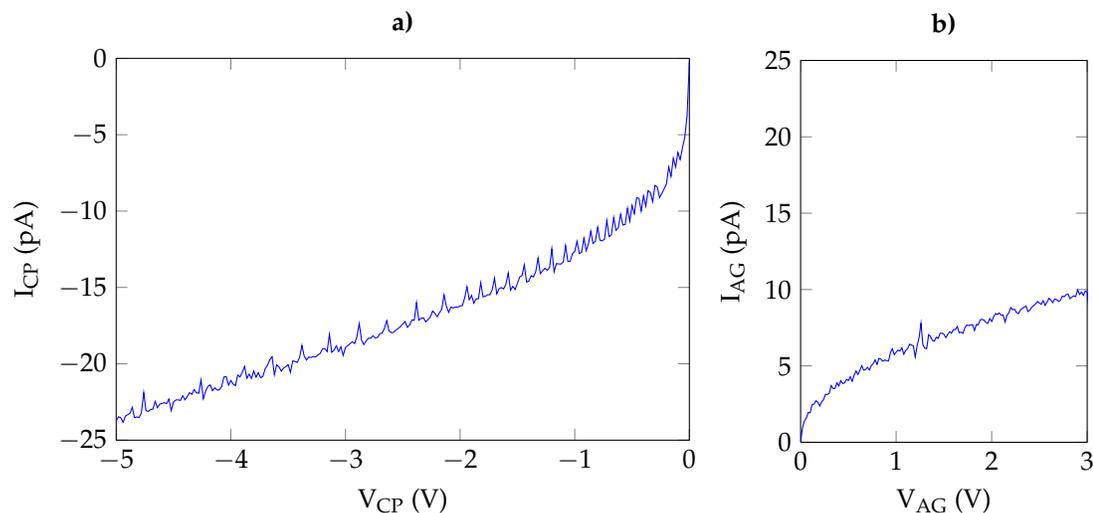


FIGURE 2.8 – Courant de fuite à travers les grilles. (a) Courant de fuite à travers la grille CP. Toutes les grilles de déplétion du dispositif présentent un comportement similaire à celui de CP en fonction du voltage appliqué, et les amplitudes maximales du courant de fuite ne dépassent pas une trentaine de picoampères. (b) Courant de fuite à travers AG. Le comportement est l’inverse de ce qu’on observe pour CP, car le voltage appliqué est positif.

Le comportement illustré à la figure 2.8 est typique pour toutes les grilles du dispositif. Le courant mesuré à -5 V est toujours de l’ordre de -30 pA maximum. Si il y avait un court-circuit avec un autre contact, on verrait plutôt le courant atteindre des valeurs beaucoup plus élevées. On en conclut qu’il n’y a pas de courts-circuits entre les grilles ou avec le substrat. Les pics fréquents et de même amplitude qui se superposent au courant de base, visibles pour toutes les grilles, peuvent être associés à des événements de charge et de décharge de défauts dans l’oxyde [25].

2.3.2 Contacts ohmiques

Pour confirmer que les contacts ohmiques sont fonctionnels, on doit vérifier qu’il est possible de former un canal de conduction entre deux contacts ohmiques adjacents. C’est la première étape avant de s’attaquer à la caractérisation des canaux de conduction entre des contacts plus éloignés. On mesure donc le courant entre deux contacts ohmiques, la source et le drain, en fonction du voltage appliqué sur la grille d’accumulation AG. Chaque point mesuré correspond à une moyenne du courant sur un temps d’intégration donné (dépendant de la précision voulue). Chaque point correspond donc à plusieurs événements de transport successifs. La figure 2.9 illustre les branchements utilisés (b) et le comportement typique observé pour le courant entre deux contacts adjacents en fonction du voltage de grille (a), à une température de 1.5 K et 8 mK, pour un biais source-drain de 100 μ V. Le courant entre la source et le drain est nul jusqu’à une certaine valeur de V_{AG} . C’est la tension seuil V_{Th} . On remarque que V_{Th} est pratiquement la même pour les deux températures. Cependant, le courant est beaucoup plus élevé à 1.5 K. En effet, la densité de porteurs de charge dans les contacts

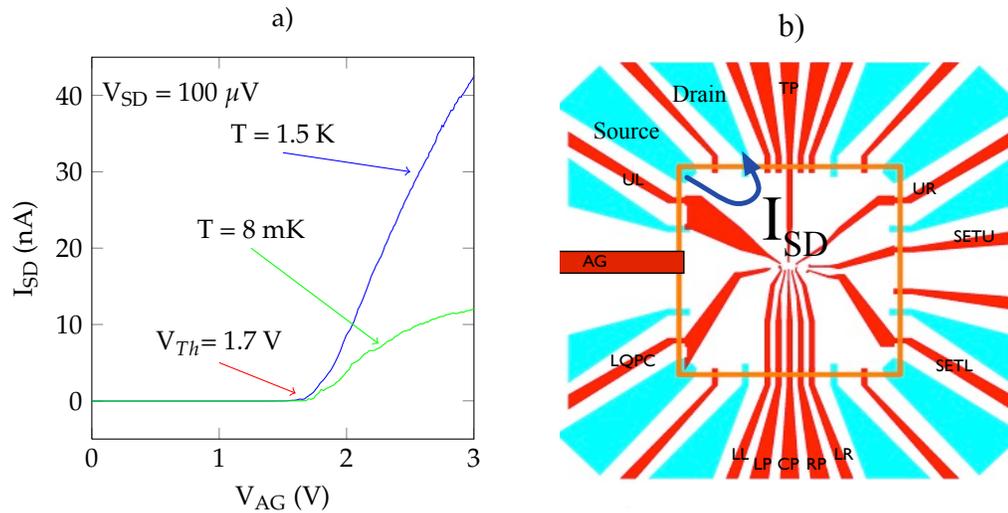


FIGURE 2.9 – Caractérisation des contacts ohmiques. (a) Le courant entre deux contacts ohmiques adjacents est mesuré en fonction de la tension appliquée sur la grille AG, à $T = 8 \text{ mK}$ (courbe bleue) et à $T = 1.5 \text{ K}$ (courbe verte), pour un biais source-drain de $100 \mu\text{V}$. Un courant apparaît à la tension de seuil, $V_{Th} = 1.7 \text{ V}$ dans les deux cas. À 8 mK , le courant sature ensuite assez rapidement à une valeur d'environ 10 nA . À 1.5 K , le courant continue d'augmenter, sans saturation visible. (b) Schéma des branchements utilisés pour la mesure, reproduit avec la permission de M. S. Carroll.

ohmiques dopés $n+$ augmente avec la température, ce qui permet de fournir plus d'électrons pour contribuer au courant source-drain une fois que le canal de conduction est formé. C'est pourquoi on peut voir le courant saturer à 8 mK , mais pas à 1.5 K . L'allure du courant source-drain en fonction de V_{AG} est en accord avec le comportement habituel d'un MOSFET [23]. Toutes les paires de contacts ohmiques adjacents du dispositif affichent un comportement similaire.

2.3.3 Canaux de conduction

La prochaine étape de caractérisation du dispositif consiste à confirmer la formation des canaux de conduction principaux, soit à travers la double boîte quantique (DQD), à travers le transistor à un électron (SET), et à travers le point de contact quantique (QPC). Ces canaux de conduction sont identifiés à l'encart de la figure 2.10, qui illustre aussi l'arrangement réel des grilles de déplétion dans la région d'intérêt pour le dispositif 684LR. Cet arrangement diffère de celui illustré dans les images précédentes, car ces dernières représentent une ancienne version du dispositif. À la figure 2.10, le courant entre la source et le drain est mesuré pour les différents canaux de conduction en fonction de la tension appliquée sur la grille d'accumulation AG. Cela permet de déterminer la tension de seuil V_{Th} pour chacun des canaux. On a ainsi $V_{Th} \text{ QPC} = 2.4 \text{ V}$, $V_{Th} \text{ SET} = 2.9 \text{ V}$, et $V_{Th} \text{ DQD} = 3.5 \text{ V}$. Toutes les grilles de déplétion et les contacts ohmiques autres que la source et le drain sont mis à la terre. Notons que l'on préférerait avoir des tensions de seuil égales ou presque pour les trois canaux, ce qui permettrait de les faire fonctionner à leur point optimal en même temps.

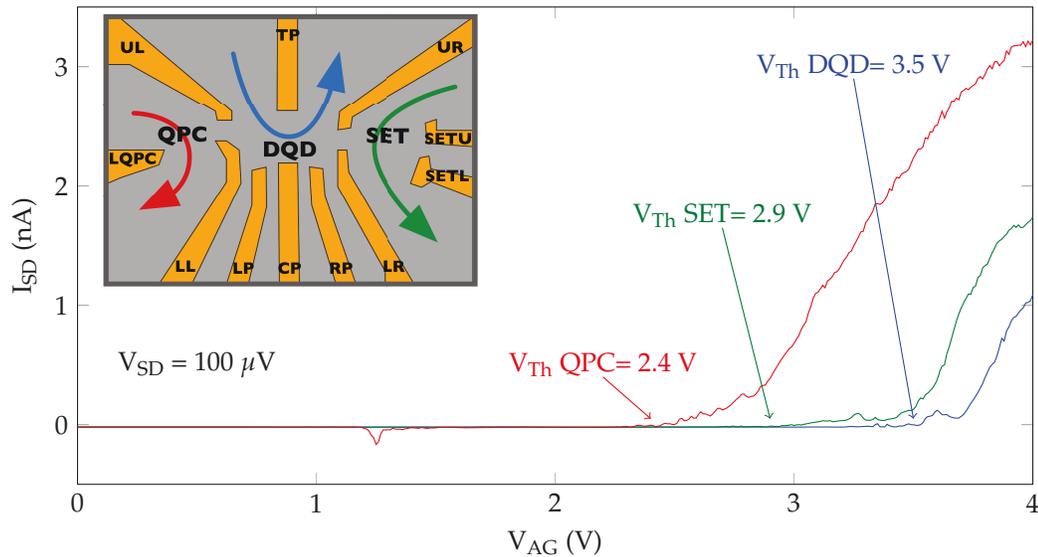


FIGURE 2.10 – Courant source-drain I_{SD} dans les canaux DQD, SET, et QPC, en fonction de V_{AG} , pour un biais source-drain de $100 \mu\text{V}$. Chaque canal de conduction a une tension de seuil V_{Th} différente, indiquée sur le graphique. L'encart en haut à gauche montre les différents canaux tels que définis par les grilles du dispositif.

2.3.4 Points de pincement

Il est impératif que les grilles de déplétion soient en mesure de pincer les canaux de conduction, sans quoi la formation d'îlots d'électrons bien séparés par des barrières tunnel serait impossible. On caractérise donc les points de pincement de chacune des grilles, c'est-à-dire le voltage qu'il faut lui appliquer pour fermer le canal de conduction DQD, celui qui passe par les boîtes quantiques. La figure 2.11 (a) illustre la façon dont le point de pincement d'une grille est déterminé. Le courant à travers le canal DQD est mesuré en fonction du voltage appliqué sur la grille de déplétion TP, en gardant toutes les autres grilles de déplétion à la masse, pour un biais source-drain de $100 \mu\text{V}$ et $V_{AG} = 3.83 \text{ V}$. Cette valeur de AG a été choisie pour avoir un courant dans le canal DQD d'environ 0.5 nA . À $V_{TP} = -2.5 \text{ V}$, le courant I_{DQD} chute à zéro, alors qu'il affichait une valeur d'environ 0.25 nA en moyenne avant ce point. Le canal est donc pincé à cette valeur de TP. Les pics visibles par la suite sont des pics de blocage de Coulomb. Dans le dispositif de type MOSFET, les grilles de déplétion fournissent un certain écrantage du voltage de la grille d'accumulation, même lorsqu'elles sont seulement mises à la terre. Ainsi, les zones sous les grilles de déplétion sont déjà vidées à 0 V , et le balayage d'une seule grille de déplétion peut conduire à la formation d'une boîte quantique, et donc à l'apparition de pics de Coulomb. Dans les boîtes quantiques standard en GaAs, la densité de porteurs est fixée par la structure de bandes, et non par une grille d'accumulation, et un potentiel non-nul doit être appliqué sur plusieurs grilles de déplétion pour former une boîte quantique. Donc le balayage d'une seule grille ne produirait pas de pics de blocage de Coulomb dans un dispositif en GaAs.

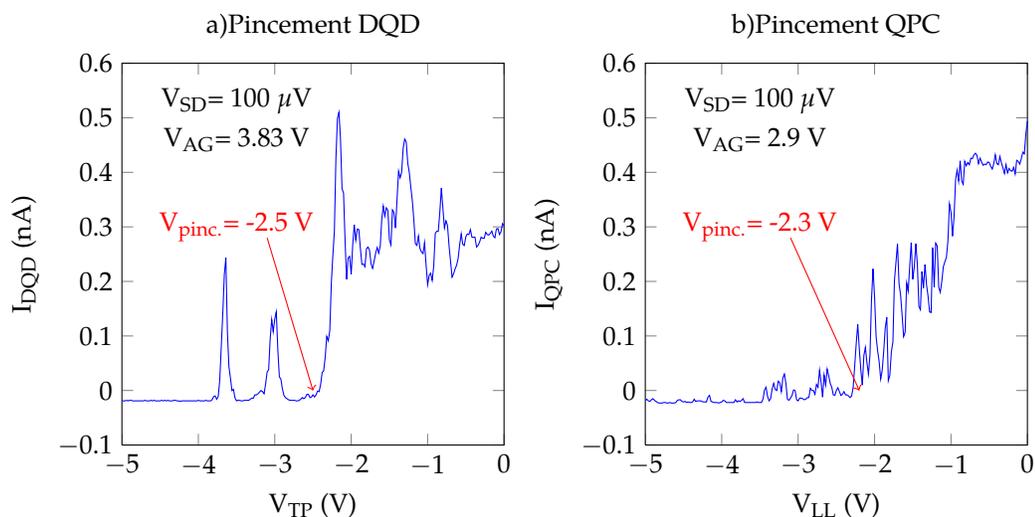


FIGURE 2.11 – Identification des points de pincement. (a) Courant à travers le canal DQD en fonction du voltage appliqué sur la grille TP, à $V_{SD}=100 \mu\text{V}$ et $V_{AG}=3.83 \text{ V}$. Le canal est pincé à $V_{TP}=-2.5 \text{ V}$. Les pics visibles par la suite sont des pics de blocage de Coulomb. (b) Courant à travers le canal QPC en fonction du voltage appliqué sur la grille LL, à $V_{SD}=100 \mu\text{V}$ et $V_{AG}=2.9 \text{ V}$. La grille LL pince le canal à -2.3 V environ. On remarque des oscillations assez importantes dans le courant, caractéristique du blocage de Coulomb, alors qu'on s'attendrait à une courbe plus lisse pour un QPC idéal.

TABLE 2.1 – Points de pincement des grilles de déplétion pour les canaux de conduction DQD et QPC. Les données sont prises à 1.5 K , avec un biais source-drain de $100 \mu\text{V}$, et un voltage $V_{AG}=3.83 \text{ V}$ pour le canal DQD, et $V_{AG}=2.9 \text{ V}$ pour le canal QPC. Toutes les autres grilles sont mises à la terre.

Grille	Pincement DQD (V)
UL	-4.0
TP	-2.5
UR	<-5.0
LR	-1.4
RP	-1.1
CP	-0.5
LP	-1.2
LL	-1.6

Grille	Pincement QPC (V)
UL	-4.5
LQPC	<-5.0
LL	-2.3

Toutes les grilles de déplétion qui influencent le canal DQD dans notre dispositif ont été mesurées, et les valeurs de points de pincement obtenues sont indiquées dans le tableau 2.1. Seule la grille UR pose un problème, puisque pour pincer le canal, il faut lui appliquer une tension inférieure à -5V. Il est possible que UR soit abîmée ou plus courte que prévu, ce qui réduit son efficacité. Les points de pincement des grilles qui influencent le canal du QPC ont également été mesurés. Les points de pincement pour UL, LL et LQPC (les grilles les plus proches du canal QPC) sont indiquées dans le tableau 2.1. Dans ce cas, $V_{AG} = 2.9$ V, pour avoir un courant de base dans le canal d'environ 0.5 nA. Le tableau 2.1 montre que le canal QPC est très difficile à pincer avec la grille LQPC. Il faut lui appliquer des tensions inférieures à -5 V. Aussi, à la figure 2.11 (b), des pics dans le courant du QPC sont visibles. Pour un QPC idéal, efficace pour la détection de charge, on s'attendrait plutôt à une courbe lisse qui descend abruptement, avec possiblement présence de plateaux [26]. Les pics de blocage de Coulomb observés ici indiquent la présence de boîtes quantiques parasites dues à des défauts dans le substrat et/ou dans l'oxyde de grille [18]¹.

2.3.5 Détection de charge

Lorsque les barrières tunnels entre les réservoirs et les boîtes quantiques, ou entre les deux boîtes quantiques, deviennent très grandes, le courant qui circule entre la source et le drain peut devenir imperceptible. On ne peut donc pas se fier au fait que les triangles de conduction ne soient plus visibles pour affirmer qu'il n'y a plus d'électrons dans les boîtes. On doit utiliser une autre méthode que les mesures en transport, qui sera sensible au nombre d'électrons même lorsque les barrières tunnels sont très élevées.

La détection de charge permet de sonder l'état de la boîte quantique sans y faire circuler de courant [27]. La méthode consiste à faire circuler un courant à travers la constriction formée par un QPC (*point de contact quantique*), juste à côté de la boîte quantique (voir schéma des branchements à l'encadré de la figure 2.10). Le nombre d'électrons qui se trouvent sur la boîte quantique influencera l'intensité du courant qui circule dans le QPC, ce qui permet de connaître avec précision l'état de charge de la DBQ. En effet, lorsque la constriction est assez étroite, les modes de conduction du courant sont quantifiés, et donc un changement d'une seule charge électronique dans la boîte peut mener à une variation mesurable du courant dans le QPC. La méthode de détection de charge peut aussi fonctionner en utilisant une boîte quantique comme détecteur, à côté de la boîte quantique à mesurer. Dans notre dispositif, cette dernière forme de détecteur est appelée SET (pour *single-electron-transistor*).

Comparons donc les diagrammes de stabilité obtenus en transport et en détection de charge. La figure 2.12 (a) montre un agrandissement de l'un des derniers triangles de conduction visibles dans un diagramme de stabilité en transport semblable à celui de la figure 4.1, au chapitre 4. Certaines tensions ont été modifiées par rapport à 4.1 pour maximiser la visibilité des derniers points triples (par exemple en symétrisant les barrières tunnel, tel qu'expliqué à la section 3.3), et pour rendre la

1. Les points de pincement du canal SET n'ont pas été mesurés.

détection de charge plus sensible. À la figure 2.12 (a), on voit que lors de mesures en transport, seuls les triangles de conduction sont visibles. On a tracé avec des lignes jaunes pointillées les transitions entre les différentes régions à nombre d'électrons constant du diagramme de stabilité en transport. Les nombres d'électrons dans les boîtes de gauche et de droite (N_{Gauche} , N_{Droite}) sont indiqués pour chaque région.

La figure 2.12 (b) montre le résultat d'une mesure en détection de charge sur la même région du diagramme de stabilité que (a). Cette fois, les transitions correspondant à l'ajout ou le retrait d'un électron sur une boîte deviennent visibles. Le courant à travers le QPC est dérivé par rapport au voltage de grille, ce qui permet de faire ressortir les lignes de transition, les endroits où il y a un changement brusque du courant à travers le QPC dû à l'ajout/retrait d'une charge sur les boîtes. Les lignes de transition sont difficilement visibles, c'est pourquoi on les a mises en évidence avec des lignes pointillées à la figure 2.12 (c). Une fois que l'on sait où regarder, il est plus facile de distinguer la variation du courant dans le QPC causée par ces transitions à la figure 2.12 (b).

Malheureusement, en raison de la visibilité réduite de ces transitions, qui bien que présentes sont difficiles à distinguer, et parce que le QPC n'était sensible que dans une région limitée du diagramme de stabilité, il n'a pas été possible de tracer un diagramme de stabilité à grande échelle en détection de charge. Il faut comprendre que les voltages appliqués aux grilles LL et LR influencent l'état du QPC. Un programme de compensation active, qui ajuste la tension du QPC pour le garder proche de son point d'opération le plus sensible en fonction des modifications des tensions sur les autres grilles, s'avère utile dans une telle situation [28]. Mais dans notre cas, même après avoir implémenté un programme de compensation active basé sur la référence [28], le QPC était trop peu sensible pour que celui-ci soit efficace. Cela est dû en grande partie au fait que le QPC ne forme pas une constriction et un canal de conduction quantifié, mais plutôt une boîte quantique, comme on l'a déjà remarqué à la figure 2.11 (b). Cette boîte quantique est formée assez loin de la DBQ qu'on veut étudier, et est donc peu sensible aux variations de charge. La présence de désordre dans le substrat et les couches d'oxyde est probablement la cause de ce défaut du dispositif [18, 19].

Le canal SET a aussi été testé pour la détection de charge, mais sa sensibilité était également très faible. C'est sans doute en raison de UR, qui n'est pas efficace pour fermer le canal de conduction DQD (voir section 2.3.4). On peut donc s'attendre à ce que UR ne parvienne pas à fermer le canal SET non plus. Cela rend difficile la formation d'une boîte quantique dans le SET. À cause de ces contraintes, la détection de charge n'a pas pu être utilisée pour confirmer l'atteinte du régime à zéro électron dans notre dispositif. Toute l'information utile sur notre dispositif sera donc extraite à partir de mesures en transport électrique.

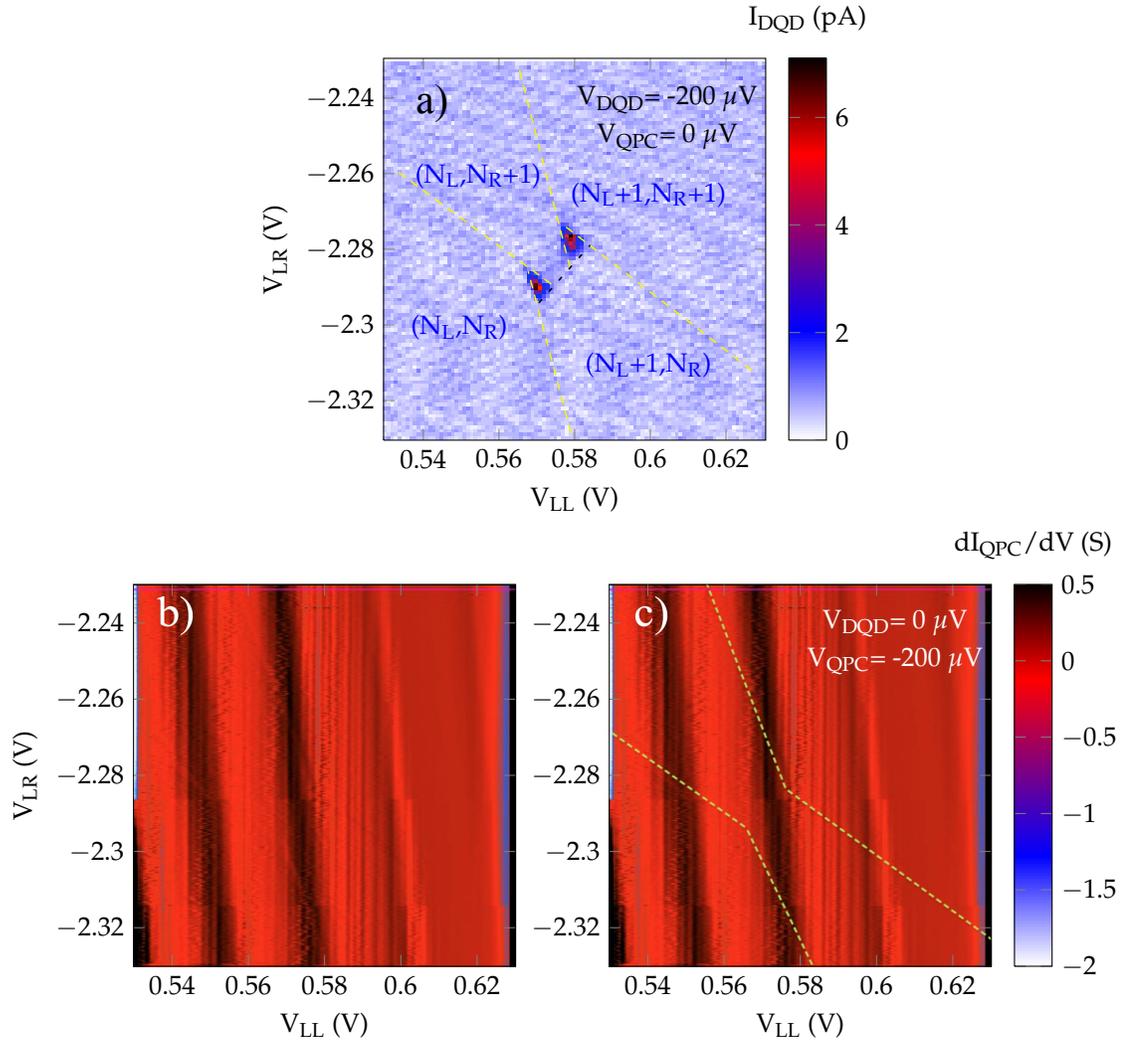


FIGURE 2.12 – Comparaison entre une mesure en transport et en détection de charge d’un triangle de conduction. (a) Mesure en transport pour biais source-drain de $-200 \mu\text{V}$. Le biais source-drain pour le canal du QPC est de 0V . Les nombres d’électrons dans les boîtes de gauche et de droite respectivement (N_L, N_R) sont indiqués pour chaque région du diagramme de stabilité. On a délimité les régions par des lignes pointillées à des fins de comparaison. (b) Dérivée du courant dans le QPC (conductance, en Siémens) pour la même zone du diagramme de stabilité que (a). Le biais source-drain du QPC est maintenant de $-200 \mu\text{V}$, et celui du canal DQD est nul. (c) Même mesure qu’en (b), avec des guides pour l’oeil superposés à la mesure pour mettre en évidence que la mesure en détection de charge correspond à la mesure en transport. Pour les trois graphiques : $V_{AG} = 3.85 \text{V}$, $V_{UL} = -230 \text{mV}$, $V_{UR} = -4.93 \text{V}$, $V_{TP} = 285 \text{mV}$, $V_{LP} = -620 \text{mV}$, $V_{CP} = 1.6 \text{V}$, $V_{RP} = -320 \text{mV}$, $V_{SETU} = -2.0 \text{V}$, $V_{SETL} = -2.0 \text{V}$, $V_{LQPC} = -7.4 \text{V}$.

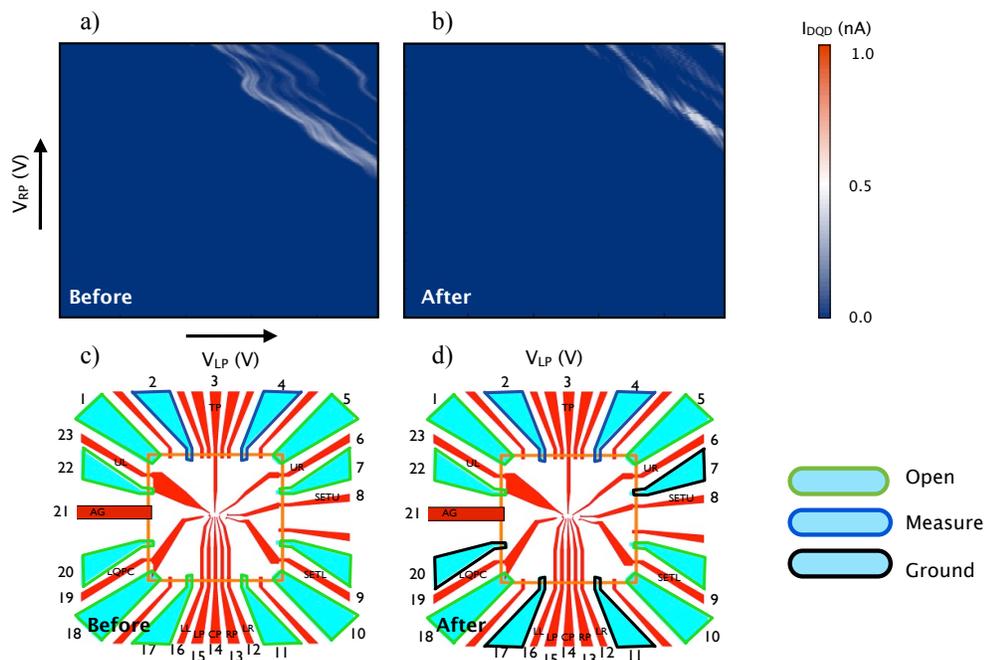


FIGURE 2.13 – Effet du branchement des contacts ohmiques sur la stabilité des mesures. Lorsqu'on met un contact ohmique à la masse par quadrant, les charges accumulées dans les défauts peuvent être évacuées plus rapidement, ce qui produit un courant plus stable dans le temps. (a) Diagramme de stabilité obtenu lorsque les contacts ohmiques sont tous flottants. On remarque des ondulations caractéristiques d'un phénomène de charge et de décharge de défauts. (b) On a mis un contact ohmique par quadrant à la masse. Le courant est beaucoup plus stable dans le temps. Les schémas (c) et (d) indiquent dans chaque cas quels contacts ohmiques sont à la masse (*Ground*), lesquels sont flottants (*Open*), et sur lesquels on applique ou mesure un voltage (*Measure*).

2.3.6 Configuration des contacts ohmiques

La circulation des charges dans le dispositif peut mener à des phénomènes de dérive du courant. En effet, les charges peuvent s'accumuler au sein de défauts dans le dispositif et influencer la position des pics de Coulomb dans les mesures subséquentes. Pour avoir des résultats reproductibles, il faut donc s'assurer que ces charges prisonnières puissent s'échapper à la masse le plus possible. La figure 2.13 (a) montre un exemple de diagramme de stabilité pris sur une période de plusieurs heures avec tous les ohmiques flottants, comme l'indique le schéma des branchements en (c). On remarque des ondulations dans le courant, qui correspondent à des pièges de charge qui se vident et se remplissent lentement (effet capacitif). Sur la figure 2.13 (b), un contact ohmique a été mis à la masse dans chaque quadrant du dispositif, tel qu'illustré en (d). Les charges peuvent ainsi s'écouler par les contacts ohmiques, ce qui rend le courant plus stable. On pourrait également simplement mettre tous les contacts ohmiques à la masse, mais cela peut former des boucles de masse, et créer du bruit supplémentaire dans les mesures [29]. La configuration de la figure 2.13 (d) est donc préférée.

Chapitre 3

Diagramme de stabilité dans le régime à faible nombre d'électrons

Ce chapitre présente les mesures en transport électronique effectuées à une température de 1.5 K. Dans la première section, un diagramme de stabilité est présenté et une interprétation de l'état de la double boîte quantique est donnée pour chacun des régimes visibles dans le diagramme. Dans la deuxième section, le régime à faible nombre d'électrons du diagramme de stabilité est exploré en profondeur. Une mesure de diamants de Coulomb permet d'extraire les énergies de charge des électrons et de confirmer que les boîtes quantiques peuvent être complètement vidées. Enfin, dans la troisième section, l'effet de l'ajustement des barrières tunnel et de la température sur la visibilité des points triples est brièvement étudié.

3.1 Interprétations des régimes du diagramme de stabilité

La figure 3.1 présente un diagramme de stabilité en transport électrique obtenu à 1.5 K. L'encadré montre un schéma des branchements utilisés. Un biais est appliqué entre deux contacts ohmiques source et drain ($100 \mu\text{V}$ dans ce cas) qui définissent le canal de conduction DQD. Pour tracer le diagramme, le courant entre la source et le drain est mesuré en fonction de la tension appliquée sur les grilles LP et RP. Une tension de 3.90 V est appliquée sur la grille d'accumulation AG, 1.4 V est appliqué sur la grille CP, et les autres grilles sont à 0 V, ce qui permet d'avoir une densité de porteurs de charge suffisante dans le G2DE. Le diagramme de la figure 3.1 peut être séparé en trois régions : la région 1, dans le coin supérieur droit, où le courant est très élevé (le courant est limité à 1 nA dans cette expérience pour éviter d'endommager le dispositif) ; la région 2, au centre, où le courant est plus faible et qui présente du blocage de Coulomb ; la région 3, dans le coin inférieur gauche, où le courant est nul. Dans la suite de cette section, les caractéristiques de chacune de ces régions sont décrites et une interprétation est donnée pour expliquer l'allure du diagramme de stabilité.

d'énergie dans la boîte quantique est environ équivalent au biais source-drain en énergie, ce qui contribue aussi au transport hors-résonance (lorsque les potentiels chimiques ne sont pas alignés, un phénomène aussi appelé *co-tunneling* [22]). C'est pourquoi le diagramme de stabilité de la figure 3.1 est différent du diagramme théorique.

On s'intéresse tout d'abord à la région 1 du diagramme de stabilité. Le courant est intense et se présente en bandes diagonales, quasiment à 45 degrés par rapport aux axes V_{LP} et V_{RP} . Ce comportement indique la présence d'une double boîte quantique fortement couplée (presque une simple boîte quantique), influencée de façon similaire par les grilles de gauche et de droite, donc probablement bien centrée par rapport à LP et RP. La figure 3.2 (a) montre une trace selon la flèche blanche de la figure 3.1, afin d'illustrer la forme du courant dans la région 1. On y remarque des oscillations dans le courant, mais les pics sont larges et ne redescendent pas à zéro. Cela s'explique principalement par les faibles barrières tunnel entre les réservoirs et les boîtes quantiques, ce qui augmente la probabilité de transport. C'est le cas autant en résonance (quand les potentiels chimiques sont alignés entre la source, la boîte et le drain) que hors-résonance [30, 8].

La forme du potentiel de confinement associée à la région 1 lorsqu'on passe de la source au drain par les boîtes quantiques est illustrée à la figure 3.2 (b). Les tensions appliquées sur toutes les grilles du dispositif contrôlent le profil de la bande de conduction en fonction de la position. En particulier, la profondeur du puits de potentiel dans les boîtes de gauche et de droite est principalement contrôlée par les tensions V_{LP} et V_{RP} , respectivement. Les lignes horizontales dans les boîtes représentent les potentiels chimiques qui sont accessibles, c'est-à-dire qui se trouvent au dessus de la bande de conduction (E_C) et en dessous de l'énergie de Fermi (E_F) des réservoirs. Les énergies de Fermi des deux réservoirs sont représentées à la même hauteur car le biais source-drain est très faible. Les barrières tunnel entre la source et la boîte de gauche et entre la boîte de droite et le drain n'ont pas les mêmes dimensions, ce qui sera expliqué plus loin. Des traits bleus sont utilisés pour marquer les dimensions de la barrière tunnel source-boîte de gauche afin de les comparer aux barrières tunnel dans les autres régions du diagramme de stabilité. Comme expliqué au paragraphe précédent, le potentiel de confinement forme des barrières tunnel peu élevées. Les deux boîtes quantiques se confondent, ce qui donne lieu à un courant caractéristique d'une simple boîte quantique dans le diagramme de stabilité.

Dans la région 2, les barrières tunnel sont éventuellement suffisamment pincées pour permettre l'apparition de pics de blocage de Coulomb bien définis. En comparant les traces selon la flèche blanche (région 1) et selon la flèche verte (région 2) de la figure 3.1, on voit que les pics de blocage de Coulomb de la région 2 sont beaucoup plus étroits, et séparés par des régions de courant nul (3.2 (a) versus 3.2 (c)). En effet, les potentiels négatifs appliqués sur les grilles LP et RP vident graduellement les boîtes, ce qui réduit leur taille, et donc leur couplage avec les réservoirs. Les barrières tunnels entre les réservoirs et les boîtes sont plus larges et plus hautes pour la région 2 (figure 3.2 (d), barres vertes) que pour la région 1 (figure 3.2 (b), barres bleues). Les tensions plus négatives sur LP et RP contribuent aussi à réduire le couplage entre les boîtes de gauche et de droite, et donc à former une double boîte mieux définie. Tout cela a pour effet de réduire le transport hors résonance.

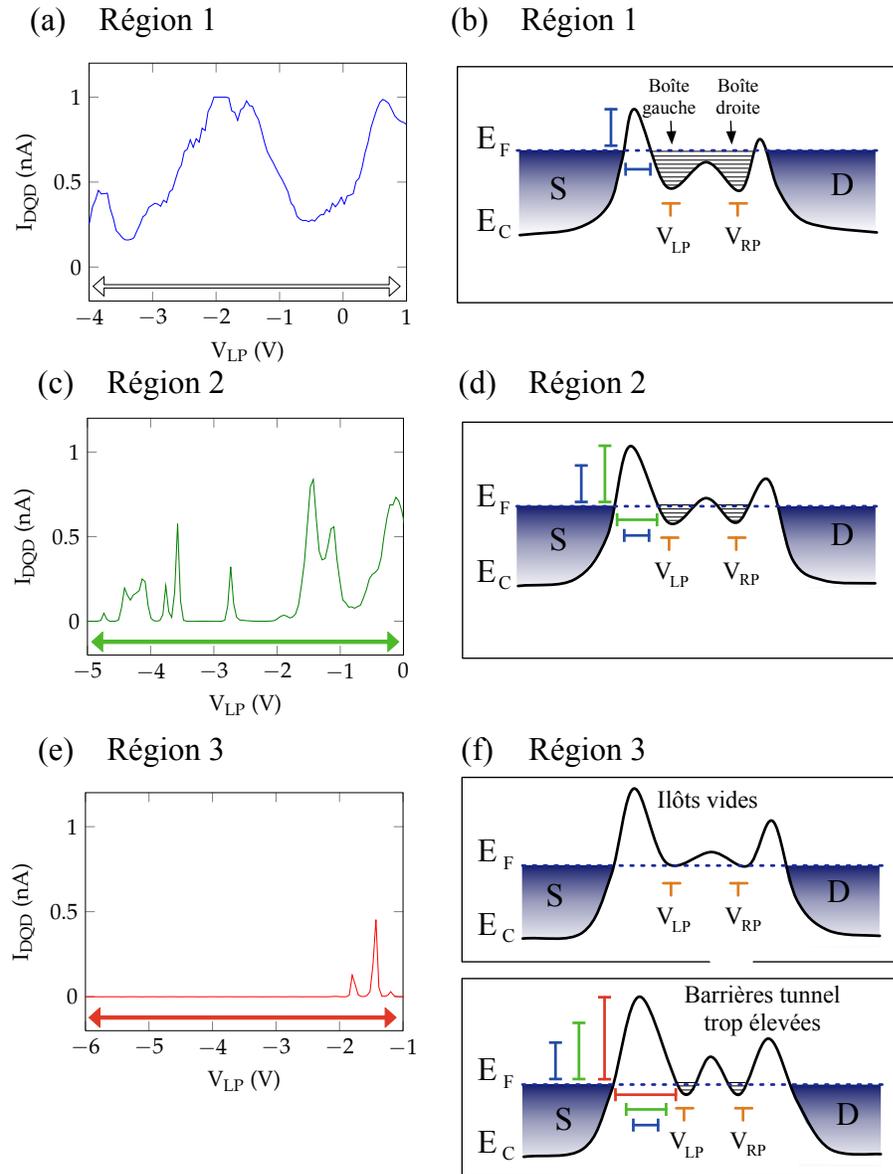


FIGURE 3.2 – Traces du courant et schématisation du potentiel de confinement pour les différents régimes du diagramme de stabilité 3.1. (a) Trace du courant selon la flèche blanche de 3.1 (région 1). (b) Schéma du potentiel de confinement pour le régime (a), associé à la région 1. E_F (ligne pointillée) est l'énergie de Fermi, E_C (ligne noire pleine) réfère à la bande de conduction. Les lignes dans les îlots représentent les potentiels chimiques associés à l'ajout d'électrons dans les boîtes. Les tensions appliquées sur les grilles (LP et RP par exemple) contrôlent le profil de la bande de conduction dans l'espace. (c) Trace du courant selon la flèche verte de 3.1 (région 2). (d) Schéma du potentiel de confinement pour le régime (c), dans la région 2. (e) Trace du courant selon la flèche rouge de 3.1, pour la région 3. (f) Schéma du potentiel de confinement pour le régime (c) dans l'interprétation des îlots vides ou des barrières tunnels trop élevées. Les traits bleus (vert, rouge) en (b) ((d), (f)) délimitent les dimensions des barrières tunnel. La représentation du potentiel de confinement en fonction de la position est inspirée de [31].

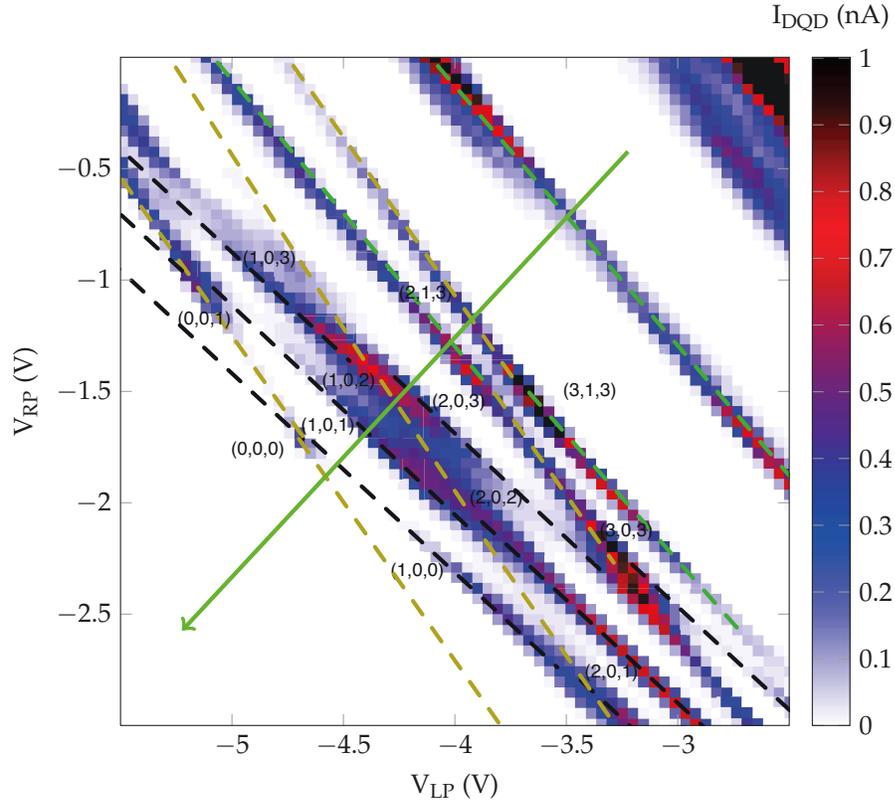


FIGURE 3.3 – Agrandissement de la région du régime à faible nombre d’électrons (encadré jaune) du diagramme de stabilité 3.1. Les lignes pointillées jaunes (noires, vertes) correspondent à l’ajout d’un électron dans la boîte de gauche (droite, centre) lorsqu’on va vers les voltages de grilles plus positifs. Les triplets (N_L, N_C, N_R) indiquent le nombre d’électrons dans chaque boîte pour les différentes régions du diagramme en nid d’abeille. La flèche verte correspond à l’axe de balayage pour la figure 3.4.

La figure 3.3 est un agrandissement de la région encadrée en jaune à la figure 3.1 (limite des régions 2 et 3). On y distingue des points de courant plus élevé, que l’on peut relier par des droites de deux pentes différentes (lignes pointillées jaunes et noires). Ce sont les lignes de transition correspondant à l’ajout ou au retrait d’un électron dans la boîte de gauche (jaune) ou de droite (noire). Les points de courant plus élevé sont les points triples dont on a discuté au chapitre 1. La plupart des pics sont reliés entre eux par une bande de courant bien visible, ce qui est probablement dû à une barrière tunnel qui reste trop faible entre un ou des réservoirs et les boîtes. En effet, si une barrière tunnel est trop ouverte, les processus de transport hors-résonance sont plus probables [30]. C’est pourquoi on a attribué une barrière de potentiel plus faible entre la boîte de droite et le drain sur les schémas du potentiel de confinement de la figure 3.2. On rappelle que pour un diagramme de stabilité mesuré en transport pour une double boîte quantique idéale, on ne devrait distinguer que les points triples, qui sont les points particuliers du diagramme qui correspondent à un alignement entre les potentiels chimiques de la source, du drain, et des boîtes quantiques (dans le régime à faible biais).

On remarque également une troisième ligne de transition (ligne pointillée verte) pour les potentiels de grille plus positifs. Cela indique la formation d'une troisième boîte quantique. Comme la pente de cette troisième ligne de transition est entre celle de la ligne noire et celle de la ligne jaune, on l'associe à l'ajout/retrait d'un électron dans une boîte qui se forme entre les boîtes de gauche et de droite, au centre du dispositif. Le nombre d'électrons dans chaque boîte (N_L , N_C , N_R) est indiqué pour chacune des régions délimitées par les lignes de transition. On suppose que le dernier point triple visible délimite la région $(0, 0, 0)$, et on additionne les électrons par la suite à chaque fois qu'on traverse une ligne de transition. Cet îlot indésirable peut être causé par des défauts de fabrication, tels que des grilles abîmées ou des inégalités d'épaisseur dans la couche d'oxyde. La formation d'une troisième boîte quantique n'est pas souhaitable, mais inévitable dans ce cas en raison du contrôle limité sur les potentiels de grille. On verra au chapitre 4 que l'on peut former une double boîte quantique bien définie et symétrique sans problèmes avec un contrôle plus précis sur les grilles de déplétion. Malgré la présence de cette boîte quantique parasite, l'interprétation du potentiel de confinement de la figure 3.2 reste valable qualitativement. De plus, les lignes de transition vertes ne sont plus visibles à un certain point dans le diagramme, ce qui indique que la boîte centrale est vidée.

Les lignes correspondant à l'ajout d'un électron dans la boîte de gauche et dans la boîte du centre sont très visibles, alors qu'on s'attend à ne voir du courant qu'aux points triples. Cela indique un fort couplage entre la boîte de droite et le drain. En effet, selon la ligne de transition correspondant à l'ajout d'un électron à gauche, le potentiel chimique de la boîte de gauche est aligné avec celui de la source, alors que le potentiel chimique de la boîte de droite est désaligné par rapport au potentiel chimique du drain. Donc si un courant est possible, c'est parce qu'il y a présence de processus de *co-tunneling*, de transport hors-résonance, entre le drain et la boîte de droite. On en déduit donc, comme on l'a expliqué précédemment, que la boîte de droite est assez fortement couplée au drain. Cette conclusion est en accord avec les observations du point de pincement de la grille UR. On a vu à la section 2.3.4 que UR nécessitait un voltage très négatif pour fermer le canal de conduction DQD. Dans la mesure de la figure 3.1, le voltage appliqué sur UR était de 0V, mais on verra à la section 3.3 à quel point une modification de V_{UR} peut améliorer la qualité des points triples.

Dans la région 3 du diagramme de stabilité, on ne mesure plus de courant entre la source et le drain, comme on peut le voir à la figure 3.2 (e), qui présente une trace selon la flèche rouge du diagramme de stabilité 3.1. Cela peut s'expliquer de deux façons, qui sont illustrées à la figure 3.2 (f). Dans le premier cas, les barrières tunnel pourraient être très élevées, et la probabilité qu'un électron traverse de la source au drain trop faible pour que le courant puisse être distingué du bruit dans la mesure. Dans le deuxième cas, on pourrait avoir complètement vidé les boîtes de leurs électrons, de sorte qu'il n'y a plus de niveaux accessibles dans les boîtes pour permettre le transport. Comme on le verra plus loin, les mesures subséquentes tendent à confirmer que la double boîte quantique est effectivement vide dans cette région. Soulignons que les interprétations de la forme du potentiel de confinement données à la figures 3.2 sont approximatives et simplifiées dans le but de faciliter la discussion, et que le comportement du courant dans chaque région du diagramme de stabilité est probablement causé par une interaction plus complexe entre les différents paramètres.

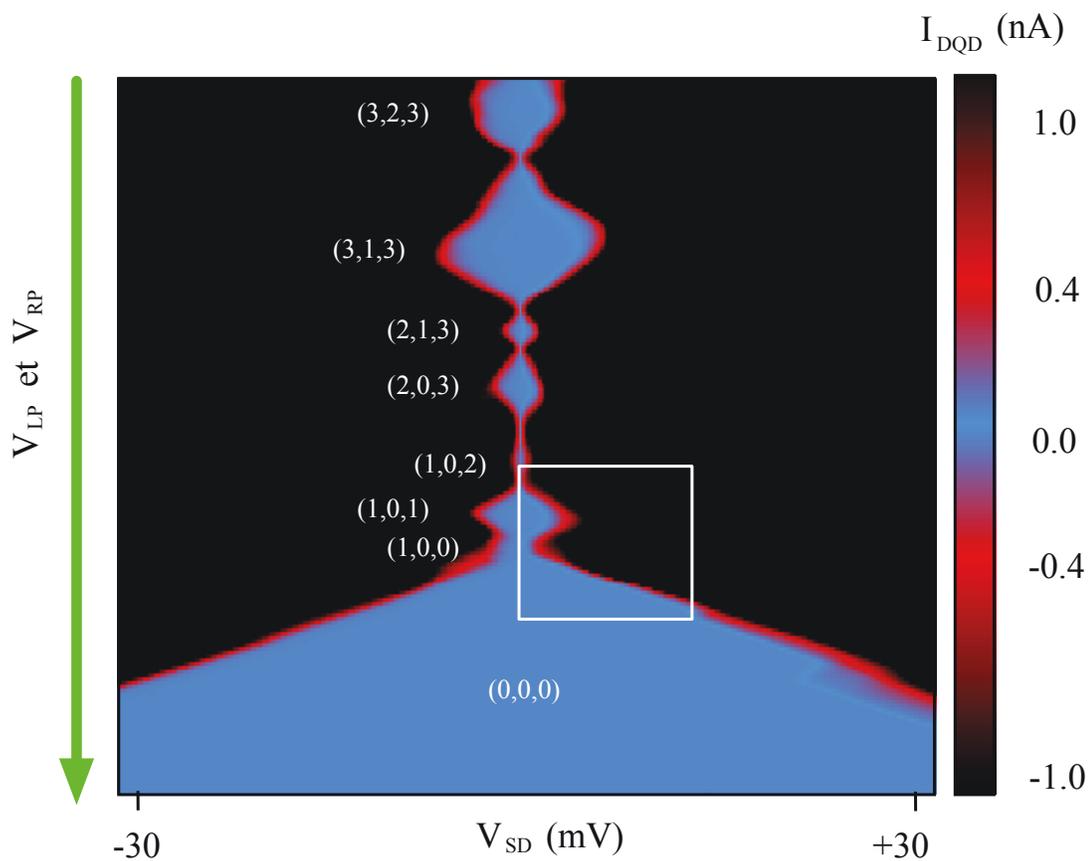


FIGURE 3.4 – Amplitude du courant à travers la double boîte quantique en fonction du biais source-drain V_{SD} : diamants de Coulomb. Le courant est mesuré sur un axe défini par la flèche verte à la figure 3.3. Chaque losange correspond à une région de blocage de Coulomb entre deux transitions, et est donc associée à un nombre constant d'électrons dans les boîtes (N_L, N_C, N_R). La région encadrée d'un rectangle blanc est explicitée à la figure 3.5.

3.2 Régime à faible nombre d'électrons

Comment savoir si la région $(0,0,0)$ du diagramme de stabilité à la figure 3.3 correspond vraiment à des boîtes vides? L'absence de points triples dans cette région pourrait simplement être due à des barrières tunnel trop élevées. Dans ce cas, notre interprétation des nombres d'électrons dans chaque région du diagramme pourrait être erronée. Pour éliminer cette possibilité, on procédera à une mesure de *diamants de Coulomb*. Dans cette mesure, le courant à travers la double boîte quantique est tracé en fonction du biais source-drain. L'idée est qu'en appliquant un biais source-drain suffisamment élevé, si on se trouve bien dans la situation où le courant est bloqué à cause de barrières tunnel trop élevées, le courant devrait réapparaître. En effet, cela signifierait augmenter l'énergie de Fermi des électrons dans la source, par exemple, ce qui leur permettrait de traverser plus facilement la barrière

de potentiel. Le courant entre la source et le drain est donc mesuré en fonction du biais source-drain selon l'axe défini par la flèche verte dans le diagramme de stabilité (figure 3.3). Cet axe de balayage est choisi pour essayer de passer par le plus de points triples possible, ce qui fait que selon cet axe, les potentiels chimiques des boîtes de gauche et de droite restent alignés. Cela facilite l'interprétation des diamants de Coulomb.

Le résultat de cette mesure est présenté à la figure 3.4. On remarque des régions de courant, en noir et en rouge, et des régions de blocage de Coulomb, où le courant est nul, en bleu. Le courant est défini positif (négatif) pour des biais source-drain positif (négatif). L'échelle de couleur a été choisie de façon à bien distinguer les régions où le courant est non-nul (positif ou négatif) des régions en blocage de Coulomb. Les régions en blocage de Coulomb se présentent sous la forme typique de losanges, d'où l'appellation "diamants de Coulomb". Ces diamants sont symétriques par rapport à l'axe central $V_{SD}=0$ mV. Chaque diamant correspond à un état de charge en particulier du diagramme de stabilité, déterminé en regardant par quelle région du diagramme de stabilité passe l'axe de balayage (figure 3.3).

L'élément frappant de la figure 3.4 est le losange qui ne se referme pas dans la région $(0, 0, 0)$, et ce même pour des biais source-drain supérieurs à 30 meV. Cette particularité est une indication que la boîte est bien vidée dans cette région, et que ce n'est pas seulement un effet des barrières tunnel trop élevées. Pour comprendre pourquoi, on a reproduit schématiquement les losanges encadrés en blanc de la figure 3.4 à la figure 3.5. L'arrangement des potentiels chimiques pour différents points d'intérêt des diamants de Coulomb y est donné. Selon l'axe vertical, on suppose que les potentiels chimiques de la boîte de gauche et de la boîte de droite sont alignés. En réalité, ils pourraient être un peu décalés, mais du moins ils ne bougent pas l'un par rapport à l'autre, et l'interprétation reste valable. Commençons par le point vert de la figure 3.5 (a), pour lequel on mesure un courant, à biais source-drain nul. Il s'agit d'un point triple, avec un courant correspondant au déplacement cyclique d'un électron de la source à la boîte 1, à la boîte 2, au drain, alors que les boîtes contiennent déjà un électron chacune. En se déplaçant selon l'axe horizontal V_{SD} à partir du point vert, on mesure un courant de plus en plus élevé (l'échelle est saturée ici pour qu'on distingue bien la frontière des losanges). En se déplaçant selon l'axe vertical des tensions de grilles, cependant, le courant devient nul. On ne mesure un courant que lorsque les potentiels chimiques des boîtes de gauche et de droite sont parfaitement alignés avec les potentiels chimiques de la source et du drain. En augmentant le biais source-drain, le point triple devient de plus en plus large, comme on s'y attend (voir figure 1.5). En se déplaçant selon la ligne verte pointillée, on reste dans une configuration où le potentiel chimique de la source est aligné avec $\mu_1(2, 1)$ et $\mu_2(1, 2)$, et le système est à la limite du blocage de Coulomb.

À partir du point vert, en se déplaçant selon l'axe des tensions de grilles V_{LP} & V_{RP} à biais nul, le système est en blocage de Coulomb jusqu'au point orange, où les potentiels chimiques $\mu_1(1, 1)$ et $\mu_2(1, 1)$ sont alignés avec μ_S et μ_D . On remarque qu'en se déplaçant selon la ligne orange pointillée, on reste dans une configuration où le potentiel chimique du drain est aligné avec $\mu_1(1, 1)$ et $\mu_2(1, 1)$. À la jonction des lignes pointillées orange et verte, au point jaune, le biais V_{SD} est juste assez large pour

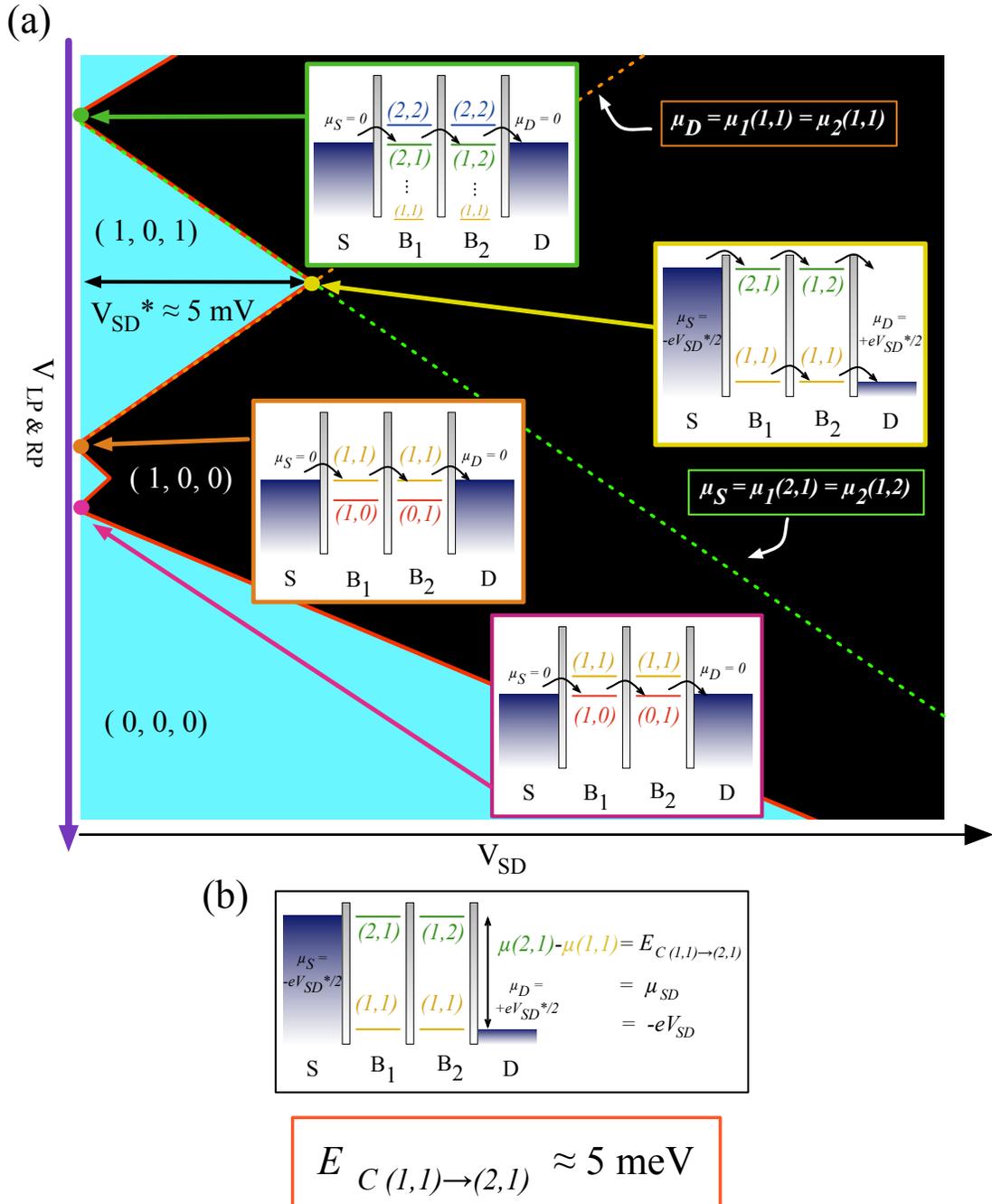


FIGURE 3.5 – Interprétation du diagramme en diamants de Coulomb de la figure 3.4. (a) Schématisation de l’encadré blanc de la figure 3.4. Les zones en bleu sont en blocage de Coulomb (courant nul) et les zones en noir et rouge présentent du courant. L’arrangement des potentiels chimiques est donné pour les points verts, jaune, orange et magenta. (b) Calcul de l’énergie de charge $E_{C(1,1) \rightarrow (2,1)}$ d’après la largeur en biais source-drain du losange (1, 0, 1).

que les potentiels chimiques $\mu(2, 1)$ et $\mu(1, 1)$ des boîtes quantiques se trouvent en même temps dans la fenêtre de conduction. Le courant est alors rétabli. Au point jaune, correspondant à $V_{SD} = V_{SD}^*$, le potentiel chimique μ_S est aligné avec $\mu_1(2, 1)$, et μ_D est aligné avec $\mu_2(1, 1)$, comme on l'a indiqué à la figure 3.5 (b). La différence d'énergie entre les potentiels chimiques successifs des boîtes, qui correspond à l'énergie de charge $E_{C(1,1) \rightarrow (2,1)}$, est donc égale en énergie au biais source-drain. De la position de la pointe du losange sur l'axe V_{SD} à la figure 3.4, $V_{SD}^* \approx 5$ mV, on peut donc extraire l'énergie de charge pour le 3^{ème} électron : $E_{C(1,1) \rightarrow (2,1)} \approx 5$ meV. Dans la littérature, des énergies de charge d'environ 10 meV sont rapportées dans les doubles boîtes quantiques de type MOS [31] lorsque les boîtes contiennent une dizaine d'électrons. Cela est un indice qui supporte l'interprétation du faible nombre d'électrons dans nos boîtes.

Maintenant que la disposition des potentiels chimiques à différents points du diagramme de diamants est plus claire, l'interprétation du dernier losange qui ne se referme pas est évidente. Il n'y a tout simplement plus de transition possible pour participer au transport. Si ce n'était qu'une question de barrières tunnel trop élevées, l'augmentation du biais source-drain jusqu'à plus de 30 mV aurait du être suffisante pour rétablir le courant. S'il restait bien un électron dans la boîte, il faudrait qu'il ait une énergie de charge supérieure à 30 meV, ce qui signifierait que l'énergie de charge devient au moins 6 fois plus élevée d'un seul coup. On peut donc être assez convaincus que l'électron qui se rajoute au point triple magenta de la figure 3.5 est le dernier. Ainsi, en ajustant les potentiels de grille de façon à se trouver dans la région $(1, 0, 0)$ du diagramme de stabilité, il est possible d'isoler un seul électron dans la double boîte quantique, et ce même à une température relativement élevée de 1.5 K.

3.3 Visibilité des points triples

Comme on l'a mentionné précédemment, la visibilité des lignes de transition et des points triples dans le diagramme de stabilité est fortement dépendante de la hauteur relative des barrières tunnel. Ces barrières tunnel peuvent donc être ajustées pour rendre les points triples les plus clairs possible. De façon générale, les points triples seront les plus nets lorsque l'amplitude de transmission tunnel à travers les barrières source→boîte de gauche et boîte de droite→drain sont les mêmes [13]. La figure 3.6 montre le point triple $(0, 0, 0) - (1, 0, 1)$ avant (a) et après (b) avoir ajusté la barrière tunnel boîte de droite→drain, en modifiant la tension V_{UR} . On voit que le point triple est beaucoup plus symétrique et que son courant maximal est plus élevé (23 pA versus 5 pA) une fois que les barrières sont symétrisées. Pour arriver à ce résultat, le point triple est tracé en changeant graduellement V_{UR} , vers les tensions positives ou négatives, selon que le courant maximal du point triple augmente ou diminue. Éventuellement, après avoir atteint son maximum, le courant maximal se met à diminuer. On sait alors qu'on se trouvait dans la configuration qui symétrise les barrières tunnel. Dans le cas du point triple à la figure 3.6, les barrières sont symétrisées avec $V_{UR} = -1.32$ V.

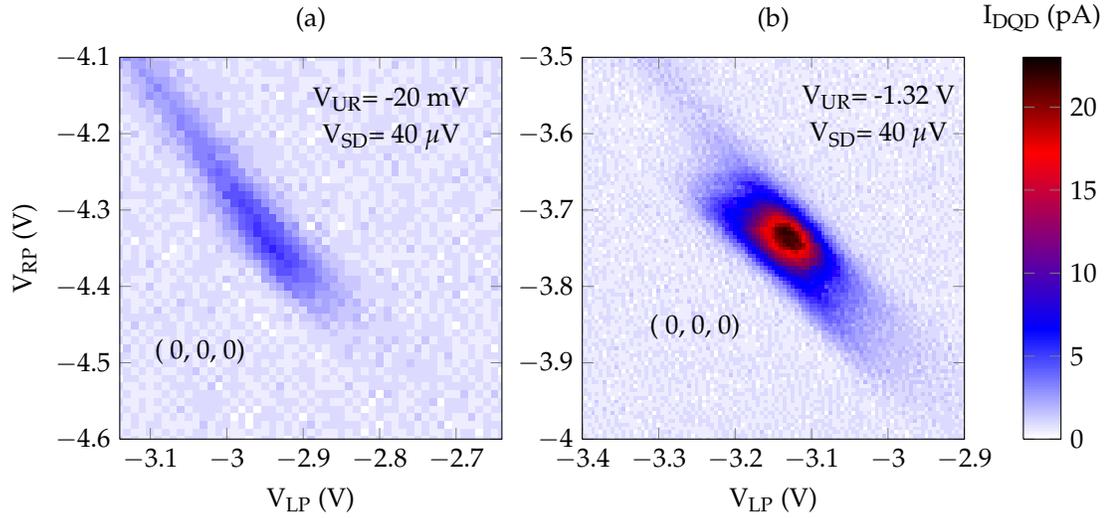


FIGURE 3.6 – Amélioration du point triple $(0,0,0)$ par symétrisation des barrières tunnel. (a) Avant symétrisation : $V_{UR} = -20$ mV, $V_{SD} = 40$ μ V. Courant maximal du point triple : environ 5 pA. (b) Après symétrisation : $V_{UR} = -1.32$ V, $V_{SD} = 40$ μ V. Courant maximal du point triple : environ 23 pA. $V_{CP} = +1.4$ V, $V_{AG} = +3.9$ V, et toutes les autres grilles à la masse pour (a) et (b).

La température de mesure joue aussi un rôle dans la visibilité des triangles de conduction. En effet, comme on le voit à la figure 3.6 (b), même après symétrisation des barrières tunnel, les deux points triples qui devraient être visibles avec un agrandissement sur cette région ne sont qu'un gros pic de courant plutôt flou. À la figure 3.7, des biais source-drain plus élevés ont été appliqués, de ± 1 mV et de ± 2 mV¹, pour mesurer le dernier point triple du diagramme de stabilité. Il apparaît deux pics de résonance, des zones de courant plus élevé à l'intérieur des régions définies par les lignes pointillées noires. On associe ces régions aux triangles de conduction. La première résonance, la seule visible en (a) et en (b), à 1 mV de biais, correspond au transport des électrons à travers le niveau d'énergie fondamental. La deuxième résonance, qui apparaît en (c) et en (d), à 2 mV de biais, correspond au transport à travers l'état excité, tel que décrit au chapitre 1. Comme ce niveau excité commence à être visible entre $V_{SD} = 1$ mV et $V_{SD} = 2$ mV, on peut en déduire que la séparation orbitale entre le niveau fondamental et le niveau excité pour l'état à un électron est de l'ordre de 1 meV. Mais avec une différence de seulement un ordre de grandeur entre cet espacement orbital et l'énergie thermique à 1.5 K (0.1 meV), on ne peut pas être plus précis.

Suite à la prise des mesures présentées jusqu'à maintenant, des recommandations sur des améliorations à apporter au design du dispositif ont pu être fournies à l'équipe de Sandia. Ces améliorations visent à éviter la formation d'une triple boîte quantique et à rapprocher le point d'opération du QPC de la tension de seuil du canal DQD pour faciliter la détection de charge (voir la figure 2.10).

1. En réalité, ces biais étaient de +1.1 mV, -0.9 mV, et +2.1 mV et -1.9 mV pour compenser un léger biais de courant DC, qui a été mis en évidence dans la mesure de diamants de Coulomb.

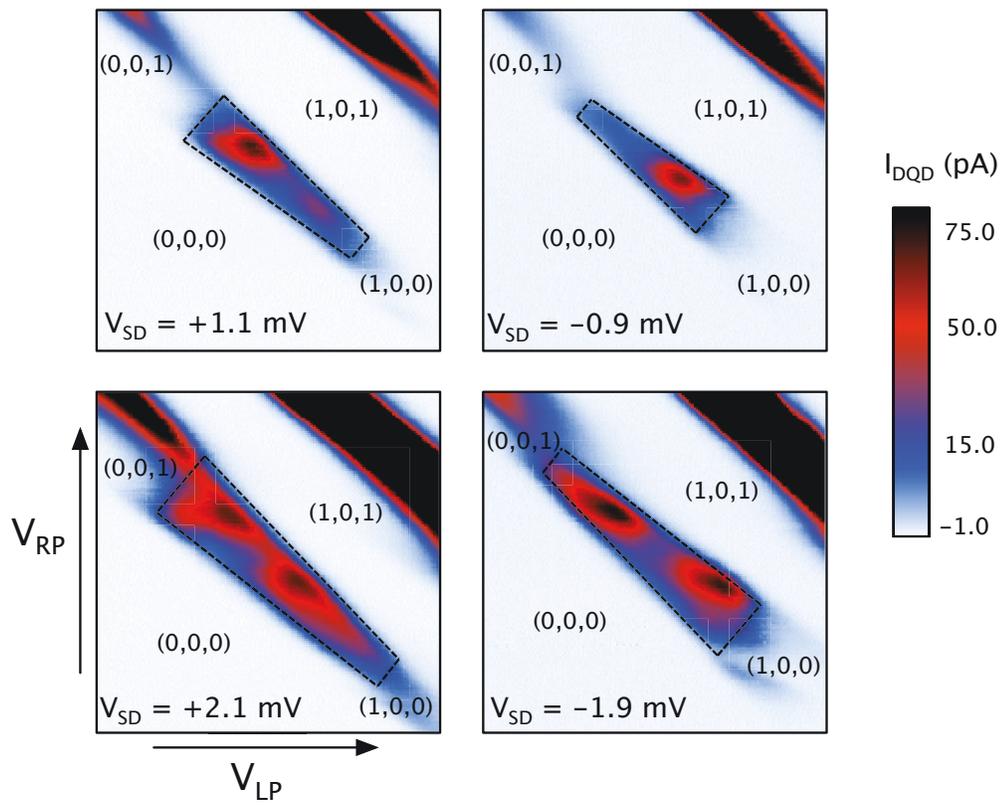


FIGURE 3.7 – Amplitude du courant pour le dernier point triple à fort biais source-drain. (a) $V_{SD} = +1.1$ mV. (b) $V_{SD} = -0.9$ mV. (c) $V_{SD} = +2.1$ mV. (d) $V_{SD} = -1.9$ mV. $V_{CP} = +1.4$ V, $V_{UR} = -1.32$ V. Toutes les autres grilles à la masse pour (a), (b), (c) et (d).

Chapitre 4

Le blocage de spin

Le chapitre qui suit présente des mesures en transport électrique effectuées à une température de 8 mK, dans le réfrigérateur à dilution BlueFors. La première section de ce chapitre décrit le diagramme de stabilité obtenu. Les énergies des niveaux excités ainsi que les énergies d'addition sont extraites de ce diagramme de stabilité dans la deuxième section. Dans la troisième section, des résultats en transport électrique qui indiquent la présence de blocage de spin sont présentés. Enfin, la quatrième section présente une discussion de l'effet de la dégénérescence de vallée dans le silicium sur les résultats de blocage de spin.

4.1 Diagramme de stabilité en transport électrique

La figure 4.1 montre un diagramme de stabilité obtenu après un choix judicieux des voltages des grilles du dispositif. Les grilles LL et LR ont été utilisées pour tracer le diagramme, plutôt que LP et RP comme pour les mesures présentées au chapitre 3. Il s'avère que LL et LR permettaient de former des diagrammes plus symétriques et stables. Comparé au diagramme de stabilité obtenu à 1.5 K (voir chapitre 3), le diagramme de la figure 4.1 est beaucoup plus régulier et typique d'une double boîte quantique bien définie. En effet, les transitions correspondant à l'ajout d'un électron dans la boîte de gauche ou de droite ont des pentes plus différentes, ce qui indique un plus faible couplage tunnel entre les deux boîtes, c'est-à-dire une boîte plus double que simple. L'angle θ entre ces lignes de transition est mis en évidence à la figure 4.2. Il s'agit d'une indication qualitative de la grandeur des capacités croisées dans notre dispositif. Il n'y a pas de ligne de transition évidente pour indiquer une troisième boîte quantique, ce qui est aussi une amélioration par rapport aux résultats du chapitre 3. Du courant à l'extérieur des triangles de conduction est encore légèrement visible, ce qui indique que les barrières tunnel sont encore un peu trop ouvertes. Cependant, cet effet est beaucoup moins marqué que précédemment. De plus, le biais source-drain de 1 mV appliqué ici

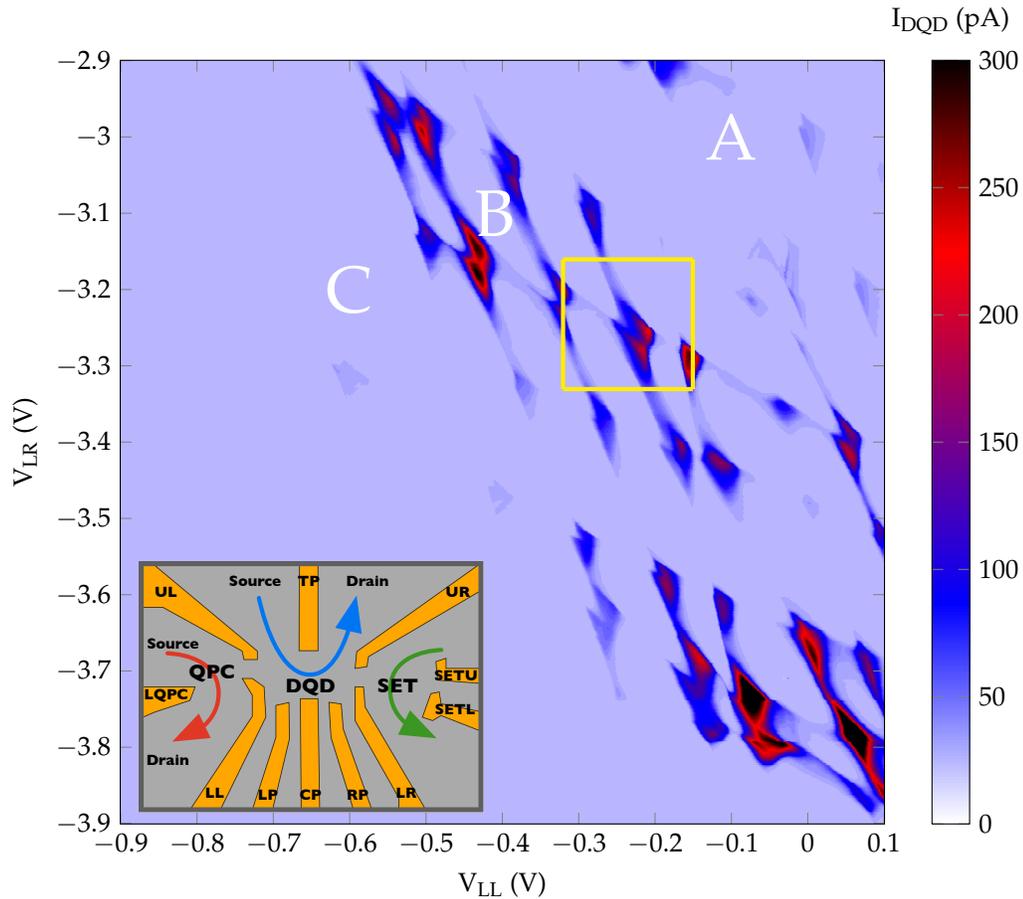


FIGURE 4.1 – Diagramme de stabilité obtenu à 8 mK. $V_{AG} = 3.97$ V, $V_{UL} = 10$ mV, $V_{UR} = -4.93$ V, $V_{TP} = 285$ mV, $V_{LP} = -620$ mV, $V_{CP} = 1.6$ V, $V_{RP} = -320$ mV, $V_{SETU} = -2.0$ V, $V_{SETL} = -2.0$ V, $V_{LQPC} = -5.0$ V, $V_{SD} = -1$ mV. Le carré jaune définit la zone étudiée plus en détail à la figure 4.2. L’encadré en bas à gauche illustre les branchements utilisés pour les mesures présentées dans ce chapitre.

permet de bien distinguer les triangles de conduction, alors que ce n’était pas le cas à la figure 3.7 du chapitre 3.

En regardant le diagramme de stabilité de la figure 4.1, on peut légitimement se demander si les caractéristiques de courant qu’on observe sont bien dues à l’effet des grilles de déplétion ou si c’est plutôt du désordre dans le dispositif qui crée des boîtes quantiques parasites. Le meilleur moyen de s’assurer que le comportement observé est dû à des boîtes quantiques lithographiques (c’est-à-dire définies volontairement par l’arrangement des grilles) est de mesurer les capacités entre chacune des grilles et les boîtes de gauche et de droite (telles que définies au chapitre 1), et de comparer ces capacités expérimentales à des valeurs calculées à l’aide d’un modèle électrostatique à partir de la disposition des grilles [18]. Cette tâche n’a pas été accomplie ici, mais l’allure des points triples dans le diagramme de stabilité nous porte à croire que c’est bien un système lithographique auquel nous avons affaire. En effet, l’arrangement des points triples est très périodique, avec un espacement

entre les points triples et des dimensions entre ceux-ci qui changent peu sur une grande étendue de voltages de grille. La symétrie des énergies de charge pour les boîtes de gauche et de droite et des capacités des grilles est aussi une indication que les boîtes formées sont lithographiques (les calculs à cet effet sont présentés dans la suite de cette section). De plus, des comparaisons des capacités expérimentales et théoriques ont montré un accord avec les résultats attendus pour des boîtes lithographiques sur des dispositifs semblables à ceux étudiés ici [18]. Soulignons toutefois que certains triangles de conduction du diagramme de stabilité 4.1 sont définitivement déformés (en bas à droite), et que cela pourrait avoir un lien avec des défauts chargés dans le dispositif.

On remarque une variation importante dans l'intensité de courant d'un triangle de conduction à l'autre à la figure 4.1, et cette variation n'est pas reliée aux voltages des grilles LL et LR directement. Des triangles sont absents dans la région A, puis réapparaissent dans la région B, avant de disparaître de nouveau dans la région C. Cela fait en sorte qu'il est difficile d'estimer quel point triple est associé aux derniers électrons de la boîte. Les barrières tunnels jouent définitivement un rôle dans la visibilité des point triples, comme discuté au chapitre 3. On s'abstient donc de donner une estimation du nombre d'électrons dans ce diagramme de stabilité. Cependant, les énergies de charge et des niveaux excités calculées dans ce qui suit permettent de penser qu'il y a peu d'électrons dans les boîtes quantiques.

4.2 Calcul des énergies caractéristiques

Les énergies caractéristiques de la double boîte quantique (énergie de charge, énergie des niveaux excités, couplage entre les boîtes) peuvent être extraites du diagramme de stabilité. Il faut d'abord calculer le levier des grilles LL et LR, c'est-à-dire l'effet qu'un changement de voltage LL ou LR a sur la position en énergie des potentiels chimiques des boîtes. Cette information peut-être extraite en étudiant de plus près une paire de triangles de conduction. La figure 4.2 (a) montre un agrandissement de la région encadrée en jaune de la figure 4.1. Les limites des triangles de conduction sont soulignés en trait plein noir pour plus de clarté. Les régions où le courant est plus élevé (échelle de courant en rouge) correspondent à du transport à travers les états excités, et sont encadrés avec un trait blanc plein. Les lignes rouges et jaunes définissent les transitions du nombre d'électrons sur la boîte de gauche et la boîte de droite respectivement, et se croisent avec un angle θ . Ces lignes définissent des régions à nombre d'électrons constant (N_{Gauche} , N_{Droite}).

Il est important de retenir que sur n'importe quelle ligne parallèle à une ligne de transition rouge (jaune), le potentiel chimique de la boîte de gauche (droite) est fixe (voir explication des triangles de conduction à la figure 1.5). On a donc tracé des traits pointillés blancs et noirs parallèlement aux lignes de transition à partir des points orange et vert, qui définissent la base du triangle de conduction. L'arrangement des potentiels chimiques pour le point orange est illustré à la figure 4.2 (b), et celui pour le point vert est illustré à la figure 4.2 (c). On rappelle que le biais source-drain est de -1 mV dans ce diagramme de stabilité. Les potentiels chimiques en noir représentent des transitions

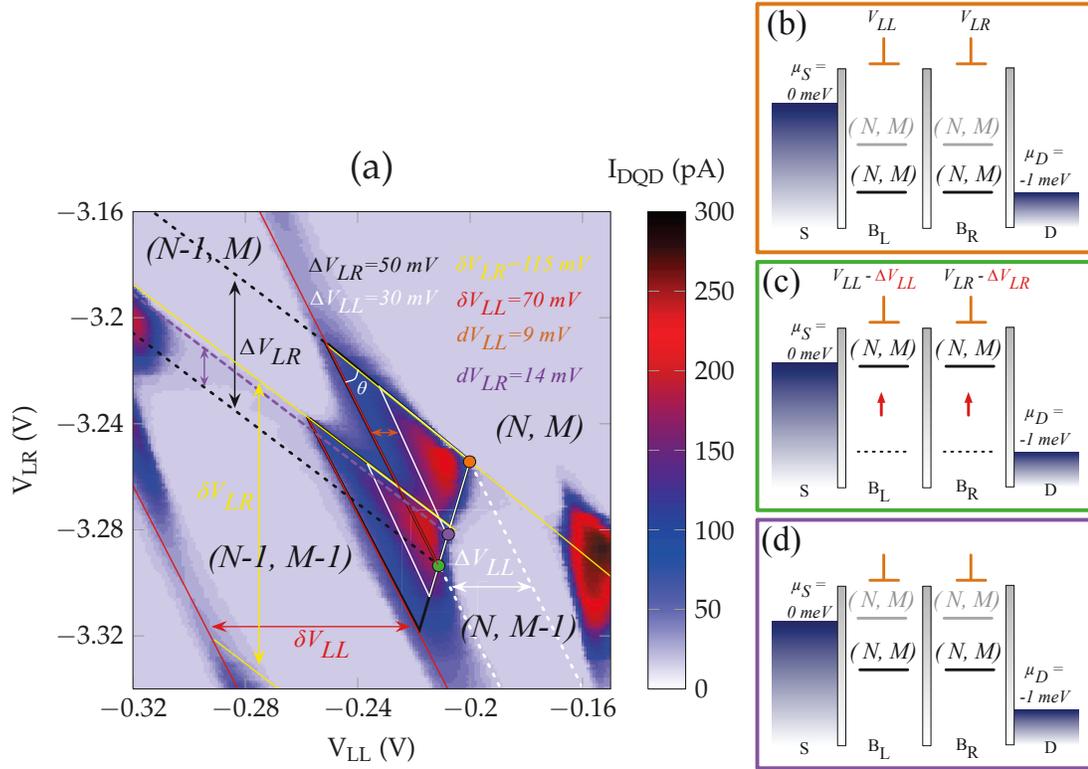


FIGURE 4.2 – Calcul des leviers de grille, des énergies d’addition et des niveaux excités. (a) Zoom sur la région encadrée à la figure 4.1. Les triangles de conduction sont soulignés avec des traits noirs pour plus de clarté. Les triangles blancs indiquent la région de transport à travers les états excités. La projection sur l’axe V_{LL} et sur l’axe V_{LR} de la base du triangle de conduction supérieur donne $\Delta V_{LL} = 30$ mV (flèche blanche) et $\Delta V_{LR} = 50$ mV (flèche noire) respectivement. (b) Arrangement des potentiels chimiques au point orange de (a). Les potentiels chimiques des boîtes de gauche et de droite sont alignés avec le potentiel chimique du drain, $\mu_D = -1$ meV. (c) Arrangement des potentiels chimiques au point vert de (a). Les potentiels chimiques des boîtes de gauche et de droite sont alignés avec le potentiel chimique de la source, $\mu_S = 0$ meV. Le levier de la grille LL (LR) est donc de 30 mV (50 mV) pour 1 meV. (d) Arrangement des potentiels chimiques au point mauve de (a). Les transition vers les états excités (en gris) sont alignés avec le potentiel chimique de la source.

vers des états fondamentaux, alors que ceux en gris représentent des transitions vers des états excités. Sur la ligne qui définit la base des triangles, les potentiels chimiques des boîtes de gauche et de droite sont alignés entre eux. On a donc au point orange que les potentiels chimiques des boîtes sont alignés avec le potentiel chimique du drain, alors qu’ils sont alignés avec la source au point vert. La différence de voltage ΔV_{LL} (ΔV_{LR}) entre les deux traits pointillés en blanc (en noir) pour un voltage V_{LR} (V_{LL}) fixe représente donc le voltage qu’il faut appliquer sur la grille LL (LR) pour déplacer de 1 meV la position du potentiel chimique de la boîte de gauche (droite). ΔV_{LL} et ΔV_{LR} sont les leviers des grilles LL et LR. On obtient $\Delta V_{LL} = 30$ mV et $\Delta V_{LR} = 50$ mV.

Connaissant les leviers des grilles LL et LR, on peut maintenant estimer l'énergie d'addition pour chacune des boîtes. Les énergies d'addition E_{C_L} et E_{C_R} , les énergies nécessaires pour ajouter un électron dans la boîte de gauche ou de droite respectivement, sont données par :

$$E_{add_L} = \frac{\delta V_{LL}}{\Delta V_{LL}} = \frac{(70 \pm 5)mV}{(30 \pm 5)mV/meV} = (2.3 \pm 0.6)meV \quad (4.1)$$

$$E_{add_R} = \frac{\delta V_{LR}}{\Delta V_{LR}} = \frac{(115 \pm 5)mV}{(50 \pm 5)mV/meV} = (2.3 \pm 0.3)meV \quad (4.2)$$

Dans la littérature, des énergies d'addition de l'ordre de 10 meV sont rapportées pour des dispositifs très semblables au nôtre, avec un nombre faible mais inconnu d'électrons [17]. Le régime à 0 électrons n'a pas été confirmé par détection de charge dans des doubles boîtes quantiques de type MOSFET, ce qui rend la comparaison avec les résultats de la littérature difficile. Mais dans les mesures à 1.5 K (voir figure 3.4), l'énergie de charge de l'avant-dernier électron a été estimée à environ 5 meV. Cela porte à croire que le diagramme de stabilité de la figure 4.1 correspond à une boîte quantique avec un peu plus d'électrons qu'au chapitre 3. Enfin, les énergies d'addition E_{add_L} et E_{add_R} sont symétriques, ce qui pointe vers des boîtes quantiques définies lithographiquement.

La figure 4.2 permet aussi d'obtenir l'énergie de transition vers les états excités. Le point mauve est placé à la limite de la zone de conduction à travers les états excités, définie par les traits blancs. Encore une fois, en traçant des lignes parallèles aux côtés du triangle qui passent par ces points, on peut trouver la tension qui permet de faire entrer les états excités dans la fenêtre de conduction, au point mauve (figure 4.2 (d)), à partir du point vert, où les niveaux fondamentaux participent au transport (figure 4.2 (c)). On trouve donc que l'espacement en énergie entre l'état fondamental à (N, M) électrons et son premier état excité est de :

$$\Delta E_L = \frac{dV_{LL}}{\Delta V_{LL}} = \frac{(9 \pm 5)mV}{(30 \pm 5)mV/meV} = (0.3 \pm 0.2)meV \quad (4.3)$$

$$\Delta E_R = \frac{dV_{LR}}{\Delta V_{LR}} = \frac{(14 \pm 5)mV}{(50 \pm 5)mV/meV} = (0.3 \pm 0.2)meV \quad (4.4)$$

Les énergies orbitales de l'ordre du meV comme celles-ci indiquent qu'il y a peu d'électrons dans les boîtes quantiques. Un plus grand nombre d'électrons serait caractérisé par des énergies orbitales beaucoup plus petites.

L'énergie de couplage électrostatique entre les deux boîtes quantiques est estimée à l'aide du diagramme en transport de la figure 4.3. Ce diagramme est obtenu avec des tensions de grilles légèrement différentes de celui de la figure 4.2 et un biais source-drain plus faible, ce qui permet d'obtenir avec plus de précision la distance entre les deux triangles. En utilisant la même technique que dans les paragraphes précédents, c'est-à-dire en tirant des lignes parallèles aux lignes de transition à partir du coin gauche de chaque triangle de conduction, et en utilisant en première approximation les mêmes leviers de grille qu'on a trouvés à la figure 4.2, on peut estimer E_{C_mL} (E_{C_mR}), le changement

en énergie de la boîte de gauche (droite) quand on ajoute un électron à la boîte de droite (gauche) :

$$E_{C_mL} = \frac{\delta_{LL}}{\Delta V_{LL}} = \frac{(10 \pm 5)mV}{(30 \pm 5)mV/meV} = (0.3 \pm 0.2)meV \quad (4.5)$$

$$E_{C_mR} = \frac{\delta_{LR}}{\Delta V_{LR}} = \frac{(20 \pm 5)mV}{(50 \pm 5)mV/meV} = (0.4 \pm 0.2)meV \quad (4.6)$$

où δ_{LL} (δ_{LR}) est la distance en tension appliquée sur la grille LL (LR) entre les deux lignes parallèles passant par le coin gauche (droit) de la base de chaque triangle de conduction à la figure 4.3. Ces énergies relativement élevées soutiennent également la thèse d'un faible nombre d'électrons dans les boîtes quantiques. En effet, si les boîtes contenaient beaucoup d'électrons, l'ajout d'un seul électron à la boîte voisine ne changerait que très peu l'énergie de celle-ci.

Toutes les énergies calculées indiquent un faible nombre d'électrons dans les boîtes quantiques. Les conditions sont donc idéales pour observer le phénomène du blocage de spin. La prochaine section décrit ce phénomène, qui a été observé en étudiant de plus près les derniers triangles de conduction du diagramme de stabilité 4.1.

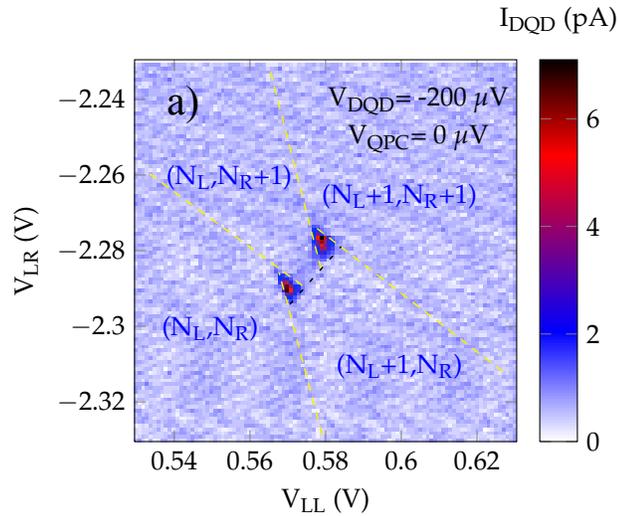


FIGURE 4.3 – Triangles de conduction à faible biais pour calcul de l'énergie de couplage électrostatique entre les deux boîtes quantiques. La distance entre les deux triangles permet de calculer l'énergie de couplage électrostatique entre les deux boîtes quantiques. $V_{DQD} = -200 \mu V$, $V_{QPC} = 0 \mu V$, $V_{AG} = 3.85 V$, $V_{UL} = -230 mV$, $V_{UR} = -4.93 V$, $V_{TP} = 285 mV$, $V_{LP} = -620 mV$, $V_{CP} = 1.6 V$, $V_{RP} = -320 mV$, $V_{SETU} = -2.0 V$, $V_{SETL} = -2.0 V$, $V_{LQPC} = -7.4 V$.

4.3 Observation du blocage de spin

Le blocage de spin est une manifestation du principe d'exclusion de Pauli qui provoque une suppression du courant à travers la double boîte quantique sous certaines conditions. Cet effet devient observable expérimentalement lorsque le nombre d'électrons dans les boîtes quantiques est assez petit pour que la séparation orbitale entre deux niveaux successifs soit grande devant l'énergie de répulsion électrostatique des électrons présents sur l'îlot. Dans cette situation, l'ajout sur une des boîtes d'un électron de spin \downarrow pour remplir une orbitale à demi-remplie par un électron de spin \uparrow est énergétiquement possible (l'énergie de charge est relativement petite). Par contre, l'ajout d'un électron de spin \uparrow nécessite d'occuper la prochaine orbitale, à cause du principe d'exclusion de Pauli, et cette prochaine orbitale étant très haute en énergie, l'ajout de l'électron peut ne pas être énergétiquement favorable. Cela provoque un blocage du courant, comme on le verra plus loin. Le blocage de spin est utilisé pour déterminer l'état de spin dans la boîte quantique. En effet, un courant bloqué nous indique que l'électron dans la boîte de gauche est \uparrow (dans le cas où l'orientation \uparrow correspond à l'état de plus faible énergie). Ainsi, dans une expérience de résonance de spin électronique (ESR), la levée du blocage de spin indique que le spin dans la boîte a bien été inversé. L'observation du blocage de spin dans nos dispositifs est donc primordiale pour les travaux futurs de manipulation du spin.

La figure 4.4 montre un agrandissement de l'un des derniers triangles visibles dans un diagramme de stabilité obtenu peu après celui de la figure 4.1. Les mêmes triangles sont obtenus pour un biais positif (+1 mV) et un biais négatif (-1 mV) entre la source et le drain, et pour un champ magnétique de 0 T et 0.45 T, appliqué parallèlement à l'axe passant par les deux boîtes quantiques. L'échelle de courant est la même pour les quatre diagrammes (le courant a été multiplié par -1 pour les mesures à biais positif pour que l'échelle soit mieux comparable à celle des mesures à biais négatif). Les nombres effectifs d'électrons (N, M) dans les boîtes de gauche et de droite respectivement sont indiqués à la figure 4.4 (d). Le nombre réel d'électrons sur les boîtes est en fait $(N + N_0, M + M_0)$, où la configuration (N_0, M_0) correspond à un spin total de 0 à gauche et 1/2 à droite. Le contour des triangles de conduction a été tracé en lignes pointillées jaunes pour plus de clarté. Le contour du triangle de conduction (a) a été tracé puis appliqué sur les autres triangles, en gardant les mêmes dimensions, ce qui permet de distinguer les différences entre ceux-ci.

On remarque tout d'abord que les triangles pointent dans des directions opposées selon le biais source-drain appliqué. Cela est en accord avec les explications sur les triangles de conduction à fort biais données au chapitre 1. Cependant, on remarque que le courant est absent dans la partie inférieure du triangle de conduction à biais négatif (b), sous la ligne pointillée noire, alors qu'il est bien présent à biais positif (d). À champ magnétique nul (a), un courant de fuite reste présent dans la base du triangle. La suppression du courant à la base des triangles de conduction à biais négatif et l'élimination du courant de fuite par l'application d'un champ magnétique parallèle au G2DE sont des signatures caractéristiques du blocage de spin [13].

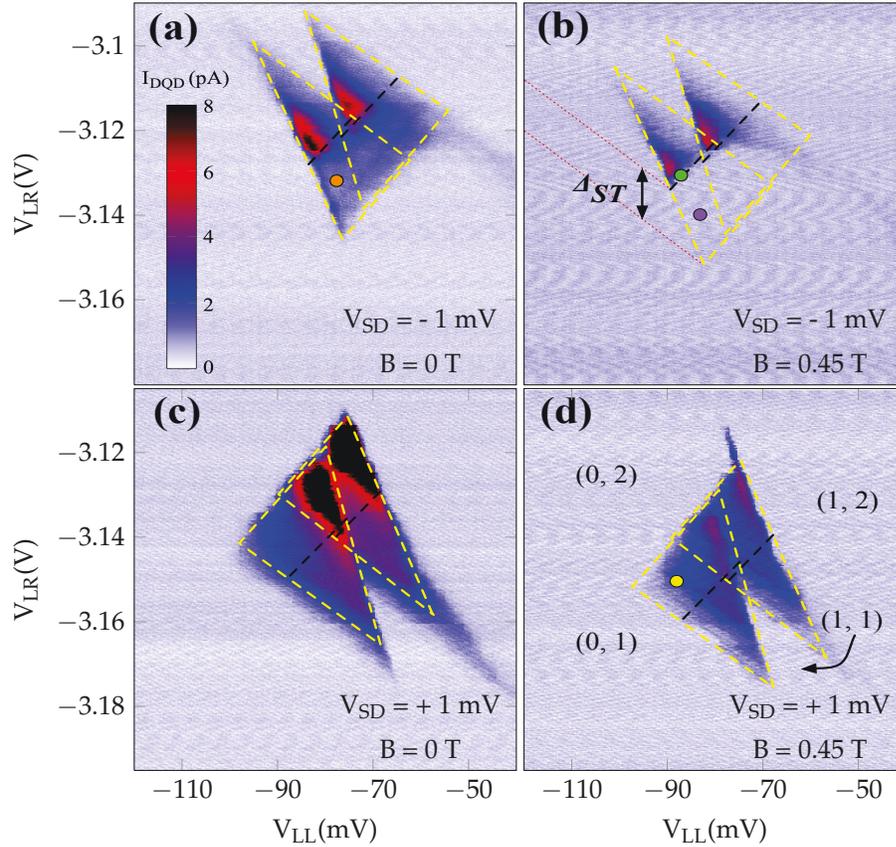


FIGURE 4.4 – Observation du blocage de spin. Zoom sur la région contenant les derniers triangles de transport dans un diagramme de stabilité semblable à celui de la figure 4.1. La zone de courant non-nul est délimitée par des traits pointillés jaunes, en utilisant les triangles de conduction du graphique (a) comme modèle. L'échelle de courant est la même pour les quatre diagrammes. (a) $V_{SD} = -1$ mV, $B = 0$ T. (b) $V_{SD} = -1$ mV, $B = 0.45$ T. La ligne noire pointillée délimite la région de blocage de spin à la base du triangle. (c) $V_{SD} = +1$ mV, $B = 0$ T. (d) $V_{SD} = +1$ mV, $B = 0.45$ T. Les points colorés orange, jaune, vert et violet réfèrent à des configurations particulières des potentiels chimiques dans la boîte quantique et sont expliqués à la figure 4.5. Pour les quatre graphiques : $V_{AG} = 3.85$ V, $V_{UL} = 40$ mV, $V_{UR} = -4.92$ V, $V_{TP} = 285$ mV, $V_{LP} = -700$ mV, $V_{CP} = 1.6$ V, $V_{RP} = -880$ mV, $V_{SETU} = -2.0$ V, $V_{SETL} = -2.0$ V, $V_{LQPC} = -5.9$ V.

Pour comprendre comment survient le blocage de spin, considérons une double boîte quantique contenant zéro électron dans la boîte de gauche (B1), et un seul électron de spin \uparrow dans la boîte de droite (B2) (nombre d'électrons effectif). Cet agencement est illustré à la figure 4.5 (a), qui correspond à la configuration des potentiels chimiques au point mauve de la figure 4.4 (b) (la couleur de l'encadré à la figure 4.5 réfère à la couleur du point associé à la figure 4.4). On considère un électron de spin \uparrow dans la boîte de droite parce que c'est la direction parallèle au champ magnétique. En attendant assez longtemps, un électron à droite relaxera éventuellement dans cet état de spin de plus basse énergie. Ainsi, l'ajout d'un électron de spin \downarrow sur B1 conduit à la formation de l'état singulet délocalisé $S_{(1,1)}$ entre la boîte de gauche et de droite. L'ajout d'un électron de spin \uparrow sur B1 conduit lui à la formation de l'état triplet délocalisé $T_{(1,1)}$. La différence d'énergie entre les états $S_{(1,1)}$ et $T_{(1,1)}$ provient de

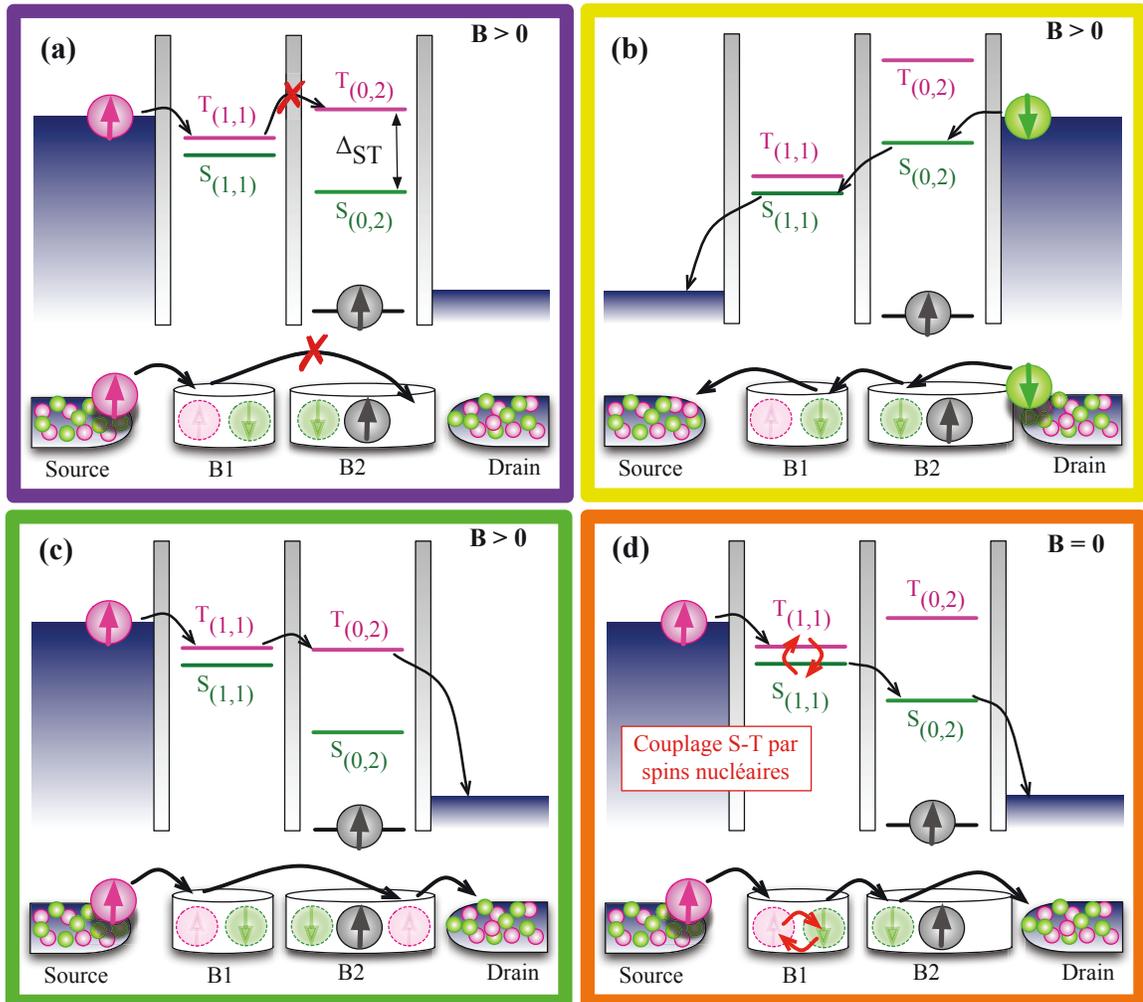


FIGURE 4.5 – Configuration des potentiels chimiques dans la double boîte quantique dans le régime de blocage de spin. (a) Schéma pour la région identifiée par le point violet à la figure 4.4 (b), $V_{SD} = -1$ mV, $B = 0.45$ T. La boîte de gauche ne contient aucun électron. Elle peut recevoir un électron de spin \uparrow ou \downarrow . La boîte de droite contient un électron de spin \uparrow . Seul l'ajout d'un électron de spin \downarrow est énergétiquement permis. Le courant est donc bloqué si un électron de spin \uparrow entre dans la boîte de gauche. La séparation en énergie entre l'état singulet localisé $S_{(0,2)}$ et l'état triplet localisé $T_{(0,2)}$ est la séparation singulet-triplet Δ_{ST} . (b) Schéma pour la région identifiée par le point jaune à la figure 4.4 (d), $V_{SD} = +1$ mV, $B = 0.45$ T. Seul un électron de spin \downarrow peut contribuer au transport. Le courant n'est pas bloqué. (c) Schéma pour la région identifiée par le point vert à la figure 4.4 (b), $V_{SD} = -1$ mV, $B = 0.45$ T. Il est maintenant énergétiquement possible pour un électron de spin \uparrow d'entrer sur la boîte de droite. Le blocage de spin présent en (a) est maintenant levé. (d) Schéma pour la région identifiée par le point orange à la figure 4.4 (a), $V_{SD} = -1$ mV, $B = 0$ T. Un électron de spin \uparrow qui entre sur la boîte de gauche peut être inversé à cause d'un couplage entre les états singulet et triplet à champ magnétique nul, dû à l'interaction hyperfine des spins nucléaires du substrat. Il y a donc présence d'un courant de fuite dans une région qui devrait être en blocage de spin.

l'interaction d'échange J entre le dernier électron de chaque boîte, qui est assez petite pour un couplage tunnel faible entre celles-ci. Dans la configuration des potentiels chimiques illustrée à la figure 4.5 (a), le transport d'un électron \uparrow ou \downarrow de la source à la boîte B1 est donc énergétiquement permis. Cependant, le transport de cet électron de B1 vers B2 est soumis à davantage de contraintes. La boîte de droite contenant déjà un électron \uparrow , l'ajout d'un électron \downarrow conduit à un état singulet localisé $S_{(0,2)}$, alors que l'ajout d'un électron \uparrow conduit à un état triplet localisé $T_{(0,2)}$. Or, la séparation en énergie Δ_{ST} entre ces deux états localisés est significativement plus grande que la séparation entre les deux états délocalisés $S_{(1,1)}$ et $T_{(1,1)}$. La raison en est que le principe d'exclusion de Pauli ne permet pas à deux spins parallèles d'occuper le même niveau orbital. Le deuxième électron doit donc occuper une orbitale supérieure, qui peut être beaucoup plus élevée en énergie lorsque le nombre d'électrons est faible dans le système.

Le blocage de spin survient lorsque, éventuellement, un électron de spin \uparrow traverse de la source à B1, puis y reste prisonnier car le potentiel chimique de $T_{(0,2)}$ est inaccessible énergétiquement. C'est le cas au point mauve de la figure 4.4 (b), tel qu'illustré à la figure 4.5 (a). La probabilité pour l'électron \uparrow de retourner vers la source et d'être remplacé par un électron \downarrow est très faible. L'intensité du courant est donc grandement réduite dans cette région du diagramme de stabilité. Le courant est rétabli lorsque les tensions des grilles LL et LR sont modifiées pour rendre l'état $T_{(0,2)}$ accessible. C'est ce qui se produit au point vert de la figure 4.4 (b), dans la configuration de la figure 4.5 (c). On voit que le potentiel chimique de l'état $T_{(0,2)}$ a été abaissé au niveau de celui de l'état $T_{(1,1)}$ en changeant les voltages de grille. Un électron de spin \uparrow peut maintenant s'échapper de la boîte de gauche vers la boîte de droite, et le transport est rétabli. Le blocage du courant à la base des triangles de conduction ne survient pas pour un biais source-drain positif, comme on peut le voir au point jaune de la figure 4.4 (d). En effet, le transport se produisant maintenant du drain vers la source, le blocage d'un spin \uparrow à gauche ne peut se produire. Seuls les électrons \downarrow peuvent contribuer au transport, tant que le potentiel chimique associé à $T_{(0,2)}$ ne devient pas accessible énergétiquement.

Les dimensions de la partie du triangle de conduction qui est bloquée permettent d'extraire la valeur de la séparation singulet-triplet Δ_{ST} . En effet, suivant la direction de la médiane du triangle de conduction de la figure 4.4 (b), partant du milieu de la base et traversant la pointe opposée du triangle, on déplace une par rapport à l'autre les échelles de potentiel chimique de la boîte de gauche et de la boîte de droite. On appelle cet axe ϵ , le *detuning*. Ainsi, lorsqu'on se trouve à la base du triangle, on est à la limite du transport, c'est-à-dire que $T_{(1,1)}$ est aligné avec $S_{(0,2)}$. Suivant l'axe ϵ , lorsque le blocage de spin est levé, c'est que $T_{(1,1)}$ est maintenant aligné avec $T_{(0,2)}$. La distance entre ces deux points en voltage peut être transformée en énergie en utilisant les leviers des grilles comme facteur de conversion (selon la même méthode qu'à la section 4.1), et elle correspond à Δ_{ST} . On calcule ainsi une séparation singulet-triplet de $\Delta_{ST} \simeq 0.40$ meV. Cette valeur est comparable avec de récents résultats dans la littérature pour une double boîte quantique en silicium de type MOS très similaire à la nôtre (343 ± 29 μ eV [17]). D'autres expériences rapportent des séparations singulet-triplet jusqu'à 1.4 meV [31] dans un MOS en silicium, mais le nombre d'électrons restant dans les boîtes quantiques joue sans doute un rôle dans cette différence. En effet, dans les dispositifs de type Si MOS, le nombre d'électrons exact dans les boîtes lors des mesures de blocage de spin n'est pas connu, car aucun

groupe n'a encore rapporté de mesures combinées de blocage de spin et de détection de charge [14]. Aussi, dans des doubles boîtes quantiques en Si/SiGe, les séparations singulet-triplet rapportées sont de l'ordre de $173 \mu\text{eV}$ [32], $130 \mu\text{eV}$ [16], et $240 \mu\text{eV}$ [33]. Dans le cas des dispositifs en SiGe, le nombre exact d'électrons dans les boîtes est souvent connu lors des expériences de blocage de spin.

Le blocage de spin peut être levé à cause de l'interaction hyperfine entre les spins nucléaires du substrat et le spin des électrons dans les boîtes [34], [35], [11]. Si le substrat n'est pas entièrement exempt de noyaux non-magnétiques, les N spins nucléaires produisent un champ magnétique effectif de petite amplitude B_N qui varie dans le temps et dans l'espace de façon aléatoire, lorsqu'ils ne sont pas complètement polarisés par un champ magnétique externe. Ainsi, l'électron de la boîte de gauche et celui de la boîte de droite ressentiront un champ magnétique hyperfin différent, étant affectés par les spins nucléaires à proximité seulement. Les spins électroniques effectueront donc des précessions selon des axes différents et à des fréquences différentes. Lorsque le champ externe est faible, la séparation en énergie entre les états singulet et triplet est également faible, et l'interaction hyperfine est suffisante pour coupler les états singulet et triplet, ce qui mène à la levée du blocage de spin. Cependant, lorsque le champ externe appliqué est suffisamment grand, le champ hyperfin B_N ne peut fournir assez d'énergie pour coupler les états singulet et triplet, et le blocage de spin est rétabli. Ce phénomène est observable dans nos données à la figure 4.4 (a), à $B=0$ T. On remarque à la base du triangle un courant de fuite assez important. Ce courant de fuite est absent à la figure 4.4 (b), où on a appliqué un champ externe de 0.45 T. Notons qu'en plus du champ hyperfin, d'autres processus peuvent contribuer à la levée du blocage de spin à faible champ externe, tels que le *co-tunneling* (transport inélastique entre les boîtes quantiques et les réservoirs). Ces processus sont supprimés pour des champs magnétiques parallèles à l'interface Si/SiO₂ suffisamment élevés [17], et pourraient expliquer à eux seuls la majorité du courant de fuite dans les dispositifs en silicium naturel [17]. Le schéma à la figure 4.5 (d) illustre l'origine du courant de fuite. Dans la plupart des mesures, un champ externe de l'ordre de 100 mT suffisait pour éliminer le courant de fuite.

4.4 Dégénérescence de vallée dans le silicium

Tel que mentionné au début de la section précédente, l'observation du blocage de spin est primordiale pour la manipulation du spin dans les doubles boîtes quantiques. Des difficultés supplémentaires surviennent cependant dans le silicium. La structure de bande du silicium a la particularité de posséder six minima d'énergie, à $k \simeq 0.85 k_0$ dans les directions $\pm x$, $\pm y$ et $\pm z$, où k_0 définit la limite de la zone de Brillouin. Ces états dégénérés sont appelés des vallées. Dans un dispositif en silicium comportant une interface Si/SiO₂ (dispositifs de type MOSFET) ou dont la croissance crée une tension cristalline planaire (hétérostructures Si/SiGe), les vallées dans les directions x et y (parallèles à l'interface) possèdent une énergie de $\simeq 200$ meV supérieure à celles dans la direction z . Les deux vallées de plus faibles énergies, elles, sont généralement séparées de quelques dizaines de μeV à plusieurs dizaines de meV. Cette séparation dépend du type de dispositif, des champs électriques appliqués, du confinement, etc. [14], [36]. Donc au lieu d'avoir un seul niveau fondamental bien

défini, on a dans les dispositifs en silicium deux niveaux très près en énergie, ce qui donne lieu à deux exemplaires pour chaque état de nombre quantique orbital et de spin donné. Il est important de comprendre la physique qui régit cette séparation de vallée pour contrôler précisément l'état d'un qubit dans le silicium. En effet, une faible séparation de vallée peut donner lieu à une levée non-voulue du blocage de spin. Dans le cas des mesures présentées ici, le fait que le blocage de spin ait bien été observé semble indiquer que la séparation de vallée dans le dispositif utilisé est suffisamment grande pour éviter ces effets indésirables. Cependant, le blocage observé pourrait être un blocage de vallée et non un blocage de spin, c'est-à-dire que les niveaux impliqués dans le blocage pourraient appartenir à différentes vallées. Cela complique beaucoup l'interprétation de nos données.

Des mesures de spectroscopie par résonance de spin électronique sur une double boîte quantique en silicium de type MOSFET ont été rapportées récemment [17]. Dans cet article, les mesures de résonance de spin indique une séparation de vallée de $E_V = 86 \mu\text{eV}$, alors que les triangles de conduction en blocage de spin indiquent une séparation singulet-triplet de $\Delta_{ST} = 343 \mu\text{eV}$. L'interprétation des auteurs est qu'il y a en réalité blocage de vallée, et que certains états singulets et triplets contiennent des électrons appartenant à des vallées différentes, conduisant à une séparation Δ_{ST} apparente, alors que la vraie séparation singulet-triplet est plutôt $\Delta_{ST}^{orbital} = E_V + \Delta_{ST} = 439 \mu\text{eV}$. Ce genre de résultats dans la littérature incite à la prudence quant à l'interprétation des mesures de blocage de spin rapportées ici. Des mesures plus poussées, telles que la résonance de spin électronique, sont nécessaires pour étudier le mélange des états de spin et de vallées. Ces mesures font partie de la suite du projet.

Conclusion

Une double boîte quantique latérale en silicium de type MOSFET a été étudiée en transport électrique. L'étude des diamants de Coulomb a permis de vérifier que les boîtes quantiques pouvaient être complètement vidées de leurs électrons, et donc que l'isolation d'un seul électron est réalisable, même à une température relativement élevée de 1.5 K. L'énergie de charge des derniers électrons a été évaluée à environ 5 meV, une valeur qui est du même ordre que les énergies de charge mesurées pour des dispositifs en silicium similaires. La caractérisation en transport a aussi mis en évidence la formation d'une triple boîte quantique dans certains régimes ainsi que d'autres défauts du dispositif, tels que des grilles abîmées ou trop courtes, et une détection de charge inefficace. Des suggestions pour améliorer les prochains dispositifs ont ainsi pu être formulées.

Une double boîte quantique définie lithographiquement a été formée, tel que souligné par la régularité du diagramme de stabilité. L'étude des triangles de conduction à fort biais a permis d'observer le blocage de spin, pour la première fois en transport dans un dispositif de type MOSFET. La séparation singulet-triplet est évaluée à $\sim 400 \mu\text{eV}$, ce qui suggère une forte levée de la dégénérescence de vallée.

Les résultats obtenus au cours de ce projet sont encourageants et démontrent la faisabilité des qubits de spin dans les boîtes quantiques en silicium. L'observation du blocage de spin, malgré la présence de vallées de conduction, est un résultat important pour démontrer la possibilité de lire le spin dans le silicium. Pour la suite du projet, des micro-aimants seront intégrés aux dispositifs dans le but de réaliser des rotations rapides du spin. À cet effet, des tests électriques ont mis en évidence la compatibilité du procédé d'intégration des micro-aimants avec la composition du dispositif. De plus, des simulations numériques (omisées dans ce document par souci de concision) indiquent que les micro-aimants seraient en mesure de produire des gradients de champ magnétique suffisants (de l'ordre de 50 mT entre les boîtes) pour réaliser des inversions de spin rapides (inférieures à 100 ns). Les mesures de résonance de spin permettront d'étudier de manière spectroscopique, et grâce au blocage de Pauli, les propriétés du spin en présence des vallées de conduction associées au silicium.

Bibliographie

- [1] Deutsch, D., *Quantum theory, the Church-Turing principle and the universal quantum computer*, Proceedings of the Royal Society of London A, **400** (1818), 97–117, 1985, URL <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1985.0070>.
- [2] Feynman, R. P., *Simulating physics with computers*, International Journal of Theoretical Physics, **21** (6-7), 467–488, 1982, URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF02650179>.
- [3] Barenco, A., Bennett, C. H., Cleve, R., Divincenzo, D. P., Margolus, N., Weinfurter, H., Sleator, T., Smolin, J. A., and Shor, P., *Elementary gates for quantum information*, Physical Review A, **52** (5), 3457–3467, 1995, URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.52.3457>.
- [4] Shor, P. W., *Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer*, SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing, **26**, 1484, 1997, URL <http://dx.doi.org/10.1137/S0097539795293172>.
- [5] Loss, D. and DiVincenzo, D. P., *Quantum computation with quantum dots*, Physical Review A, **57** (1), 120–126, 1998, URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.57.120>.
- [6] Tyryshkin, A. M., Tojo, S., Morton, J. J. L., Riemann, H., Abrosimov, N. V., Becker, P., Pohl, H.-J., Schenkel, T., Thewalt, M. L. W., Itoh, K. M., and Lyon, S. A., *Electron spin coherence exceeding seconds in high-purity silicon.*, Nature materials, **11** (2), 143–7, 2012, URL <http://dx.doi.org/10.1038/nmat3182>.
- [7] Kouwenhoven, L. E. O. P., Marcus, C. M., Mceuen, P. L., Tarucha, S., and Robert, M., *Electron transport in quantum dots.*, in Mesoscopic Electron Transport, Kluwer, 1997.
- [8] van der Wiel, W. G., *Electron transport through double quantum dots*, Reviews of Modern Physics, **75** (January), 1–22, 2003, URL <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.75.1>.
- [9] Elzerman, J. M., Hanson, R., Willems van Beveren, L. H., Vandersypen, L. M. K., and Kouwenhoven, L. P., *Excited-state spectroscopy on a nearly closed quantum dot via charge detection*, Applied Physics Letters, **84** (23), 4617, 2004, URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.1757023>.
- [10] Weinmann, D., Hausler, W., and Kramer, B., *Spin Blockades in linear and nonlinear transport through quantum dots*, Physical Review Letters, **74** (6), 984–987, 1995, URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.984>.
- [11] Koppens, F. H. L., Buizert, C., Tielrooij, K. J., Vink, I. T., Nowack, K. C., Meunier, T., Kouwenhoven, L. P., and Vandersypen, L. M. K., *Driven coherent oscillations of a single electron spin in a quantum dot.*, Nature, **442** (7104), 766–71, 2006, URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature05065>.
- [12] Petta, J. R., Johnson, A. C., Taylor, J. M., Laird, E. A., Yacoby, A., Lukin, M. D., Marcus, C. M., Hanson, M. P., and Gossard, A. C., *Coherent manipulation of coupled electron spins in semiconductor quantum dots.*, Science (New York, N.Y.), **309** (5744), 2180–4, 2005, URL <http://dx.doi.org/10.1126/science.1116955>.
- [13] Hanson, R., *Spins in few-electron quantum dots*, Reviews of Modern Physics, **79** (December), 1217–1265, 2007, URL <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.79.1217>.

- [14] Zwanenburg, F. A., Dzurak, A. S., Morello, A., Simmons, M. Y., Hollenberg, L. C. L., Klimeck, G., Rogge, S., Coppersmith, S. N., and Eriksson, M. A., *Silicon quantum electronics*, Reviews of Modern Physics, **85** (3), 961–1019, 2013, URL <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.85.961>.
- [15] Wang, K., Payette, C., Dovzhenko, Y., Deelman, P. W., and Petta, J. R., *Charge Relaxation in a Single Electron Si/SiGe Double Quantum Dot*, 1–5, 2013.
- [16] Borselli, M. G., Eng, K., Croke, E. T., Maune, B. M., Huang, B., Ross, R. S., Kiselev, A. A., Deelman, P. W., Alvarado-Rodriguez, I., Schmitz, A. E., Sokolich, M., Holabird, K. S., Hazard, T. M., Gyure, M. F., and Hunter, A. T., *Pauli spin blockade in undoped Si/SiGe two-electron double quantum dots*, Applied Physics Letters, **99** (6), 063109, 2011, URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3623479>.
- [17] Hao, X., Ruskov, R., Xiao, M., Tahan, C., and Jiang, H., *Electron spin resonance and spin-valley physics in a silicon double quantum dot*, Nature Communications, **5** (May), 1–8, 2014, URL <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms4860>.
- [18] Nordberg, E., Eyck, G., Stalford, H., Muller, R., Young, R., Eng, K., Tracy, L., Childs, K., Wendt, J., Grubbs, R., Stevens, J., Lilly, M., Eriksson, M., and Carroll, M., *Enhancement-mode double-top-gated metal-oxide-semiconductor nanostructures with tunable lateral geometry*, Physical Review B, **80** (11), 115331, 2009, URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.80.115331>.
- [19] Nordberg, E. P., Stalford, H. L., Young, R., Ten Eyck, G. A., Eng, K., Tracy, L. A., Childs, K. D., Wendt, J. R., Grubbs, R. K., Stevens, J., Lilly, M. P., Eriksson, M. A., and Carroll, M. S., *Charge sensing in enhancement mode double-top-gated metal-oxide-semiconductor quantum dots*, Applied Physics Letters, **95** (20), 202102, 2009, URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3259416>.
- [20] Tracy, L. A., Nordberg, E. P., Young, R. W., Borrás Pinilla, C., Stalford, H. L., Ten Eyck, G. A., Eng, K., Childs, K. D., Wendt, J. R., Grubbs, R. K., Stevens, J., Lilly, M. P., Eriksson, M. A., and Carroll, M. S., *Double quantum dot with tunable coupling in an enhancement-mode silicon metal-oxide semiconductor device with lateral geometry*, Applied Physics Letters, **97** (19), 192110, 2010, URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3518058>.
- [21] Kouwenhoven, L. P., Austing, D. G., and Tarucha, S., *Few-electron quantum dots*, Reports on progress in physics, **64** (6), 701–736, 2001, URL <http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/64/6/201>.
- [22] Grabert, H. and Devoret, M. H. (editors), *Single Charge Tunneling : Coulomb-Blockade Phenomena in Nanostructures*, 1992.
- [23] Ben G. Streetman, S. K. B., *Solid State Electronic Devices*, 4th edition, Pearson/Prentice Hall, 2010.
- [24] Camirand Lemyre, J., *Nanofabrication de boîtes quantiques latérales pour l'optimisation de qubits de spin*, Master's thesis, 2012.
- [25] Buizert, C., Koppens, F. H. L., Pioro-Ladrière, M., Tranitz, H.-P., Vink, I. T., Tarucha, S., Wegscheider, W., and Vandersypen, L. M. K., *InSitu Reduction of Charge Noise in GaAs/Al_xGa_{1-x}As Schottky-Gated Devices*, Physical Review Letters, **101** (22), 226603, 2008, URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.226603>.
- [26] van Wees, B. J., van Houten, H., Beenakker, C. W. J., Williamson, J. G., Kouwenhoven, L. P., van der Marel, D., and Foxon, C. T., *Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas*, Physical Review Letters, **60** (9), 848–850, 1988, URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.848>.
- [27] Field, M., Smith, C. G., Pepper, M., Rithchie, D. A., Frost, J. E. F., Jones, G. A. C., and Hasko, D. G., *Measurements of Coulomb Blockade with a noninvasive voltage probe*, Physical Review Letters, **70** (9), 1311–1314, 1993, URL <http://dx.doi.org/10.1097/01.NUMA.0000446187.20532.17>.
- [28] Yang, C. H., Lim, W. H., Zwanenburg, F. A., and Dzurak, A. S., *Dynamically controlled charge sensing of a few-electron silicon quantum dot*, AIP Advances, **1** (4), 042111, 2011, URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3654496>.

- [29] URL <http://www.epanorama.net/documents/groundloop/basics.html>.
- [30] Averin, D. V. and Nazarov, Y. V., *Single-Electron Charging of a Superconducting Island*, Physical Review Letters, **69** (13), 1993–1996, 1992, URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.1993>.
- [31] Lai, N. S., Lim, W. H., Yang, C. H., Zwanenburg, F. A., Coish, W. A., Qassemi, F., Morello, A., and Dzurak, A. S., *Pauli spin blockade in a highly tunable silicon double quantum dot*, Scientific reports, **1**, 110, 2011, URL <http://dx.doi.org/10.1038/srep00110>.
- [32] Simmons, C. B., Koh, T. S., Shaji, N., Thalakulam, M., Klein, L. J., Qin, H., Luo, H., Savage, D. E., Lagally, M. G., Rimberg, A. J., Joynt, R., Blick, R., Friesen, M., Coppersmith, S. N., and Eriksson, M. A., *Pauli spin blockade and lifetime-enhanced transport in a Si/SiGe double quantum dot*, Physical Review B, **82** (24), 245312, 2010, URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.82.245312>.
- [33] Shaji, N., Simmons, C. B., Thalakulam, M., Klein, L. J., Qin, H., Luo, H., Savage, D. E., Lagally, M. G., Rimberg, A. J., Joynt, R., Friesen, M., Blick, R. H., Coppersmith, S. N., and Eriksson, M. A., *Spin blockade and lifetime-enhanced transport in a few-electron Si/SiGe double quantum dot*, Nature Physics, **4** (7), 540–544, 2008, URL <http://dx.doi.org/10.1038/nphys988>.
- [34] Vandersypen, L. M. K. and Chuang, I. L., *NMR techniques for quantum control and computation*, Reviews of Modern Physics, **76** (October), 1037–1069, 2004, URL <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.76.1037>.
- [35] Koppens, F. H. L., Folk, J. A., Elzerman, J. M., Hanson, R., van Beveren, L. H. W., Vink, I. T., Tranitz, H. P., Wegscheider, W., Kouwenhoven, L. P., and Vandersypen, L. M. K., *Control and detection of singlet-triplet mixing in a random nuclear field*, Science (New York, N.Y.), **309** (5739), 1346–50, 2005, URL <http://dx.doi.org/10.1126/science.1113719>.
- [36] Yang, C. H., Rossi, A., Ruskov, R., Lai, N. S., Mohiyaddin, F. A., Lee, S., Tahan, C., Klimeck, G., Morello, A., and Dzurak, A. S., *Spin-valley lifetimes in a silicon quantum dot with tunable valley splitting*, Nature communications, **4** (May), 2069, 2013, URL <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms3069>.